

Interner Bericht  
DESY F35-77/03  
April 1977

**DESY-Bibliothek**

3. MAI 1977

Targetasymmetrie der inklusiven Pion-Photoproduktion  
bei einer Photonenenergie von 6.0 GeV

von

Mina-Jacqueline Schachter



Targetasymmetrie der inklusiven Pion-Photoproduktion bei einer  
Photonenenergie von 6.0 GeV

D i s s e r t a t i o n  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Mina-Jacqueline Schachter  
aus Bukarest

H a m b u r g  
1977

Gutachter der Dissertation und der Disputation: Prof.Dr. P.Schmüser  
Prof.Dr. H.Schopper

Datum der Disputation: 25. Februar 1977

Vorsitzender des Promotionsausschusses  
und Sprecher des Fachbereichs Physik: Prof.Dr. S.Refsdal

Targetasymmetrie der inklusiven Pion-Photoproduktion bei einer  
Photonenenergie von 6.0 GeV

Inhaltsverzeichnis

I. Einleitung	1
II. Beschreibung des Experimenteaufbaus	4
1. Der Photonstrahl	4
1.1. Aufbau und Bestimmung der Intensität des $\gamma$ -Strahls	4
1.2. Energiedefinition	5
2. Das Target	6
2.1. Polarisationsmechanismen	6
2.1.1. Grundlagen	6
2.1.2. Dynamische Polarisation	8
2.2. Technische Realisierung des Targets	12
3. Das Spektrometer	15
4. Die Nachweismethode	16
5. Elektronik und Trigger	16
5.1. Aufbau des Triggers	17
5.2. Hodoskopinformation	17
6. Datennahme	18
6.1. Meßverfahren	18
6.2. Der Rechneranschluß	19
6.3. Ablauf der Datenphase	19
6.4. Auswerteverfahren	20
III. Datenauswertung	22
1. Totzeitkorrektur	22
2. Verknüpfung der Zählraten mit der Targetasymmetrie	23
3. Beitrag der unpolarisierbaren Nukleonen im Target	29

4. Beitrag der niederenergetischen Photonen	30
5. Monte-Carlo Rechnungen	33
5.1. Akzeptanzbestimmung	34
5.2. Zählratenbestimmung	34
6. Meßfehler	36
IV. Vorstellung der Daten	40
1. Kinematik	40
2. Wirkungsquerschnitte	42
2.1. Berechnung von $\gamma$	43
2.2. Einfluss der kohärenten Streuung am Kohlenstoff	44
3. Targetasymmetrie inklusiver Prozesse	46
3.1. Verteilungen des Longitudinalimpulses	46
3.2. Verteilungen des Transversalimpulses	46
4. Targetasymmetrie exklusiver Reaktionen	47
V. Theoretische Modelle und Diskussion der Ergebnisse	49
1. Einige Begriffe aus der Regge-Theorie	49
1.1. Regge-Trajektorien	49
1.2. Faktorisierung	50
1.3. Regge-Schnitte	51
2. Regge-Analyse exklusiver Prozesse	52
3. Verallgemeinertes Optisches Theorem	56
4. Regge-Ansatz für inklusive Prozesse	58
4.1. Targetasymmetrie im Single-Regge-Gebiet	58
4.2. Targetasymmetrie im Triple-Regge-Gebiet	60
VI. Zusammenfassung	65

### I. Einleitung

In den letzten Jahren gewannen die Teilchenerzeugungsprozesse immer mehr an Bedeutung, da ihr Anteil am Gesamtwirkungsquerschnitt der hochenergetischen Wechselwirkung von Hadronen mit der Energie steigt.

Zwei wesentliche Gesetzmäßigkeiten für diese Prozesse sind:

- Die Beschränkung des mittleren Transversalimpulses auf etwa 0.3 GeV/c ist nahezu unabhängig von der zur Verfügung stehenden Energie und der Art der Primär- und Sekundärteilchen.
- Die mittlere Multiplizität der erzeugten Teilchen ist allein von der Stoßenergie und nicht von der Art der Primärteilchen abhängig.

Sie führten zur Suche nach adäquaten Beschreibungen. Sowohl Modelle der Struktur von Teilchen, wie das Partonenmodell von Feynman (FEY 69), als auch die Hypothesen bezüglich der Dynamik von Hochenergiereaktionen, wie die "limiting fragmentation" Annahmen von Yang und seinen Mitarbeitern (BEN 69), extrapolieren beide Gesetzmäßigkeiten bis hin zu asymptotischen Energien.

Der Bau von Beschleunigern, wie der 70 GeV Beschleuniger in Serpukhov, der 400 GeV Beschleuniger bei FNAL und der Protonenspeicherring (ISR) bei CERN eröffneten einen neuen Energiebereich für die Experimentatoren. Die hier möglichen Vielteilchenreaktionen zeichnen sich durch eine hohe Multiplizität der Endzustandsteilchen aus. Die grosse Komplexität solcher Reaktionen erzwingt eine Reduktion der beobachteten Grössen auf eine überschaubare Anzahl von Variablen. Eines der Mittel ist die Messung inklusiver Reaktionen, wie sie in den oben erwähnten Theorien definiert werden. Das sind Reaktionen des Typs

$$a + b \rightarrow c + X$$

wobei c die beobachteten Teilchen einer bestimmten Sorte bezeichnet und X für alle anderen gleichzeitig erzeugten Teilchen steht. Ein wichtiger Vorzug dieser Methode ist die experimentelle Einfachheit verglichen mit der "exklusiven" Methode, wo jeder Endzustand individuell beobachtet, identifiziert und kinematisch angepasst werden muss.

Man kann die inklusiven Reaktionen als eine Summation aller exklusiven Kanäle, die das Teilchen c enthalten, auffassen und somit das hadronische Vielteilchenproblem durch zwei äquivalente Methoden beschreiben. In der theoretischen Praxis erweisen sich diese beiden Verfahren als komplementär, da sie nur verschiedene Aspekte des Problems formulieren können.

Der invariante Wirkungsquerschnitt  $d^3$  für die inklusiven Reaktionen lässt sich schreiben als Produkt aus dem Lorentz-invarianten Einteilchen-Phasenraum  $d^3p_c/E$  und einer Strukturfunktion  $f(\vec{p}_c, s)$ . Dabei sind  $\vec{p}_c$  der Impuls des nachgewiesenen Teilchens und s das Quadrat der Schwerpunktsenergie.  $f(\vec{p}_c, s)$  enthält die Dynamik der Reaktion, zum Beispiel die Beschränkung des Transversalimpulses.

Sowohl im Partonenmodell als auch in der "limiting fragmentation" Hypothese (BER 71) wird Skaleninvarianz der Strukturfunktionen vorausgesagt. Das heißt: im asymptotischen Grenzgebiet ist die Strukturfunktion von der zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie unabhängig:

$$\lim_{s \rightarrow \infty} f(\vec{p}_c, s) = f(\vec{p}_c) > 0.$$

Experimente zeigten, dass Skaleninvarianz für Pionen,  $c = \pi$ , bei unerwartet niedrigen Schwerpunktsenergien, sowohl in der starken Wechselwirkung (SCHA 73, BLO 74) als auch in der Photoproduktion (BUR 74, BOY 75) einsetzt. Diese Energien stehen bei DESY in den Elektronen- und Photonenstrahlen zur Verfügung.

Eine quantitative Beschreibung der inklusiven Reaktionen ermöglicht das "Verallgemeinerte Optische Theorem" von A.H.Mueller (MUL 70). Es verknüpft den inklusiven Wirkungsquerschnitt über die Unitarität mit den elastischen 3-Teilchen Vorwärtsamplituden. Dadurch kann die phenomenologische Analyse der Zweikörper-Reaktionen mit Hilfe der Regge-Theorie und der Dualität auf die inklusiven Prozesse ausgedehnt werden. Dieser Weg erwies sich als besonders erfolgreich in der quantitativen Beschreibung der gemessenen inklusiven Verteilungen (CRA 73).

Weitere Informationen zur Dynamik inklusiver Reaktionen bringt die Untersuchung ihrer Spinabhängigkeit durch verschiedene Polarisationsmessungen (GOL 76).

Im vorliegenden Experiment wurde die Targetasymmetrie

$$\tau = \frac{d\sigma_{p\uparrow} - d\sigma_{p\downarrow}}{d\sigma_{p\uparrow} + d\sigma_{p\downarrow}}$$

der inklusiven Wirkungsquerschnitte für die Pion-Photoproduktion an einem polarisierten Protonentarget gemessen.

Auf dem Gebiet der starken Wechselwirkung liegen mehr theoretische Ansätze (ABA 71, PHI 72, SAL 74, SOF 74, FIE 74) zur Beschreibung der Spinabhängigkeit inklusiver Reaktionen als auf dem Gebiet der Photoproduktion (AHM 76) vor. Die erfolgreiche Beschreibung der exklusiven Photoproduktion mit Hilfe des Vektordominanzmodells erlaubt aber, den Photonen einen Hadroncharakter zuzuordnen. Das Vektordominanzmodell koppelt die Photonen an Hadronen, indem es Photonen als kohärente Mischung von Vektormesonen ( $\rho, \omega, \pi$ ) darstellt. Das von ihm geforderte Verhältnis der Photon-Vektormeson-Kopplungskonstanten ist in Formationsexperimenten an  $e^+e^-$ -Speicherringen sehr gut bestätigt worden.

Als erstes werden der technische Aufbau des Experimentes in Kapitel II und danach die Datenauswertung in Kapitel III beschrieben. In Kapitel IV werden die gemessenen Ergebnisse vorgestellt und in Kapitel V wird eine Übersicht der theoretischen Beschreibung der quasielastischen und inklusiven Photoproduktion gegeben. Die Ergebnisse dieses Experimentes werden mit theoretischen Vorhersagen und Ergebnissen anderer Experimente verglichen.

## II. Beschreibung des Experimentes

Die Anordnung des Experimentes in Halle II bei DESY zeigt schematisch Abb. 1. Sie ist im wesentlichen die gleiche wie bei einem früheren Experiment dieser Gruppe (Bur 73). Deshalb wird hier insbesondere auf Veränderungen im Aufbau eingegangen. Der kollimierte  $\gamma$ -Strahl passiert, im Vakuum durch die Schwerbetonabschirmung geführt, drei Reinigungsmagnete, um bei T2 auf das Experimententarget aufzutreffen. Es ist ein polarisiertes Butanoltarget. Die Sekundärteilchen werden mit einem fokussierenden Magnetspektrometer nachgewiesen und nach Impuls und Winkel analysiert. Hinter dem Target läuft der primäre Strahl durch ein Vakuumrohr bis zum Quantameter (QM).

### 1. Der Photonenstrahl

#### 1.1. Aufbau und Bestimmung der Intensität des $\gamma$ -Strahls

Der  $\gamma$ -Strahl wird erzeugt durch Auslenken der im Synchrotron (DESY) beschleunigten Elektronen auf ein internes Wolframtarget  $T_1$  (Abb. 1) von 0.06 Strahlungslängen Dicke. Die Elektronen werden mit Hilfe von gepulsten Magneten (beam-bump) bei Maximalenergie ausgelenkt. Es entsteht ein kontinuierliches Bremspektrum. Zwischen Maschinen- und Experimententarget befinden sich drei Kollimatoren ( $k_1, k_2, k_3$ ), die Strahlquerschnitt und Strahlhalo begrenzen. Die Reinigungsmagnete MQ1, 2, 3 lenken die geladenen Teilchen aus. Der Strahlquerschnitt am Targetort beträgt  $17 \times 17 \text{ mm}^2$ . Die Strahlposition wird mit Hilfe einer vor dem Quantameter (QM) angebrachten Fernsehkamera (TV) sowie durch photographische Aufnahmen überwacht.

Ein totalabsorbierendes Gasentladungsquantameter (LAD65) - Gasfüllung  $90\%$  Helium und  $10\%$  Stickstoff - mißt die Gesamtenergie  $E_{\text{Ges}}$  des Photonenstrahls, die durch die Integration des vom Quantameter gelieferten Stromes bestimmt werden kann. Sie ist verknüpft mit der Form des Bremspektrums:

$$E_{\text{Ges}} = \int_0^{k_{\text{max}}} k \cdot N(k) dk$$

wobei in  $N(k)$  die Form des Bremspektrums eingeht.

Die Anzahl der effektiven Quanten ist die äquivalente Zahl von Photonen der Maximalenergie  $k_{\text{max}}$ , deren Energie gleich der des aufintegrierten Bremspektrums ist:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{Ges}}}{k_{\text{max}}}$$

Geeicht auf ein bestimmtes Quantameter ist

$$Q_{\text{eff}} = \frac{k_{\text{QM}} Q}{k_{\text{max}}}$$

wobei  $Q$  (A · sec) die gemessene Ladung und  $k_{\text{QM}}$  die Quantameterkonstante

$$k_{\text{QM}} = (1.23 \pm 0.3) \cdot 10^{16} \text{ (GeV/A · sec)}$$

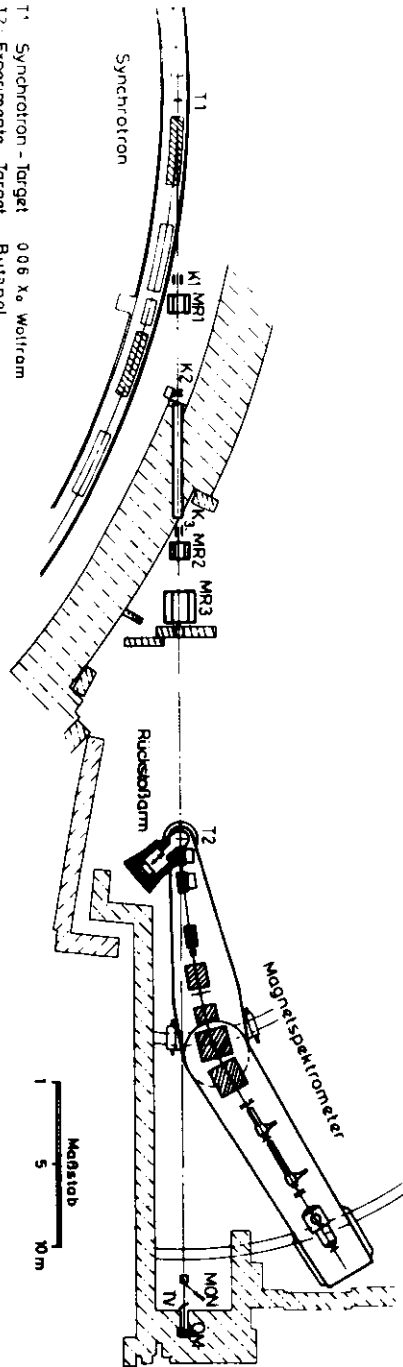
sind.

Typische  $\gamma$ -Strahl-Intensitäten lagen bei  $2 \times 10^{10}$  effektiven Quanten pro Sekunde.

### 1.2. Energiedefinition

In diesem Experiment arbeitete das Synchrotron im "FLAT-TOP"-Betrieb (HEM 73). Die Arbeitsweise ermöglicht es, über einen Zeitbereich von einigen Millisekunden eine nahezu konstante Endenergie der Elektronen zu erhalten. Die Energie der Elektronen ist durch die zeitliche Abhängigkeit des Führungsmagnetfeldes im Synchrotron bestimmt. In diesem Fall wird dem 50 Hz-Magnetfeld eine 200 Hz-Komponente überlagert. Im Zeitraum der Auslenkung entsteht ein Plateau im Feldverlauf. In der Zeit ( $\Delta t \approx 3$  msec), in der die Maximalenergie um weniger als  $\pm 0.25\%$  vom Mittelwert abweicht, wird durch ein  $E_{\text{max}}$ -Signal die schnelle Elektronik des Nachweissystems aufgetastet.

Da der Photonenstrahl aus einem Bremsstrahlungsspektrum mit kontinuierlicher Energie stammt und bei einer inklusiven Messung die Kinematik durch den eingestellten Winkel und Impuls im Spektrometer nicht vollständig bestimmt ist, war es nicht möglich, bei einer exakt definierbaren Energie zu messen. Deshalb wurden zu jedem Meßpunkt zwei Sätze von Messungen aufgenommen, bei denen die Bremskante oberhalb und unterhalb der gewünschten Photonenenergie lag. Subtrahiert man die Zählraten aus beiden Messungen, so entsteht die Differenz überwiegend durch Ereignisse im gewünschten Energieband. Eine realistische Berechnung des Differenzspektrums, die nicht nur eine  $1/k$ , Abhängigkeit des Bremspektrums berücksichtigt, ergibt noch geringe Beiträge unterhalb der niederenergetischen Bremskante (Abb. 2). Die Kantenenergien wurden so gewählt, dass im verbleibenden Energieband der Wirkungsquerschnitt als energieunabhängig angenommen werden kann. Die Energie der unteren Bremskante muss wenigstens die elastische Reaktion für das nachgewiesene Teilchen ermöglichen. Bei symmetrischer Wahl um 6.0 GeV wurden die meisten Messungen bei Endenergien von 6.5 GeV und 5.5 GeV durchgeführt. Bei zwei Meßpunkten im Bereich der Photon Ein-Pion-



- T<sub>1</sub>: Synchrotron - Target 006 X<sub>0</sub> Wolfram
- T<sub>2</sub>: Experimente - Target Butanol
- K<sub>1, 2</sub>: Kollimatoren
- MR<sub>1, 2, 3</sub>: Reinigungsmagnete
- QM: Quantameter
- TV: Fernseh-Kamera

Abb. 1 Aufbau des Experimentes (schematisch)



Erzeugung wurden die Endenergien zu 6.2 GeV und 5.8 GeV gewählt.

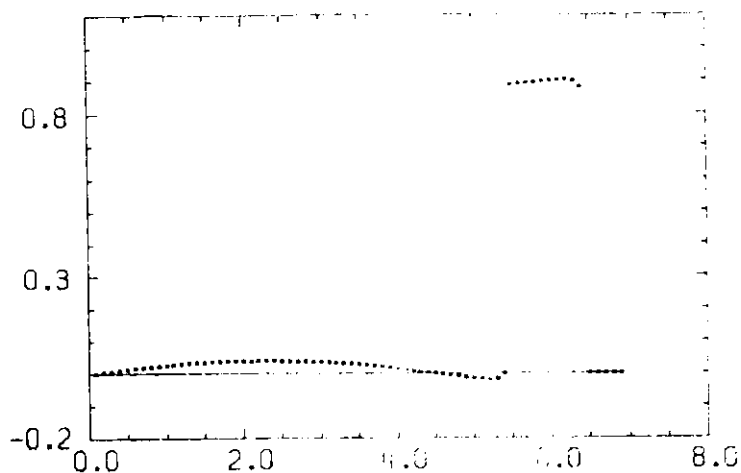


Abb. 2

## 2. Das Target

Ein wesentlicher Bestandteil dieses Experimentes war das eingesetzte polarisierte Target. Deshalb werden ein Teil der physikalischen Grundlagen und die technische Realisierung des Target hier beschrieben.

J. Knütel (KNU 76) behandelt ausführlich Grundlagen und Aufbau des polarisierten Targets DESPOT.

### 2.1 Polarisationsmechanismen

#### 2.1.1. Grundlagen

Eine der Größen, mit denen die Orientierung eines Systems von Spin  $I$  entlang einer Achse  $z$  beschrieben wird, ist die Vektorpolarisation:

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

Für Teilchen mit Spin  $1/2$  wird die Ausrichtung allein durch die Vektorpolarisation beschrieben.

In einem Magnetfeld  $H$  werden durch den Zeemaneffekt mit dem Operator

$H_Z I = -\mu \cdot H = 2I + 1$  diskrete Energieniveaus mit den Energien  $E_m = -m\hbar\gamma H$  ( $m = I_z = -I, -I+1, \dots, +I$ ) aufgespalten. Das magnetische Dipolmoment  $\mu$  ist durch  $\mu = \gamma \hbar I = g \mu_B I$  gegeben, wobei  $\gamma$  das gyromagnetische Verhältnis und  $\mu_B$  das Bohrsche Magneton bezeichnen.

Die Zeemanaufspaltung bedingt für Spin  $1/2$  Teilchen zwei diskrete Energieniveaus mit den Besetzungszahlen  $n_+$  für die Spins im Zustand  $m = +1/2$  und  $n_-$  für die Spins im Zustand  $m = -1/2$ . Mit der vorher angegebenen Definition ergibt sich die Polarisation für ein System identischer Nukleonen ( $I = 1/2$ ) zu

$$P = \frac{n_+ - n_-}{n_+ + n_-}$$

Das Boltzmanngesetz bestimmt im Zustand thermischen Gleichgewichts mit der Temperatur  $T$  die Verteilung der Spinzustände in den verschiedenen Energieniveaus:

$$\frac{n_-}{n_+} = e^{-(\Delta E_m/kT)}$$

Dann ergibt sich die natürliche Polarisation zu:

$$P = \tanh(\mu H/kT).$$

In diesem Fall sind die höher-energetischen Niveaus weniger bevölkert als die niederenergetischen. Durch dynamische Polarisationsmethoden ist es möglich, die Besetzungsdichten in Richtung höherer Polarisation zu verändern, sogar umzukehren. Das entspricht formal einer negativen Temperatur; ein dynamisch polarisiertes Spin-System ist nicht mehr im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter.

Aus der Gleichung für die Polarisation ist ersichtlich, dass hohe Magnetfelder und niedrige Temperaturen den erreichbaren Polarisationsgrad bedingen. Bei einem Magnetfeld von 2.5T und einer Temperatur von 0.5 K beträgt die statische Polarisation der Elektronen  $-0.9975$ , aber die der Protonen nur  $0.00511$ . Das Verhältnis erklärt sich durch einen Unterschied von nahezu drei Größenordnungen ( $1/660$ ) zwischen dem magnetischen Moment des Protons und dem des Elektrons.

Um einen Polarisationsgrad der Nukleonen, der für die Durchführung von Hochenergieexperimenten ausreichend ist, zu erreichen, muss man die oben erwähnten

dynamischen Methoden anwenden; dabei wird ein Nichtgleichgewichtszustand zwischen dem Spinsystem und dem Gitter aufgebaut, der bei den statischen Methoden nicht auftritt.

Die verschiedenen dynamischen Polarisationsmethoden haben ein gemeinsames Prinzip. Man ergänzt das zu polarisierende Spinsystem durch einen Zusatz von Spins mit höherem magnetischen Moment, die bei gegebenem Magnetfeld und niedriger Temperatur hoch polarisiert sind, zu einem Zweispinsystem. Das erreicht man durch die Beimischung eines freien Radikals, also neutraler Verbindungen, die ein freies Elektron in einer der äusseren Schalen haben. Damit hat man den interessierenden Nucleonen eine gewisse Anzahl hochpolarisierter freier Elektronen in der Probe zugesetzt. Mit Hilfe der Dipol-Dipol Wechselwirkung kann durch Induktion von Übergängen mit resonanten magnetischen Hochfrequenzfeldern der hohe Ausrichtungsgrad auf die Nucleonenspins übertragen werden.

### 2.1.2. Dynamische Polarisation

Für ein System identischer Nucleonen versetzt mit paramagnetischen Zentren, lässt sich der Spin Hamilton Operator in Gegenwart eines Magnetfeldes als

$$H = H_{sz} + H_{iz} + H_{ss} + H_{II} + H_{sI} + H_{HF}$$

schreiben. Die ersten beiden Terme berücksichtigen den Elektron- beziehungsweise den Kern-Zeeman-Effekt, die nächsten Ausdrücke beschreiben die Spin-Spin-Wechselwirkung zwischen Elektronen, Nucleonen und Elektron-Nucleon-Systemen. Der Ausdruck  $H_{HF}$  tritt nur für ein eingeschaltetes magnetisches Wechselfeld auf.

Betrachtet man ein System bestehend aus einem Elektron und einem Proton mit den Larmorfrequenzen  $\nu_e$  beziehungsweise  $\nu_p$ , so müssen nur vier Terme

$$H_{sz} + H_{iz} + H_{sI} + H_{HF}$$

berücksichtigt werden. Der Ausdruck  $H_{sI}$  entspricht der Dipol-Wechselwirkung zwischen dem magnetischen Moment des Elektron-Spins  $s$  und des Proton Spins  $I$ . Als Folge der Dipol-Kopplung zwischen den Spins hat ein Mikrowellenfeld eine gewisse Wahrscheinlichkeit, ausser den erlaubten Übergängen bei einer Frequenz  $\nu_e$  sogenannte verbotene Übergänge bei einer Frequenz  $\nu_e \pm \nu_p$  zu induzieren.

Die erlaubten Übergänge ( $W_0$ ) bewirken das Umklappen eines einzelnen Elektron Spins, wogegen die verbotenen Übergänge ( $W^+$ ,  $W^-$ ) ein simultanes Umklappen von

Elektron- und Proton-Spin bewirken. Abbildung 3 zeigt schematisch die

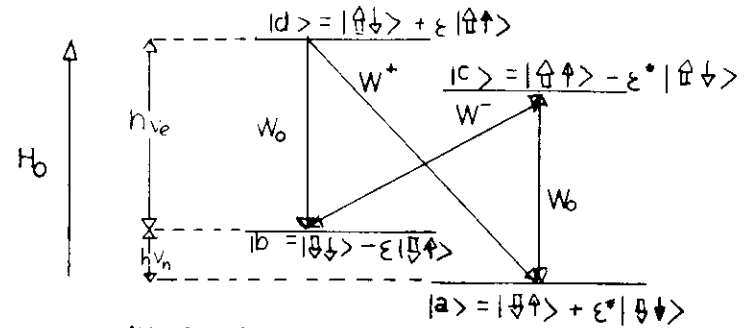


Abb. 3 - Termschema eines einfachen Elektron-Proton Paares

Energieniveaus und die möglichen Übergänge; der Elektronenspin ist mit  $\uparrow$ , der Nucleonenspin mit  $\uparrow$  bezeichnet. Der Faktor  $\epsilon \ll 1$  gibt die Beimischung zur ungestörten Eigenfunktion an. Er ist proportional zum Verhältnis der Stärke der Dipol-Wechselwirkung zwischen Elektron und Proton und dem äusseren Feld.

Da die Relaxationszeit der Protonen (BOE 74) wesentlich grösser als die der Elektronen ist, wird durch die verbotenen Übergänge schon eine dynamische Polarisation erzeugt. Das Elektron kehrt zu seinem thermischen Gleichgewichtszustand wesentlich schneller als das Proton zurück. Der Elektron-Spin ist dann bereit, den nächsten Nucleon-Spin in der gleichen Richtung umzuklappen, wenn viele Nucleonen ein Elektron umgeben. Spin-Umklapp-Übergänge (flip-flop) zwischen den einzelnen Nucleonen sind energieerhaltend und geschehen deshalb häufig. Dieser Effekt bewirkt eine 'Spin-Diffusion' aus der Umgebung des Elektrons; so kann ein Gleichgewichtszustand des Nucleonenspinsystems erreicht werden.

Es entsteht eine homogene Polarisation innerhalb des Targetmaterials. Man kann also von einer einzigen Spintemperatur innerhalb eines Spinsystems sprechen.

Der Übergang  $W^-$  bei einer Frequenz  $\nu_e - \nu_p$  bewirkt das Umklappen der Protonen von  $m = -1/2$  nach  $m = +1/2$  ( $|b\rangle \rightarrow |c\rangle$  in Abb. 3). Im Endzustand  $|a\rangle$  sind die Protonenspins parallel zum äusseren Magnetfeld  $H_0$ , eine positive Polarisation stellt sich ein. Eine negative Polarisation stellt sich durch den Übergang  $W^+$  ( $|a\rangle \rightarrow |d\rangle \rightarrow |b\rangle$  in Abb. 3) bei  $\nu_e + \nu_p$  ein. Die Protonenspins klappen von  $m = +1/2$  nach  $m = -1/2$  und stehen antiparallel zum Magnetfeld  $H_0$ . Die Polarisation zeigt als Funktion der eingestrahelten Frequenz zwei Maxima von verschiedenen Vorzeichen an den Stellen der verbotenen Übergänge (Abb. 4).

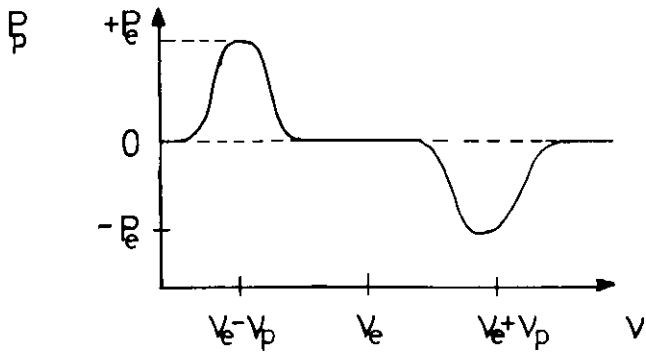


Abb. 4 - Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der eingestrahltten Frequenz

Der beschriebene Mechanismus heißt 'Solid State Effect'. Er vernachlässigt aber die Wechselwirkung der Elektronen untereinander, die sich in einer Verbreiterung der Elektron-Spin-Resonanzlinie bemerkbar macht. Eines der wesentlichen Ergebnisse dieses Effektes, das Erreichen einer gleichen Polarisation für verschiedene Spinsysteme in einer Probe mit mehreren Kernsorten, konnte in Messungen an deuterierten Targetsubstanzen nicht bestätigt werden (BOR 71). Stattdessen ergaben die Messungen ein Maximum der Polarisation für verschiedene Kernsorten (Neutron und Proton) bei derselben eingestrahltten Frequenz im Gegensatz zum Solid State Effekt.

Eine bessere Beschreibung des Polarisationsmechanismus ist möglich innerhalb der Spintemperaturtheorie (RED 55). Mit Hilfe einiger Begriffe aus dieser Theorie soll in vereinfachter Weise die dynamische Polarisation erklärt werden.

Betrachtet man nur ein Elektronenspinsystem so entsteht neben dem Zeemanenergie-reservoir mit der Temperatur  $T_z$  auch ein Elektron-Spin-Spin-Reservoir mit der Temperatur  $T_{ss}$ . Im thermischen Gleichgewicht kann solch ein System durch eine einzige Spintemperatur  $T_s$  beschrieben werden (Abb. 5a).

Strahlt man mit einer Frequenz  $\nu = \nu_e - \Delta (\Delta > 0)$  ein, die etwas ausserhalb der Elektron-Spin-Resonanzfrequenz liegt, so klappt das eingestrahltte Photon einen Elektronenspin um. Die Besetzungsdichten ändern sich derart, dass  $0 < T_{ss} < T_z$  wird, dem System wurde Energie entzogen (Abb. 6a). Beim Einstrahlen einer Fre-

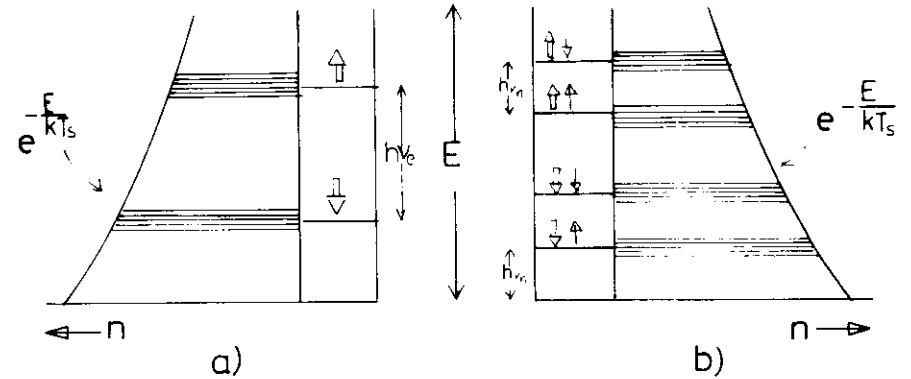


Abb. 5 - Besetzungsdichte der Energieniveaus von Mehrteilchensystemen im thermischen Gleichgewicht  
a) Elektronenspinsystem b) Elektronen- und Protonen Spinsystem

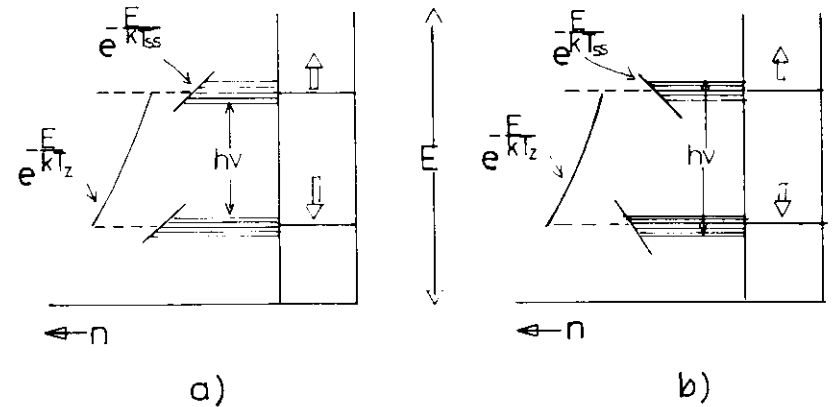


Abb. 6 - Besetzungsdichte der Energieniveaus eines Elektronenspinsystems  
a)  $0 < T_{ss} < T_z, \nu = \nu_e - \Delta$  b)  $T_{ss} = 0, \nu = \nu_e$

quenz  $\nu = \nu_e + \Delta$  ändern sich die Besetzungsdichten durch Energiezufuhr soweit, dass  $T_{SS}$  negativ werden kann (Abb. 6b). Es gibt also einen thermischen Kontakt zwischen dem Zeeman-Reservoir und dem Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir, da deren Frequenzspektra ähnlich sind, wenn  $\Delta = \pm \nu_e - \nu_L$  (Larmor-Frequenz) ist. Der 'Mittler' zwischen den Reservoirs ist das Mikrowellen-Feld. Die Energie ist erhalten, wenn die Differenz zwischen der Photon Energie  $h\nu$  und der Zeeman Energie  $h\nu_e$  von dem Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir aufgenommen wird, dabei wird  $T_{SS}$  im oben beschriebenen Sinne verändert.

Die Elektronenspins sind im allgemeinen von Nukleonenspins umgeben, deshalb muss auch die Temperatur der Nukleonenspins berücksichtigt werden. Abb. 5b zeigt die Aufspaltung der Zeeman-Energieniveaus durch die Spin-Spin-Wechselwirkung für ein Elektronen-Nukleonenspinsystem im thermischen Gleichgewicht. Der thermische Kontakt durch das Mikrowellen-Feld führt auch in diesem Fall zu einem Austausch von  $\gamma$ -Quanten und zwar zwischen dem nuklearen Zeeman-Reservoir und dem Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir. Im Anfangszustand befindet sich das Elektron im unteren Niveau, das Nukleon im angeregten ( $E_n = h\nu_n$ ). Durch das eingestrahlte Mikrowellen-Photon mit der Energie  $h\nu$  wird das Elektron in sein oberes Niveau gehoben, wobei das Nukleon seinen Zustand nicht ändert. Das Elektron fällt auf Grund seiner kurzen Relaxationszeit bald in den Grundzustand zurück, wobei ein Quant  $h\nu$  frei wird. Wie beim 'Solid State' Effekt kann dabei aber durch Dipol-Dipol-Wechselwirkung zwischen Elektron und Nukleon der Nukleon Spin in sein Grundniveau geklappt werden. Die Energiebilanz zeigt, dass Quanten  $h\nu_n$  aus dem nuklearen Zeeman-Reservoir in das Elektronen Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir übergehen. Es muss also durch Einstrahlen von Mikrowellen der Frequenz  $\nu = \nu_e - \Delta$  dem Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoir der Elektronen Energie entzogen werden. Die 'Kühlung' des Elektronen Spin-Spin-Wechselwirkungsreservoirs wird zu einem oder mehreren nuklearen Zeeman-Reservoirs übermittelt. Dabei wird die Spintemperatur des nuklearen Zeeman-Reservoirs erniedrigt und die dynamische Polarisation in Gegenwart eines magnetischen Feldes ermöglicht.

Im Gegensatz zum 'Solid State' Effekt lässt sich mit der Spintemperaturtheorie die Abhängigkeit der Polarisation von der eingestrahnten Frequenz auch in einem deuterierten Target beschreiben.

## 2.2. Technische Realisierung des Targets

Die dynamische Polarisation von Nukleonen durch die dipolare Kopplung mit den Elektronen Spins wird durch das Einstrahlen von Mikrowellen mit einer Frequenz nahe der Elektron-Larmor-Frequenz erreicht. Dazu wird die Probe in einem Hohlraumresonator des Mikrowellensystems eingesetzt. Die Targets substanz besteht aus einer Mischung von 95 Gewichtsprozenten Butanol ( $C_4H_9OH$ ) und 5% zweifach destilliertem Wasser gesättigt mit gelöstem Porphyrexid ( $(CH_3)_2C(O)(CNH)_2(NH)$ ). Das Butanol wurde verwendet, da es von allen polarisierbaren Substanzen ein sehr günstiges Verhältnis zwischen freien und gebundenen Protonen aufweist. Das Radikal Porphyrexid liefert die notwendigen freien Elektronen. Es ist nur in Wasser löslich. Die Targetmischung wurde durch tropfen in flüssigem Stickstoff in Form von Kugeln von  $\approx 2$  mm Durchmesser ausgefroren und dann in die Kavität eingefüllt. Dadurch ist eine schnelle und gleichmässige Kühlung mit Helium und eine möglichst gute Durchdringungstiefe der Mikrowellen gewährleistet; ein Aufheizen des Targets durch Absorption der Mikrowellen wird vermieden.

Den grundsätzlichen Aufbau einer Apparatur zur Polarisation des Targets zeigt Abb. 7 +).

Das Magnetfeld von 2.5 T wird von einem konventionellen C-Magneten (SON 74) erzeugt. Die Targetkavität von  $(20 \times 20 \times 40) \text{ mm}^3$  befindet sich zwischen den Polschuhen symmetrisch zum Magnetmittelpunkt. Die Inhomogenität des Feldes ist

$$\frac{\Delta B}{B} < 2 \times 10^{-4} \text{ (HOF 69)}$$

in diesem Gebiet, um eine Verbreiterung der natürlichen Linienbreite des Resonanzeffektes zu vermeiden. Der Öffnungsbereich des Magneten beträgt horizontal  $\pm 140^\circ$  und vertikal  $\pm 30^\circ$ , so dass Sekundärteilchen, die durch die Wechselwirkung des Photonenstrahls mit den Nukleonen im Targetmaterial erzeugt werden, ungehindert den Magnetbereich verlassen können.

Die Mikrowellen von 70 GHz liefert ein Carcinotron, das eine maximale Ausgangsleistung von 15 Watt hat. Die Polarisationsumkehr wird durch eine Änderung der Mikrowellenfrequenz um  $\Delta\nu \approx 200 \text{ MHz}$  verursacht. Über  $4 \times 8 \text{ mm}^2$  Hohlleiter wird die HF in die Kavität ("multi-mode" Hohlraumresonator) eingestrahlt. Die Intensität wird mit einem variablen Abschwächer so geregelt, dass die an die Kavität abgegebene Leistung ( $\leq 100 \text{ mW}$ ) einerseits zur Sättigung der Polarisation

+ Die Abbildungen dieses Abschnitts sind einem DESY-Internen Bericht (KNU 76) entnommen.

ausreicht, andererseits aber nicht zu einer zu grossen Temperaturerhöhung im Kryostaten beiträgt.

Der  $\text{He}^3/\text{He}^4$  Kryostat besteht aus einem inneren  $\text{He}^3$  Kryostaten mit geschlossenem Kreislauf (0.5 K) und einem äusseren  $\text{He}^4$  Kryostaten (SON 74) zur Vorkühlung des  $\text{He}^3$  (1 K). Die Temperaturen werden durch Abpumpen der Gasphase über den Flüssigkeitsspiegel erreicht (KNU 76). Das flüssige  $\text{He}^4$  von  $4.2^\circ\text{K}$  fließt ständig von einem grösseren Behälter ("dewar") in einen Separator (Abb. 8). Das im Separator verdampfende  $\text{He}^4$ -Gas wird entlang den Wärmeschildern abgepumpt, die dadurch im Gegenstromverfahren gekühlt werden. Durch ein Nadelventil wird das flüssige  $\text{He}^4$  aus dem Separator in einen Verdampfer transferiert, welcher auch als Kavität dienen kann. Der  $\text{He}^3$ -Kryostat (Abb. 8) befindet sich in einem Stahlzylinder, der nun auf 1 K abgekühlt ist. Er besteht aus einem Gas-Wärmeaustauscher, einem Kondensator, einem Nadelventil und der Kavität mit Hohlleiter. Der  $\text{He}^4$ -Teil (KNU 76) erreicht eine Temperatur von 1 K bei einem Druck von  $10^{-1}$  Torr und einer Leistung von 1.5 Watt. Der Verbrauch beträgt  $\approx 4 \text{ l / Stunde}$  bei einer Abkühlzeit von  $\approx 4.5$  Stunden. Der  $\text{He}^3$ -Teil hat eine Leistung von  $\approx 200 \text{ mW}$  bei 0.5 K und  $2 \cdot 10^{-1}$  Torr. Die Abkühlzeit beträgt  $\approx 3.0$  Stunden. Das maximale Targetvolumen ist  $35 \text{ cm}^3$ . Die Temperatur wird durch das Messen des Dampfdruckes über der Kavität mit einem Wärmeleitvakuummeter und durch einen kalibrierten Glas-Keramik Kapazitätsfühler bestimmt.

Der Nachweis der Polarisation erfolgt durch eine Kernresonanzapparatur, da die dynamische Polarisation nicht berechnet werden kann. Bei diesem Verfahren wird das Absorptionssignal einer kernmagnetischen Resonanz (NMR) im thermischen Gleichgewicht mit dem Gitter gemessen. Die Fläche der kernmagnetischen Resonanzkurve ist ein Maß für die Polarisation des Targets, ändert sich also bei dynamischer Polarisation.

Um die Targetsubstanz ist eine Spule (Abb. 7) gewickelt, so dass das magnetische Wechselfeld senkrecht zu dem statischen Magnetfeld und der Strahlrichtung ist. Die Spule ist Bestandteil eines LC-Resonanzkreises (Abb. 9), der für Protonen bei 2.5 T auf die Frequenz  $\nu_p = 106 \text{ MHz}$  abgestimmt ist. Der Resonanzkreis wird durch einen frequenzmodulierten Oszillator als Konstantstromquelle mit einem Hub von 400 KHz angeregt (MWA 73). In der Nähe der Resonanzfrequenz werden einige Protonenspins zum Umklappen veranlasst. Je nach Besetzung der Niveaus, d.h. je nach Polarisationsrichtung, wird durch diese Übergänge dem

*Blockbild einer Apparatur zur dynamischen Polarisation*

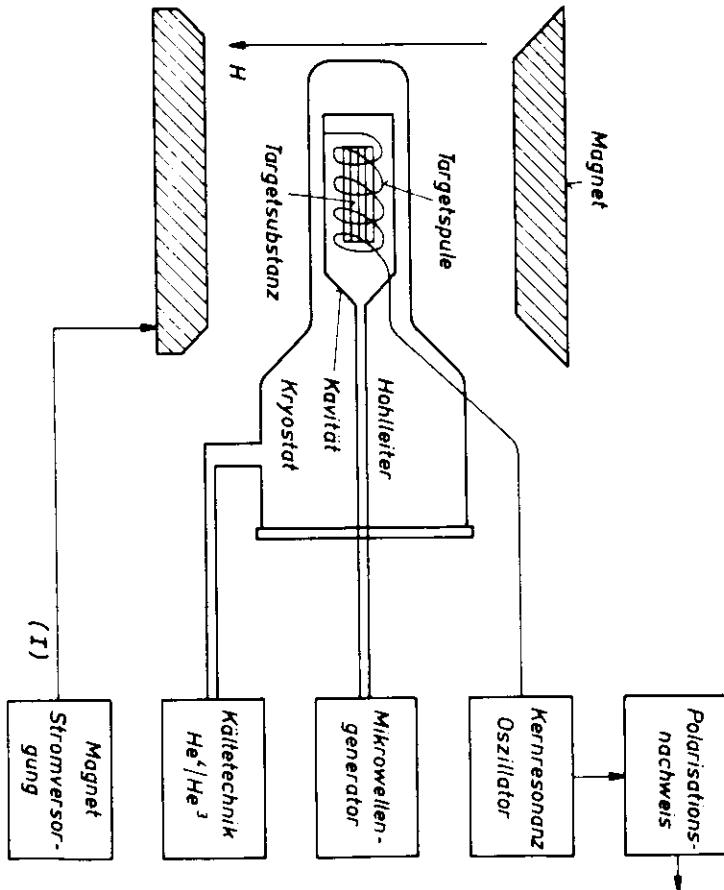


Abb. 7

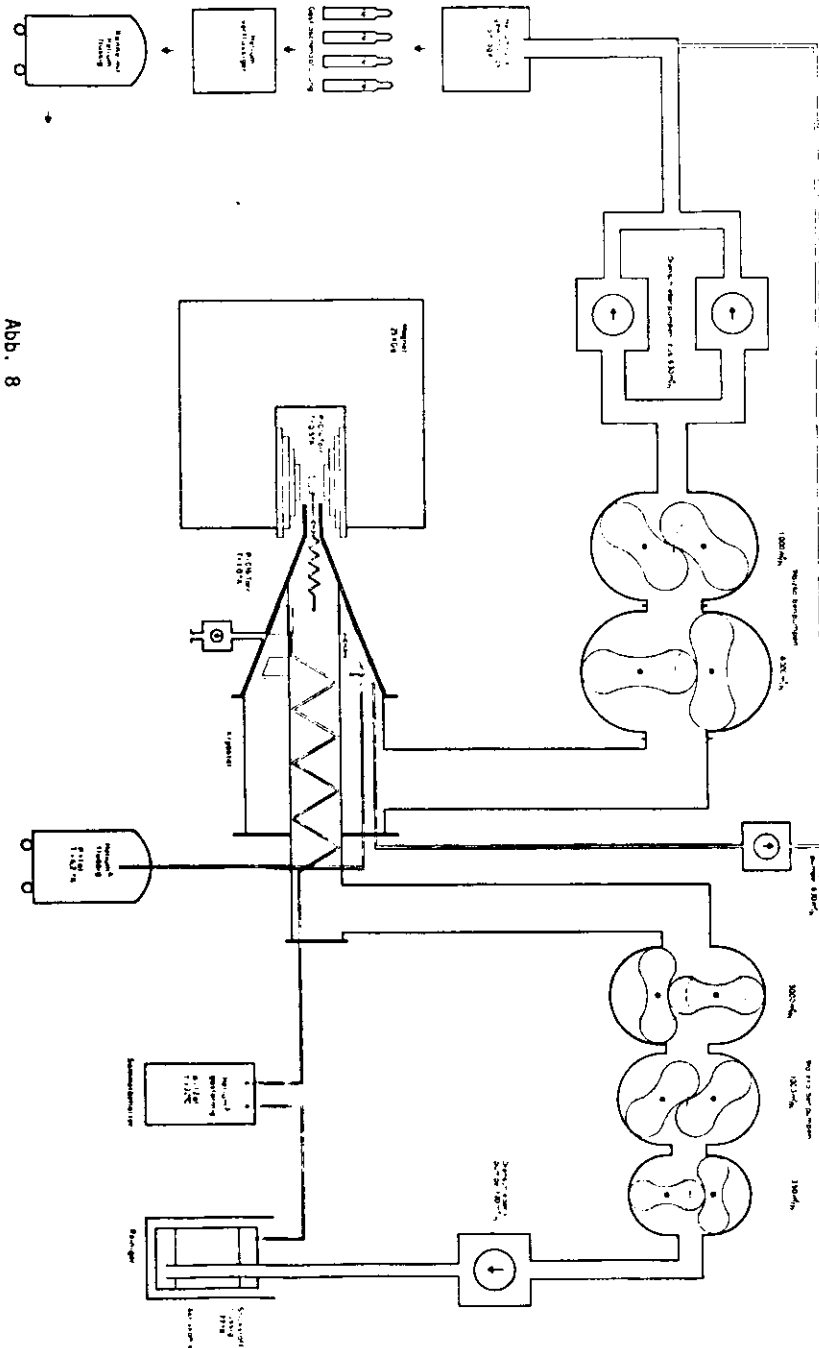


Abb. 8

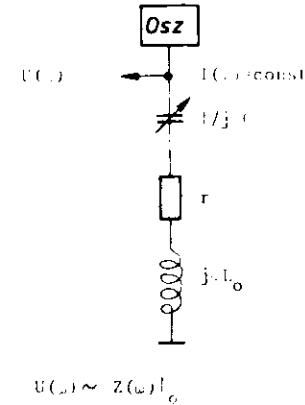


Abb. 9 - Prinzipieller Aufbau zur Messung des Polarisationsgrades über die Kernresonanz

Schwingkreis entweder Energie entzogen oder zugeführt. Die dadurch verursachte Impedanzänderung wird durch den verstärkten und gleichgerichteten Spannungsabfall  $U(\nu)$  über den Schwingkreis gemessen. Die Schaltung ist so aufgebaut, dass der Energieübertrag nachweisbar ist, jedoch die Polarisation nicht wesentlich stört. Das Protonenresonanzsignal überlagert sich der Resonanzkurve des Schwingkreises. Die Resonanzkurve des Schwingkreises wird mit einer Kompensationschaltung simuliert und subtrahiert.

Um den Grad der dynamischen Polarisation zu bestimmen, muss das Verhältnis der Flächen bei dynamischer ( $P_D, F_D$ ) und bekannter statischer Polarisation ( $P_S, F_S$ ) berechnet werden:  $P_D = F_D/F_S \cdot P_S$ . Dazu wird der Kurvenverlauf beider Signale digitalisiert und dem Experimenterechner übermittelt. Die weitere Verarbeitung geschieht in On-line Betrieb mit einer Grossrechenanlage (SON 74). Während der Meßvorbereitungen übernahm der Kleinrechner diese Aufgabe allein (Kap. II.6.3).

Die maximale dynamische Polarisation der Protonen, die bei einer Temperatur von 0.5 K und einem statischen Magnetfeld von 2.5 T erreicht wurde, beträgt 68%. Die zugehörige statische Polarisation beträgt 0.51%.

Der Polarisationsgrad nimmt mit steigender Intensität und Dauer der Bestrahlung gemäss einem Exponentialgesetz ab (SON 74). Ein wichtiger Faktor für die Polarisation sind die paramagnetischen Zentren (Kap. II. 2.1), gebildet durch freie Radikale in der Targetsubstanz. Da die im Target entstehenden ionisierenden Teilchen die paramagnetischen Zentren zerstören und Fehlstellen im Kristallgefüge erzeugen (MOR 72), kann das ein Grund für die Depolarisation sein.

Einer der Vorteile eines Butanol-Porphyrin Targetts ist seine Regenerationsfähigkeit. Das Aufheizen von etwa einer halben Stunde auf  $\approx 120$  K - der Schmelzpunkt darf nicht überschritten werden - macht die Strahlungsschäden weitgehend rückgängig. Der danach erreichte Polarisationsgrad ist nahezu gleich dem vorherigen. Bei einer Strahlbelastung von  $2 \times 10^{10}$  Qeff/sec wird diese Prozedur alle 10 Stunden durchgeführt und im Laufe einer Meßperiode bis zu 15 mal wiederholt.

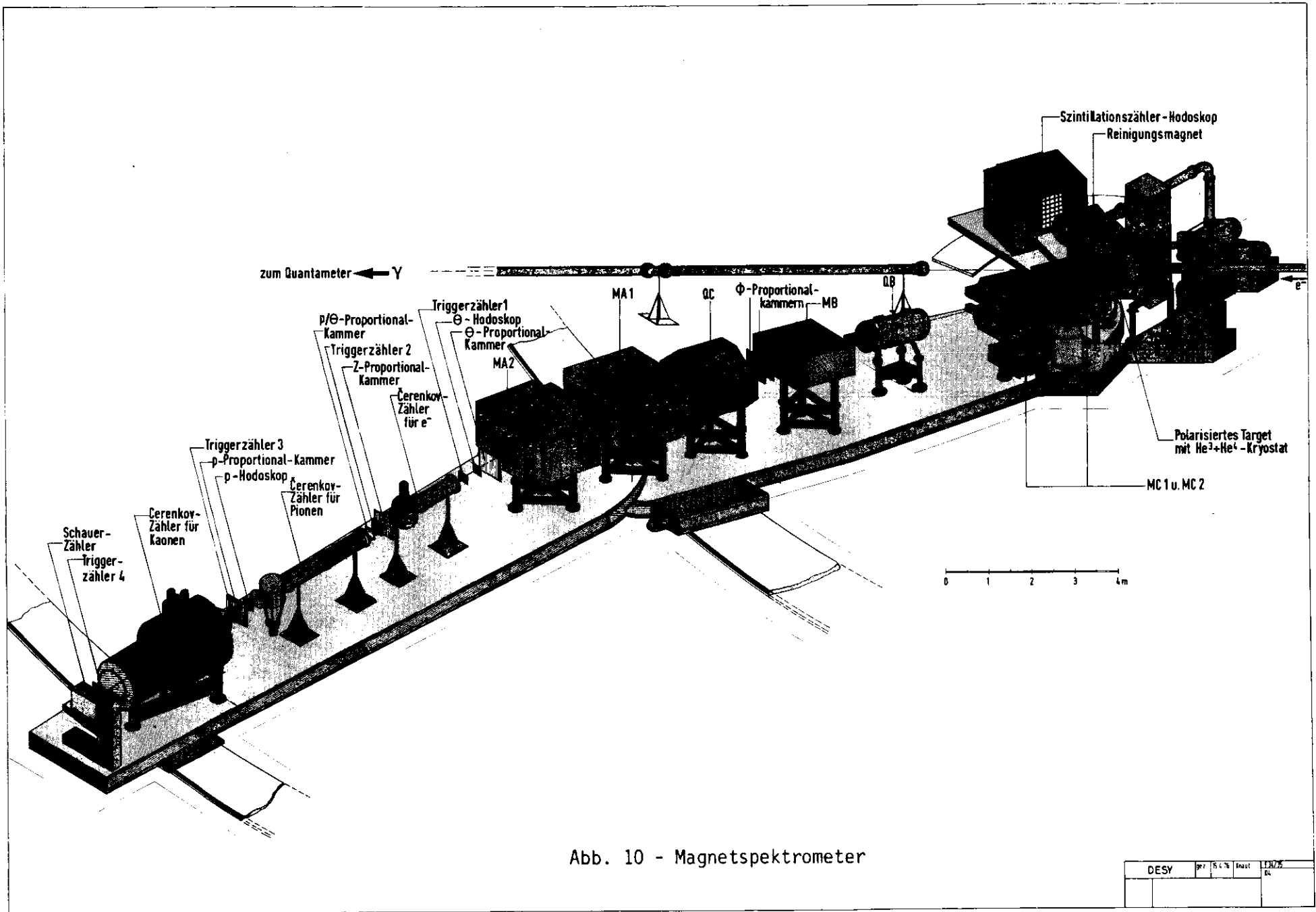
### 3. Das Spektrometer

Das Magnetspektrometer (Abb. 10) befindet sich auf einer Lafette drehbar um den Targetort T.

Die beiden C-förmigen Ablenkmagnete MC1 und MC2 trennen die geladenen Teilchen vom  $\gamma$ -Strahl. Zusammen mit den Ablenkmagneten MB, MA1 und MA2 bestimmen sie die Impulsdispersion des Systems. Die optische Achse des Systems (Sollbahn) definiert den Sollimpuls  $p_0$ . Das aus den Quadrupolen QB und QC bestehende Magnetdoublett fokussiert die Teilchenbahnen in vertikaler beziehungsweise horizontaler Richtung. Es erzeugt am Ort des Impulshodoskopes p ein im Verhältnis 1 : 1.6 verkleinertes Bild des Targets. Dadurch gestattet das Hodoskop die genaue Bestimmung des Teilchenimpulses in Abhängigkeit vom eingestellten Winkel  $\theta$  aus dem vom Spektrometer akzeptierten Impulsband. Teilchen, die am gleichen Ort entstehen, aber mit verschiedenen Impulsabweichungen  $p/p_0$  starten, treffen - durch die Wirkung der Ablenkmagnete um eine Strecke  $\Delta x$  verschoben - auf das p-Hodoskop. Die Impulsdispersion des Spektrometers (VOG 73) beträgt

$$D = \frac{\Delta p/p_0}{\Delta x} = 0.3\% / \text{cm}$$

Ein Wechsel der Polarität des nachzuweisenden Teilchens erfordert eine Umpolung der Magnete. Der Fehler für die Reproduzierbarkeit des Magnetfeldes auf Grund der Hysterese und der Einstellgenauigkeit liegt bei  $1^0/100$ .



DESY	PT	15.4.76	Enaut	1.12.76
				DL



#### 4. Die Nachweismethode

Die zum Nachweis der produzierten Teilchen verwendete Anordnung ist nicht wesentlich gegenüber früher an dieser Apparatur durchgeführten Photoproduktionsexperimenten (BUR 73, HEI 69, SON 74) verändert worden.

Die Szintillationszähler S<sub>1</sub>, S<sub>2</sub>, S<sub>3</sub>, S<sub>4</sub> (Triggerzähler 1, 2, 3, 4 in Abb. 10) legen geometrisch die Flugbahn der geladenen Teilchen fest, die das Magnet-system verlassen haben. Sie begrenzen zusammen mit dem hinter dem Quadrupol QB angeordneten Kollimator den Raumwinkel. Die Gasschwellencerenkovzähler C<sub>e</sub> und C<sub>π</sub> ermöglichen, unterstützt vom Schauerzähler SS, die Identifikation der Pionen; K-Mesonen werden durch den mit Frigen 13 gefüllten differentiellen Cerenkovzähler C<sub>K</sub> nachgewiesen. Durch die beiden Hodoskope p und θ wird das vom Spektrometer akzeptierte Winkel- und Impulsband in kleinere Intervalle aufgelöst. Die Winkel- und Impulsauflösung, die von den Hodoskopzählern geliefert wurde, wurde in diesem Experiment nicht benötigt. Die Zählraten sind über alle Hodoskopelemente summiert. Für die Polarisierung der Targetteilchen ist ein starkes Magnetfeld (2.5 T) erforderlich. Durch diesen Targetmagneten erfahren aber die produzierten Teilchen schon eine Winkeländerung bevor sie in das optische Magnetsystem eintreten. Das wird in einer Winkelkorrektur θ<sub>M</sub> für die Solleinstellung θ<sub>0</sub> des Spektrometers berücksichtigt (SON 74). Damit ergibt sich der eingestellte Winkel θ<sub>sp</sub> je nach Polung des Magneten zu

$$\theta_{sp} = \theta_0 \pm \theta_M.$$

Das Ansprechvermögen der Cerenkovzähler wurde nach dem gleichen Verfahren wie in (BUR 73) beschrieben, bestimmt. Technische Angaben zum Zählersystem sind in Tabelle 1 festgehalten.

#### 5. Elektronik und Trigger

Der Triggeraufbau wurde bestimmt durch die hohe Datenrate und das hohe Verhältnis von Pionen zu allen anderen erzeugten Teilchen. In diesem Triggerschema wurde nur ein Bruchteil der Pionen-Ereignisse vom Rechner ausgelesen und Kaonen für manche Einstellungen mit untersetztem Trigger aufgenommen. Die schnelle Elektronik war ausgelegt, die Pionenrate nur durch Zähler-Information zu messen, wogegen für andere Teilchen detailliertere Ereignisformation zur Verfügung stand. Die berechneten Asymmetrien sind 'Zähler'-Ergebnisse.

Tabelle 1 - Zählersystem im Spektrometer:

Szintillationszähler	Breite (cm)	Höhe (cm)	Dicke (cm)	Photomultiplier
S <sub>1</sub>	20.0	8.0	0.5	56 AVP
S <sub>2</sub>	18.0	10.0	0.5	56 AVP
S <sub>3</sub>	20.0	14.0	0.5	56 AVP
S <sub>4</sub>	35.6	18.0	0.5	56 AVP

Cerenkovzähler	Länge (cm)	Durchmesser (cm)	Füllung (ata)	Photomultiplier
C <sub>e</sub>	185	26	1.1-1.5 Stickstoff	58 UVP
C <sub>π</sub>	285	26	1.5-3.5 Athylen	58 UVP
C <sub>K</sub>	250	100	14-30 Frigen 13	4xXP1040

### 5.1. Aufbau des Triggers

Ein gleichzeitiges Ansprechen der drei Zähler S1, S2, S3 (Abb. 11) zeigt den Durchgang eines Teilchens durch das Spektrometer an und legt die Geometrie-koinzidenz G fest. Die Szintillationszähler-Impulse werden vorher durch Diskriminatoren, deren Totzeit 10 nsec beträgt, und durch Clip-Kabel auf 300 mV Höhe und 4 nsec Breite normiert.

Die Koinzidenz  $GC_e$  zwischen dem Signal des Cerenkovzählers  $C_e$  und G definiert ein Elektron.  $GC_e$  in Antikoinzidenz mit G bestimmt die Hadronkoinzidenz  $H = G\bar{C}_e$ . Diese Koinzidenz mit dem Signal  $C_\pi$  bei Ansprechen des Pion-Cerenkovzählers definiert den Durchgang eines Pions bis zum Zähler S3 ( $HC_\pi$ ).  $HC_\pi$  setzt ein entsprechendes Flip-Flop.  $M = H \cdot S_4$  zeigt den Durchgang eines Hadrons bis zum Zähler S4. Unter Hinzunahme von  $C_\pi$  wird die Koinzidenz  $MC_\pi$  bestimmt. Aus dem Verhältnis  $HC_\pi / MC_\pi$  kann man den Verlust von Pionen durch Absorption beim Durchgang durch Materie, insbesondere durch den K-Cerenkovzähler, berechnen. Bei Nichtansprechen des Pionzählers wird die Koinzidenz  $M\bar{C}_\pi$  gesetzt. Sie definiert mit einem gleichzeitigen Signal  $C_{K3/4}$  - gebildet aus mindestens 3 der 4 äusseren Multiplier des Kaoncerenkovzählers - ein Kaon ( $M\bar{C}_\pi C_{K3/4}$ ) und setzt ein entsprechendes K-Flip-Flop.  $M\bar{C}_\pi C_{K3/4}$  wurde im allgemeinen als Trigger für den angeschlossenen Kleinrechner (PDP 8/i) verwendet.

Protonen sind Teilchen, die zwar die Koinzidenz M, aber weder  $MC_\pi$  noch  $M\bar{C}_\pi C_{K3/4}$  auslösen.

Einen schematischen Ablauf der Triggerlogik zeigt Abb. 11. Zu allen wichtigen sind auch verzögerte Koinzidenzen aufgebaut, um den Anteil der zufälligen Koinzidenzen berechnen zu können.

Alle Koinzidenzsignale sind auf DESY-Zähler geführt, deren Frequenzbereich grösser als 1 MHz ist. Ebenfalls auf Zähler wird die zugehörige Dauer in Sekunden und die entsprechende, im Quantameter gesammelte Ladung in  $\mu\text{Coul}$ -Einheiten, für einen Meßlauf (Run) angezeigt. Somit erhält man ein vollständiges Ergebnis des Experimentes, das vom Rechner auf Magnetbänder geschrieben wurde.

### 5.2. Hodoskopinformation

Den p- beziehungsweise  $\theta$ -Hodoskopzähler, durch den das Teilchen gegangen ist, wird durch die Koinzidenz zwischen H und den 26 (aus p) und 30 (aus  $\theta$ ) Hodoskop-signalen, die durch Impulsformer in Standardimpulse umgewandelt werden, bestimmt.

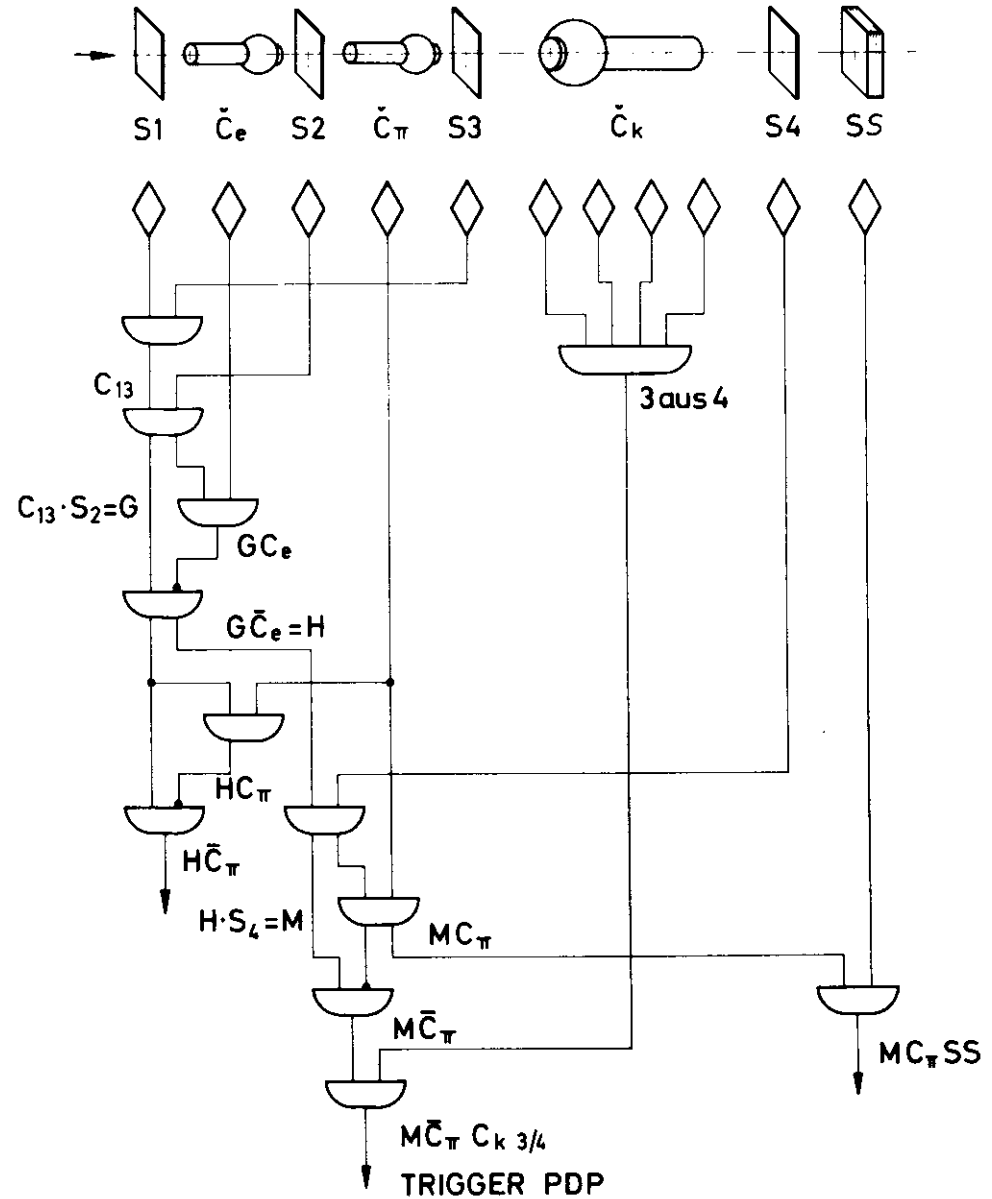


Abb. 11

**TRIGGERSCHEMA**

Beim Ansprechen wird ein der jeweiligen p- $\theta$  Zählerkombination entsprechendes Flip-Flop gesetzt. Diese Informationen wurden mit auf die Datenmagnetbänder geschrieben, für die vorliegende Analyse jedoch nicht benötigt.

Die Überprüfung des zeitlichen Abgleichs der Koinzidenz H und die Bestimmung ihrer zeitlichen Auflösung sind in den vorhergehenden Photoproduktions-experimenten (BUR 73, SON 74) beschrieben.

## 6. Datennahme

### 6.1. Meßverfahren

Für neun Winkel- und Impuls-Einstellungen des Spektrometers wurden Messungen durchgeführt. Sie waren jeweils in mehrere Meßläufe unterteilt, die durch erreichen einer vorgegebenen Ladungsmenge am Quantameter begrenzt waren. Für jeden Meßpunkt wurden bei polarisiertem Target die Photonenergie ( $k_{max1}$ ,  $k_{max2}$ ), die Spineinstellung(+,+) und die Teilchenpolarität (+, -) gewechselt. Bei den Messungen am flüssigen Butanol- und am Kohlenstofftarget zur Bestimmung des Anteils der unpolarisierbaren Nukleonen wurden Energie und Polarität variiert.

Für jede Magnetpolarität mussten demnach 8 Messungen (4 am kalten-, 2 am flüssigen- und 2 am Kohlenstoff-Target) durchgeführt werden. Am polarisierten Target wurden die Spineinstellung für die Meßabschnitte im Rythmus ++++++ verändert. Die Folge wurde sowohl beim Polaritäts- wie auch beim Energiewechsel eingehalten.

Die lange Relaxationszeit der Targetteilchen (Kap. II.2.1) bei 0.5 K brachte während der Umpolarisation zum Ändern der Spineinstellung eine Meßpause von etwa 30-60 Minuten mit sich.

Das Einhalten dieser Meßfolge erlaubte, die Kurzzeit Reproduzierbarkeit über mehrere Meßläufe zu beobachten und einen im Mittel gleichen Polarisationsgrad für jede Spineinstellung zu gewährleisten. Die Ladung am Quantameter wurde als Maß für die Dauer eines Meßabschnittes genommen, da sie unabhängig von dem jeweiligen Synchrotronstrom und zugleich für die Depolarisation des Targets maßgebend ist.

Die Langzeit-Reproduzierbarkeit wurde getestet, indem vollständige Messungen zu einem kinematischen Punkt in verschiedenen zeitlich getrennten Meßperioden wiederholt wurden.

### 6.2. Der Rechneranschluss

Die Datennahme übernimmt bei diesem Experiment ein Prozessrechner des Typs PDP8/i (Fa. Digital Equipment Corp.). Er ist ausgestattet mit 4 Kernspeicherblöcken von je 4096 12-bit Worten und hat eine Zykluszeit von 1.5  $\mu$ sec. Die Peripherie der Anlage besteht neben der Kontrolleinheit für das Auslesen der Experimente-Daten aus 4 kleinen Magnetbandeinheiten, einem Fernschreiber, einer Schreibmaschine und einem Bildschirm. Über den "data-break" Modus können Daten unmittelbar in den Kernspeicher eingelesen werden.

Ein direkter Datenkanal zum DESY-Rechenzentrum ermöglicht die Kommunikation der PDP8 mit den dort befindlichen zwei Großrechnern des Typs IBM 370/168.

Die Aufnahme und Verarbeitung der im Experiment anfallenden Daten wird kontrolliert durch das Programm "POLEX". Es steuert auch den Datenkanal mit der IBM und startet die dort laufenden On-line Programmmodulen. Wegen des beschränkten Speicherplatzes - zwei Kernspeicherblöcke sind von Datenpuffern und verschiedenen Hilfspuffern belegt - hat das On-line Programm "POLEX" eine "overlay"-Struktur. Es ist in mehrere voneinander unabhängige Programmsegmente unterteilt, die verschiedene Aufgaben erfüllen. Segmente können unabhängig voneinander, gesteuert durch einen residenten Programmteil, vom Magnetband in den Arbeitsspeicher verlagert, dort ausgeführt und am Ende ihrer Tätigkeit von anderen überlagert werden. Einige der Aufgaben, die diese Programmsegmente durchführen, sind das Festhalten eines Protokolls über die Parameter des Experimentes, das Berechnen der Ströme für die Spektrometermagnete bei vorgegebenen Impuls, nachträgliches Übermitteln eines Meßabschnittes zur IBM-Anlage und andere.

Das wesentliche Segment ist das Programm, das während eines Meßablaufs dauernd im Kernspeicher verbleibt und die Datennahme und Verarbeitung im Multi-tasking-Verfahren besorgt. Hierbei werden verschiedene Aufgaben quasi-parallel vom Rechner bearbeitet. Die zeitliche Verzahnung des Ablaufs dieser "Tasks" wird dabei im wesentlichen durch rechnerexterne Ereignisse bestimmt. Das ermöglicht eine schnelle Reaktion des Programmablaufs auf zeitkritische Anforderungen.

### 6.3. Ablauf der Datenphase

Während des Meßablaufs bestehen die Aufgaben des Prozessrechners aus der blockweisen Sammlung und Übermittlung der Daten zur IBM-Anlage, die aus Gründen der Datensicherung auch am Prozessrechner auf "DEC"-Magnetbänder geschrieben werden. Ein Zustandsprotokoll des Spektrometers, das sämtliche Zählerinhalte

wie auch das digitalisierte Polarisationsignal enthält, wird in festen Abständen, die durch eine vorgewählte Ladungsdifferenz am Quantameter definiert sind, erzeugt. Es wird als Festdatenblock ebenfalls zur IBM übermittelt und auf Magnetband geschrieben. Auf der IBM wird "online" aus dem digitalisierten Polarisationsignal (Kap. II.2.2) der Polarisationsgrad berechnet und der PDP8 übermittelt, wo er auf der Schreibmaschine ausgegeben wird. Ein solcher Festdatenblock kann auch auf eine Anforderung über die Tastatur der Schreibmaschine hin erzeugt werden, was eine zusätzliche Auslese des Analog-Digital-Wandlers für das Polarisationsignal mitverursacht.

Unterbrechungsanforderungen aus der Ausleseelektronik werden über eine Schnittstellen-Kontrolleinheit (MES 75) als "Interrupts" an den Prozessrechner weitergegeben. Dort werden sie zusammen mit Interrupts, die aus der übrigen Peripherie (z.B. Tastatur) stammen, vom Multi-Task-Betriebssystem des Rechners analysiert. Es steuert den Programmablauf, wobei Aufgaben hoher Priorität bevorzugt werden. Vom Auslese-Trigger wird von der Kontrolleinheit ein Interrupt abgeleitet und 2 x 14 Worte werden aus dem sogenannten "14-Wort Scanner" (SON 74) per "data-break" in den Kernspeicher geschrieben. Wenn Proportionalkammern (Abb. 3) angeschlossen sind, werden zusätzlich aus dem "1-Wort-Scanner" noch soviel Worte eingelesen, wieviel Drähte gesetzt sind. Während des Auslesevorganges werden keine neuen Ereignisse eingelesen.

Die eingelesenen Ereignisse werden aufsummiert und in Form von Hodoskop- und Pulshöhenverteilungen zusammen mit der Statistik der Trigger und dem Polarisationsgrad auf dem Bildschirm dargestellt. Am Ende eines jeden Meßlaufs wird ein Festdatenblock erzeugt und übertragen. Es erfolgt eine Rückmeldung von der IBM. Sie enthält unter anderem einen vollständigen Ausdruck der Zählerinhalte.

Die Datennahme mit dem Programm "Pollex" kann auch ohne IBM erfolgen. Während Ausfallzeiten der IBM wurde die Polarisationskontrolle durch ein gesondertes Programm, das vor jedem Meßlauf aufgerufen wurde, gewährleistet. Um die Berechnung des Polarisationsgrades auf der PDP8 durchzuführen, war es notwendig, eine Gleitkommaarithmetik im System zu implementieren.

#### 6.4. Auswerteverfahren

Die auf Magnetband gespeicherten Meßdaten werden im Hinblick auf die inklusive Auswertung selektiert und komprimiert. Damit erhält man eine übersichtliche Daten-

struktur und ein reduziertes Datenvolumen.

Die für die Auswertung notwendigen Informationen pro Meßlauf sind in einem Datenfeld von 32 IBM-Worten zusammengefasst. Zur leichteren Sortierung der Meßabschnitte wurde ein Index aus:

- kinematischer Einstellung des Spektrometers (Impuls, Winkel)
- Energie der Bremskante
- Polarisationsrichtung
- Art des Targets
- Polarität des nachgewiesenen Teilchens

gebildet.

Insgesamt waren  $2^4$  Messungen (Kap. II. 6.1) zur Berechnung für jeden der 9 inklusiven Asymmetriewerte notwendig. Für jede der drei Teilchensorten (Pion, Kaon, Proton) sind pro Meßpunkt  $2^4$  Zählraten zu ermitteln.

### III. Datenauswertung

Da die Targetasymmetrie

$$T = \frac{d\sigma_{p^+} - d\sigma_{p^-}}{d\sigma_{p^+} + d\sigma_{p^-}}$$

als relative Grösse definiert ist, kürzen sich alle Terme, die in gleicher Weise zu den differentiellen Wirkungsquerschnitten  $d\sigma_{p^+}$ ,  $d\sigma_{p^-}$  für die beiden Spineinstellungen des Targets beitragen. Faktoren, die bei der Absolutnormierung für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes eingehen, sind die Eichung des Quantameters, das Ansprechvermögen der Zähler, die Absorption und der Zerfall des nachzuweisenden Teilchens. Allein die Korrektur aufgrund der Totzeit der Elektronik und des Rechners geht in die Normierung der Zählraten für die Berechnung der Targetasymmetrie ein.

#### 1. Totzeitkorrektur

Die Zählraten für die Berechnung der Targetasymmetrie sind normiert auf effektive Quanten. Die Zählrate am Quantameterintegrator muss auf Totzeiteffekte der schnellen Elektronik und des Rechners korrigiert werden.

Die schnelle Elektronik ist nur während des  $E_{max}$ -Signals (Kap. II.1.2) geöffnet und zudem wird sie während der Verarbeitung eines Ereignisses im Rechner zugestastet. Ein Zählerteleskop, bestehend aus drei Szintillationszählern, befindet sich vor dem Quantameter. Ein zur Intensität des Photonenstrahls proportionaler

Elektronenstrom wird durch Paarbildung in einem dünnen Aluminiumtarget erzeugt. Er wird durch einen Permanentmagneten in das Teleskop gelenkt. Die Koinzidenzzählrate der drei Szintillatoren des Teleskops wird mit zwei Zählern registriert, von denen der eine synchron mit der schnellen Elektronik geöffnet wird (MON), während der andere (MONGO) dauernd zählt. Das Verhältnis beider Zählraten ergibt den Totzeit-Korrekturfaktor. Analog dazu sind die Verhältnisse  $G/GGO$ ,  $H/HGO$  definiert; der Index "GO" bedeutet die Öffnung der Elektronik während der gesamten Meßdauer. Alle drei Verhältnisse sollten den gleichen Wert haben, wenn die Auswertelogik einwandfrei arbeitet. Die Übereinstimmung zwischen  $H/HGO$  und  $MON/MONGO$  ist besser als 1%.

Abweichungen vom mittleren Wert des Totzeitkorrekturfaktors  $\eta_{QM} = 0.98$  entstehen durch Strahlintensitätsmaxima ausserhalb des  $E_{max}$ -Signals. Für die Korrektur wurde  $\eta_{QM} = G/GGO$  benutzt.

#### 2. Verknüpfung der Zählraten mit der Targetasymmetrie

Die Zählrate im Spektrometer für eine inklusive Reaktion  $\gamma p \rightarrow c x$  ist durch

$$N_i = \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} (\Delta\Omega \frac{\Delta p}{p}) p \cdot N_g(k) \cdot \Delta k \cdot \eta_{corr} \cdot \eta_T$$

gegeben, wobei

$\Delta\Omega \Delta p/p$  die gesamte Spektrometerakzeptanz

$p$  Sollimpuls des Spektrometers

$N_g(k) \Delta k$  Zahl der  $\gamma$ -Quanten im Energieintervall  $k$ ,  $k + \Delta k$

$\eta_{corr}$  Produkt der Korrekturfaktoren

$\eta_T$  Flächendichte der Protonen im Target

sind. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dp$  ist mit dem Lorentz-invarianten Wirkungsquerschnitt über

$$E \frac{d^2\sigma}{d^3p} = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$$

verknüpft. Die Anzahl der Photonen im Intervall  $k$ ,  $k + \Delta k$  kann durch folgende Beziehung ersetzt werden:

$$N_g(k) \Delta k = Q_{eff} \frac{\Delta k}{k} f(k, k_{max})$$

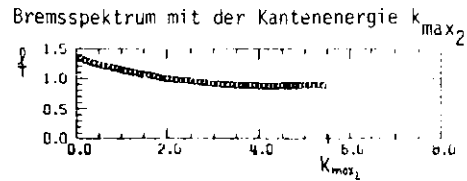
$Q_{\text{eff}}$  steht für die Anzahl der effektiven Quanten. Die Form des Bremsspektrums in Abhängigkeit von Dicke des internen Targets und der Kollimation des  $\gamma$ -Strahls ist durch die Funktion  $f(k, k_{\text{max}})$  beschrieben (Kap. III.4.2).

Die inklusive Zählrate normiert auf effektive Quanten lautet somit:

$$N = \frac{P^3}{E} \left( E \frac{d^2\sigma}{d^3p} \right) \left( \frac{\Delta R \Delta p}{P} \right) n_{\text{core}} \frac{f(k, k_{\text{max}})}{k} \Delta k \cdot n_T$$

$$= \text{const } \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}})}{k} \Delta k \cdot n_T$$

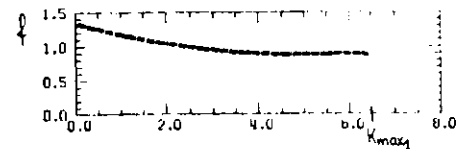
Mit den neu eingeführten Abkürzungen lässt sich die Zählrate  $N_2$  für ein



als ein Integral über die Photonenergie  $k$  schreiben:

$$N_2 = \text{const} \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}_2}} \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}})}{k} dk$$

wobei  $k_{\text{min}}$  die Energieschwelle für die Photoproduktion des nachzuweisenden Teilchens ist. Für die Kantenenergie  $k_{\text{max}_1} > k_{\text{max}_2}$  ist

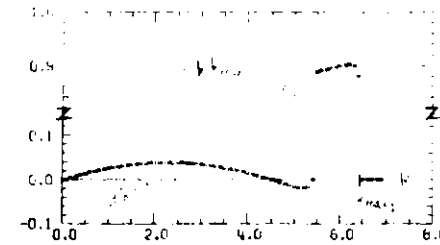


$$N_1 = \text{const} \cdot n_T \left[ \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}_2}} \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}_1})}{k} dk + \int_{k_{\text{max}_2}}^{k_{\text{max}_1}} \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}_1})}{k} dk \right]$$

Die Differenzzählrate ist durch

$$N_1 - N_2 = \text{const} \cdot n_T \left[ \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}_2}} (\sigma \frac{f(k, k_{\text{max}_1})}{k} - \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}_2})}{k}) dk + \int_{k_{\text{max}_2}}^{k_{\text{max}_1}} \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}_1})}{k} dk \right]$$

gegeben. Da das Bremsspektrum keine exakte  $1/k$  Abhängigkeit hat, kompensieren sich die Spektren unterhalb von  $k_{\text{max}_2}$  nicht vollständig



Die Differenzzählrate enthält zwei Bremsspektrumsfunktionen

$$N_1 - N_2 = \text{const} \cdot n_T \left[ \int_{k_{\text{min}}}^{k_{\text{max}_2}} \sigma \frac{g(k)}{k} dk + \int_{k_{\text{max}_2}}^{k_{\text{max}_1}} \sigma \frac{f(k, k_{\text{max}_1})}{k} dk \right]$$

wobei  $g(k)$  die Energieabhängigkeit der nichtkompensierten niederenergetischen Photonen wiedergibt.

Im folgenden soll der Zusammenhang zwischen der Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{(N_{1+} - N_{2+}) - (N_{1-} - N_{2-})}{(N_{1+} - N_{2+}) + (N_{1-} - N_{2-})}$$

und der Targetasymmetrie  $T$  der Wirkungsquerschnitte der inklusiven Reaktion  $p^+ + cX$  gezeigt werden.

Der Polarisationsgrad der freien Protonen im Target ist durch

$$P = \frac{n^+ - n^-}{n_T} \quad \text{gegeben,}$$

mit  $n_T$  als Gesamtanzahl der freien Protonen im Target und  $n^+$  beziehungsweise  $n^-$  als Anteil der jeweils in eine der beiden Spinrichtungen ausgerichteten freien Protonen. Da der Polarisationsgrad für eine eingestellte Polarisation  $\neq 1$  nicht 100% beträgt, sind im Target:

$$n^{\uparrow} = n_T \frac{1+|P|}{2} \quad \text{und} \quad n^{\downarrow} = n_T \frac{1-|P|}{2}$$

und für die Polarisation:

$$n_{\downarrow} = n_T \cdot \frac{1+|P|}{2} \quad \text{und} \quad n_{\uparrow} = n_T \cdot \frac{1-|P|}{2}$$

freie Protonen vorhanden. Die Polarisationswerte für eine Polarisationsstellung sind für die Zählraten  $N_{1\uparrow}$  und  $N_{2\uparrow}$  etwas verschieden voneinander und werden mit  $P_1$  und  $P_2$  bezeichnet. Die Zählratendifferenz

$$N_{1\uparrow} - N_{2\uparrow} = \text{const.} \left[ \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} n_c \cdot \sigma_c \cdot g(k) \frac{dk}{k} + \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \left( \frac{\sigma_{\uparrow} n}{2} \frac{1+|P_1|}{2} + \frac{\sigma_{\downarrow} n}{2} \frac{1-|P_1|}{2} \right) \frac{f(k, k_{\max})}{k} dk - \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \left( \frac{\sigma_{\uparrow} n}{2} \frac{1+|P_2|}{2} + \frac{\sigma_{\downarrow} n}{2} \frac{1-|P_2|}{2} \right) \frac{f(k, k_{\max})}{k} dk + \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} \left( \frac{\sigma_{\uparrow} n}{2} \frac{1+|P_1|}{2} + \frac{\sigma_{\downarrow} n}{2} \frac{1-|P_1|}{2} + n_c \sigma_c \right) \frac{f(k, k_{\max})}{k} dk \right]$$

für die Spineinstellung  $\uparrow$  berücksichtigt auch die Beiträge  $n_c \sigma_c$  der gebundenen und somit unpolarisierbaren Protonen des Kohlenstoffs im Butanoltarget. Analog kann die Zählratendifferenz für die Spineinstellung  $\downarrow$  aufgestellt werden. Der etwas verschiedene Polarisationsgrad wirkt sich nur auf die Beiträge aus dem niederenergetischen Differenzspektrum aus. Der Fehler der Zählratendifferenz kann durch die Einführung folgender Beziehungen abgeschätzt werden:

$$\sigma_{\uparrow} = (1 + \epsilon) \sigma \quad \sigma_{\downarrow} = (1 - \epsilon) \sigma$$

$$\text{und} \quad P_1 = P(1 + \delta) \quad P_2 = P(1 - \delta)$$

$P$  ist der mittlere Polarisationsgrad:

$$P = \frac{\sum |P_i| \cdot Q_i}{\sum Q_i}$$

wobei über alle effektiven Quanten  $Q_i$  der  $i$  Meßläufe summiert wird. Der instrumentelle Fehler des Mittelwertes liegt zwischen 0.5% und 1.8% im vorliegenden Experiment. Die Zählratendifferenz im Intervall  $k_{\min}, k_{\max}$  ist

$$\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} n \sigma (1 + \epsilon P + \epsilon P \delta) \frac{f(k, k_{\max})}{k} dk - \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} n \sigma (1 + \epsilon P - \epsilon P \delta) \frac{f(k, k_{\max})}{k} dk = \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} n \sigma (1 + \epsilon P) \frac{g(k)}{k} dk + \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} n \sigma \epsilon P \delta \frac{(f(k, k_{\max}) + f(k, k_{\max}))}{k} dk$$

wobei der zweite Summand den Fehler beim Rechnen mit dem Mittelwert der Polarisation darstellt. Bei  $\epsilon = 30\%$  beträgt er für kleine  $x$ - und  $p_T$ -Werte, bei welchen die Energieschwelle für die Erzeugung des nachgewiesenen Teilchens sehr tief liegt, 21% des niederenergetischen Beitrags und ist für die grössten  $x$  und  $p_T$ -Werte ( $p_T = 0.7$ ,  $x = 0.8$ ) das fünffache des niederenergetischen Beitrags für diesen Meßpunkt. Dabei muss berücksichtigt werden, dass der niederenergetische Beitrag maximal 18% der Zählrate im gewünschten  $\Delta k$ -Intervall ausmacht und mit  $x$ ,  $p_T$  schnell auf Werte von 0.1% abfällt (Kap. III.4). Durch die Verwendung des mittleren Polarisationsgrades tritt zusätzlich zum statistischen Fehler der Zählratendifferenz ein Fehler zwischen 4% und 0.6% auf. Seine Vernachlässigung ermöglicht den niederenergetischen Beitrag durch eine einzige Gewichtsfunktion

$$g(k) \ll f(k, k_{\max}) < 1$$

zu berücksichtigen und die Zählratenasymmetrie durch

$$A = \frac{P \cdot \left[ \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}) g(k) / k \cdot dk + \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} (\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}) f(k, k_{\max}) / k \cdot dk \right]}{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} + 2 \frac{n_c}{n} \sigma_c) g(k) / k \cdot dk + \int_{k_{\min}}^{k_{\max}} (\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow} + 2 \frac{n_c}{n} \sigma_c) f(k, k_{\max}) / k \cdot dk}$$

auszudrücken. Vernachlässigt man zunächst den niederenergetischen Beitrag, so kann der Fehler durch das Einsetzen des mittleren Polarisationsgrades anstelle des Wertes für jede Polarisationsrichtung zur Targetasymmetrie abgeschätzt werden. Mit den polarisierten Wirkungsquerschnitten und

$$\sigma_{\uparrow} = (1 + \epsilon) \sigma \quad ; \quad \sigma_{\downarrow} = (1 - \epsilon) \sigma \quad ; \quad \sigma_0 = 1/2(\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow})$$

den Polarisationswerten für die beiden Spineinstellungen folgt

$$P_{\uparrow} = (1 + \delta)P \quad ; \quad P_{\downarrow} = (1 - \delta)P$$

$$A = \frac{P \cdot \epsilon}{1 + \frac{n_C \cdot \sigma_C}{n_H} + P \cdot \epsilon}$$

Der Beitrag der unpolarisierbaren Kohlenstoffprotonen, auf den im weiteren eingegangen werden soll, kann in einem Faktor

$$\gamma = 1 + \frac{n_C \cdot \sigma_C}{n_H}$$

zusammengefasst werden. Damit lautet die Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{P \sigma_0(\epsilon)}{(\gamma + P \epsilon) \sigma_0} = \frac{P(\sigma^+ - \sigma^-)}{2 \sigma_0(\gamma + P \epsilon)} = \frac{P}{\gamma + P \epsilon} \cdot T$$

und die Targetasymmetrie ist gleich

$$T = \frac{\gamma}{P} A \left( 1 + \frac{P \epsilon \delta}{\gamma} \right)$$

wobei  $\frac{P \epsilon \delta}{\gamma}$  den Unterschied in den Polarisationswerten berücksichtigt. Bei einer maximalen instrumentellen Abweichung des Polarisationsgrades vom Mittelwert von  $\delta \approx 2\%$  und einem Wert von  $\gamma \approx 10$  beträgt dieser Fehler 0.01%, so dass die Targetasymmetrie T durch die folgende Beziehung mit der Zählratenasymmetrie A verknüpft ist:

$$T = \frac{\gamma}{P} A$$

Damit gehen in den Fehler von T die Fehler der Zählraten ein, die zur Berechnung von  $\gamma$  und A benutzt wurden.

### 3. Beitrag der unpolarisierbaren Nukleonen im Target

Im weiteren soll auf die Bestimmung des Faktors

$$\gamma = 1 + \frac{n_C \cdot \sigma_C}{n_H}$$

eingegangen werden.

Die Kinematik einer inklusiven Reaktion ist vollständig bestimmt bei genauer Kenntnis der zur Verfügung stehenden Energie im Anfangszustand. Da dies hier nicht der Fall ist, sind Reaktionen  $\gamma N \rightarrow cX$  nicht nur auf die Protonen im Target beschränkt. Durch Abzählen der Nukleonen in der Targetsubstanz  $C_4H_9OH$  (Butanol) errechnet sich der Wert von  $\gamma$  als das Verhältnis aller

Nukleonen zu den Protonen im Wasserstoff des Butanols gleich  $(64 + 10)/10$ .

Nur die Wasserstoffprotonen in der Targetsubstanz sind polarisierbar. Da Kohlenstoff  $C_6^{12}$  ein Kern mit Spin 0 ist, ist er nicht polarisierbar. Die Beiträge von  $He^3$  in der Kavität sind vernachlässigbar, obwohl es einen Spin 1/2 hat, denn sein magnetisches Moment ist klein, es ist somit nur wenig polarisierbar.

Da das  $He^3$  ständig fließt, sind keine konstanten Verhältnisse vorhanden, die einen Aufbau einer dynamischen Polarisation erlauben würden. Der Anteil des  $He^3$  am Targetvolumen ist  $\leq 30\%$ .

Die Abtrennung der Ereignisse an den gebundenen Nukleonen kann auf zweierlei Weise erfolgen

- durch Messung an einem Kohlenstofftarget
- durch Normierung der inklusiven Wirkungsquerschnitte am Butanol auf die schon gemessenen am Wasserstoff.

Das zweite Verfahren soll im Anschluß an die Vorstellung der in diesem Experiment gewonnenen Wirkungsquerschnitte besprochen werden.

Im ersten Verfahren wird

$$\gamma = \frac{(N_{6.5} - N_{5.5})_{C_4H_9OH}}{(N_{6.5} - N_{5.5})_{C_4H_9OH} - (N_{6.5} - N_{5.5})_{C_6^{12}}}$$

berechnet, wobei die Länge l des Kohlenstofftargets so gewählt wurde, dass die Flächendichte

$$n_T = l \cdot \rho \cdot N_{NUKL}$$

der Kohlenstoffnukleonen mit der im Butanoltarget übereinstimmt. L ist die Loschmidtsche Zahl,  $\rho$  die Dichte und  $N_{NUKL}$  die Anzahl der Nukleonen in der jeweiligen Targetsubstanz. Da das Butanol im polarisierten Target bei 0.5 k aus gefrorenen Kugeln besteht, läßt sich der Füllfaktor nur unsicher bestimmen, deshalb wurden die Vergleichsmessungen bei Raumtemperatur am flüssigen Butanol durchgeführt. Aus dem Verhältnis der über die Spinrichtungen gemittelten Zählraten am polarisierten Target zu denen am flüssigen Target kann der Füllfaktor des polarisierten Targets

$$\Gamma = \frac{(N_{\uparrow} + N_{\downarrow})_{C_4H_9OH}^{0.5k}}{2 N_{C_4H_9OH}^{293k}}$$



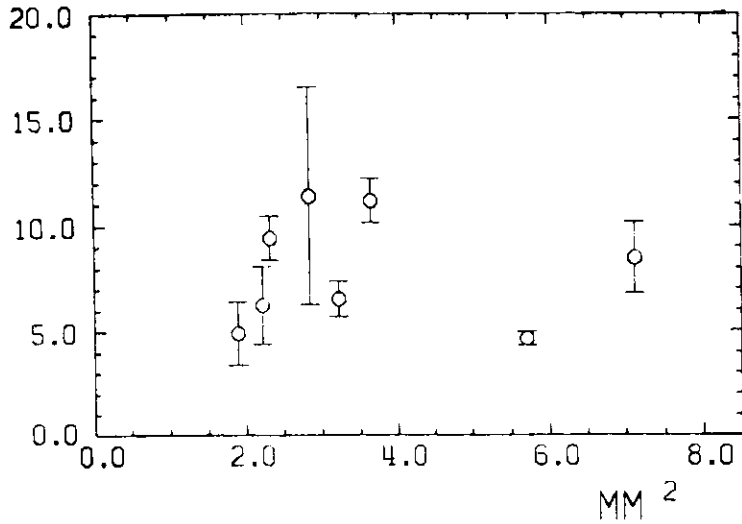


ABB. 12  $YP \rightarrow \pi^+ X$

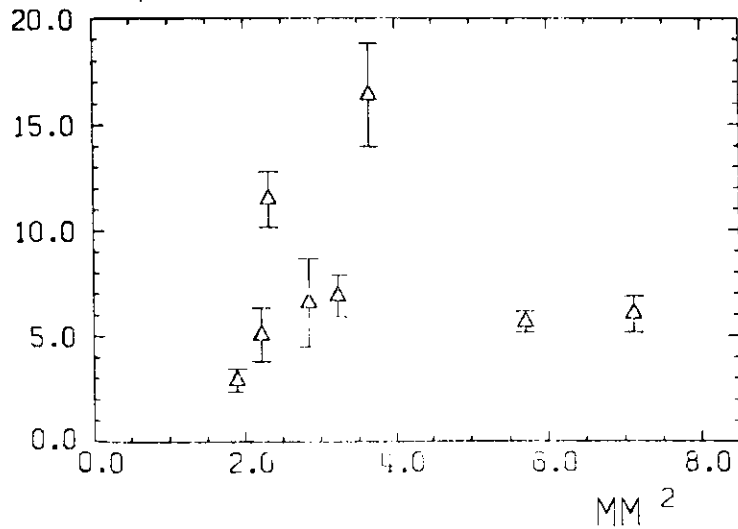


ABB. 12  $YP \rightarrow \pi^- X$

Korrekturfaktor  $\gamma$  aus Messungen am flüssigen Butanol und Kohlenstoff-Target gegen das Quadrat der Restmasse  $MM^2$ .

bestimmt werden. Der Mittelwert des Füllfaktors beträgt 68%. Er ist bei 32 eingegangenen Einzelwerten mit einer instrumentellen Unsicherheit von 1% behaftet. Tabelle 2 zeigt die Einzelwerte des Füllfaktors.

Die berechneten Werte von  $\gamma$  sind in Abb. 12 für die verschiedenen Restmassen zum Quadrat der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  eingetragen. Sie nehmen zur Phasenraumgrenze ab, also für grosse  $x$ -Werte und kleine Restmassen.

Die Werte von  $\gamma$  für die neun Meßpunkte werden im Zusammenhang mit der Vorstellung der Wirkungsquerschnitte besprochen. Der nach diesem Verfahren gewonnene Wert für den Anteil der gebundenen Protonen ermöglicht, aus den Butanol-Zählraten den Wirkungsquerschnitt an den freien Protonen des Wasserstoffs zu berechnen. Die Übereinstimmung dieser Wirkungsquerschnitte mit den Literaturwerten ist ein Maß für die Güte der Messungen am Butanol und Kohlenstoff. Ebenfalls nach diesem Verfahren wurde  $\gamma$  für die mitgemessenen exklusiven Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^- n$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  berechnet.

#### 4. Beitrag der niederenergetischen Photonen

Der Beitrag der niederenergetischen Photonen wurde beim Aufzeigen des Zusammenhanges zwischen Zählratenasymmetrie und Targetasymmetrie zunächst einmal vernachlässigt. Hier soll eine Abschätzung des Gesamtbeitrages der niederenergetischen Photonen zur unpolarisierten Zählrate angegeben werden. Ein kleiner Teil dieser Zählrate stammt von quasielastischen Ereignissen aus dem niederenergetischen Photonenspektrum, die im Spektrometer akzeptiert werden. Nur der Beitrag dieser Ereignisse zur Targetasymmetrie kann abgeschätzt werden, da hierfür Targetasymmetriemessungen vorliegen.

Wie in dem vorherigen Kapitel (III.2) gezeigt, enthält die Differenzzählrate

$$N_1 - N_2 = \text{const } n_T \left[ \int_{k_{\min}}^{k_{\max 2}} \sigma \frac{g(k)}{k} dk + \int_{k_{\max 1}}^{k_{\max 2}} \sigma \frac{f(k, k_{\max 2})}{k} dk \right]$$

zwei Intensitätsverteilungen für die Photonenenergiebereiche oberhalb und unterhalb von  $k_{\max 2}$ . Unter der Annahme, dass der Wirkungsquerschnitt

$$\propto E \frac{d^3}{d^3 p}$$

energieunabhängig ab der Schwelle  $k_{\min}$  für die Produktion des nachgewiesenen Teilchens ist, lässt sich eine obere Abschätzung für den niederenergetischen

Beitrag

$p_T$	x	$\pi^+$		$\pi^-$	
		5.5 GeV	6.5 GeV	5.5 GeV	6.5 GeV
0.3	0.23	-	0.65	-	0.65
0.3	0.39	0.68	0.65	-	-
0.3	0.54	0.68	0.67	0.68	0.67
0.3	0.73	0.7	0.69	0.68	0.69
0.3	0.85	0.65	0.7	0.66	0.69
0.5	0.72	0.68	0.69	0.65	0.68
0.5	0.82	0.69	0.68	0.7	0.64
0.7	0.7	0.69	0.7	0.72	0.68
0.7	0.8	0.68	0.64	0.8	0.62

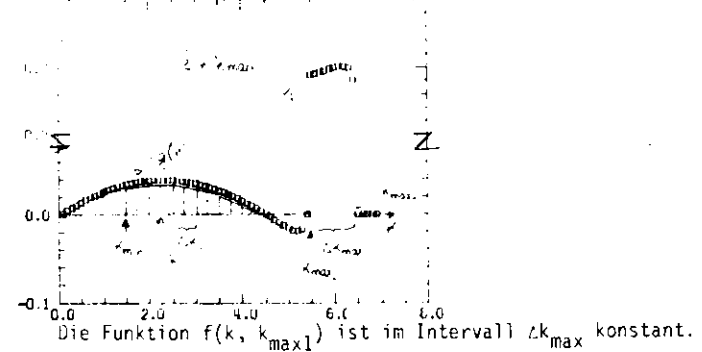
Tabelle 2 - Füllfaktor des polarisierten Targets

$$\xi = \frac{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} g(k) k dk}{\int_{k_{\min}}^{k_{\max}} k dk} = \frac{\sum g(k_i) \Delta k_i}{\sum k_i \Delta k_i}$$

angeben. Hierbei wurde der niederenergetische Beitrag ab der Schwelle

$$k_{\min} = \frac{m_x^2 - m_p^2 - m_c^2 + 2 m_p E_c}{2(m_p + p_c \cos^2 \theta_c - E_c)}$$

durch eine Summation über i äquidistante Abschnitte der Breite ( $\Delta k$ ) mit einer mittleren Photonenergie  $k_i$  in jedem Intervall genähert. Nachfolgende Skizze veranschaulicht dieses Verfahren:



In Tabelle 3 sind die Werte von  $\xi$  für alle Meßpunkte und alle nachgewiesenen Reaktionen und die Schwellenenergie  $k_{\min}$  zusammengefasst. Daraus ist ersichtlich, dass die niederenergetischen Beiträge schnell mit x und  $p_T$  abnehmen.

Um nur den Beitrag der quasielastischen Reaktionen aus dem niederenergetischen Photonenspektrum zu ermitteln, wurden in Monte-Carlo Rechnungen die akzeptierten Ereignisse im Spektrometer simuliert. Die Akzeptanz des Spektrometers blendet ein kleines  $\Delta k$ -Intervall aus dem niederenergetischen Photonenspektrum aus, dessen Breite im wesentlichen durch die Impulsakzeptanz  $\Delta p/p \approx \Delta k/k \approx \pm 3\%$  des Spektrometers gegeben ist. Im tiefinelastischen Gebiet - kleine x-, kleine  $p_T$ -Werte - machen die quasielastischen Reaktionen nur noch 10% des gesamten

niederenergetischen Beitrages aus. Für die Meßpunkte an der Phasenraumgrenze besteht der niederenergetische Beitrag nur noch aus den quasielastischen Reaktionen. Hier ist  $\xi$  aber wesentlich kleiner als 1% der Zählrate im gewünschten  $\Delta k_{\max}$  Bereich.

Da die quasielastischen Ereignisse nur aus dem Bereich  $k_{\min} + \Delta k$  ( $\frac{\Delta k}{k} \approx 6\%$ ) des Photonendifferenzspektrums stammen und die Funktion  $f(k, k_{\max 1})$  oberhalb  $k_{\max 2}$  konstant im Intervall  $\Delta k_{\max}$  ist lautet die Zählratenasymmetrie (Kap. III.2)

$$A = \frac{P[(\sigma_+ - \sigma_-)g(k)/\bar{k}_{\min} \Delta k + (\sigma_+ - \sigma_-)f(k, k_{\max 1})/\bar{k}_{\max} \Delta k_{\max}]}{(2\sigma_0 + \frac{2nc}{n} \sigma_c)g(k)/\bar{k}_{\min} \Delta k + (2\sigma_0 + \frac{2nc}{n} \sigma_c)f(k, k_{\max 1})/\bar{k}_{\max} \Delta k_{\max}}$$

Bezeichnet man mit  $T_{el}$  die Targetasymmetrie der quasielastischen Reaktionen und  $\gamma_{el}$  den zugehörigen Korrekturfaktor für die gebundenen Protonen, so ist die Zählratenasymmetrie durch

$$A = \frac{P[T_{el} \cdot 2\sigma_0 g(\bar{k}_{\min})/\bar{k}_{\min} \Delta k + T_{incl} \cdot 2\sigma_0 f(\bar{k}, k_{\max 1})/\bar{k} \cdot \Delta k_{\max}]}{2\sigma_0 [\gamma_{el} g(\bar{k}_{\min})/\bar{k}_{\min} \Delta k + \gamma_{incl} f(\bar{k}, k_{\max 1})/\bar{k} \cdot \Delta k_{\max}]}$$

gegeben. Dabei sind  $\sigma_0$  der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt,  $\bar{k}_{\min}$  die mittlere akzeptierte Photonenenergie im niederenergetischen Differenzspektrum,  $T_{incl}$  die Targetasymmetrie der inklusiven Reaktionen bei einer Photonenenergie  $\bar{k}$  gemessen im  $\Delta k_{\max}$ -Intervall mit einem Korrekturfaktor  $\gamma_{incl}$ . Die Funktion  $g(k)$  ist wesentlich kleiner als  $f(k, k_{\max 1})$  und  $\Delta k/k_{\min} \approx 0.06$ , aber im allgemeinen ist  $\Delta k_{\max}/k = 0.17$ , so dass die Beziehung

$$g(k) \frac{\Delta k}{k_{\min}} \ll f(k, k_{\max 1}) \frac{\Delta k_{\max}}{k}$$

erfüllt ist. Damit kann die Zählratenasymmetrie durch

$$A = \frac{P[T_{el} \cdot 2\sigma_0 g(\bar{k}_{\min})/\bar{k}_{\min} \Delta k + T_{incl} \cdot 2\sigma_0 f(\bar{k}, k_{\max 1})/\bar{k} \cdot \Delta k_{\max}]}{2\sigma_0 \cdot \gamma_{incl} \cdot f(\bar{k}, k_{\max 1})/\bar{k} \cdot \Delta k_{\max}}$$

angenähert werden.

Tabelle 3 - Anteil des niederenergetischen Beitrags an der inklusiven Zählrate

$P_T, x$ $\theta, p$	0.3, 0.23 10.64, 1.625	0.3, 0.397 6.793, 2.535	0.3, 0.536 6.159, 2.796	0.3, 0.726 3.866, 4.45	0.3, 0.85 3.322, 5.176	0.5, 0.726 6.277, 4.573	0.5, 0.82 5.591, 5.132	0.7, 0.7 8.736, 4.609	0.7, 0.8 7.802, 5.112
$\gamma^{p+\pi^+}_n$ $k_{\min}$ $\xi$ incl	1.681 0.19	2.589 0.0805	2.849 0.057	4.501 -0.0093	5.226 -0.0025	4.713 -0.002	5.271 -0.001	4.890 -0.004	5.435 0.001
$\gamma^{p+\pi^+}_{\pi^-p}$ $k_{\min}$ $\xi$ incl	1.837 0.169	2.743 0.066	3.002 0.045	4.653 -0.008	5.378 0.0009	4.868 -0.0005	5.426 0.0006	5.05 -0.0065	5.593 0.0026
$\gamma^{p+k^+}_n$ $k_{\min}$ $\xi$ incl	1.976 0.15	2.846 0.057	3.100 0.0375	4.730 -0.007	5.451 0.0003	4.948 0.0005	5.502 -	5.137 -0.004	5.675 0.002
$\gamma^{p+k^+}_{K^+p}$ $k_{\min}$ $\xi$ incl	2.457 0.094	3.308 0.024	3.558 0.0106	5.178 -0.002	5.895 -	5.404 0.0006	5.995 -	5.606 -	6.104 -
$\gamma^{p+p^+}_n$ $k_{\min}$ $\xi$ incl	1.336 0.24	2.202 0.122	2.454 0.092	4.079 -0.006	4.789 -0.006	4.844 -0.005	4.291 -0.0033	4.470 -0.0094	5.009 0.001

$k_{\max 1} = 6.2$   
 $k_{\max 2} = 5.8$

$k_{\max 1} = 6.2$   
 $k_{\max 2} = 5.8$

Für die Abschätzung der Beiträge zur gemessenen Targetasymmetrie müssen zwei Fälle betrachtet werden:

- a) die gemessene Zählratenasymmetrie ist verträglich mit Null
- b) die gemessene Zählratenasymmetrie enthält nur Beiträge der niederenergetischen quasielastischen Reaktionen.

Führt man zur Vereinfachung folgende Beziehungen ein:  $R_g$ , das Verhältnis des niederenergetischen quasielastischen Wirkungsquerschnitts zum inklusiven Wirkungsquerschnitt oberhalb  $k_{max2}$  und

$$R_{g/f} = \frac{g(k_{min})/k_{min} \cdot \Delta k}{f(k, k_{max})/k \cdot \Delta k_{max}}$$

so ergibt sich im ersten Fall folgender Ausdruck für den Betrag der Targetasymmetrie für die inklusiven Reaktionen:

$$T_{incl} = T_{el} \cdot R_{\sigma} \cdot R_{g/f}$$

Der Wert von  $R_{g/f}$  ist für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  maximal 0.015 und fällt mit wachsendem  $x$  und  $p_T$  schnell ab. Die Impulsübertragsabhängigkeit der Targetasymmetrie bei 2.5 GeV und 3.4 GeV Photonenenergie (GEN 75) derselben Reaktion legen eine Targetasymmetrie  $|T| < 0.2$  für  $|t| < 0.1$  nahe. Messungen bei 1.6 GeV (ALT 75) Photonenenergie ergeben für  $\theta_{CM} = 40^\circ$  ein  $T = 0.15$ . Bei einer konservativen Annahme von  $R_{\sigma} = 1$  ergibt die Abschätzung  $T_{incl} < 0.2\%$ .

Mit den gleichen Werten ergibt die Abschätzung für den Fall, dass die gemessenen Targetasymmetrien nur vom quasielastischen Beitrag hervorgerufen wurden, ebenfalls Werte von weniger als 0.2%. Sie liegen weit unterhalb der statistischen Fehler.

Danach ist es berechtigt, den niederenergetischen Beitrag zu vernachlässigen bei Berechnung der Targetasymmetrie inklusiver Reaktionen.

Die hier vorgestellten Ergebnisse wurden nach der Formel  $T = \gamma/P \cdot A$  berechnet. Um die Genauigkeit zu verbessern, wurde ein möglichst hoher Polarisationsgrad angestrebt.

### 5. Monte-Carlo-Rechnungen

Das Monte-Carlo Programm simuliert die Photoproduktion von zwei Teilchen im

Endzustand, wobei das Targetteilchen wie auch die Massen der Sekundärteilchen im Rahmen der Erhaltungssätze frei wählbar sind.

Es besteht aus zwei unabhängigen Teilen, das erste simuliert die Nachweisapparatur und stellt die apparativ erlaubten Trajektorien auf einem sogenannten "Akzeptanz"-Magnetband zur Verfügung. Der zweite Teil liest das Akzeptanzband und lässt in den Trajektorien Teilchen sich bewegen, die aus zu untersuchenden Reaktionen stammen könnten. Die Photoenergie wird zurückgerechnet und mit der analytisch approximierten Intensitätsverteilung des Bremsspektrums gefaltet. Die Kantenenergie des Bremsspektrums ist frei wählbar, ausserdem kann auch die Differenz zweier Spektren benutzt werden, um die Subtraktionsmethode (Kapt. I.2) für die inklusive Auswertung nachzubilden. Ebenfalls ist das Programm in der Lage, die drei im Experiment verwendeten Targetsubstanzen (Butanol, Kohlenstoff, Wasserstoff) zu simulieren, wobei beim Kohlenstoff die Fermibewegung im Kern berücksichtigt wird.

Abb. 13 zeigt schematisch den Ablauf des zweiten Teils des Monte-Carlo Programms.

#### 5.1. Akzeptanzbestimmung

Die all diesen Rechnungen zu Grund liegende Akzeptanz

$$A = \int d\Omega \frac{dP}{P_0} = \Delta\Omega_{max} \left| \left( \frac{dP}{P_0} \right)_{max} - \left( \frac{dP}{P_0} \right)_{min} \right| \frac{N_{ERF}}{N_{VER}}$$

wobei der maximale Raumwinkel

$$\Delta\Omega_{max} = 2 \cdot \sin\left(\frac{\Delta x'}{2}\right) \cdot |\Delta z'|$$

und  $N_{ERF}/N_{VER}$  den Bruchteil der bis zum letzten Zähler fortsetzbaren Trajektorien sind, betrug  $17.5 \times 10^{-6}$  sterad. Die dabei ausgewählten Intervalle im Impuls  $\left( \left( \frac{dP}{P_0} \right)_{max} - \left( \frac{dP}{P_0} \right)_{min} \right)$  und Winkel  $(\Delta x', \Delta z')$  müssen grösser sein als die vom Spektrometer umfassten. Die Teilchenbahnen werden im ersten Teil des Monte-Carlo-Programms berechnet unter Berücksichtigung von Vielfachstreuung in Szintillationszählern, Cerenkovzählern, Luft und Helium.

#### 5.2. Zählratenbestimmung

Die Anzahl der im Spektrometer nachgewiesenen Teilchen  $c$  aus einer Zweiteilchenreaktion ist durch folgenden Ausdruck gegeben:

$$N_c = n_T \eta \int \frac{d\sigma}{dn^*} \cdot \frac{dn^*}{dn_c} \cdot dn_c \cdot N_g(k) \cdot dk$$

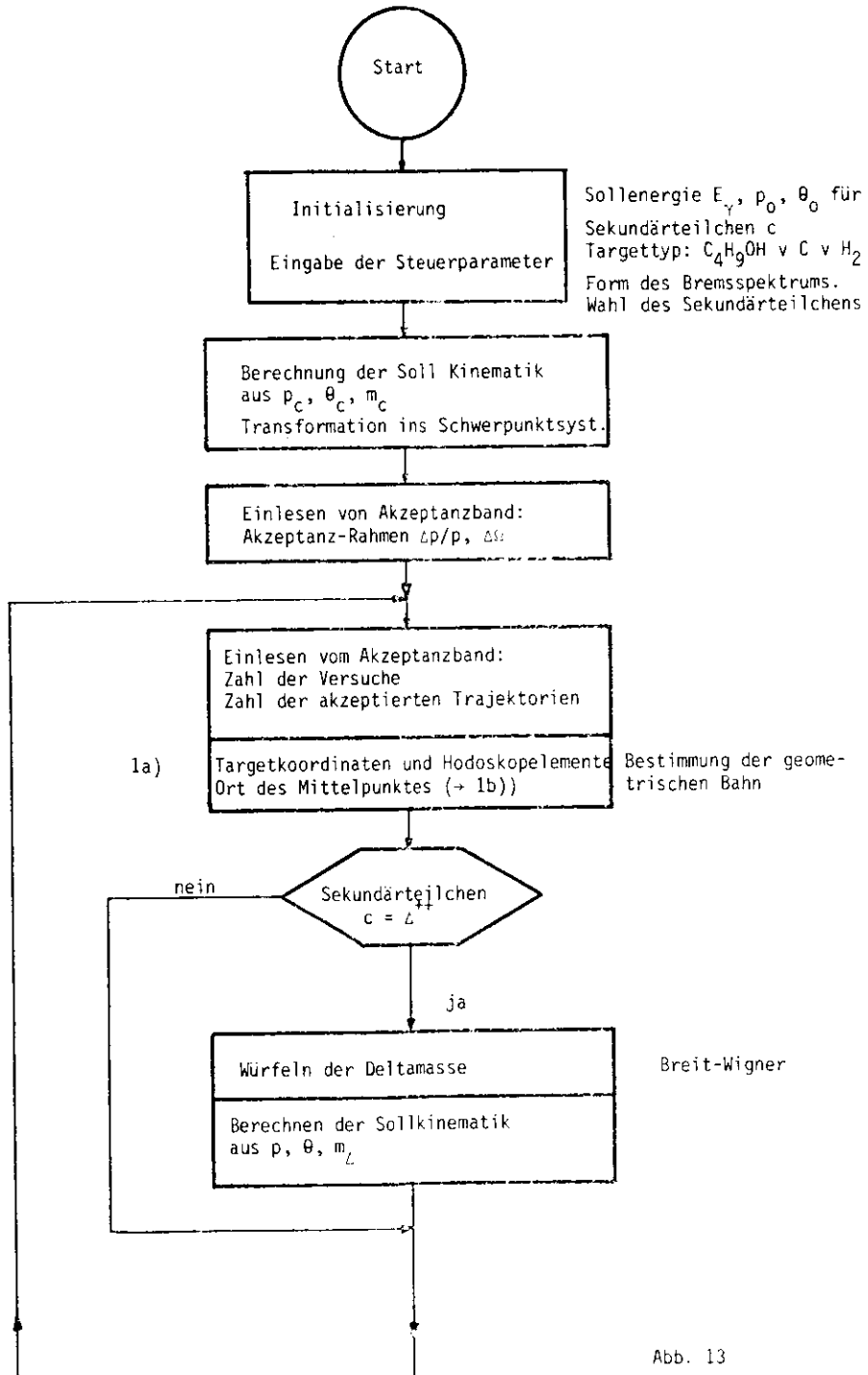


Abb. 13

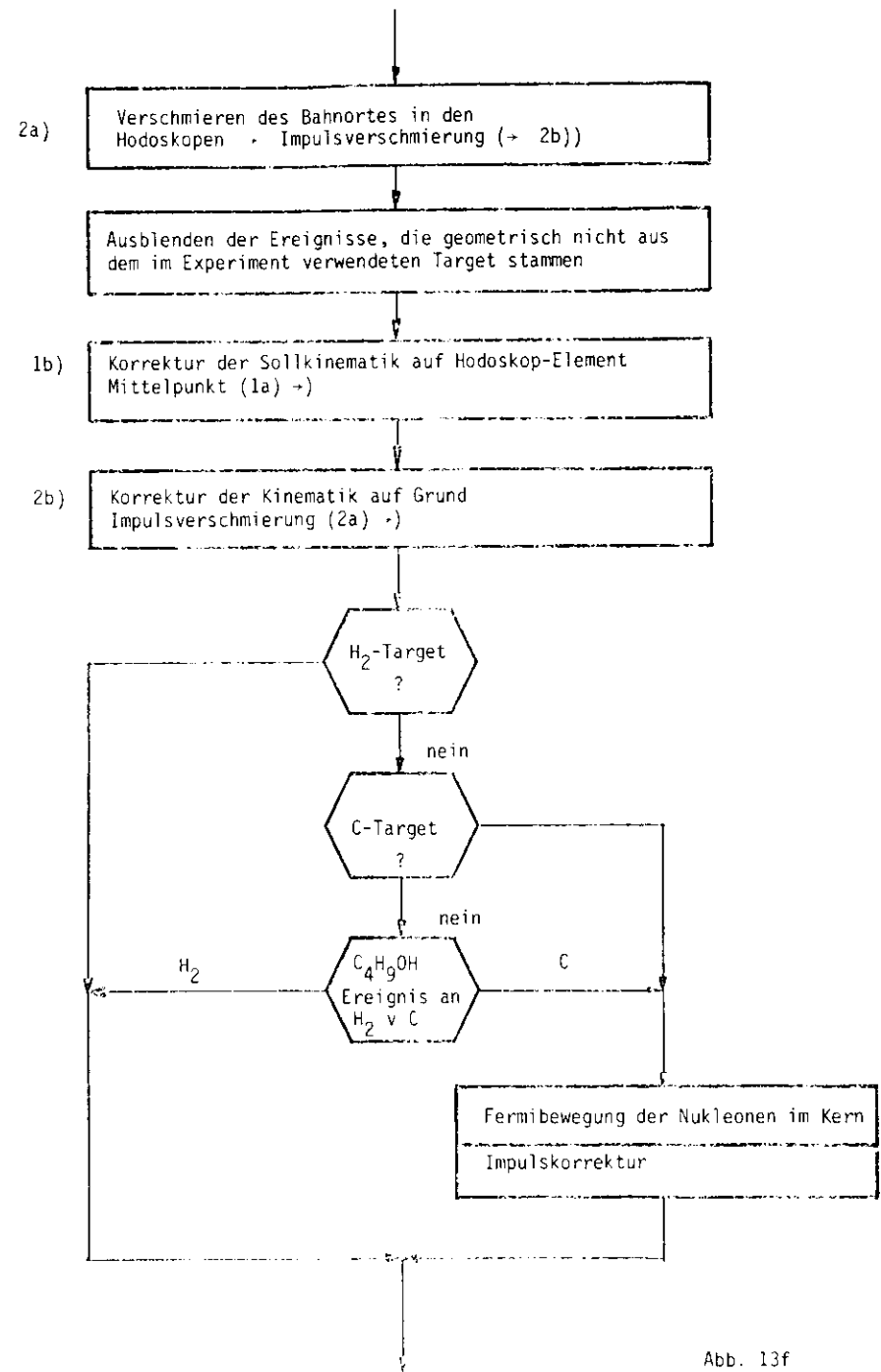
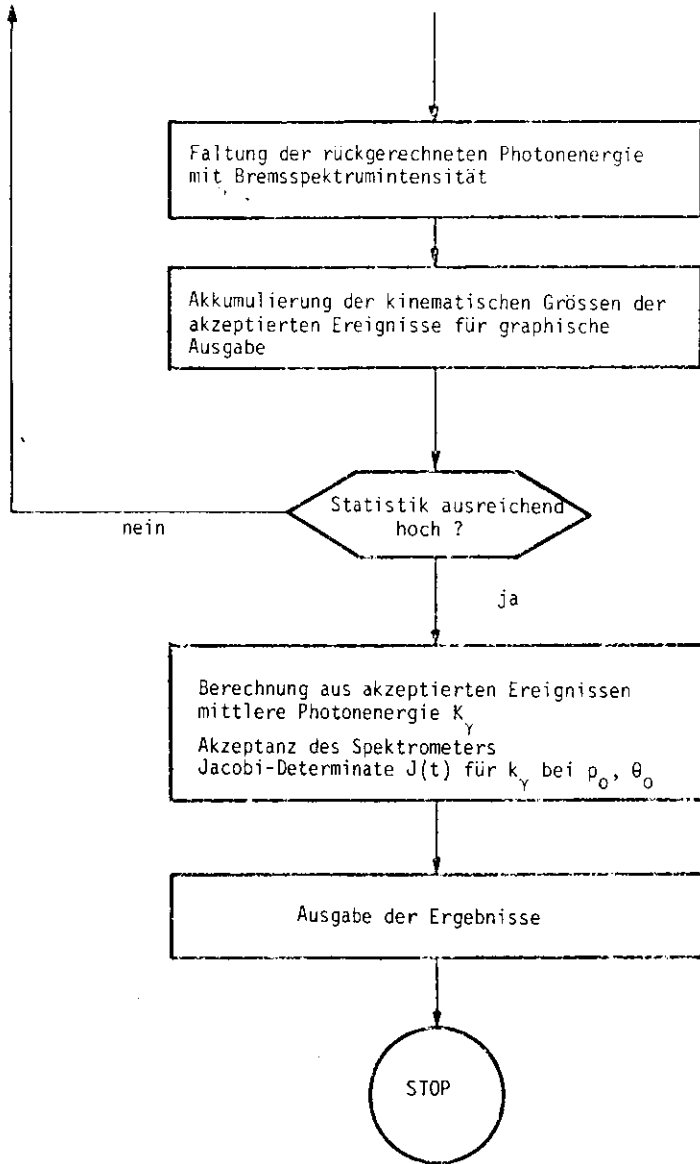


Abb. 13f



wobei die Größen bedeuten

- $\frac{d\sigma}{d\Omega^*}$  differentieller Wirkungsquerschnitt
- $\int \int d\Omega_c$  Raumwinkeltransformation vom Schwerpunkt - ins Laborsystem
- $N_\gamma(k) dk$  Anzahl der  $\gamma$ -Quanten im Intervall  $dk$
- $n_T$  Flächendichte der Targetteilchen
- $\eta$  Produkt der Korrekturfaktoren

Das Produkt  $d\Omega_c \cdot dk$  lässt sich transformieren zu:

$$\begin{aligned} d\Omega_c \cdot dk &= \frac{\partial(k, \theta_c)}{\partial(p_c, \theta_c)} dp_c \cdot d\Omega_c = \\ &= \frac{\partial k}{\partial p_c} \Big|_{\theta_c} dp_c \cdot d\Omega_c = \\ &= p_0 \frac{dk}{dp_c} \Big|_{\theta_c} \frac{dp_c}{p_0} \cdot d\Omega_c \end{aligned}$$

dabei entspricht  $p_0$  dem Sollimpuls und das Integral  $A = \frac{dp_c}{p_0} \cdot d\Omega_c$  der Akzeptanz des Spektrometers.

Die Anzahl der Photonen in einem Energieintervall  $K, k + \Delta K$  ist gegeben durch

$$N_\gamma(k) dk = Q_{eff} \frac{\Delta k}{k} f(k, k_{max})$$

Die Funktion  $f(K, k_{max})$  beinhaltet die genaue Form des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnittes und zusätzlich die Tatsache, dass die Bremsstrahlung im Synchrotron in einem relativ dichten Target hoher Ordnungszahl - 0.06 Strahlungslängen Wolfram - erzeugt wird, in dem die Elektronen vor dem Bremsstrahlungsprozess erhebliche Energieverluste und Streuungen erleiden (SCHM 67).

Eine Parametrisierung des Wirkungsquerschnittes nach dem Impulsübertrag  $t$  erweist sich als sinnvoll, um auf Meßergebnisse der Form  $d\sigma/dt$  zurückgreifen zu können.

Ein einfacher kinematischer Zusammenhang führt  $d\sigma/d\Omega^*$  in  $d\sigma/dt$  über:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{k^* p_c^*} \frac{d\sigma}{d\Omega^*}$$

Sämtliche bis jetzt betrachteten Raumwinkeltransformationen und kinematische Faktoren können in eine erweiterte Jacobi-Determinante

Fig. 13 ff

$$J(t) = \frac{P_0}{k} \left( \frac{\partial k}{\partial R} \right)_{\theta_c} \frac{dN^*}{dR} \cdot \frac{dt}{dN^*}$$

zusammengefasst werden. Damit ergibt sich die Anzahl der akzeptierten Teilchen c pro effektivem Quant zu

$$\frac{N}{Q_{\text{eff}}} = n_T \cdot \eta \frac{d\sigma}{dt} \overline{|J(t)|} \overline{f(k, k_{\text{max}})} \cdot A$$

Die Querstriche bedeuten eine Mittelung der als schwach veränderlich angenommenen Grössen über den Akzeptanzbereich des Spektrometers.

### 6. Meßfehler

Die Daten wurden daraufhin untersucht, ob ausser den statistischen noch systematische Fehler aufgetreten sind. Die Gesamtstreuung setzt sich zusammen aus den statistischen Schwankungen der Wechselwirkungen und den Schwankungen der Nachweisapparatur und des Synchrotrons. Es wurden einige statistische Parameter der Meßreihe - das ist die Gesamtheit der Meßläufe m für eine Spineinstellung, Energie, Teilchenpolarität und Spektrometereinstellung - berechnet.

Sei  $N_i$  die Zählrate im Meßabschnitt i, die bei  $Q_i$  effektiven Quanten unter Berücksichtigung der Totzeitkorrektur gemessen wurde, dann ist:

$$N = \sum_{i=1}^m N_i \quad \text{die Gesamtzählrate}$$

$$Q = \sum_{i=1}^m Q_i \quad \text{die Summe der Zählraten am Quantameterintegrator}$$

$$\bar{N} = N/m \quad \text{die mittlere Zählrate und}$$

$$\bar{Q} = Q/m \quad \text{die mittlere Zählrate am Quantameterintegrator pro Meßlauf}$$

Für die Berechnung der Asymmetrie wurde die normierte Zählrate  $N/Q$  verwendet, ihr statistischer Fehler ist  $\sigma_u^2 = N/Q^2$ , der mittlere Fehler des Meßabschnittes  $\sigma^2 = N/Q^2$ . Die instrumentelle Streuung des Meßabschnittes ist:

$$s^2 = \frac{1}{Q-1} \sum_{i=1}^m \sum_{q=1}^{Q_i} \left( \frac{N_i}{Q_i} - \frac{N}{Q} \right)^2$$

mit  $Q \gg 1$

$$s^2 = \frac{1}{Q^2} \left( Q \sum_{i=1}^m \frac{N_i^2}{Q_i} - N^2 \right)$$

und die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Zählrate pro effektivem Quant ist  $s_u^2 = s^2/m$ .

Die statistischen Fehler stimmen mit den entsprechenden instrumentellen Streuungen gut überein, das heißt

$$s \approx s_u \quad \text{und}$$

$$s_u \approx s_u$$

für alle Meßreihen und alle Teilchensorten. Daraus ist zu vermuten, dass nur kleine apparative Schwankungen vorlagen, die sich ausserdem statistisch verhalten. Die Abbildungen (14) illustrieren dies für einen Meßpunkt ( $p_T = 0.5$ ,  $x = 0.72$ ), dort sind die gewichteten Zählratenhistogramme und die Gaußverteilungen mit  $c$  und  $s$  überlagert.

Die Ungenauigkeit bei der Bestimmung der Zählrate pro effektivem Quant beträgt für kleine  $x$ - und  $p_T$ -Werte 0.2. und steigt bis auf 1.3. für grosse  $x$ - und  $p_T$ -Werte bei 5.5 GeV.

Dieser Fehler ist nicht für alle Meßpunkte genügend klein, um die Zählratenasymmetrie

$$A = \frac{(H\uparrow - L\uparrow) - (H\downarrow - L\downarrow)}{H\uparrow - L\uparrow + H\downarrow - L\downarrow}$$

sicher bestimmen zu können.

H beziehungsweise L sind die Zählraten bei 6.5 (6.2) beziehungsweise 5.5 (5.8) GeV. Der Fehler von A ergibt sich als

$$(\Delta A)^2 = \sum \left( \frac{\partial A}{\partial N} \right)^2 (\Delta N)^2$$

$$= \frac{2 [(H\downarrow - L\downarrow)^2 (\Delta H\uparrow)^2 + (\Delta L\uparrow)^2 + (H\uparrow - L\uparrow)^2 ((\Delta H\downarrow)^2 + (\Delta L\downarrow)^2)]}{(H\uparrow - L\uparrow + H\downarrow - L\downarrow)^4}$$

In den Fehler von A geht die Zählratendifferenz für beide Energiewerte ein.

Zwei Abschätzungen für die Extremwerte

- a)  $H = 1.1 L$  und
- b)  $H = 10 L$  ergeben für den einzuhaltenden

Fehler von L, um die Asymmetrie mit einer Standardabweichung von 0.5, bestimmen zu können,

- a)  $\Delta L/L = 0.05$  und
- b)  $\Delta L/L = 2.0$ .

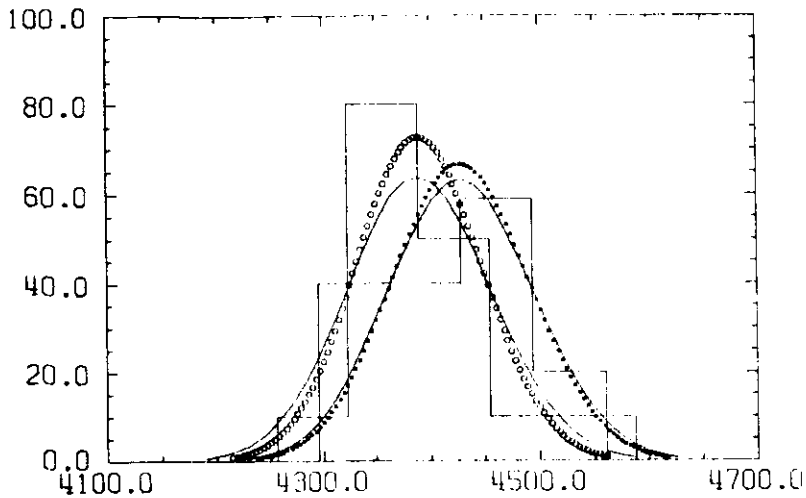


ABB. 14 a)  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  bei 65 GeV

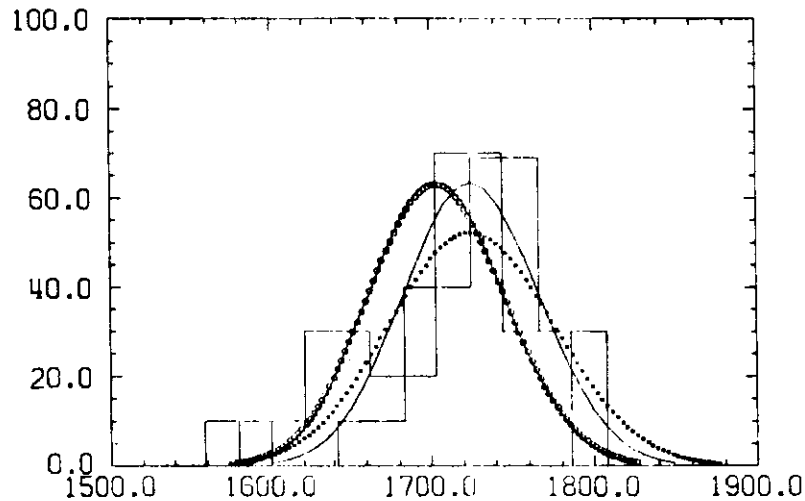


ABB. 14 b)  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  bei 55 GeV

Histogramme über die gewichtete Häufigkeit der Zählraten pro Meßlauf für  $p_T = 0.5$ ,  $x = 0.72$  für beide Spineinstellungen

— Gaußverteilung für statistischen Fehler  $\sigma$   
 - - - - Gaußverteilung für instrumentellen Fehler  $s$

Daraus ergibt sich, dass für kleine  $x$ - und  $p_T$ -Werte, bei denen die Zählraten-differenz  $H - L$  zu gering ist, die Asymmetrie nicht signifikant bestimmt werden konnte. Die Tabellen 4 und 5 zeigen die Asymmetrien der  $\pi^+/r^-$  und ihre Fehler, bei deren Berechnung auf Grund der Übereinstimmung zwischen  $\sigma_s$  und  $s_p$  der statistische Fehler benutzt wurde.

Die geforderte Genauigkeit bei der Bestimmung der Zählraten für die Kaonen und Protonen wurde in keinem Fall erreicht.

In die Zählratenasymmetrie geht wesentlich die Differenz  $H - L$  ein, so dass eine gute Übereinstimmung der statistischen und instrumentellen Schwankungen der Einzelraten nur eine grobe Aussage über die Langzeitreproduzierbarkeit der Meßanordnung gibt. Es ist jedoch nicht möglich, die Schwankungen der Zählraten-differenz zu bestimmen, da eine eindeutige Zuordnung zwischen den Meßläufen für die H-Rate und denen für die L-Rate nicht besteht. Eine Abschätzung der Langzeitstabilität ist deshalb nur dadurch möglich, dass man zeitlich auseinander liegende Messungen getrennt auswertet und die Ergebnisse der Zählratenasymmetrie für eine Spektrometereinstellung vergleicht.

Für zwei der Einstellungen - grosse  $x$ - und  $p_T$ -Werte - liegen zwei Messungen in einem Abstand von mehr als 6 Wochen vor. Die Abweichungen der Asymmetriewerte lagen innerhalb der statistischen Fehler. Da hier sowohl die Zählrate niedrig als auch das Verhältnis der H- zu L-Raten ungünstig sind, geben die Abweichungen keinen guten Hinweis darauf, dass sie nicht nur durch statistische Schwankungen verursacht sind.

Für Messungen mit höherer Statistik müsste die Langzeitstabilität verbessert und genauer überwacht werden.

Ein grober Nachweis dafür, dass die Apparatur in der Lage war, Polarisierungseffekte zu messen, besteht darin, die Häufigkeit aller gemessenen Asymmetrien für die Pionen in Einheiten ihrer Standardabweichung aufzutragen. Abbildung 15a zeigt ein Maximum bei ungefähr einer Standardabweichung. Die gleiche Verteilung für den Fall, dass absichtlich der Hälfte aller Meßabschnitte ein falsches Vorzeichen der Polarisierung zugeordnet wurde, ergibt ein Maximum bei 0.5 (Abb. 15b).

Aus dem bisher Gesagten geht hervor, dass für einige Meßpunkte vorhandene Polarisierungseffekte mit befriedigender Sicherheit gemessen werden konnten. Wenn man aus der Zählratenasymmetrie die Targetasymmetrie

$$T = \frac{Y}{P} A$$



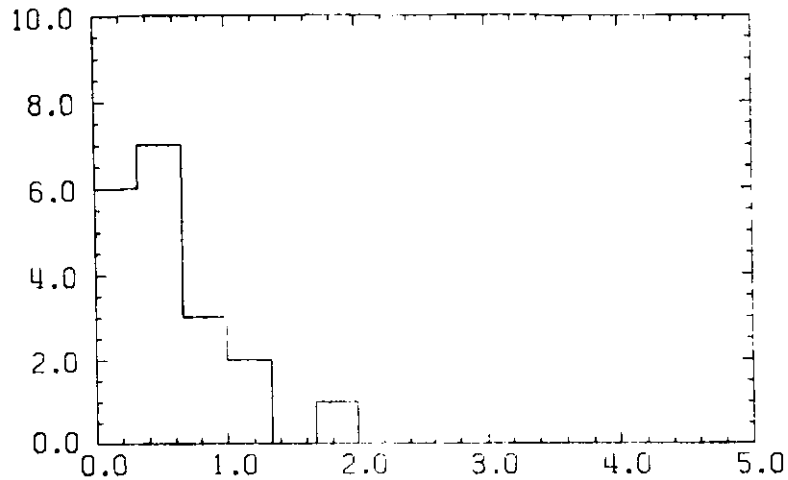


ABB. 15a

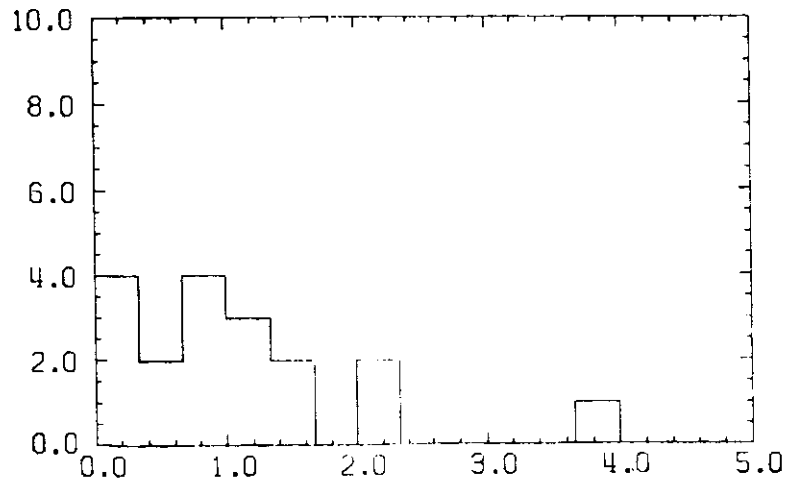


ABB. 15b

Häufigkeitsverteilung des Betrages der Targetasymmetrie gegen seine Standardabweichung a) bei falscher und b) bei richtiger Zuordnung der Zählraten zur Polarisationsrichtung

berechnet, gehen noch die Schwankungen der Polarisationswerte der Meßabschnitte und der Fehler von  $\gamma$  ein.

In den Fehler von  $\gamma$  sind die statistischen Fehler der zu seiner Berechnung verwendeten Zählraten eingegangen.

Für die Polarisation  $p$  wurde der Mittelwert aus den am jeweiligen Meßpunkt beteiligten Meßabschnitten für  $H_+$ ,  $H_-$ ,  $L_+$ ,  $L_-$  verwendet. Seine Unsicherheit

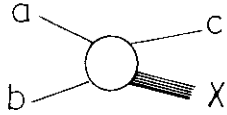
$$(\Delta p_m)^2 = \frac{1}{m Q^2} \left( Q \sum_{i=1}^m p_i^2 Q_i^2 - \left( \sum_{i=1}^m p_i Q_i \right)^2 \right)$$

liegt zwischen 0.5 und 2, je nach Meßpunkt. Die Streuung der Einzelwerte ist natürlich grösser und liegt bei etwa 10%, jedoch kompensieren sich zum Teil durch die Mittelwertbildung einige zeitliche Trends des gemessenen Polarisationsverlaufs, da die Richtung häufig gewechselt und das Target oft regeneriert wurde. Auch bei vorsichtiger Abschätzung des Polarisationsfehlers kann er gegenüber den Fehlern von  $\gamma$  und  $A$  vernachlässigt werden.

IV. Vorstellung der Daten

1. Kinematik

Die Kinematik einer inklusiven Reaktion  $a + b \rightarrow c + X$



ist quasi die eines Zweikörper-Prozesses und deshalb vollständig bestimmt durch den Impuls  $\vec{p}_c$  und die Masse  $m_c$  des nachgewiesenen Teilchens  $c$  zusammen mit  $s$ , dem Quadrat der Schwerpunktsenergie. Als Funktion dieser Variablen lautet der Lorentzinvariante Wirkungsquerschnitt:

$$d^3\sigma = (d^3p_c / E_c) f(\vec{p}_c, s)$$

wobei  $f(\vec{p}_c, s)$  als Strukturfunktion bezeichnet wird. Der Wirkungsquerschnitt ist normiert, so dass:

$$\int f(\vec{p}_c, s) \frac{d^3p_c}{E_c} = \langle n_c \rangle \sigma_{tot}(ab)$$

mit  $\langle n_c \rangle$  der mittleren Multiplizität für die Teilchensorte  $c$  und  $\sigma_{tot}(ab)$  dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung der Teilchen  $a$  und  $b$  miteinander.

Der Wirkungsquerschnitt hängt von drei unabhängigen Variablen ab, und verschiedene Parametrisierungen sind je nach Gegenstand der Untersuchung in Gebrauch.

Eine der drei Variablen ist immer  $s$ . Innerhalb einer Regge-Müller-Analyse sind  $M^2$  das Quadrat der Restmasse

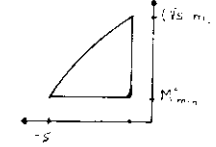
$$\begin{aligned} M^2 &= (p_a + p_b - p_c)^2 = \\ &= s - 2\sqrt{s} E + m_c^2 \end{aligned}$$

und  $t$ , der Impulsübertrag

$$\begin{aligned} t &= (p_a - p_c)^2 \\ &= m_a^2 + m_c^2 - 2E_a E + 2|\vec{p}_a| |p_L| \end{aligned}$$

eine sinnvolle Wahl für die anderen zwei Variablen. Der kinematische Bereich

für diese Variablen ist durch das Chew-Low-Diagramm gegeben



mit  $M_{min}$  als dem minimalen Wert der Restmasse  $M_x$ , der bei Erhaltung der Quantenzahlen für das System  $a, b, c, m_x$  erlaubt ist.

Berechnet man das Phasenraumelement  $d^3p/E$  für diesen Variablensatz, so ist

$$E \frac{d^3\sigma}{d^3p} = \frac{\sqrt{\lambda(s, m_a, m_b)}}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2} \approx \frac{s}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dt dM^2}$$

mit  $\lambda = (s - (m_a + m_b)^2)(s - (m_a - m_b)^2)$ .

Obwohl das vom theoretischen Standpunkt die adäquate Parametrisierung für Regge-Untersuchungen ist, legen die experimentellen Gegebenheiten die Wahl der Variablen  $x$  und  $p_T$  nahe. Sie stehen in einfachen Zusammenhang mit Impuls- und Winklereinstellung des Spektrometers.

Die Feynman Variable

$$x = \frac{2p_L}{\sqrt{s}}$$

ist der auf den maximal möglichen Impuls im Schwerpunktsystem

$$p_{Max} = \frac{1}{2\sqrt{s}} \left[ s - (m_c + M_{min})^2 \right]^{1/2} \left[ s - (m_c - M_{min})^2 \right]^{1/2}$$

normierte Longitudinalimpuls für  $s \rightarrow \infty$ . Für mittlere Energien wird nicht die asymptotische Näherung verwendet, um den Bereich  $-1 \leq x \leq +1$  zu erhalten.

$p_T$  ist der Transversalimpuls bezüglich der Strahlrichtung. Da die Meßpunkte in diesem Experiment im Projektilfragmentationsgebiet  $x > 0$  liegen, soll die Verknüpfung zwischen  $(x, p_T)$  und  $(M^2, t)$  nur für diesen kinematischen Bereich gezeigt werden.

Für  $M^2$  erhält man (KAJ 73) mit

$$E = |p_L| + (m_c^2 + p_T^2) / 2|p_L| = |x| \frac{1}{2} \sqrt{s} + (m_c^2 + p_T^2) / |x| \sqrt{s}$$

dass

$$\begin{aligned} M^2 &= s(1-x) - 2(m_c^2 + p_T^2)/|x| + m_c^2 + O(1/s) \\ &\approx s(1-|x|) \end{aligned}$$

ist. Im Projektilfragmentationsgebiet ist

$$E_a \approx \frac{1}{2} \sqrt{s} + \frac{m_a^2}{\sqrt{s}}$$

und mit der obigen Näherung für die Energie des nachgewiesenen Teilchens ( $p_L > 0$ ) erhält man für den Impulsübertrag  $t$  folgende Beziehung:

$$t = m_a^2 + m_c^2 - [m_a^2 x + (m_c^2 + p_T^2) \cdot \frac{1}{x}]$$

Diese Beziehung ist gültig für den Bereich  $x > 2 (m_c^2 + p_L^2) / \sqrt{s}$ .

Die Notation  $\begin{matrix} b \\ a \rightarrow c \end{matrix}$

bedeutet, dass Teilchen a in Teilchen der Sorte c fragmentiert. Wenn  $x > 0$  ist, mißt man im Projektilfragmentationsgebiet und a ist Projektil- und b Targetteilchen. Für  $x < 0$  vertauschen a und b ihre Bedeutung.

Die Meßpunkte dieses Experiments sind in einem Peyrou-Diagramm (Abb. 16), dem kinematisch möglichen Variationsbereich für die Variablen  $(x, p_T)$  eingetragen. Die kinematische Grenze

$$p_L^2 + p_T^2 = p_{\max}^2$$

ist für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  berechnet worden. Ebenfalls eingezeichnet ist die Phasenraumgrenze für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi \Delta$ . Die Verschmierung der Phasenraumgrenze wird durch die endliche Akzeptanz des Spektrometers verursacht.

## 2. Wirkungsquerschnitte

Aus allen Zählratendifferenzen für die beiden Energien - gemessen an den verschiedenen Targetfüllungen dieses Experimentes - können die jeweiligen inklusiven Wirkungsquerschnitte berechnet werden. Sie ermöglichen zum einen eine Überprüfung des Meßverfahrens, zum anderen die Berechnung von  $\gamma$ .

Mit den in Kapitel III.2 eingeführten Abkürzungen ergibt sich der lorentz-invariante inklusive Wirkungsquerschnitt zu:

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = [N_{k_{\max}} - N_{k_{\min}}] \cdot \frac{E}{p^3 \cdot \left(\frac{\Delta p}{p} \cdot \Delta \Omega\right)_{SP} \cdot \eta_{CORR} \cdot \eta_T \cdot \Delta k \cdot \frac{f(k, k_{\max})}{k}}$$

Die Korrekturgröße  $\eta_{CORR}$  setzt sich zusammen aus den Faktoren für die Absorption beim Durchgang durch das Spektrometer, für den Teilchenzerfall und für das Ansprechvermögen der Cerenkovzähler im Zählersystem.

Die Absorption der Pionen beim Durchgang durch den Kaon-Cerenkovzähler kann im

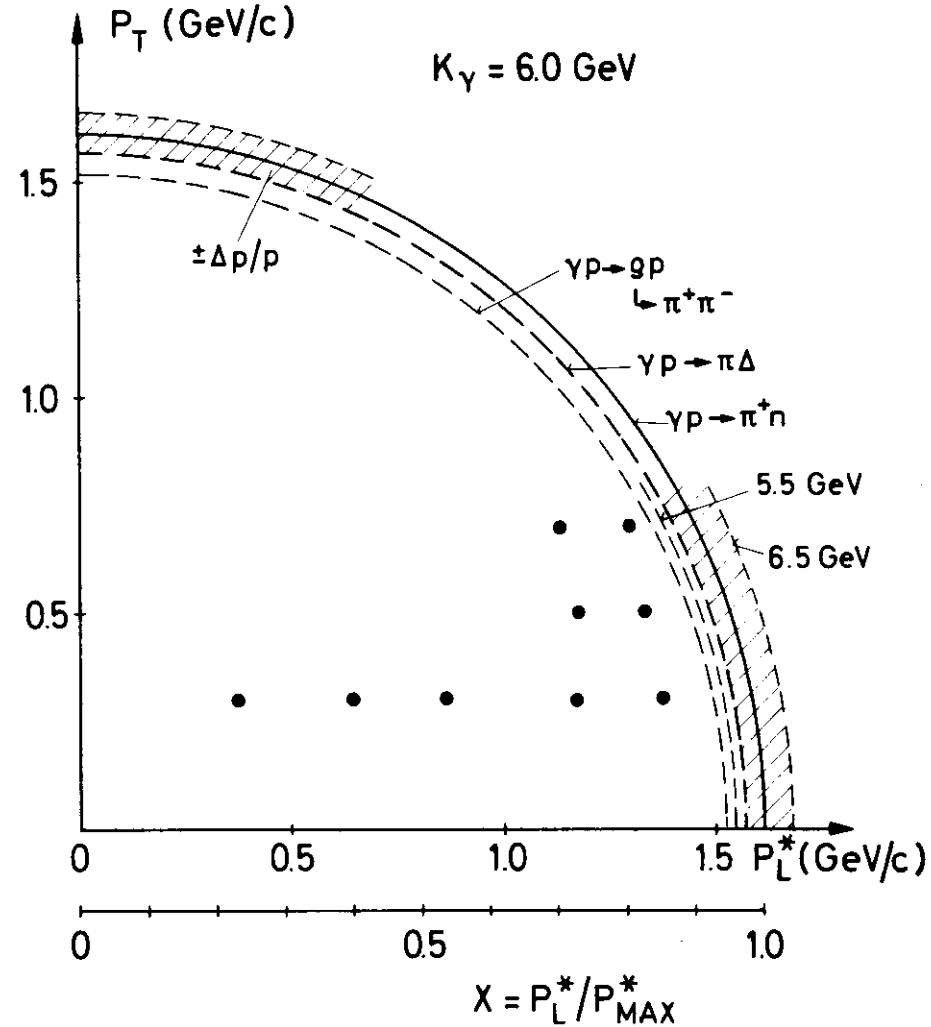


Abb. 16

Impulsbereich von 2 GeV/c bis 5.5 GeV/c durch die Exponentialfunktion

$$\eta_{abs}^{\pi} = e^{-(0.0205 \cdot p^2 - 0.225 \cdot p + 0.737)}$$

approximiert werden (BUR 73). Der Absorptionskoeffizient für die Kaonen und Protonen kann unter Verwendung der zugehörigen Absorptionswirkungsquerschnitte aus den Pionen-Koeffizienten berechnet werden:

$$\eta_{abs}^{K, P} = \eta_{abs}^{\pi} \frac{\sigma_{abs}^{K, P}}{\sigma_{abs}^{\pi}}$$

Der Wert des Absorptionsfaktors liegt für alle Teilchen zwischen 0.2 bei grossen Impulsen und 0.4 bei kleinen Impulsen.

Für Pionen und Kaonen ist die Korrektur für den Zerfall durch das Zerfallsgesetz gegeben:

$$\eta_{ZERF} = e^{-\frac{p_c m_c}{\tau_c p_c}}$$

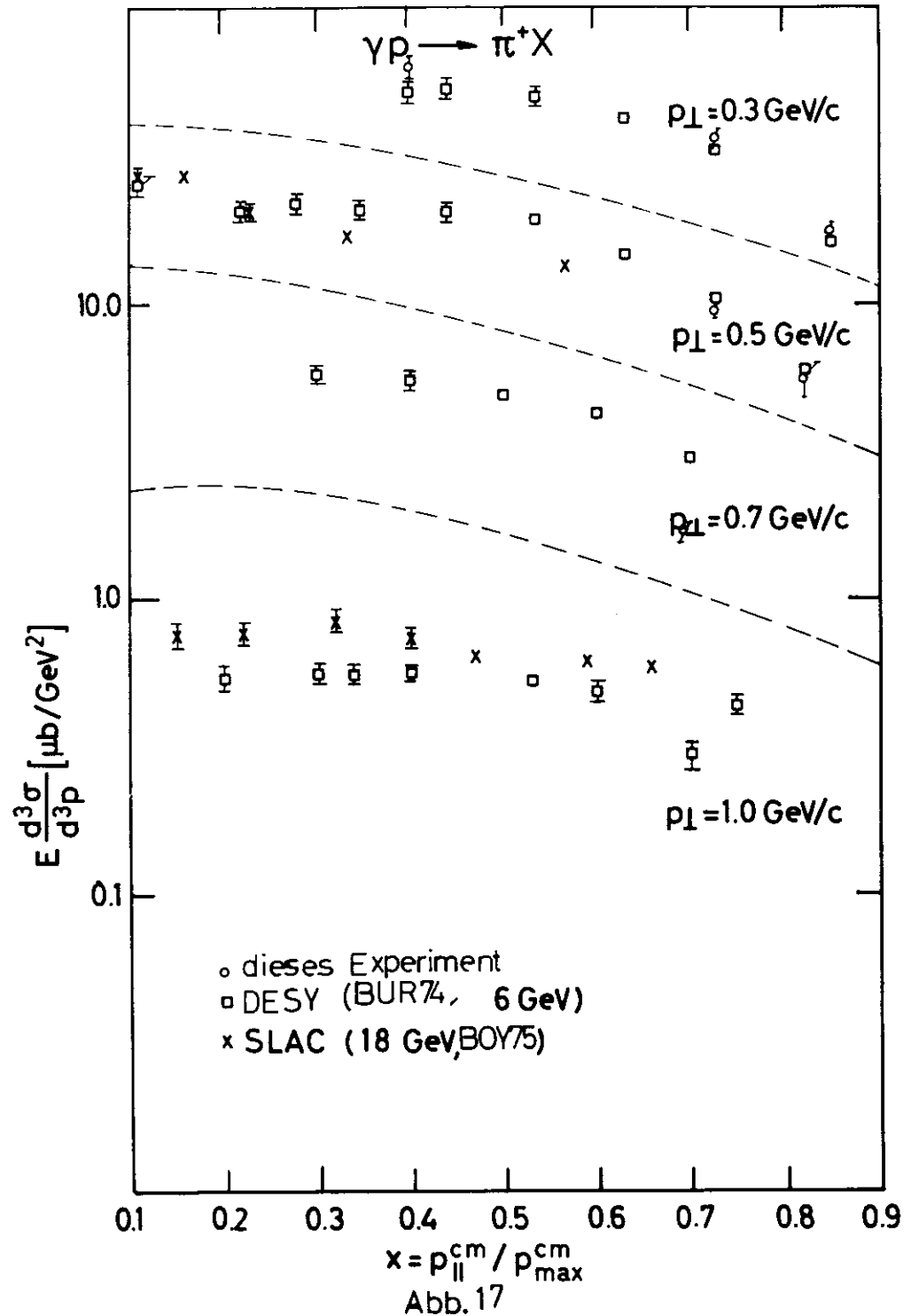
wobei  $m_c$  die Masse des Teilchens,  $p_c$  der Impuls,  $\tau_c$  die Lebensdauer und  $l_{eff}$  die Impulslänge sind. Die Zerfallslänge der Kaonen ist die Entfernung zwischen der Mitte der wirksamen Länge des Kaon-Cerenkovzählers und der Mitte des Targets. Der Korrekturfaktor  $\eta_{ZERF}$  beträgt 0.5 bis 0.8

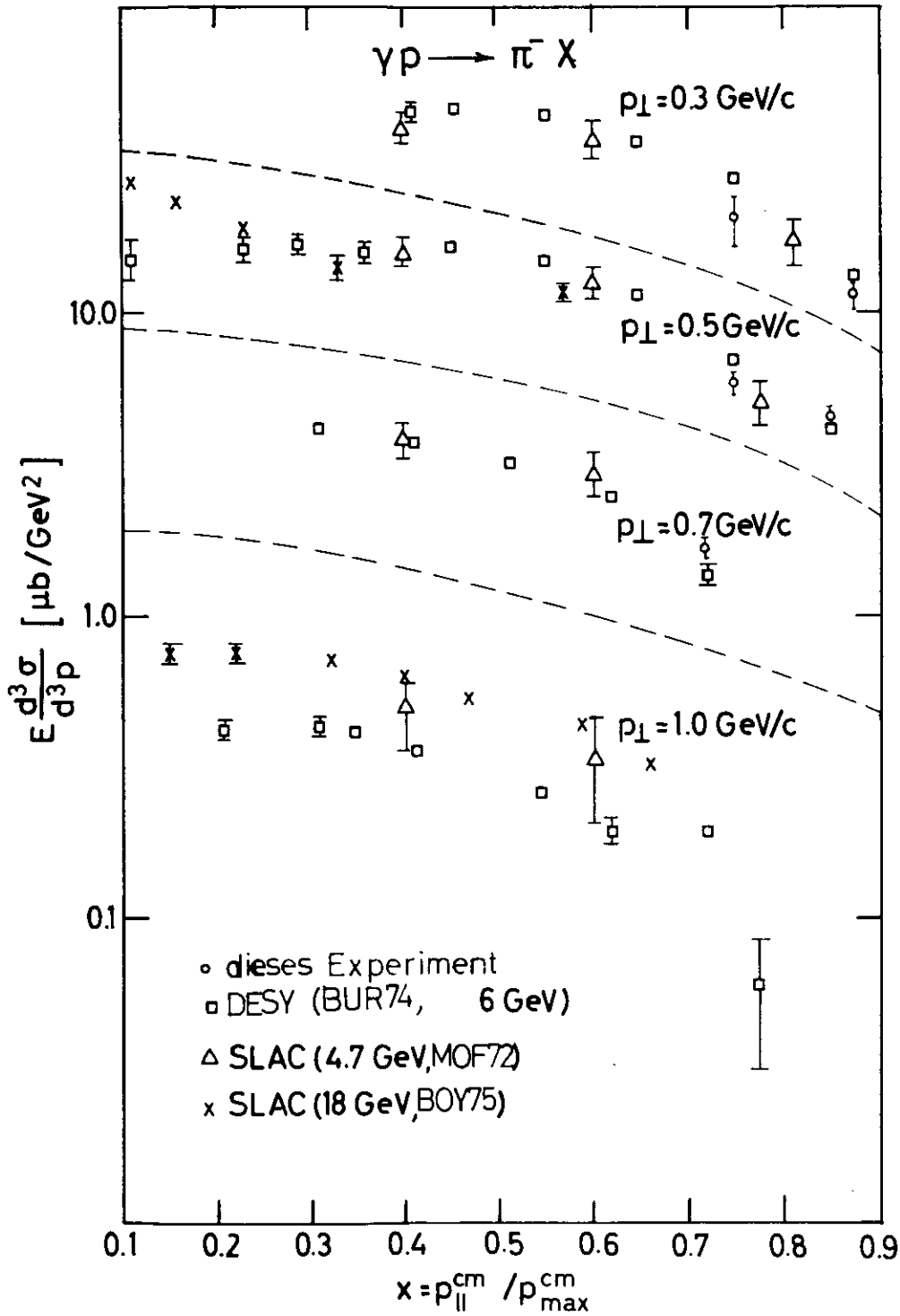
Da beim Pion-Zerfall die Wahrscheinlichkeit, dass das Zerfallsmyon innerhalb der Spektrometerakzeptanz bleibt und als Pion klassifiziert wird (HEI 69), sehr gross ist, wird  $l_{eff}$  durch Monte-Carlo Rechnungen ermittelt. Der Verlust an Pionen durch Zerfall beträgt zwischen 5% und 11%.

Aus der über die Spinrichtungen gemittelten Zählrate am polarisierten Target und der Flächendichte der freien Protonen kann der inklusive Wirkungsquerschnitt  $E \frac{d^3\sigma}{d^3p}$  am Wasserstoff berechnet werden. Dabei wird die Zählrate durch Korrektur mit dem Faktor  $1/\gamma$  um den Anteil der Reaktionen an den gebundenen Nukleonen erniedrigt. Die Abbildungen 17 und 18 zeigen die so gewonnenen Werte für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  zusammen mit den Literaturwerten. Die im allgemeinen gute Übereinstimmung zeigt, dass mit diesem experimentellen Aufbau zur Targetasymmetriemessung auch Absolutwerte in richtiger Grössenordnung erhalten wurden.

### 2.1. Berechnung von $\gamma$

Für acht der neun hier verwendeten Spektrometereinstellungen stehen Werte inklusiver Wirkungsquerschnitte zur Verfügung, die an einem Wasserstofftarget mit





dieser Apparatur gemessen wurden. Berechnet man den Wirkungsquerschnitt für die freien Protonen im Butanol ohne zu berücksichtigen, dass ein Teil der Reaktionen an den gebundenen Nukleonen stattfindet, kann man aus dem Verhältnis des so berechneten Wertes zu dem vorliegenden Wert am Wasserstoff den Korrekturfaktor  $\gamma$  gewinnen.

Die so ermittelten Werte von  $\gamma$  sind in der Abbildung 19 in Abhängigkeit von der Restmasse für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$  aufgetragen und in den Tabellen 4 und 5 angegeben. Diese Werte von  $\gamma$  stimmen im allgemeinen gut mit denjenigen aus den Kohlenstoffzählraten bestimmten überein. Für einen der kinematischen Meßpunkte ergaben sich Abweichungen, die lokalisiert werden konnten als fehlerhafte Messungen am Kohlenstofftarget.

### 2.2. Einfluss der kohärenten Streuung am Kohlenstoff

Der inklusive Wirkungsquerschnitt am Kohlenstoff beinhaltet die Streuung an einem komplexen Kern. Hierbei gibt es zwei Möglichkeiten. Wenn das Target Kerne mit mehreren Konstituenten enthält, kann die Streuamplitude gleich der Summe der Amplituden für die Streuung an den Konstituenten sein. Dies ist der Fall für kohärente Streuung. Ist die Streuung inkohärent, so werden die Intensitäten addiert (GOT 72).

Diese vereinfachte Darstellung stimmt für die elastische Streuung. Im inelastischen Bereich gibt es eine Klasse von Reaktionen, die den Charakter einer elastischen Streuung hat, das heißt eine nur schwache Energie-Abhängigkeit und die Bevorzugung minimaler Impulsüberträge. Solche als diffraktiv bezeichneten Prozesse können als Wechselwirkungen verstanden werden, bei denen eines oder beide der gestreuten Teilchen in einem Vielteilchenzustand dissoziiert, ohne dass der Reaktionsablauf durch die Dissoziation wesentlich beeinflusst wird. Zu dieser Kategorie gehört die diffraktive Produktion von Vektormesonen ( $\rho$ ,  $\omega$ ,  $\phi$ ). Wenn es ununterscheidbar ist, mit welchem der Nukleonen der Produktionsprozess stattgefunden hat, dann addieren sich die Amplituden für die Produktion des gleichen Endzustandes an einem individuellen Nukleon kohärent. Das ist der Fall, wenn die Quantenzahlen des Kerns sich nicht verändern. Das kohärente Zusammenwirken aller Nukleonen ist auf einen kleinen Impulsübertrag oder kleinen Produktionswinkel beschränkt. Betrachtet man jedes Nukleon als ein individuelles Streuzentrum, so würden sich die auslaufenden Wellen bei grossen Winkeln mit verschiedenen relativen Phasen addieren (Huygensches Prinzip) als Folge der verschiedenen Orte der einzelnen Nukleonen im Kern und destruktiv interferieren (SOE 74).

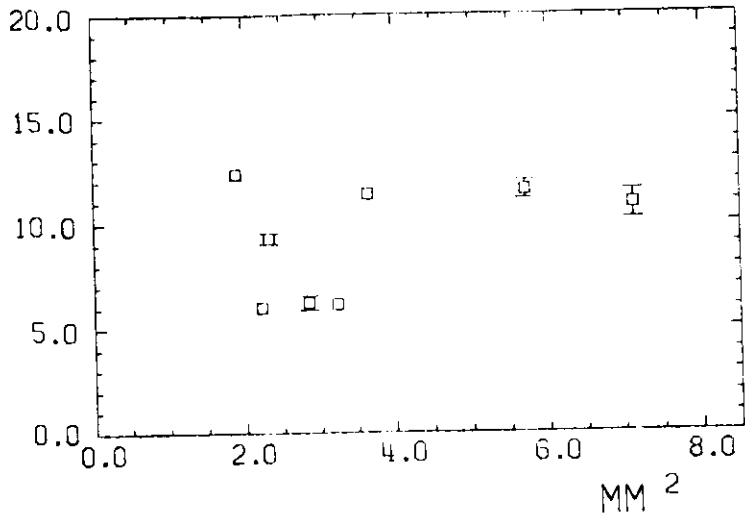


ABB. 19a)  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$

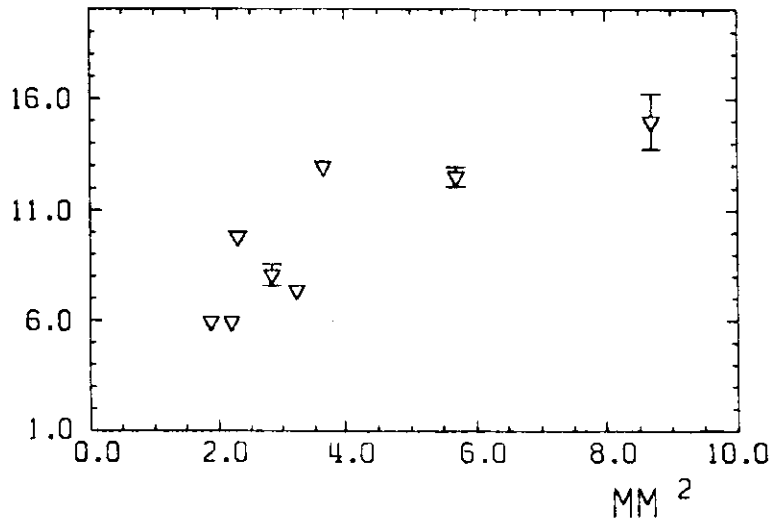


ABB. 19b)  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$

Korrekturfaktor  $\gamma$  aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte am Wasserstoff- und Butanol-Target gegen Quadrat der Restmasse

Für eine inkohärente Produktion ist der Wirkungsquerschnitt proportional

$$|f_1|^2 + |f_2|^2 + \dots + |f_n|^2 = A \cdot |f|^2$$

wobei  $f_n$  die Streuamplituden und  $A$  die Massenzahl des Kerns bezeichnen. Aus der Größenordnung des totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitts  $\sigma_{tot}(\gamma N) \approx 120 \mu b$  ergibt sich die mittlere freie Weglänge für ein Photon im Kern zu  $\approx 500 \text{ fm}$ ; deshalb wird jedes Nukleon von dem gesamten Strahl beleuchtet und für den Wirkungsquerschnitt am Kern folgt:

$$\sigma_{tot}(XA) = Z\sigma_{tot}(\gamma p) + (A-Z)\sigma_{tot}(\gamma n) \approx A\sigma_{tot}(\gamma N)$$

Im Falle der kohärenten Streuung am Kern addieren sich die Streuamplituden an jedem Nukleon und der Wirkungsquerschnitt ist proportional

$$|f_1 + f_2 + \dots + f_n|^2 = |A \cdot f|^2 = A^2 \cdot |f|^2$$

Monte Carlo Rechnungen zeigen (PAU 76), dass Pionen beziehungsweise Kaonen aus dem Zerfall diffraktiv erzeugter  $\rho^-$ - beziehungsweise  $\phi$ -Mesonen in die Akzeptanz des Spektrometers fallen.

Ein Maß für den Anteil der kohärenten Erzeugung am Kohlenstoff-Wirkungsquerschnitt ist sein Verhältnis  $\alpha$  zu dem auf gleiche Nukleonenzahl normierten Wirkungsquerschnitt am Wasserstoff. Die Tabelle 6 wurde angegeben, um die Tendenz im Verhalten von  $\alpha$  zu veranschaulichen.

	$P_T$								
	0.3			0.5			0.7		
$x$	0.23	0.39	0.54	0.73	0.85	0.73	0.82	0.7	
$\alpha_{\pi^+}$	2.5	1.8	1.5	1.7	1.3	0.86	0.87	0.93	
$\alpha_{\pi^-}$	2.6	1.9	1.8	2.0	1.5	1.0	0.89	1.2	

Tabelle 6 - Verhältnis  $\alpha_{\pi^+/\pi^-}$  der auf gleiche Nukleonenzahl normierten Wirkungsquerschnitte am Kohlenstoff und Wasserstoff für  $\gamma p \rightarrow \pi^\pm X$ .

Man sieht, dass für sehr grosse  $x$ - und  $p_T$ -Werte  $\alpha < 1$  wird, das bedeutet, dass der kohärente Anteil verschwindet. Die in diesem kinematischen Bereich möglichen Reaktionen am Neutron haben einen kleineren differentiellen Wirkungsquerschnitt als die am Proton. Da aber zum Wirkungsquerschnitt  $d\sigma(\gamma A)/dt$  zur Hälfte die Reaktionen am Neutron beitragen, bedingt das den Wert  $\alpha < 1$  bei Normierung auf dem Wirkungsquerschnitt am Wasserstoff.

Der Beitrag der kohärenten Streuung erklärt den grossen Wert von  $\gamma$  für alle  $x$ -Werte bei  $p_T = 0.3$ .

### 3. Targetasymmetrie inklusiver Prozesse

Alle gemessenen Targetasymmetrien für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  sind in den Tabellen 4 und 5 angegeben. Für den Transversalimpuls  $p_T = 0.7$  sind für beide  $x$ -Werte ( $x = 0.7, x = 0.8$ ) die gewichteten Asymmetriemittelwerte aus zwei zeitlich getrennten Meßperioden eingetragen. Sie können in Verteilungen des Longitudinalimpulses für festes  $p_T$  und als Verteilungen des Transversalimpulses für zwei feste  $x$ -Werte geordnet werden.

#### 3.1. Verteilungen des Longitudinalimpulses

Die Ergebnisse der Meßpunkte für  $p_T = 0.3$  können als Funktion des relativen Longitudinalimpulses  $x$  aufgetragen werden. Sie zeigen für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  Polarisationseffekte (Abb. 20), deren statistische Signifikanz für die  $\pi^-$ -Ergebnisse auf Grund der niedrigeren Ausbeute schwächer als für die  $\pi^+$  ist. Die Abbildungen 21 und 22 zeigen die Targetasymmetrie für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  und  $\gamma p \rightarrow p X$ . Die geringe Ausbeute für diese Reaktionen bedingt die sehr grossen statistischen Fehler.

#### 3.2. Verteilungen des Transversalimpulses

Für die Werte  $x = 0.73$  und  $x = 0.85$  wurden die Targetasymmetrien für drei Transversalimpulse gemessen.

Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  zeigt für  $p_T = 0.3$  sowohl für  $x = 0.73$  wie auch  $x = 0.85$  eine von Null verschiedene Targetasymmetrie, wogegen für  $p_T = 0.5$  und  $p_T = 0.7$  die Targetasymmetrie mit Null verträglich ist. Die Messwerte für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  haben wiederum einen grösseren relativen Fehler. Die Targetasymmetrie ist hier für  $p_T = 0.3$  geringer als für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  und für beide  $x$ -Werte (Abb. 23) negativ. Für  $p_T = 0.5$  und  $p_T = 0.7$  ist sie mit Null verträglich.

Tabelle 4 - Targetasymmetriewerte für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$

$p_T$	$x$	$P(\gamma)$	$A(\gamma)$	$\gamma$	$T(\gamma)$
0.3	0.23	45.2	0.094 ± 1.23	13.9 ± 1.12	2.9 ± 37.7
0.3	0.4	44.1	1.37 ± 0.66	10.9 ± 0.69	33.9 ± 16.5
0.3	0.53	40.1	-0.344 ± 0.38	11.5 ± 0.43	-9.9 ± 11.0
0.3	0.73	40.5	0.89 ± 0.22	11.3 ± 0.20	24.8 ± 6.3
0.3	0.85	40.4	-0.55 ± 0.24	9.3 ± 0.26	-12.6 ± 5.6
0.5	0.73	40.4	-0.34 ± 0.45	6.1 ± 0.12	-5.2 ± 6.9
0.5	0.82	45.7	-0.36 ± 0.73	6.0 ± 0.19	-4.7 ± 9.6
0.7	0.7	44.3	-0.61 ± 0.52	6.2 ± 0.34	-8.5 ± 7.3
0.7	0.8	44.3	-1.07 ± 0.81	4.9 ± 1.5	-11.8 ± 8.9

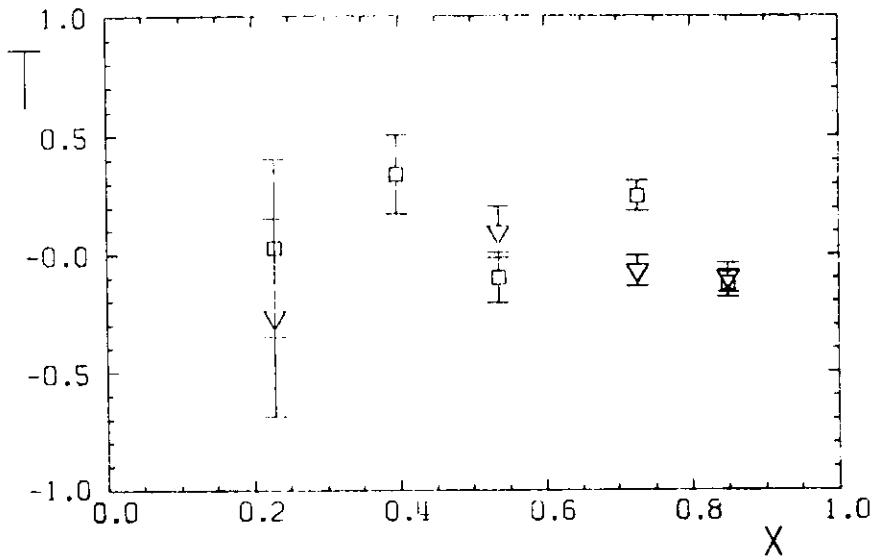


ABB. 20

Targetasymmetrie für  $\gamma p^+ + \pi^+ X$  (□) und  
 $\gamma p^+ + \pi^- X$  (▽) bei  $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$ .

$P_T$	X	P(-)	A(%)	$\gamma$	T(%)
0.3	0.23	42.4	-0.75 ± 1.2	15.0 ± 1.2	-26.5 ± 42.0
0.3	0.4	-	-	-	-
0.3	0.53	43.2	0.33 ± 0.38	12.5 ± 0.4	9.4 ± 11.0
0.3	0.73	39.7	-0.22 ± 0.2	13.0 ± 0.2	-7.2 ± 6.5
0.3	0.62	41.5	-0.43 ± 0.26	9.8 ± 0.3	-10.0 ± 6.2
0.5	0.75	33.1	0.39 ± 0.46	7.4 ± 0.1	8.8 ± 10.3
0.5	0.85	46.4	0.14 ± 0.73	5.9 ± 0.1	1.8 ± 9.4
0.7	0.7	42.0	0.11 ± 0.68	8.0 ± 0.5	2.1 ± 13.0
0.7	0.8	43.5	1.25 ± 1.2	2.9 ± 0.5	8.3 ± 8.0

Tabelle 5 - Targetasymmetrie für  $\gamma p^+ + \pi^- X$



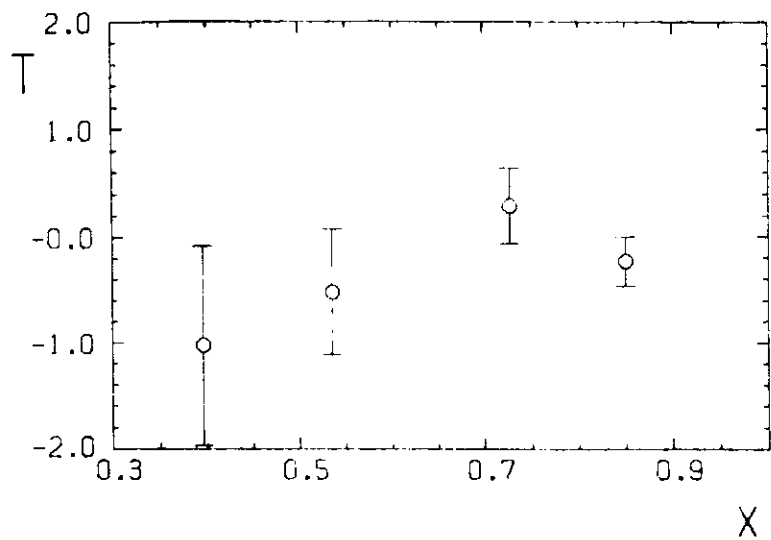


ABB. 21 - Targetasymmetrie für  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  bei  $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$

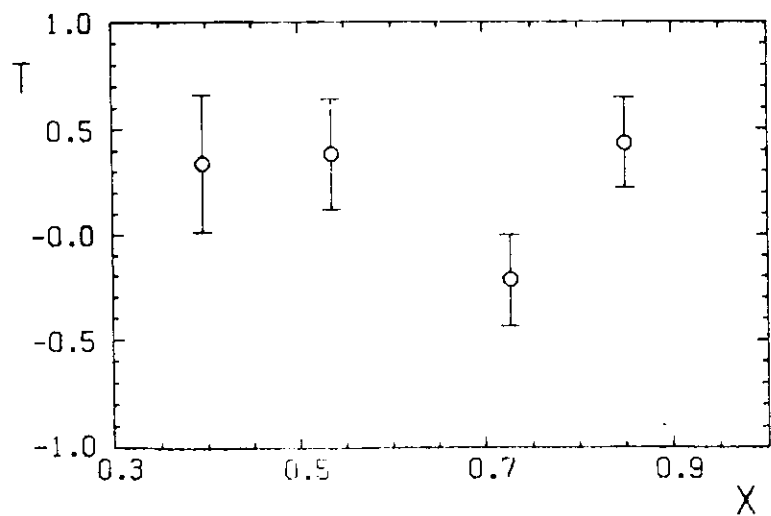


ABB. 22 - Targetasymmetrie für  $\gamma p \rightarrow p X$  bei  $p_T = 0.3 \text{ GeV}/c$

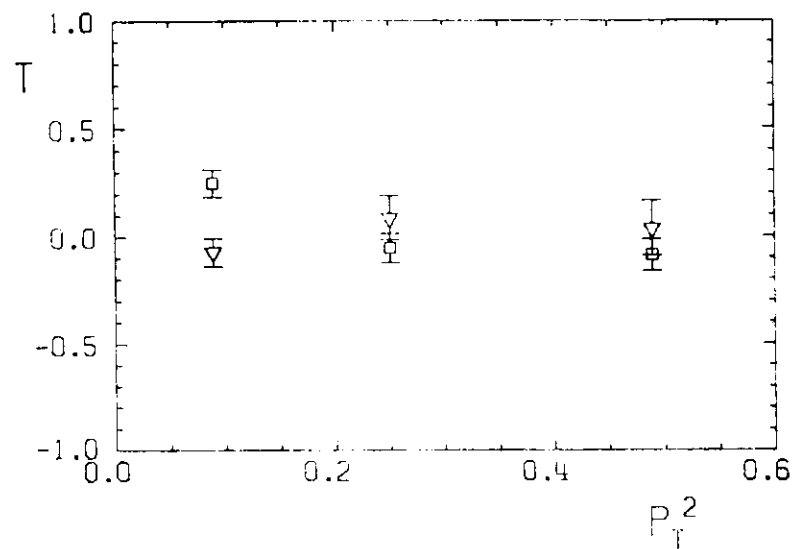


ABB. 23a)  $x = 0.7$

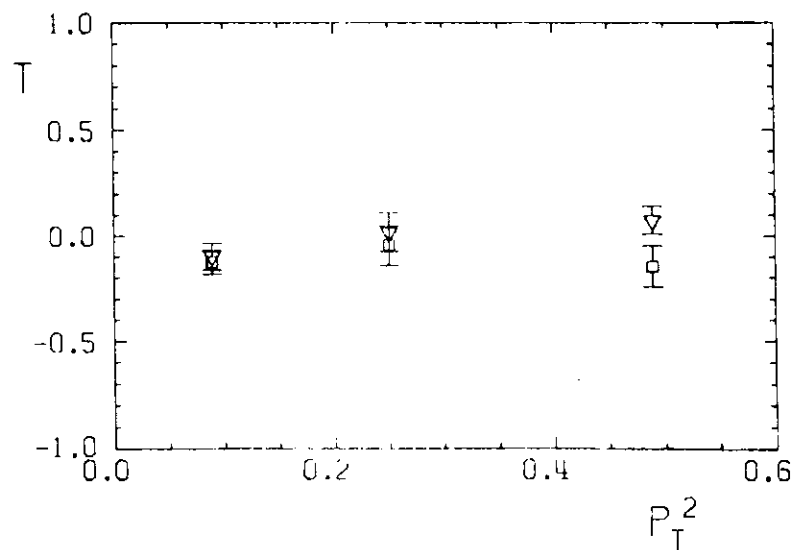


ABB. 23b)  $x = 0.8$

Targetasymmetrie für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ X$  ( $\square$ ) und  $\gamma p \rightarrow \pi^- X$  ( $\nabla$ ) bei zwei x-Werten

Für  $p_T = 0.5$ ,  $x = 0.85$  liegt die Schwelle für die  $K^+$ -Erzeugung bei 5.5 GeV. Hier wurde die Messung bei den beiden Photonenenergien  $k = 5.5$  GeV und  $K = 6.5$  GeV durchgeführt. In diesem Energie-Intervall werden im Spektrometer die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  und  $\gamma p \rightarrow K^+ \Sigma^0$  akzeptiert, für die eine im Vorzeichen verschiedene Targetasymmetrie erwartet wird (VOG 73).

Die Schwelle für  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  liegt für  $p_T = 0.7$ ,  $x = 0.8$  bei  $k = 6.1$  GeV. Gemessen wurde im Photonenenergieintervall 5.8 - 6.2 GeV, so dass hier nur die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ \Lambda$  im Spektrometer akzeptiert wurde.

Die Abbildungen 24 und 25 zeigen die Targetasymmetrie für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow K^+ X$  und  $\gamma p \rightarrow p X$  als Funktion des Transversalimpulses.

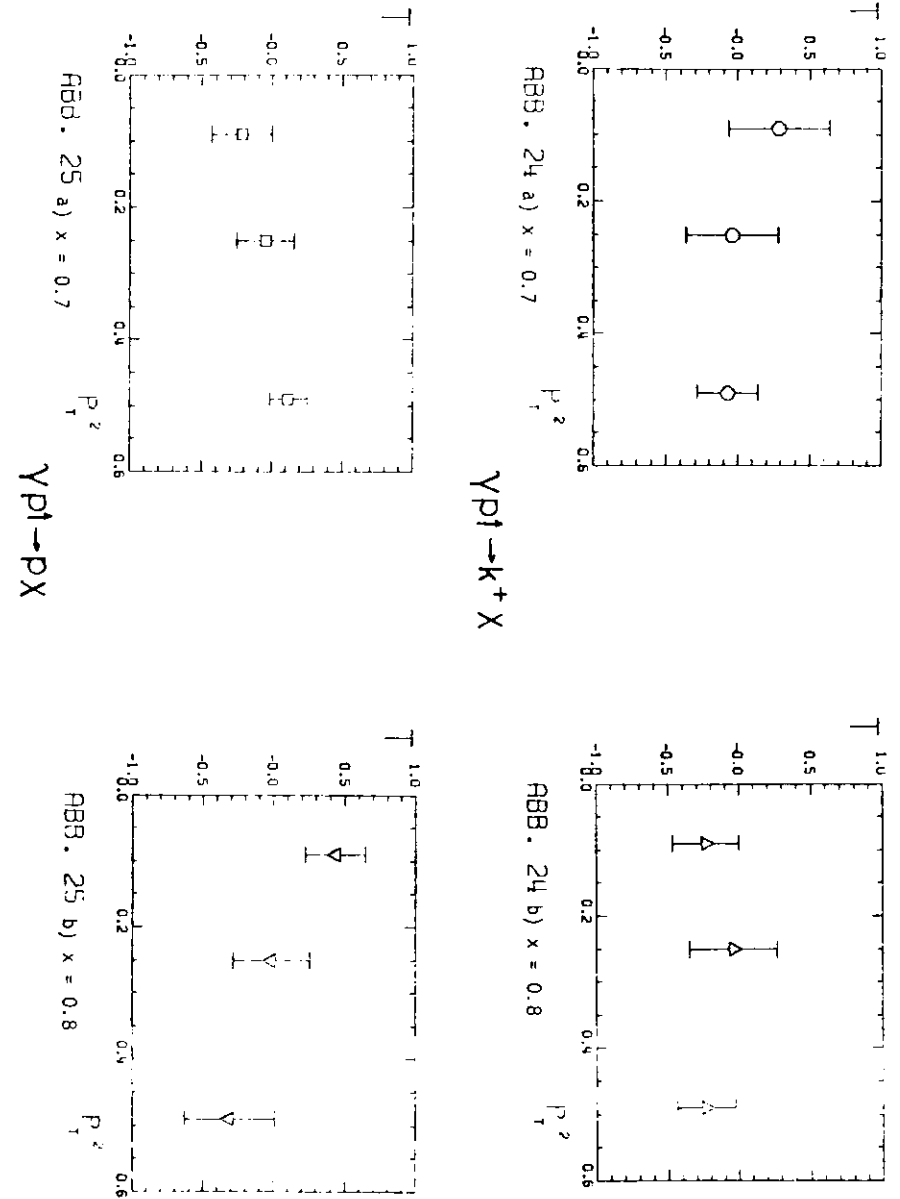
#### 4. Targetasymmetrie exklusiver Reaktionen

Die Monte-Carlo Rechnungen zeigen, dass für bestimmte Einstellungen des Spektrometers und der Kantenenergie nur Sekundärteilchen aus einem überwiegenden Reaktionsstyp nachgewiesen werden.

In Tabelle 7 sind die  $x$ - und  $p_T$ -Werte, aber auch der Impulsübertrag  $t$  der exklusiven Reaktion bei 5.5 GeV eingetragen.

$p_T$	$x$	$ t $	P(%)	A(%)	T(%)	Reaktion
0.3	0.85	0.1	43.6	$-2.73 \pm 0.82$	$-21.7 \pm 6.9$	$\gamma p \rightarrow \pi^+ n$
0.5	0.82	0.27	45.1	$-2.34 \pm 0.39$	$-33.9 \pm 7.4$	
0.7	0.8	0.53	42.4	$-2.84 \pm 0.47$	$-30. \pm 6.9$	
0.3	0.85	0.1	42.8	$1.86 \pm 1.06$	$35.4 \pm 22.8$	$\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$
0.5	0.82	0.27	45.4	$-0.49 \pm 0.54$	$-6.4 \pm 7.2$	
0.7	0.8	0.53	44.2	$-0.76 \pm 0.92$	$-10. \pm 9.6$	

Tabelle 7 - Targetasymmetrie der exklusiven Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  bei einer Photonenenergie  $k_\gamma = 5.5$  GeV



Die gemessenen Targetasymmetriewerte für  $\gamma p^+ \rightarrow \pi^+ n$  stimmen sehr gut mit den Literaturwerten überein (Abb. 26).

Dieses zeigt auch, dass die Beimischungen der Phasenraumproduktion ( $\gamma p \rightarrow \pi^+ \bar{p}$ ) aber auch die von  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$  keinen merkbaren Beitrag zur Targetasymmetrie liefern.

Für die negative Teilchenpolarität kann für die gleichen Messpunkte die Targetasymmetrie der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  für die Photonenergie von 5.5 beziehungsweise 5.8 GeV angegeben werden. Die Phasenraumproduktion hat gegenüber der  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$ -Produktion einen stark unteretzten Wirkungsquerschnitt.

Die Targetasymmetrie für  $\gamma p^+ \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  (Tabelle 7) ist positiv für  $t = 0.1$  und ist für  $t = 0.27$  und  $t = 0.56$  mit Null verträglich. Zum Vergleich existiert ein Meßpunkt bei  $K = 16$  GeV und  $t = 0.4$  (MOR 72), dessen Targetasymmetrie  $T = (0.33 \pm 0.34)$  beträgt.

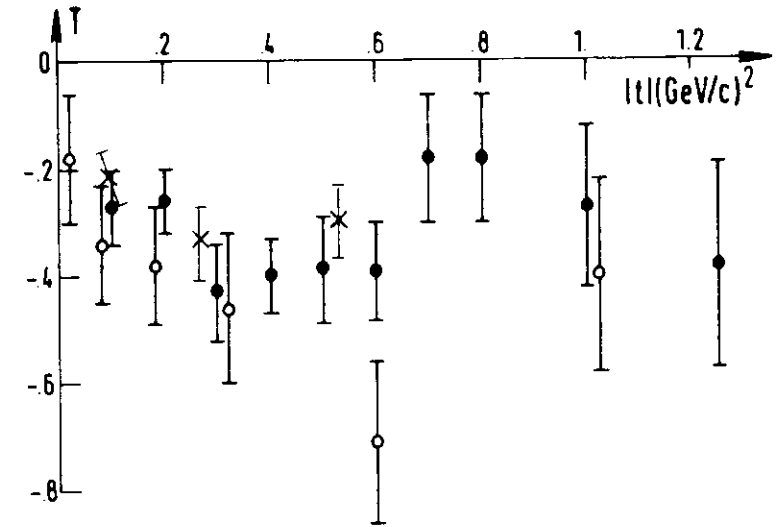


Abb. 26 - Targetasymmetrie für  $\gamma p^+ \rightarrow \pi^+ n$   
● GEN 75 ( $K = 5.0$  GeV)  
○ MOR 72 ( $K = 5.0$  GeV)  
x dieses Experiment ( $K = 5.5$  GeV)

V. Theoretische Modelle und Diskussion der Ergebnisse

1. Einige Begriffe aus der Regge-Theorie

Die Amplituden der Hadron-Hadron Streuung können als analytische Funktionen der Mandelstamm-Variablen  $s$ ,  $t$  und  $u$  formuliert werden.

Das Regge-Modell betrachtet die Streuamplitude ausser als analytische Funktion von  $s$ , im  $t$ -Kanal auch noch als analytische Funktion des Drehimpulses  $l$ , der als komplexe Variable  $l = \alpha$  behandelt wird. Im Regge Modell wird die Wechselwirkung von Teilchen durch den Austausch von Objekten, den Regge Trajektorien, die ganze Familien von Teilchen zusammenfassen, beschrieben.

Für grosse  $s$  kann die Funktion als

$$F(s, t) = \left( \sum_i + \int \right) \beta_i(t) s^{\alpha_i(t)}$$

geschrieben werden, wobei eine Summation ( $\sum$ ) über bestimmte Werte  $i$ , genannt Pole, und ein Kontinuum ( $\int$ ) von  $i$  Werten,  $i$  genannt Schnitte durchgeführt wird (FEY 72).

Betrachtet man nur Regge-Pole, so kann die relativistische Streuamplitude für  $s \rightarrow \infty$  und  $t \rightarrow 0$  in ihrer asymptotischen Form geschrieben werden:

$$F(s, t) \approx C(s) \beta(\alpha, s) \chi(s) t^{\alpha(s)}$$

wobei  $\chi(s) = \frac{1 + \tau e^{-\pi\alpha(s)}}{\sin \pi\alpha(s)}$  der

Signaturfaktor und  $\alpha(s)$  der Reggepol mit den Residuen  $\alpha(\alpha, s)$  sind. Die Signatur  $\tau = \pm 1$  ist eine Quantenzahl der Regge-Trajektorie.

1.1. Regge-Trajektorien

In relativistischen Modellen sind Regge Trajektorien  $\alpha(t)$  in guter Näherung lineare Funktionen von  $t$

$$\alpha(t) = \alpha(0) + a't$$

Regge-Trajektorien sind durch feste Quantenzahlen, wie Isospin  $I$ , G-Parität, Signatur  $\tau$ , Baryonenzahl  $B$  und Hyperladung  $Y$  gekennzeichnet. Teilchen mit gleichen Quantenzahlen liegen auf einer Trajektorie. Regge-Trajektorien interpolieren Mesonen entweder für geradzahigen oder ungeradzahigen Spin. Die Signatur der Mesonentrajektorien ist  $\tau = (-1)^J$  und die der Baryonentrajektorien ist  $\tau = (-1)^{J-1/2}$ .

Die Beschreibung des Streuvorgangs im  $s$ -Kanal durch Austausch von Reggetrajektorien bedingt, dass die zugehörigen  $t$ -Werte negativ sind. Der Verlauf der Trajektorie ist jedoch durch die bei positivem  $t$  liegenden Teilchen bestimmt.

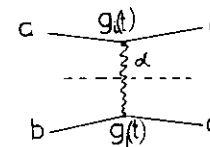
Um den nahezu konstanten totalen Wirkungsquerschnitt der Hadron-Hadron-Wechselwirkung zu erklären, wurde die Pomanchuk ( $P$ )-Trajektorie eingeführt. Sie charakterisiert Vakuum-austausch und trägt die Quantenzahlen  $I = 0$ ,  $G = 0$ ,  $\tau = +1$ . Die Parameter der  $P$ -Trajektorie sind  $\alpha_P(0) = 1$ ,  $a'(t > 0) \approx 1 \text{ GeV}^{-2}$ ,  $a'(t < 0) \approx 0.3 \text{ GeV}^{-2}$ .

1.2. Faktorisierung der Regge-Pole

Die Streuung  $a + b \rightarrow c + d$  kann beschrieben werden als zusammengesetzt aus einer Formation einer Resonanz  $\alpha$  aus  $a + c$  und ihrem Zerfall  $\alpha \rightarrow b + d$ . Unter dieser Annahme lassen sich die hochenergetischen Regge-Austausch Amplituden darstellen durch

$$F_{ij}(s, t) = g_i(t) g_j(t) \chi(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha(t)}$$

wobei  $i$  und  $j$  die beiden Vertizes bezeichnen.



Die Residuen werden durch die am entsprechenden Vertex koppelnden Teilchen und die Trajektorie bezeichnet:

$$g_i(t) \equiv g_{a\alpha}(t)$$

$$g_j(t) \equiv g_{b\alpha}(t)$$

Falls die P-Trajektorie ausgetauscht wird, ergeben sich aus den Trajektorisierungseigenschaften Beziehungen zwischen Reaktionen, in denen gleiche Vertizes auftreten. Zum Beispiel kann die elastische pp-Streuung mit der  $\pi p$ -Streuung durch eine hypothetische  $\pi\pi$ -Streuung verknüpft werden:

$$\sigma_{el}(pp) \sigma_{el}(\pi\pi) \approx [\sigma(\pi p)]^2$$

### 1.3. Regge-Schnitte

Die Anwesenheit von Schnitten in der komplexen Ebene ergibt zusätzlich Beiträge zur Regge-Darstellung der Streuamplitude  $F(s,t)$ . Der Beitrag über einen Schnitt bis zu dessen Verzweigungspunkt verhält sich wie ein Kontinuum von Regge-Polen:

$$F_{\text{Schnitt}} \approx \int_0^{\infty} d\alpha \rho(\alpha) [1 + i e^{-i\pi\alpha}] s^\alpha$$

Sie werden als Faltungsintegrale über die entsprechenden Polresiduen berechnet. Die Wahl der Gewichtsfunktion  $\rho(\alpha)$ , die mit der Diskontinuität über den Schnitt verknüpft ist, bedingt eine zusätzliche s-Abhängigkeit der Streuamplitude.

Schnitte in der komplexen Ebene erklären:

- Austausch mehrerer Regge-Trajektorien
- Mehrfachstreuung
- absorptive Korrekturen zum Teilchen- und Reggeaustausch.

Man unterscheidet drei Klassen von Schnitten:

- a) P x P - Schnitte sind Korrekturen zum Pomeron-Austausch
- b) P x R - Schnitte sind Korrekturen zum Reggeon-Teilchen Austausch
- c) R x R - Schnitte beschreiben Zweiteilchenaustausch.

Die Trajektorie eines Schnittes, erzeugt durch Austausch zweier Trajektorien  $\alpha_1(t)$  und  $\alpha_2(t)$ , ist:

$$\alpha_{12}(t) = \alpha_1(0) + \alpha_2(0) - 1 + \frac{\alpha_1' \alpha_2'}{\alpha_1' + \alpha_2'} t$$

Im Unterschied zu den Regge-Polen faktorisieren Schnitte nicht.

### 2. Regge-Analyse exklusiver Prozesse

Der Spin-Paritätszustand der Anfangs und Endzustandsteilchen einer Reaktion bestimmt die Anzahl der zur Beschreibung einer exklusiven Reaktion notwendigen Helizitätsamplituden. Am Beispiel der  $\gamma N \rightarrow \pi N$  Prozesse lässt sich der Ablauf einer Regge Analyse veranschaulichen.

Da die Targetasymmetriewerte dieses Experimentes für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  bei 5.5 GeV sehr gut mit den Literaturwerten übereinstimmen, kann man den bei gleicher Spektrometereinstellung gemessenen  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  Ergebnissen ein gewisses Vertrauen schenken, obwohl es keine Vergleichsmessungen gibt. Sie können nur im Zusammenhang mit den vorhandenen Messungen des differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts der  $\Delta^{++}$ -Erzeugung (LUK 72) und der Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen (BAL 72) interpretiert werden.

Die  $\gamma N \rightarrow \pi N$  Prozesse lassen sich durch acht komplexe Amplituden beschreiben. Sie werden durch die Paritätserhaltung in der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung auf vier reduziert. Die s-Kanal Amplituden lauten

$$h_\lambda = \langle 1/2 | M | +1/2, \lambda \rangle$$

für die Nukleonspin-Nonflip-Amplitude und

$$\phi_\lambda = \langle 1/2 | M | -1/2, \lambda \rangle$$

für die Nukleonspin-Flip-Amplitude, wobei  $\lambda = \pm$  die Helizität des Photons ist. Die Helizitätsamplituden definierter Parität sind die Linearkombinationen:

$$H_\pm = h_+ \pm h_-$$

$$\Phi_\pm = \phi_+ \pm \phi_-$$

Mit Hilfe der Helizitätsamplituden  $H_\pm, \Phi_\pm$  lassen sich folgende vier Observablen darstellen:

- 1) der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4} (|H_+|^2 + |\Phi_+|^2 + |H_-|^2 + |\Phi_-|^2) = \frac{D}{4}$$

2) die Photonasymmetrie mit linearpolarisierten Photonen:

$$\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda} = \sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp} = \sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}$$

3) die Targetasymmetrie mit senkrecht zur Streuebene polarisiertem Target

$$T = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$$

4) die Rückstoss polarisation

$$P = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$$

Aus den Beziehungen ist ersichtlich, dass  $d\sigma/dt$  und  $\sum_{\lambda} \sigma_{\lambda}$  nur von dem Betrag, T und P auch von den Phasen der Helizitätsamplituden abhängig sind.

Der elektromagnetische Strom der Hadronen hat zwei Anteile, die sich unter Isospintransformationen wie ein Skalar und ein Vektor verhalten und entgegengesetzte G-Parität haben. Der Isovektoranteil  $M_V$  und der Isoskalaranteil  $M_S$  der Photoproduktionsamplitude liefern die Wirkungsquerschnitte:

$$\begin{aligned} d\sigma/dt \rightarrow \pi^+ &\sim |M_V + M_S|^2 \\ d\sigma/dt \rightarrow \pi^- &\sim |M_V - M_S|^2 \end{aligned}$$

Sie interferieren für die  $\pi^+$ - und  $\pi^-$ -Erzeugung mit verschiedenen Vorzeichen. Für isoskalare Photonen (s) mit  $G = -1$  ist nur Austausch von  $G = +1$  und für isovektorielle Photonen (v) mit  $G = +1$  nur Austausch von  $G = -1$  erlaubt. Für  $s \rightarrow \infty$  tragen zu den  $H_+$  und  $\phi_+$  nur Teilchen natürlicher und zu den  $H_-$  und  $\phi_-$  nur solche unnatürlicher Parität bei. Folgende Trajektorien (Teilchen) können somit ausgetauscht werden:

$H_+$ $\phi_+$	$P = (-1)^J$	$\rho, A_2$
$H_-$ $\phi_-$	$P = (-1)^J$	$\pi, B$ $A_1$

Da aber vier komplexwertige Amplituden die Reaktionen beschreiben, sind sieben verschiedene Messungen notwendig, wobei eine Phase frei wählbar ist, um die Amplituden festzulegen. Zu den vier Observablen kommen Messungen ihrer Kombinationen oder Messungen mit zirkular polarisierten Photonen.

Für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  sind Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnitts (BUS 67, BOY 68, HEI 68) der Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen (BAR 70, GEW 68, SCHWI 71) und der Targetasymmetrie (GEN 75, MOR 72) durchgeführt worden. Ähnliche Messungen sind notwendig, um alle unabhängigen Amplituden einer inklusiven Reaktion bestimmen zu können (DON 76). Die verschiedenen Messungen zur Bestimmung der Amplituden der exklusiven Photoproduktion lassen vereinfacht folgende Schlüsse zu: Das Vorwärtsmaximum im differentiellen Wirkungsquerschnitt für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  und das schnelle Ansteigen der Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen für die gleichen Reaktionen bis zum Wert +1 an der Stelle  $t = m_\pi^2$  legen Ein-Pion-Austausch für  $t \leq m_\pi^2$  nahe. Um aber den in Vorwärtsrichtung nicht verschwindenden Wirkungsquerschnitt zu erklären, werden Schnitte in Form von Absorption oder s-Kanal Beiträgen hinzugenommen. Das unterschiedliche Verhalten von  $d\sigma/dt$  für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  für Impulsüberträge  $t > m_\pi^2$  bedeutet Interferenz zwischen isoskalaren und isovektoriellen Photonen. Im Regge-Bild entspricht es der Interferenz von Austausch trajektorien mit gleichem  $P_T$  aber verschiedener G-Parität im t-Kanal. Man nimmt zum Pion das B-Meson oder das Paar  $\rho$ - $A_2$  hinzu. Bei den Messungen mit linear polarisierten Photonen zeigt sich, dass  $\sigma(\pi^+)$  ein Maximum bei  $|t| \leq m_\pi^2$  wie der unpolarisierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0(\pi^+)$  hat, aber  $\sigma_T(\pi^+)$  im gleichen Bereich konstant ist.  $\sigma_0$  und  $\sigma_T$  bezeichnen den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Photonen, deren elektrischer Vektor parallel beziehungsweise senkrecht zur Reaktionsebene gerichtet ist. Das Stichel-Theorem (STIC64) ordnet  $\sigma_T$  nur natürlichem Paritätsaustausch und  $\sigma_0$  unnatürlichem Paritätsaustausch zu. Die Abhängigkeit von

$$R_T = \frac{\sigma_T(\pi^-)}{\sigma_T(\pi^+)} \quad \text{vom Impulsübertrag}$$

lässt sich durch eine grosse Isoskalar-Isovektor Interferenz im unnatürlichen Paritätsaustausch (Bevorzugung von  $\rho$ - $A_2$ ) erklären. Der Beitrag der Interferenz im unnatürlichen Paritätsaustausch muss klein sein, da  $\sigma_T < \sigma_0$  ist.

Die Targetasymmetrie sollte demnach proportional

$$T \sim \text{Im} (H_+ \phi_+^*) \quad \text{sein,}$$

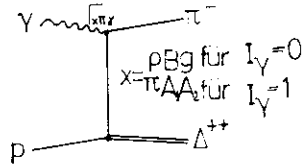
denn für  $|t| > m_\pi^2$  dominiert natürlicher Paritätsaustausch. Da sie von den relativen Phasen der einzelnen Beiträge abhängig ist, gibt sie Auskunft über den Beitrag austauschentarteter Trajektorien. Diese sind um  $\pi/2$  aus der Phase; die Targetasymmetrie würde verschwinden und die  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$ -Wirkungsquerschnitte müssten gleich sein. Das widerspricht den experimentellen Befunden.

Die Targetasymmetrie für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  (GEN 75, MOR 72) ist negativ (Abb. 26).

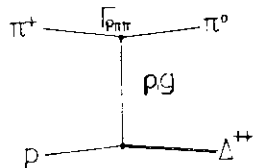
Die für  $\gamma n \rightarrow \pi^- p$  gemessene Targetasymmetrie (GEN 76, KNU 76) hat gleiches Vorzeichen wie die für  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ . Ein dominanter  $\rho$ -Beitrag würde eine im Vorzeichen entgegengesetzte Targetasymmetrie ergeben.

Ein möglicher Weg, um die Austauschbeiträge zur Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  zu bestimmen, nutzt die Faktorisierungseigenschaften der Regge-Pole aus.

Für den Prozess  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  sind bei Kopplung an dem isoskalaren Anteil des Photons die Austauschteilchen  $\rho$ , B, g



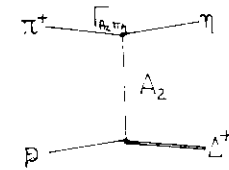
bei Kopplung an dem isovektoriellen Anteil des Photons die Teilchen  $\rho$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  erlaubt. In einem Blasenkammerexperiment (LUK 72) ist die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$  bis zu Energien von 5.8 GeV untersucht worden. Der Beitrag des  $\rho$ -Austausches wurde durch Vergleich mit der Reaktion  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^{++}$  abgeschätzt, bei der nur  $\rho$ -Austausch möglich ist.



Unter der Faktorisierungsannahme, dass die  $\rho$ -Austauschamplitude der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  und  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^{++}$  sich nur durch die Zerfallsbreiten  $\Gamma_{\rho\gamma}$  beziehungsweise  $\Gamma_{\rho\pi}$  unterscheiden, erhält man:

$$\left. \sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}) \right\}_{S\text{-Austausch}} = \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^{++}) \frac{\Gamma_{\rho\gamma}}{\Gamma_{\rho\pi}} \approx \sigma(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^{++}) \frac{0.04}{152},$$

da  $\Gamma_{\rho\gamma} \approx 0.04$  MeV,  $\Gamma_{\rho\pi} \approx 152$  MeV ist. Der abgeschätzte Beitrag ist geringer als die Meßgenauigkeit für  $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++})$  in dem erwähnten Experiment (LUK 72). Der Vergleich mit der Reaktion  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ \Delta^{++}$



gibt eine Abschätzung für den  $A_2$ -Anteil. Der nach diesem Verfahren abgeschätzte  $A_2$ -Beitrag liefert zu grosse Wirkungsquerschnitte, wahrscheinlich auf Grund der zu gross eingesetzten Zerfallsbreite  $\Gamma_{A_2\gamma}$ . Die gemessenen Wirkungsquerschnitte in diesem Energiebereich können durch  $\rho$ -Austausch beschrieben werden.

Die Targetasymmetrie für den Prozess  $\gamma p \rightarrow \pi^- \Delta^{++}$  bei 5.5 GeV gemessen in diesem Experiment, beträgt für  $|t| = 0.1$   $T = (40 \pm 19)\%$ , aber für  $|t| = 0.27$  und  $|t| = 0.56$  ist sie mit Null verträglich.

Für Ein-Pion-Austausch würde sich sowohl eine Targetasymmetrie  $T = 0$  ergeben, aber auch eine Asymmetrie  $x = -1$  mit linear polarisierten Photonen. Letzteres steht in Widerspruch zu den experimentellen Ergebnissen der SLAC-Blasenkammergruppe (BIN 70). Die Beschreibung der  $\Delta^{++}$ -Erzeugung durch (reelle) Bornsterme ergibt ebenfalls  $T = 0$  (STI 64).

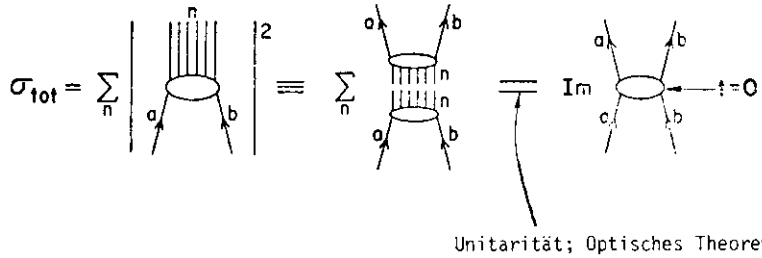
Für Photonenenergien von  $k_Y = 2.8$  und  $k_Y = 4.7$  GeV zeigen die Werte von  $x$  für Impulsüberträge  $|t| < 0.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> (BAL 72) Übereinstimmung mit den Vorhersagen des absorptiv korrigierten Bornstermmodells (z.B. LOC 66, GOT 64).

### 3. Verallgemeinertes Optisches Theorem

Das verallgemeinerte optische Theorem benutzt die Unitarität im Restmassen

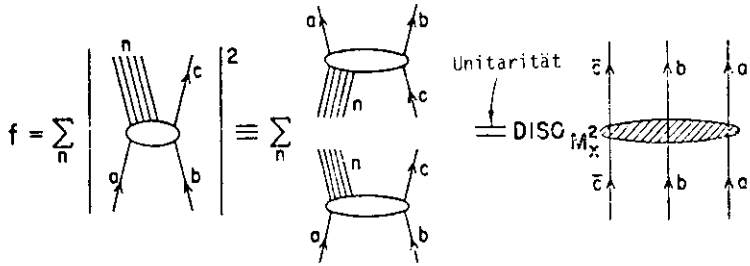
(X)-Kanal der Vielteilchenreaktion  $a + b \rightarrow c + X$ . Es ist anschaulich erklärt in Analogie mit dem gewöhnlichen Optischen Theorem, das den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(ab)$  mit dem Imaginärteil der elastischen Vorwärtsamplitude verknüpft.

$$\sigma_{tot} = \sigma(ab \rightarrow X)$$



In ähnlicher Weise verknüpft das verallgemeinerte Optische Theorem den inklusiven Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{incl}$  mit der Diskontinuität bezüglich  $M^2$  der elastischen (3+3)-Teilchenamplitude ( $ab\bar{c} \rightarrow ab\bar{c}$ ) in Vorwärtsrichtung.

$$f = \sigma_{INCLUSIVE} = E \frac{d^3\sigma(ab \rightarrow cX)}{d^3\vec{p}}$$

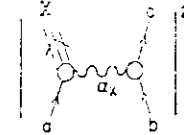


Die Diskontinuität einer Funktion  $f(s)$  über der reellen  $s$ -Achse ist gleich dem doppelten Imaginärteil von  $f(s)$ .

Im Unterschied zu den exklusiven Prozessen sind die physikalischen Gebiete von  $a + b \rightarrow c + X$  verschieden von  $a + b + \bar{c} \rightarrow a + b + \bar{c}$ . Es wird die Annahme gemacht, dass die elastische Dreiteilchenamplitude analytisch in das physikalische Gebiet der inklusiven Reaktion fortgesetzt werden kann.

#### 4. Regge Ansatz für inklusive Prozesse

Für grosse  $s$  kann die elastische Dreiteilchenamplitude durch eine Regge-Pol-Entwicklung beschrieben werden.



Zur Beschreibung verschiedener Phasenraumgebiete werden verschiedene Näherungen benutzt. In diesem Experiment ist im "Single-Regge"- und "Triple-Regge"-Gebiet gemessen worden.

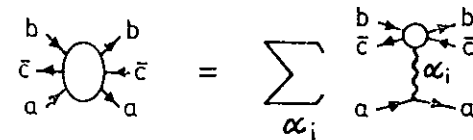
##### 4.1. Targetasymmetrie im Single-Regge-Gebiet

Der Fragmentationsprozess  $b \rightarrow c$  für einen kleinen Impulsübertrag  $t$  von  $b$  nach  $c$  befindet sich im "Single-Regge" Bereich (BER 71). In der elastischen Dreiteilchenstreuung entspricht die Gesamtenergie  $s'$  der Restmasse  $M^2$  in der inklusiven Streuung,  $t$  ist die Masse des  $b\bar{c}$ -Systems bezüglich der Streuebene definiert durch  $b\bar{c}$  und  $a$  (MIE 73).

Im asymptotischen Grenzwert - für  $s \rightarrow \infty$ ,  $M^2 \rightarrow \infty$ ,  $s/M^2$  und  $t$  fest - lautet die Strukturfunktion

$$F_2(s, M^2, t) = \sum_i \tilde{F}_i(s, M^2, t) (M^2)^{\alpha_i(s)-1} \\ = \sum_i \beta_i(s, M^2, t) s^{\alpha_i(s)-1}$$

wobei  $\alpha_i(0)$  der Achsenabschnitt  $R e \alpha$  für die im  $a\bar{a}$ -Kanal ausgetauschten Singularitäten und  $\beta_i(s, M^2, t)$  das Produkt der  $a\bar{a}-\alpha_i$  und  $b\bar{c}-b\bar{c}-\alpha_i$  Kopplungskonstanten sind.

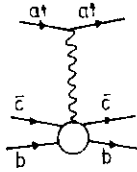




Dies bedeutet, dass bei Austausch von Regge-Polen alleine im  $\bar{a}\bar{a}$ -Kanal der Aus-  
druck auf Grund der zwei verschiedenen Kopplungsterme in zwei Strukturfunk-  
tionen für jeden Vertex faktorisiert.

Die Funktion am Vertex  $a\bar{a}\alpha$  ist für P-Austausch unabhängig von  $s$ , wogegen  
sie sich für Meson ( $\rho, A_2, f, \omega$ )-Austausch mit  $\alpha_i(0) = 1/2$  asymptotisch wie  
 $1/\sqrt{s}$  verhält.

Diese Betrachtungen umfassen auch Reaktionen, in denen eines der Anfangsteilchen  
polarisiert ist. Messungen liegen für  $p \rightarrow p$  (ASC 74),  $\pi^+ \rightarrow \pi^+$  (ASC 74) und  
 $\gamma \rightarrow \pi^+$  ( $K^+, p$ ) in diesem Experiment für kleine Transversalimpulse vor. In An-  
lehnung an die vorherigen Darstellungen lässt sich der differentielle Wirkungs-  
querschnitt  $d\sigma_{p\uparrow}$  in diesem Gebiet als



darstellen.

Die Asymmetrie ist durch

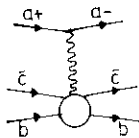
$$\mathcal{E} = \frac{d\sigma_{p\uparrow} - d\sigma_{p\downarrow}}{d\sigma_{p\uparrow} + d\sigma_{p\downarrow}}$$

gegeben. Die Polarisationsrichtungen  $\uparrow, \downarrow$  können durch die Helizitäten des  
Teilchens  $a, \bar{a}$  ausgedrückt werden.

Die Asymmetrie ist

$$\mathcal{E} \sim \frac{\langle \lambda_a + \lambda_{\bar{a}} | A | \lambda_a \rangle}{\langle \lambda_a + \lambda_{\bar{a}} | A | \lambda_a \rangle}$$

und kann durch den Graphen



dargestellt werden.

Der Beitrag des Spin-Flip-Anteils zur Mueller-Regge-Vorwärtsamplitude, der  
proportional der Asymmetrie ist, verschwindet aus rein kinematischen Gründen  
nicht (ABA 71). Für faktorisierende Regge-Pole  $\alpha_k(0)$  allein verschwindet je-  
doch dieser Beitrag und somit auch die Asymmetrie. Polarisierungseffekte können  
beobachtet werden, wenn der ausgetauschte Zustand nicht definierte Parität hat,  
zum Beispiel wenn er Regge-Schnitte enthält (SAL 71).

Die Targetasymmetrie der inklusiven Reaktionen  $\pi^\pm p \rightarrow \pi^\pm X$  gemessen für  
mehrere  $x$ -Werte bei einer Energie von 8 GeV im Bereich  $0.17 \leq p_T \leq 0.36$  GeV/c  
ist signifikant von Null verschieden nur für  $x = 0.85$  (DIC 75). Für die Reaktion  
 $\gamma p \rightarrow \pi + x$  (6.0 GeV,  $p_T = 0.3$  GeV/c) ist der Polarisierungseffekt deutlicher  
(Abb. 20), während er für  $\gamma p \rightarrow \pi^- x$  zu hohen  $x$ -Werten hin eine zunehmende, leichte  
Signifikanz bekommt (Abb. 20).

Die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow k^+ x$ ,  $\gamma p \rightarrow p X$  (Abb. 21 und 22) und  $pp \rightarrow p X$  (ASC 74) haben  
für kleine Transversalimpulse innerhalb der grossen statistischen Fehler eine  
Targetasymmetrie, die mit Null verträglich ist.

#### 4.2. Betrachtungen im Triple-Regge-Limes

Der Triple-Regge-Limes ist erreicht für  $s \rightarrow \infty, M^2 \rightarrow \infty, s/M^2$  und  $t$  fest (MIE 73).  
Die asymptotische Beschreibung für die inklusive Strukturfunktion in diesem  
Bereich lautet:

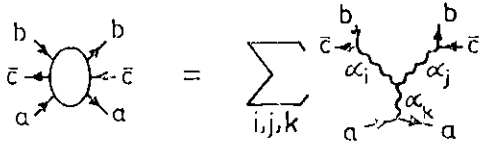
$$F_2(x, M^2) \sim \frac{1}{s} \sum_{ijk} \beta_{ijk}(t) s^{\alpha_i(t) + \alpha_j(t)} M^{\alpha_k(t)}$$

wobei die Residuen  $\beta_{ijk}$  ein Produkt von vier Kopplungen sind:

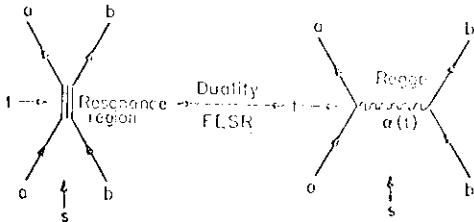
$$\beta_{ijk} = \gamma_{bc}^i \gamma_{bc}^j \gamma_{aa}^k \Gamma_{ijk}(t)$$

Die  $\gamma_{bc}^i, \gamma_{bc}^j, \gamma_{aa}^k$  sind die Reggeon-Teilchen Kopplungskon-  
stanten und  $\Gamma_{ijk}$  ist der 'Triple-Regge-Vertex', der die Kopplung der drei Regge-  
Teilchen  $\alpha_i(t), \alpha_j(t), \alpha_k(0)$  beschreibt.

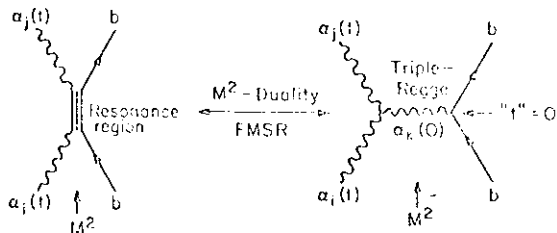
Der folgende Graph veranschaulicht diesen Prozess:



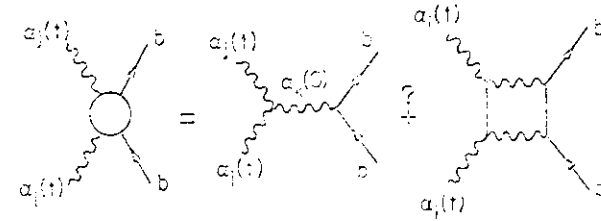
Da der kinematische Bereich der Triple-Regge-Näherung nahe der Phasenraumgrenze ist, erfüllen die Restmassen  $M^2$  nicht die Forderung  $M^2 \rightarrow \infty$ . Die FESR ("finite energy sum rules") verknüpfen das Integral über das niederenergetische Resonanzgebiet mit den Parametern des hochenergetischen Regge-Austauschbildes.



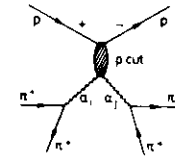
In Analogie zu den FESR kann man sogenannte FMSR ("finite Mass sum rules") aufstellen. Bei Anwendung dieser Regeln würde der Triple-Regge Formalismus fortgesetzt zu kleinen  $M^2$  das Verhalten im Resonanzgebiet wiedergeben (FIE 74).



Ist  $c$  kein Fragment des polarisierten Teilchens  $b$ , verschwindet die Asymmetrie, falls die Regge-Pole  $\alpha_i$  und  $\alpha_j$  die gleiche Phase haben oder falls faktorisierende Regge-Pole existieren, da für diese die Helizitätsflip-Residuen verschwinden. Eine Asymmetrie ergeben Regge-Schnitte. Der Triple-Regge Graph verändert sich (FIE 74).



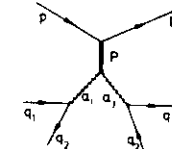
In einem Modell von Soffer und Wray (SOF 74) wird ein  $\rho$ -P Schnitt angenommen, da die Helizitätsflipkopplung eines  $\rho$  an einem Nukleon gross ist. Es sagt den gleichen Asymmetriewert für alle Prozesse  $a \rightarrow c \times$  voraus, falls die  $\rho$ -Trajektorie stark an das System  $a\bar{c}$  koppelt. Die Helizitätsflipamplitude



ist proportional

$$\langle \dots \rangle \propto \frac{(s_1)^{\alpha_i(t)} (s_2)^{\alpha_j(t)}}{(M^2)^{\alpha_k(0)}} (M^2)^{\alpha_p(0)}$$

und die unpolarisierte Amplitude



ist proportional

$$\langle \dots \rangle \propto \frac{(s_1)^{\alpha_i(t)} (s_2)^{\alpha_j(t)}}{(M^2)^{\alpha_k(0)}} (M^2)^{\alpha_p(0)}$$

Nahe der Phasenraumgrenze ( $x \approx 1$ ) erwartet man  $\alpha_i = P$ ,  $\alpha_j = \rho$  in der Helizitätsflipamplitude und  $\alpha_i = \alpha_j = P$  in der unpolarisierten Amplitude, daraus folgt für die Asymmetrie

$$A \approx \frac{\langle + | M | - \rangle}{\langle + | M | + \rangle} = a \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{s}}$$

Für die Restmasse der elastischen Reaktion ergibt sich die elastische Asymmetrie. Man erhält so den Wert für  $a$  durch die Normierung auf die elastischen Daten. Für  $\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^{\pm}x$  folgt:

$$A \sim 2 \frac{\sqrt{t}}{\sqrt{s}} \sim \frac{2P_T}{\sqrt{s} \sqrt{x}}$$

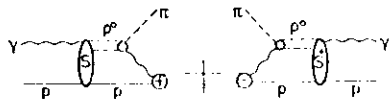
Im Bereich  $0.4 < x < 0.8$  soll  $\alpha_i = \rho$  und  $\alpha_j = f$  in der Helizitätsflipamplitude und in der Helizitätsnonflipamplitude  $\alpha_i = \alpha_j = \rho$  sein, da hier Beiträge  $\alpha_i = \alpha_j = P$  nicht zu erwarten sind.

Unter diesen Annahmen errechnet sich die Asymmetrie mit  $M^2 \approx (1-x)$  zu

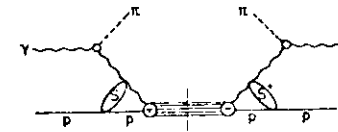
$$A = \frac{b \sqrt{t}}{\sqrt{s} \sqrt{1-x}} = \frac{b \rho}{\sqrt{s} \sqrt{x(1-x)}}$$

Der Wert von "b" wird innerhalb dieses Modells auf 0.45 geschätzt. Die Dynamik der inklusiven Pion-Photoproduktion ist auf Grund des Isovektor- und Isoskalar-Anteils des Photons verschieden von der Dynamik der  $\pi^{\pm}p \rightarrow \pi^{\pm}x$  Reaktionen. Die Vorhersagen des oben erwähnten Modells sind deshalb nicht unbedingt auf die Photoproduktion übertragbar.

In einem speziell auf die  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm}x$  Reaktionen zugeschnittenen Modell von Ahmed, Craigie, Körner und Kramer (AHM 75) wird ausser dem beschriebenen zusätzlichen mehrfachen Regge-Austausch zwischen t-Kanal Regge-Polen und dem einlaufenden Proton (Graph b) auch mehrfacher Regge-Austausch zwischen einlaufendem Photon und Proton (Graph a) angenommen. Die folgenden zwei Graphen veranschaulichen die unterschiedlichen Korrekturen:



Graph a



Graph b

Den wesentlichen Beitrag zur Asymmetrie liefern die Schnitte in Form von Absorption im s-Kanal. Der Wert der Absorption ist der gleiche, der für die Wiedergabe der  $p_T^2$ -Abhängigkeit der unpolarisierten Wirkungsquerschnitte für  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm}x$  berechnet wurde (CRAI 74).

Für den betrachteten Bereich trägt nur die Absorption im s-Kanal (Graph a) zur Asymmetrie bei, wogegen die Schnitte im t-Kanal (Graph b) vernachlässigt werden können. Die Targetasymmetrie ist proportional der Steigung der Pion-Trajektorie, da diese im t-Kanal der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm}x$  ausgetauscht wird. Sie ist proportional  $p_T$ . Eine signifikante Asymmetrie wird erwartet für  $p_T^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$ , die beträchtlich zu  $x \rightarrow 1$  zunimmt.

In Abb. 27 sind die Daten dieses Experimentes und die vorhergesagten Asymmetriewerte (AHM 75) für  $x \approx 0.7$  und  $x \approx 0.8$  in Abhängigkeit vom Quadrat des Transversalimpulses aufgetragen. Zwischen den Messergebnissen und den theoretischen Kurven besteht keine Übereinstimmung.

Die Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen der Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm}x$  bei Photonenimpulsen von 10 GeV/c und 14 GeV/c ist für Transversalimpulswerte  $0.15 \leq p_T \leq 1 \text{ GeV/c}$  und x-Werte  $-0.32 < x < 0$  gemessen worden (KAU 74). Diese Reaktionen werden sicherlich durch andere Triple-Regge Austauschgraphen beschrieben. Da hier aber die nachgewiesenen Pionen ebenfalls nicht Fragmente des polarisierten Anfangszustandes sind, tragen die Messungen zu einem vollständigen Bild der Polarisierungseffekte für inklusive Reaktionen bei.

Innerhalb der grossen statistischen Fehler ist die Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen in dem Protonfragmentationsbereich mit Null verträglich.

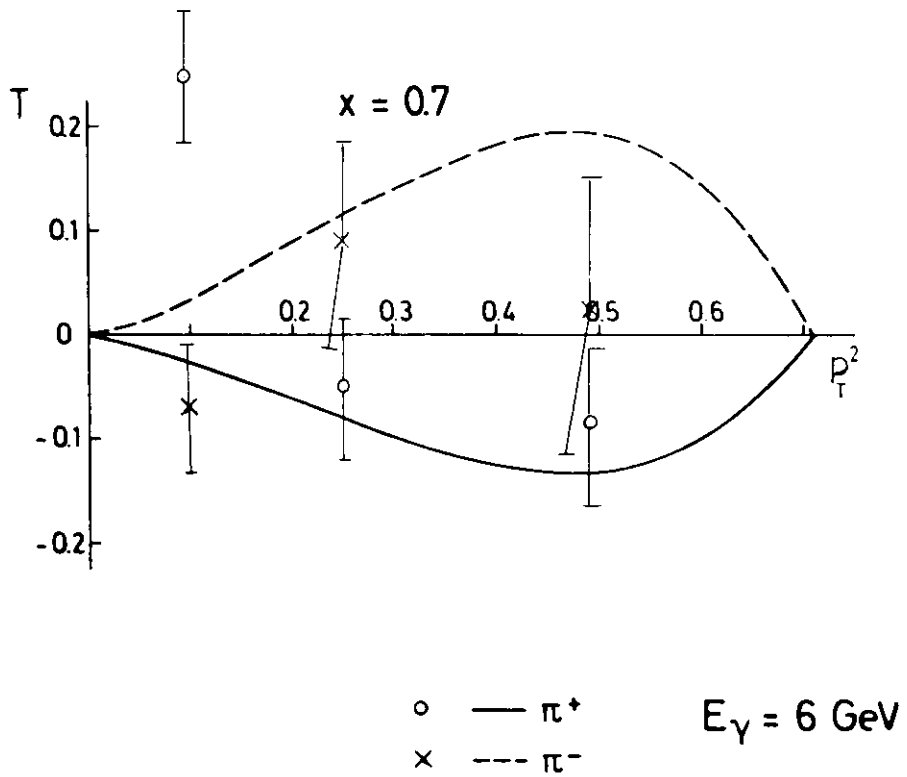


Abb.27a)

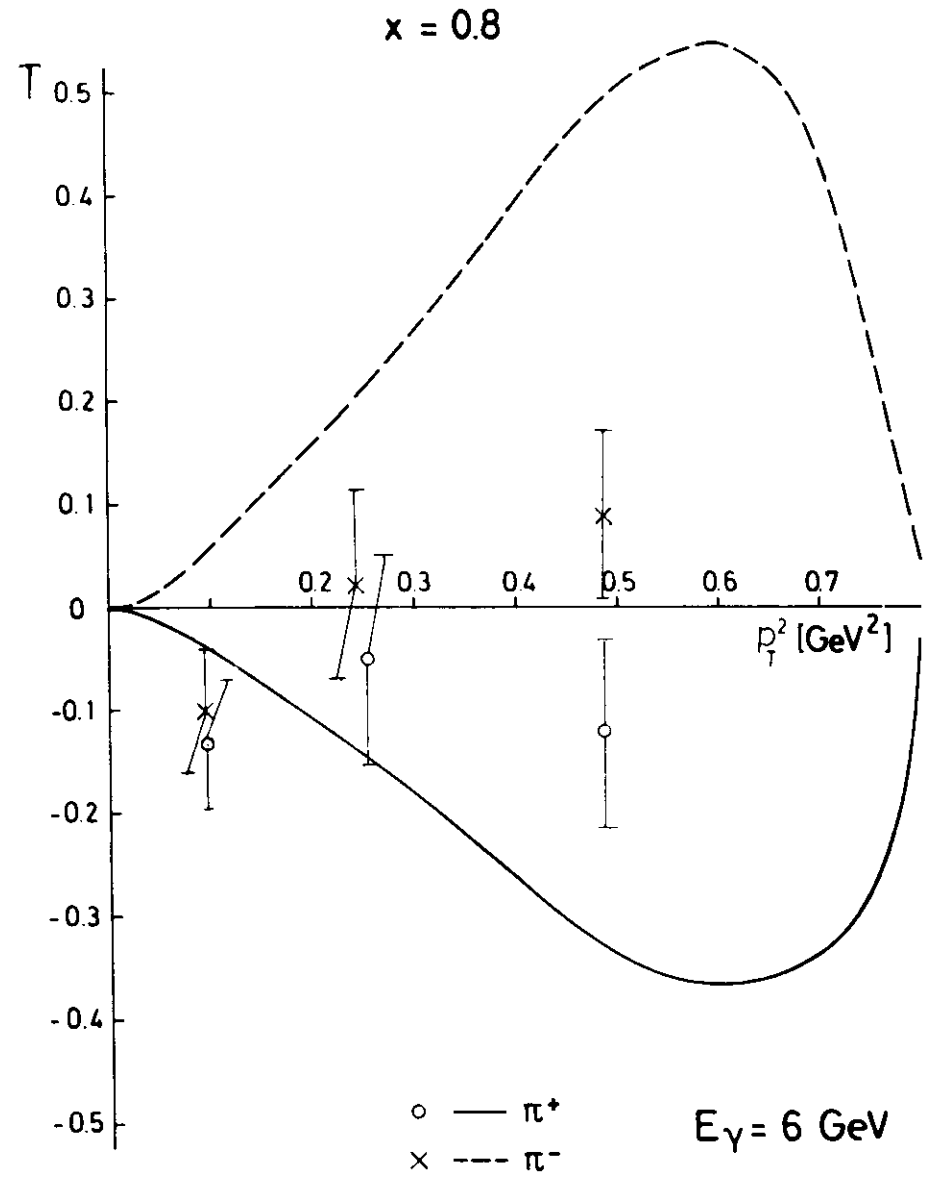


Abb.27b)

## VI Zusammenfassung

Die Targetasymmetrie der inklusiven Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} x$  wurde im Photonfragmentationsbereich mit einem polarisierten Protonentarget für neun  $x$ - und  $p_T$ -Werte bei einer Photonenenergie von 6 GeV untersucht.

Um die Zählraten für einen kleinen, gegenüber dem kontinuierlichen Bremspektrum eingeschränkten Bereich der Photonenenergie bestimmen zu können, musste eine Subtraktionsmethode angewandt werden. Die Messungen wurden für zwei benachbarte Endenergien durchgeführt. Die Differenzzählrate aus beiden Messungen stammt von Photonen der gewünschten Energie. Auf Grund des Messverfahrens wurden erhöhte Anforderungen an die statistische Genauigkeit und an die Stabilität der Messanordnung gestellt. Bei einigen Spektrometereinstellungen, für die die gemessenen Zählraten nahezu energieunabhängig sind, wurde nicht eine solche Genauigkeit erreicht, dass die Targetasymmetrie signifikant bestimmt werden konnte. Um auch für diese Messpunkte die Unsicherheit zu verringern, müssten so hohe Zählraten mit grossem Zeitaufwand gesammelt werden, dass die Anforderungen an die Langzeitstabilität ausserordentlich erhöht würden.

Für alle Spektrometereinstellungen wurden auch die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow K^{\pm} X$  und  $\gamma p \rightarrow p X$  gemessen, jedoch auf Grund der geringeren Ausbeute mit unbefriedigender Genauigkeit.

Für drei Spektrometereinstellungen traten bei einer Photonenenergie von 5.5 GeV je nach Polung der Magnete im wesentlichen nur die exklusiven Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} n$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} \Delta^{++}$  auf. Die Targetasymmetriewerte früherer Messungen für  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} n$  wurden reproduziert. Ein signifikanter Polarisierungseffekt wurde für  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} \Delta^{++}$  nur bei  $|t| = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$  gemessen.

Die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} X$  zeigen bei einem Transversalimpuls  $p_T = 0.3 \text{ GeV/c}$  Polarisierungseffekte für  $x > 0.23$ . Ausser für den Punkt  $x = 0.85$  sind die Vorzeichen der Asymmetriewerte für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  paarweise entgegengesetzt.

Die Abhängigkeit der Targetasymmetrie für grosse  $x$ -Werte ( $x > 0.7$ ) vom Transversalimpuls konnte in der Form, wie sie theoretisch auf Grund von Schnittbeiträgen im  $s$ -Kanal zum Pionenaustausch im  $t$ -Kanal (AHM 76) vorausgesagt wird, in diesem Experiment nicht bestätigt werden. Für  $p_T \leq 0.5 \text{ GeV/c}$  ist das Vorzeichen der Targetasymmetrie entgegengesetzt dem der Teilchenladung. Die Spiegelsymmetrie des Vorzeichens entspricht den theoretischen Voraussagen für diesen Bereich.

## Literaturverzeichnis

- ABA 71 H.D.Abarbanel, D.Gross, Phys.Rev.Lett. 26, 732 (1971)
- AHM 76 K.Ahmed et al., Nucl.Phys.B 106, 275 (1976)
- ADE 71 J.P.Ader et al., Univ. Bordeaux Report (PTB 43)
- ALT 75 K.Althoff et al., Nucl.Phys. 63B, 107 (1976)
- ASC 74 D.Aschaan et al., XVIII. Int.Conf. on High Energy Physics, London (1974)
- BAL 72 J.Ballam, Phys.Rev. D5, 545 (1972)
- BAR 70 Z.Bar-Yam et al., Phys.Rev.Lett. 24, 1078 (1970) und Phys.Rev.Lett. 25, 1053 (1970)
- BEN 69 J.Benecke et al., Phys.Rev. 188, 2159 (1969)
- BER 71 E.L.Berger, ANL/HEP 7134 (1971)
- BIN 70 H.H.Bingham et al., Phys.Rev.Lett. 25, 1223 (1970)
- BLO 74 V.Blobel et al., Nucl.Phys.B 76 (1974) 29
- BOE 74 W.deBoer, CERN 74/11, LAB I.Nucl.Phys.Division (1974)
- BOR 71 M.Borghini, K.Scheffler, Phys.Rev.Lett. 26, 1362 (1971)
- BOY 68 A.M.Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. 20, 300 (1968)
- BOY 75 A.M.Boyarski et al., SLAC-PUB 1694 (1975)
- BUR 73 H.Burfeindt, DESY F35-73/3, Int.Ber. (1973)
- BUR 74 H.Burfeindt, Nucl.Phys. B74, 189 (1974)
- BUS 67 G.Buschhorn et al., Phys.Rev.Lett. 18, 571 (1967)
- CRA 73 N.S.Craigie et al., DESY 73/35 (1973)
- CRA 74 N.S.Craigie, G.Kramer, Nucl.Phys.B 82, 69 (1974) und Nucl.Phys. B 75, 509 (1974)
- DIC 75 L.Dick et al., Phys.Lett. 57 B, (1975)

DON 76 A.Donnachie, J.Randa, Ref.TH.2131-CERN (1976)

FEY 69 R.P.Feynman, Phys.Rev.Lett. 23, 1415 (1969)

FEY 72 R.P.Feynman, Photon Hadron Interactions, W.A.Banjamin, Inc. (1972)

FIE 74 R.D.Field, California Institute of Technology, CALT-68-459 (1974)

GEN 75 H.Genzel et al., Nucl.Phys. B92 (1975)

GEN 76 H.Genzel, private Mitteilung

GEW 68 C.Geweniger et al., Phys.Letters 29 B, 155 (1968) und Phys.Lett. 29B, 41 (1968)

GOL 76 G.R.Goldstein, J.F.Owens, Nucl.Phys.B 103, 145 (1976)

GOT 64 K.Gottfried, J.D.Jackson, Nuovo Cimento 42, 323 (1966)

GOT 72 K.Gottfried, Proc. 1972 CERN School of Physics, 55 (1972)

HEI 68 P.Heide et al., Phys.Rev.Lett. 20, 300 (1968)

HEI 69 P.Heide, DESY F35-69/1, Int.Ber.(1969)

HEM 73 G.Hemmie, DESY S1-73/2, Int.Ber. (1973)

HOF 69 W.Hoffmann, NP-Internal Report 69-5, CERN (1969)

KAJ 73 K.Kajantie, Proc. 1973 CERN School of Physics, 139 (1973)

KAU 74 W.Kaune et al., Phys.Rev.D11, 478 (1975)

KNU 76 J.Knütel, DESY Int.Ber. (in Vorbereitung)

LAD 65 A.Ladage, H.Pinge, DESY-65/12 (1965)

LOC 66 M.P.Locher, W.Sandhas, Z.Phys.195, 461 (1966)

LUK 72 D.Lüke, DESY F1-72/7, Int.Ber. (1972)

MES 75 K.H.Mess, private Mitteilung (1975)

MIE 73 H.I.Miettinen, Dissertation, Univ. Helsinki (1973)

MOF 72 K.C.Moffeit, Phys.Rev.D5, 1603 (1972)

MOR 72 C.C.Morehouse, Phys.Rev.Letters 25, 835 (1970 und DESY F34-72/1, Int.Ber. (1972)

MUI 70 A.H.Mueller, Phys.Rev. D2, 2963 (1970)

MWA 73 H.Meyer-Wachsmuth, DESY F34-74/2, Int.Ber. (1974)

PAU 76 L.Paul, private Mitteilung (1976)

PHI 72 R.J.N.Phillips et al., Phys.Lett. 40B, 239 (1972)

RED 55 A.G.Redfield, Phys.Rev. 98, 1787 (1955)

SAL 74 P.Salin, J.Soffer, Nucl.Phys. B71, 125 (1974)

SCHA 73 M.-J.Schachter, Bonn Univ. PIB 3-024(1973)

SCHM 67 P.Schmüser, DESY Int.Ber. (1967)

SCHWI 71 R.F.Schwitters et al., Phys.Rev.Lett. 27, 120 (1971)

SOE 74 P.Soeding, DESY F1-74/6, Int.Ber. (1974)

SOF 74 J.Soffer, D.Wray, Nucl.Phys. B 73, 231, (1974)

SON 74 B.Sonne, DESY F35-74/1, Int.Ber. (1974)

STIC 64 P.Stichel, Z.Phys.180, 170 (1964)

VOG 73 G.Vogel, DESY F35-73/1, Int.Ber. (1973)

## Danksagung

Dem Direktorium von DESY bin ich dafür zum Dank verpflichtet, dass ich die Arbeit an diesem Institut ausführen durfte.

Auch vielen Mitarbeitern und Kollegen möchte ich danken für ihre Beiträge zum Gelingen dieses Experimentes.

Insbesondere haben es die Herren Prof. P.Schmüser und Dr. B.H.Wiik mir ermöglicht, innerhalb der Gruppe F 35 bei DESY zu arbeiten.

Das Experiment wurde von Mitarbeitern der Gruppen F 34, F 35 und der RWTH Aachen durchgeführt. Folgende Physiker waren daran beteiligt:

Dr. H.Genzel, Dipl.Phys.J.Knütel, Dr. L.Paul, Dr.A.Schultz von Dratzig und Dr. B.Sonne.

Herr D.Hubert und Herr Dipl.Phys.J.Knütel haben das polarisierte Target entwickelt und durch bereitwilligen Einsatz dessen zuverlässigen Betrieb ermöglicht.

Herr Prof. P.Schmüser hat die Arbeit betreut und in vielen Gesprächen gefördert.

Herr Dr. H.Genzel, sowie Herr Dr. Rainer Hartmann und Herr Dipl.Phys. B.Radig machten sich die Mühe, Teile des Manuskripts kritisch zu lesen.

Anregende Diskussionen zur Theorie des Experimentes verdanke ich Herrn Dr. J.Körner.

Frau E.Dinges fertigte einen Teil der Zeichnungen an.

Ohne den grossen Einsatz von Frau B.Lücke beim Schreiben dieser Arbeit wäre eine so schnelle Fertigstellung nicht möglich gewesen.

Die zuverlässige Unterstützung durch die technischen Mitarbeiter des DESY hat wesentlich zum Gelingen des Experimentes beigetragen.

Mina-Jaqueline S c h a c h t e r

## Lebenslauf

6. 4.1947 geboren in Bukarest - Rumänien,  
Eltern: Regina und Dr. Benno Schachter
15. 9.1954 eingeschult in der Mittelschule Nr. 21 mit  
Unterrichtssprache deutsch in Bukarest
1. 3.1966 Abitur an der Städtischen Luisenschule in Düsseldorf
- SS 1966 -  
WS 1972/73 Studium der Physik an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms  
Universität in Bonn
- Thema der Diplomarbeit: "Die Reaktionen  $pp + \pi^{\pm} + X$  bei  
12 und 24 GeV/c Einschussimpuls"
- 14.5.1973 Erlangen des Diploms in Physik
1. 7.1973 Wiss.Angestellte am II. Institut für Experimentalphysik  
der Universität Hamburg
1. 1.1975 Doktorand am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg.

