

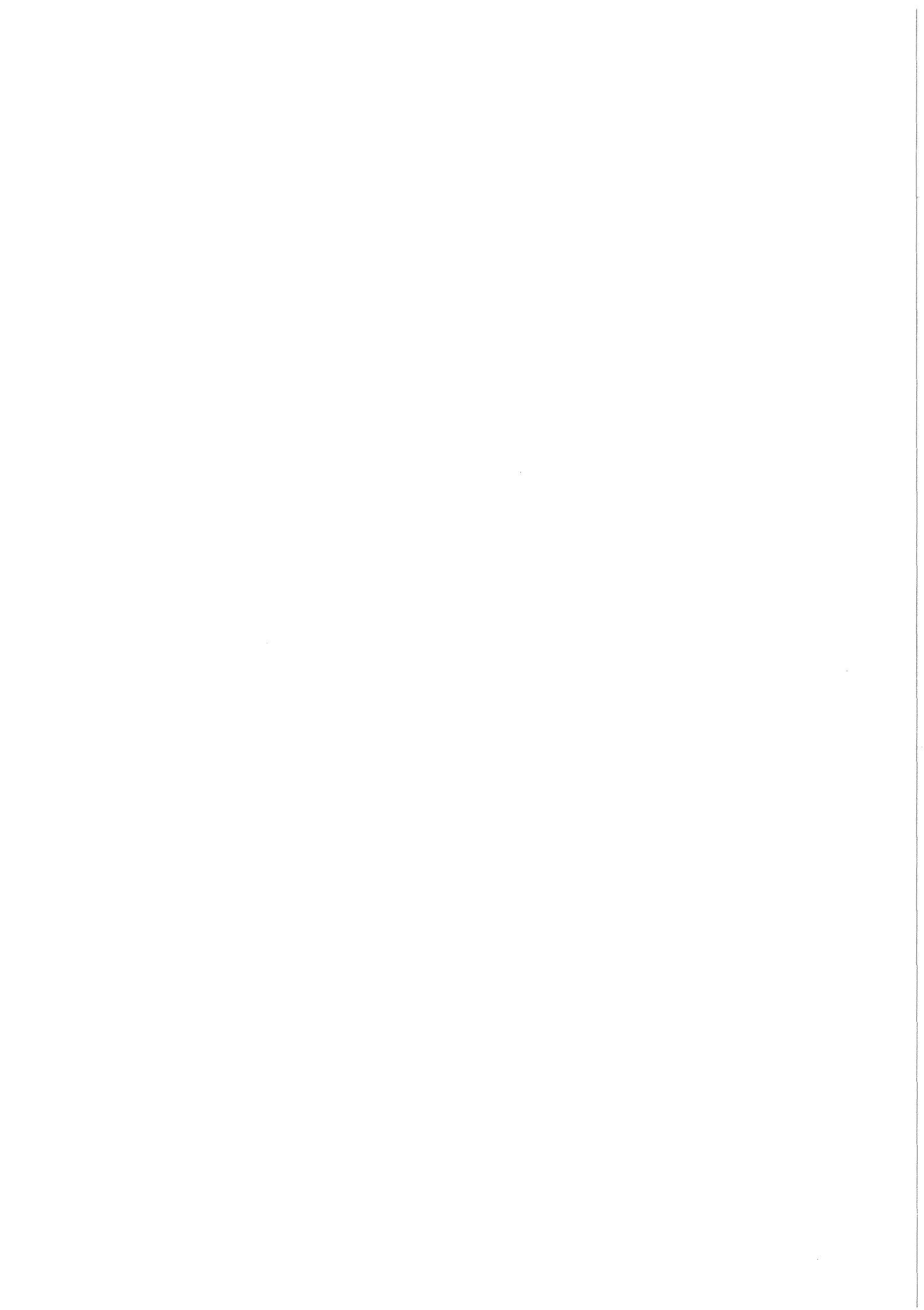


KfK 4317
September 1987

**Messung des Realteils der
isospingeraden
Vorwärtsstreuamplitude der
Pion-Nukleon Streuung bei
55 MeV als Test der
Quantenchromodynamik**

U. Wiedner
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

KfK 4317

MESSUNG DES REALTEILS DER ISOSPINGERADEN VORWÄRTSSTREUAMPLITUDE DER
PION-NUKLEON STREUUNG BEI 55 MeV ALS TEST DER QUANTENCHROMODYNAMIK *

Ulrich Wiedner

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe (TH)
genehmigte Dissertation

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

Abriss

Die Winkelverteilungen der elastischen Streuung von Pionen (π^+) an Protonen wurden im Gebiet der Coulomb-Kern-Interferenz ($\theta_{\text{lab}} = 8^\circ$ bis 28°) am πM3 -Kanal des SIN bei einer Pioneneinschussenergie von 55 MeV gemessen. Aus der Differenz der Wirkungsquerschnitte läßt sich der Realteil der Vorwärtsstreuamplitude D^+ als Funktion des Viererimpulsübertrags t bestimmen. Eine lineare Extrapolation zu $t=0$ ergibt $\text{Re } D^+(t=0)$.

Mittels Vorwärtsdispersionsrelationen kann aus $\text{Re } D^+(t=0)$ der σ -Term der πN -Streuung am unphysikalischen Punkt $\nu=0$ und $t=0$ bzw. am Cheng-Dashen-Punkt $\nu=0$ und $t=2m_\pi^2$ ermittelt werden. Frühere Dispersionsanalysen von Koch und Höhler ergeben für $\sigma(\nu=0, t=0)$ einen Wert von (60 ± 8) MeV. Rechnungen von Gasser und Leutwyler im Rahmen der chiralen Störungsrechnung der Quantenchromodynamik ergeben einen Wert von (35 ± 5) MeV. Diese unverstandene Diskrepanz zwischen dem "experimentellen" Wert von Koch und Höhler und dem QCD-Wert von Gasser und Leutwyler hat die Motivation für diese erstmalig durchgeführten Messungen im Bereich der Coulomb-Kern-Interferenz abgegeben.

Der experimentelle Teil der Arbeit wurde mit einem Flüssigwasserstofftarget und einem Detektorsystem bestehend aus Vieldrahtproportionalkammern und einem feinsegmentiertem Reichweitenteleskop aus Szintillationszählern durchgeführt.

Die Analyse der Daten bestätigt den experimentellen Wert des $\text{Re } D^+(t=0)$ und damit den Wert des σ -Terms. Die erwähnte Diskrepanz zu den Rechnungen der QCD bleibt voll bestehen.

Abstract

DETERMINATION OF THE REAL PART OF THE ISOSPIN-EVEN FORWARD-SCATTERING AMPLITUDE OF PION-NUCLEON SCATTERING AT 55 MeV AS A TEST OF LOW-ENERGY QUANTUMCHROMODYNAMICS

The cross sections of elastic scattering of pions (π^\pm) on protons at a pion energy of $T_\pi = 55$ MeV was measured in the Coulomb-nuclear-interference region ($\theta_{\text{Lab}} = 8^\circ$ to 28°) at the $\pi M3$ -channel at SIN. The difference of the cross sections for π^+p and π^-p allows a determination of the isospin-even forward scattering amplitude $\text{Re } D^+(t)$. A linear extrapolation to $t=0$ leads to the value $\text{Re } D^+$ at $t=0$.

By means of dispersion relations the knowledge of $\text{Re } D^+(t=0)$ allows the determination of the pion-nucleon σ -term at an unphysical point $\nu=0$, $t=0$ (or at the Cheng-Dashen point $\nu=0$, $t=2m_\pi^2$). Previous determinations of this σ -term done by Koch and Höhler results in a value of (60 ± 8) MeV. Calculations with chiral perturbation theory of QCD by Gasser and Leutwyler results in a value of (35 ± 5) MeV for this σ -term. This discrepancy between these two values leads to motivation of the above described experiment.

The experimental part was done with a liquid hydrogen target and a detector system containing multiwire-proportional chambers and a range telescope.

The analysis of the experimental data supports heavily the value $\text{Re } D^+(t=0)$ of Koch and Höhler and therefore the value of (60 ± 8) MeV for the σ -term. The disagreement between the value for the σ -term of Gasser and Leutwyler obviously persists.

1.0 Inhaltsverzeichnis

2.0	Einleitung	1
3.0	Motivation des Experiments - der Sigma-Term ($\sigma_{\pi N}$)	3
3.1	Streutheorie und Dispersionsanalyse	3
3.2	Der σ -Term in der Quantenchromodynamik	14
3.3	Folgerungen für ein Experiment	18
4.0	Aufbau und Durchführung des Experiments	21
4.1	Prinzip der Messung	21
4.2	Strahleigenschaften	24
4.3	Das Master Module	25
4.4	Triggerlogik	26
4.5	Die Vieldrahtproportionalkammern	28
4.6	Das Reichweitenteleskop	31
4.6.1	<i>Identifizierung von Pionen und Myonen gleicher Reichweite</i>	
	Reichweite	41
4.6.1.1	Identifizierung Teilchen negativer Polarität	42
4.6.1.2	Identifizierung Teilchen positiver Polarität	47
4.7	Verarbeitung eines Triggerereignisses	52
4.8	Das Flüssigwasserstofftarget	53
4.8.1	<i>Die Flüssigwasserstoffzelle</i>	53
4.8.2	<i>Das Targetsystem - Prinzip und Aufbau</i>	57
5.0	Auswertung der Daten	63
5.1	Aufbereitung der Rohdaten	64
5.2	Ordnen der Daten nach geometrischen Gesichtspunkten	65
5.3	Bestimmung des effektiven Raumwinkels und der Anzahl der Targetkerne	73
5.4	Korrekturen des differentiellen Wirkungsquerschnitts	74
5.5	Fehlerbetrachtung	84
6.0	Diskussion der Ergebnisse	89
6.1	Bestimmung des $\text{Re } D^+(t=0)$	89
6.2	Vergleich mit vorhandenen Daten	94
	Abbildungsverzeichnis	97
	Literaturhinweise	99

2.0 Einleitung

Soweit uns heute bekannt ist, existieren in der Natur vier Wechselwirkungen:

- die Gravitation
- die schwache Wechselwirkung
- die elektromagnetische Wechselwirkung
- die starke Wechselwirkung

Theoretisch am besten verstanden sind zur Zeit die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung. Bei der starken Wechselwirkung ist es aufgrund der großen Kopplungskonstanten und der Zusammensetzung der stark wechselwirkenden Teilchen aus komplizierten Strukturen wie Quarks und Gluonen bisher nicht gelungen, eine einheitliche Theorie zu entwickeln.

Eines der am häufigsten untersuchten Systeme der starken Wechselwirkung ist das Pion Nukleon System. Es gibt eine große Anzahl theoretischer Arbeiten über dieses System. Das beruht darauf, daß man in früheren Jahren das Pion als Vermittler der starken Kraft betrachtete und deshalb eine Vielzahl von experimentellen Daten (es gibt intensive Pionenstrahlen seit ca. 30 Jahren) vorhanden ist.

Das zwischenzeitlich etwas abgeflachte experimentelle und theoretische Interesse am Pion Nukleon System ist in den letzten Jahren wieder belebt worden durch die Möglichkeit, Parameter des Systems im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) zu berechnen. Die Quantenchromodynamik ist eine Theorie, welcher augenblicklich die besten Chancen eingeräumt werden, die starke Wechselwirkung korrekt zu beschreiben.

Das Kapitel drei der vorliegenden Arbeit wird der Beschreibung der phänomenologischen Pion Nukleon Theorie gewidmet sein, wobei be-

sonderers Augenmerk auf den Zusammenhang mit experimentellen Niederenergie-daten gelegt wird, weil diese, wie anschließend daran gezeigt wird, auch im Rahmen der modernen Theorie der QCD von großem Interesse sind.

Unterschiedliche, sich widersprechende Ergebnisse zwischen phänomenologischer Vorhersage (aufgrund existierender experimenteller Daten) und Berechnungen im Rahmen der QCD liefern die Motivation für das Experiment, welches im Kapitel vier in seinem Aufbau und Durchführung beschrieben wird. Kapitel fünf enthält die Beschreibung der Auswertung des Experiments, dessen Ergebnisse abschließend in Kapitel sechs diskutiert werden.

Bei diesem Experiment handelt es sich um die erstmalige Messung von differentiellen Wirkungsquerschnitten sowohl der π^+ p-Streuung als auch der π^- p-Streuung im Bereich der Coulomb-Nuklear-Interferenz unterhalb der (3,3) Resonanz.

3.0 Motivation des Experiments - der Sigma-Term ($\sigma_{\pi N}$)

3.1 Streutheorie und Dispersionsanalyse

Atomkerne bestehen aus Nukleonen. Um die starke Coulomb-Abstoßung, die sich beim Zusammenfügen zweier oder mehrerer Protonen in einem Kern ergibt, zu überwinden, muß es eine noch stärkere, bindende Kraft geben. Diese Kernkraft ist sehr kurzreichweitig ($\sim 10^{-15}$ m).

Eine solche Kraft läßt sich als Austausch eines Teilchens zwischen zwei Nukleonen darstellen. Bereits 1935 sagte Yukawa die Existenz eines solchen Teilchens voraus. Es wurde 1948 in kosmischer Strahlung entdeckt und trägt den Namen Pion.

Obwohl die Kernkraft heute auf die Wechselwirkung zwischen Quarks zurückgeführt wird, so ist doch klar, daß das Pion und seine Wechselwirkung in der Beschreibung der Kernkräfte eine grundlegende Rolle spielen.

Das Pion existiert in 3 Ladungszuständen: π^+ , π^- und π^0 . Es hat Spin 0, Isospin 1 und negative Parität.

Die Wechselwirkung eines Pions mit einem Nukleon unterliegt der starken Wechselwirkung. Daß es eine starke Wechselwirkung ist, zeigt sich darin, daß πN -Wechselwirkungen alle bekannten Erhaltungssätze erfüllen. Hierzu zählen außer Impuls, Energie und Drehimpuls, die Erhaltung der Ladung, der Baryonenzahl, des Isospin, der Strangeness, der Parität, der Ladungskonjugation und der Zeitumkehr.

Das Nukleon besitzt Isospin 1/2. Deshalb läßt sich die elastische Pion-Nukleon-Streuung als Streuung in Isospin $I=1/2$ - bzw. Isospin $I=3/2$ -Zuständen darstellen:¹

$$I=3/2 \quad \left\{ \begin{array}{l} I_3=3/2: \quad |\pi^+ p\rangle \\ I_3=1/2: \quad \sqrt{2/3} |\pi^0 p\rangle + \sqrt{1/3} |\pi^+ n\rangle \\ I_3=-1/2: \quad \sqrt{1/3} |\pi^- p\rangle + \sqrt{2/3} |\pi^0 n\rangle \\ I_3=-3/2: \quad |\pi^- n\rangle \end{array} \right.$$

$$I=1/2 \quad \left\{ \begin{array}{l} I_3=1/2: \quad -\sqrt{1/3} |\pi^0 p\rangle + \sqrt{2/3} |\pi^+ n\rangle \\ I_3=-1/2: \quad -\sqrt{2/3} |\pi^- p\rangle + \sqrt{1/3} |\pi^0 n\rangle \end{array} \right.$$

(I_3 = 3. Komponente des Isospin)

Eine andere Schreibweise ist die Darstellung als πN - Zustandsfunktionen:

$$|\pi^+ p\rangle = |I = 3/2, I_3 = 3/2\rangle = |3/2, 3/2\rangle$$

$$\begin{aligned} |\pi^+ n\rangle &= \sqrt{1/3} |I = 3/2, I_3 = 1/2\rangle + \sqrt{2/3} |I = 1/2, I_3 = 1/2\rangle \\ &= \sqrt{1/3} |3/2, 1/2\rangle + \sqrt{2/3} |1/2, 1/2\rangle \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} |\pi^- p\rangle &= \sqrt{1/3} |I = 3/2, I_3 = -1/2\rangle - \sqrt{2/3} |I = 1/2, I_3 = -1/2\rangle \\ &= \sqrt{1/3} |3/2, -1/2\rangle - \sqrt{2/3} |1/2, -1/2\rangle \end{aligned}$$

$$|\pi^- n\rangle = |I = 3/2, I_3 = -3/2\rangle = |3/2, -3/2\rangle$$

¹ Die Nomenklatur hält sich an die von HÖHLER [1] verwendete.

$$|\pi^0 p\rangle = \sqrt{2/3} |I = 3/2, I_3 = 1/2\rangle - \sqrt{1/3} |I = 1/2, I_3 = 1/2\rangle \\ = \sqrt{2/3} |3/2, 1/2\rangle - \sqrt{1/3} |1/2, 1/2\rangle$$

$$|\pi^0 n\rangle = \sqrt{2/3} |I = 3/2, I_3 = -1/2\rangle + \sqrt{1/3} |I = 1/2, I_3 = -1/2\rangle \\ = \sqrt{2/3} |3/2, -1/2\rangle + \sqrt{1/3} |1/2, -1/2\rangle$$

Die Streuung von positiven Pionen an Protonen enthält nur Isospin 3/2-Zustände, während $\pi^- p$ -Streuung eine Mischung aus Isospin 3/2- und Isospin 1/2- Zuständen ist.

Die elastische πN -Streuung im Schwerpunktsystem läßt sich durch die Wellenfunktion

$$\psi(\vec{r}) = (e^{ikz} + \langle f | M | i \rangle \frac{e^{ikr}}{r}) \chi$$

beschreiben. Hierbei ist r der Abstand zwischen Pion und Nukleon, i und f beschreiben den Anfangs- bzw. Endzustand des Nukleons und M stellt die Streumatrix dar. χ ist die Spinfunktion der einlaufenden Welle.

Den differentiellen Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung $i \rightarrow f$ erhält man als:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = | \langle f | M | i \rangle |^2 = |G|^2 + |H|^2$$

G und H sind komplexe Zahlen und heißen Streuamplituden. Es ergibt sich ein Zusammenhang zwischen den Streuamplituden G und H und der Streumatrix M ($I =$ Isospin):

$$M(I) = G^{(I)}(\theta) + (\vec{\sigma} \cdot \vec{n}) H^{(I)}(\theta)$$

σ sind die Pauli Matrizen:

$$\sigma_x = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_y = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \quad \sigma_z = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix}$$

\vec{n} ist die Normale zur Streuebene:

$$\vec{n} = \frac{\vec{q}_i \times \vec{q}_f}{|\vec{q}_i \times \vec{q}_f|}$$

(\vec{q}_i und \vec{q}_f = Anfangs- und Endimpuls des Pions)

$G^{(I)}(\theta)\chi$ enthält keine Spinoperatoren, somit hat der Endzustand den gleichen Spin wie der Anfangszustand, wobei χ die Spinfunktion darstellt. Deshalb bezeichnet man $G^{(I)}(\theta)$ auch als Spin-non-flip Amplitude. Hingegen ist $\vec{\sigma} \cdot \vec{n}$ eine antidiagonale Matrix, was ein Umklappen des Spins des Anfangszustandes bei Anwendung von $\vec{\sigma} \cdot \vec{n} H^{(I)}$ auf χ hervorruft. $H^{(I)}(\theta)$ heißt Spin-flip Amplitude.

Die G- und H-Amplituden lassen sich in Form von Partialwellen darstellen:

$$q \cdot G^{(I)} = \sum_{l=0}^{\infty} [(l+1) T_{l+}^{(I)} + l T_{l-}^{(I)}] P_l(\cos\theta)$$

$$q \cdot H^{(I)} = \sum_{l=1}^{\infty} [T_{l+}^{(I)} - T_{l-}^{(I)}] P_l(\cos\theta) \sin\theta$$

$P_l(\cos \theta)$ sind die Legendrepolynome und T_{l+} und T_{l-} (genauer: T_{lj} mit $j = l + 1/2$ bzw. $j = l - 1/2$) die Partialwellenamplituden

für einen gegebenen Bahndrehimpuls l und einen Gesamtdrehimpuls j .

Die Partialwellenamplituden

$$T_{l\pm} = \frac{1}{2i} (\eta_{l\pm} e^{2i\delta_{l\pm}} - 1)$$

sind dimensionslose Funktionen der Streuphasen $\delta_{l\pm}$. Die letzteren sind reell. $\eta_{l\pm}$ ist ein Absorptionsparameter und hat deshalb die Werte $0 \leq \eta \leq 1$.

Ein wichtiger Parameter ergibt sich bei der Betrachtung des Schwellenverhaltens (Viererimpuls des Pions $\rightarrow 0$) der Partialwellen bzw. Streuphasen:

$$\lim_{q \rightarrow 0} \left(\frac{\text{Re } T_{l\pm}}{q^{2l+1}} \right) = a_{l\pm}$$

$a_{l\pm}$ heißen Streulängen. Die Vorteile der Streulängendarstellung liegen darin, daß mit wenigen Parametern eine Entwicklung der Streuphasen an der Schwelle möglich ist.

Mit Hilfe der vorangegangenen Gleichungen läßt sich eine Streuphasenanalyse der elastischen $\pi^{\pm}p$ -Streuung durchführen. Diese Phasenanalysen liefern heute eine gute Beschreibung der Pion-Nukleon Streudaten [1]. Allerdings sind hierzu noch weitere theoretische Annahmen nötig, denn die Analyse von Experimenten allein führt nur zu einem Satz von 6 reellen Zahlen. Zur vollständigen Beschreibung des πN -Systems sind aber 8 reelle Zahlen erforderlich (Isospin 1/2 bzw. 3/2, spin-flip und spin-non-flip Amplituden).

Um die Pion Nukleon Streuung noch weitergehend theoretisch behandeln zu können, benutzt man eine lorentzinvariante Schreibweise. Im folgenden soll folgende Notation gelten:

p_1 und p_2 seien die Viererimpulse des Nukleons vor bzw. nach der Streuung im Schwerpunktsystem [$p = (p, iE)$ mit $E^2 = (m^2 + p^2) =$ Energie im Schwerpunktsystem]. Die Ruhemasse des Nukleons wird mit m bezeichnet. Die analogen Größen für das Pion heißen q_1, q_2 (Viererimpulse), μ (Masse) und ω (Energie im Schwerpunktsystem).

Es erweist sich als nützlich, folgende kinematischen Variablen einzuführen (Mandelstam Variablen).

$$s = (\sqrt{m^2 + p^2} + \sqrt{\mu^2 + q^2})^2 = W^2$$

$$t = -2q^2 (1 - \cos\theta) \quad [\theta = \text{Streuwinkel}]$$

$$u = -(p_1 - q_2)^2$$

Besonders anschaulich sind hierbei s als Quadrat der totalen Energie im Schwerpunktsystem und t als Quadrat des Impulsübertrages im Schwerpunktsystem. Da Energie- und Impulserhaltung bei einem Streuprozess vorausgesetzt wird, ergibt sich ein linearer Zusammenhang zwischen s, t und u :

$$s + t + u = 2m^2 + 2\mu^2$$

Physikalische Streuung ist nur für

$$s \geq (m + \mu)^2$$

$$t \leq 0$$

möglich. Mit Hilfe der eben definierten Größen läßt sich die Pion Nukleon Streuung jetzt als S-Matrix Element schreiben:

$$S = \delta_{fi} - (2\pi)^4 \delta^{(4)}(p_1 + q_1 - p_2 - q_2) \left(\frac{m}{4E_1 E_2 \omega_1 \omega_2} \right) (\bar{u}_2 T u_1)$$

δ_{fi} ist gleich 0, es sei denn, daß keine Streuung stattfindet (in diesem Fall sind Anfangs- und Endzustand identisch und $\delta_{fi} = 1$). Energie- und Impulserhaltung werden durch das Produkt aus vier δ -Funktionen sichergestellt.

Der wichtige lorentzinvariante Term ist

$$\bar{u}_2 T u_1$$

mit einer 4x4 Matrix T und den Dirac-Spinoren u_1, u_2 . Die Dirac-Spinoren sollen auf folgende Weise normiert sein:

$$\bar{u}_1 u_1 = \bar{u}_2 u_2 = 1$$

$u_2 T u_1$ ist mit der Streumatrix verbunden:

$$\langle f | M | i \rangle = \left(\frac{m}{4\pi W} \right) \bar{u} T u_1$$

Die 4x4 Matrix T wird mit Hilfe zweier komplexer Zahlen A und B und den Dirac-Matrizen γ^μ ($\mu = 0, 3$) dargestellt.

$$T = A + 1/2 i \gamma^\mu (q_1 + q_2)_\mu B$$

A und B sind Funktionen der kinematischen Invarianten s und t und heissen lorentzinvariante Streuamplituden. Die Streuamplituden haben den großen Vorteil frei, von kinematischen Singularitäten zu sein.

In der Theorie werden häufig Kombinationen der Streuamplituden A und B benutzt, nämlich C und D:

$$C(s,t) \equiv A(s,t) + \frac{\omega + \frac{t}{4m}}{1 - \frac{t}{4m^2}} \quad B(s,t) = A(s,t) + \frac{m(s-u)}{4m^2 - t} B(s,t)$$

$$D(s,t) \equiv A(s,t) + v B(s,t)$$

$$\text{mit } v = \frac{s-u}{4m}$$

Diese Amplituden sind, wie später beschrieben, direkter mit experimentellen Ergebnissen verknüpft als A oder B.

Von theoretisch besonderem Interesse ist die isospingerade Amplitude A^+ [$A^+ = 1/2 (A_{\pi^+ p} + A_{\pi^- p})$] im unphysikalischen Gebiet an der Stelle $v=0$ und $t=0$. Diese ist unter Einbeziehung von 'soft pion Theorien' (Masse und Energie des streuenden Pions gehen gegen Null), Stromalgebra und der Adler Konsistenz Bedingung mit dem Pion-Nukleon Sigma-Term ($\sigma_{\pi N}$) verknüpft [2][1].

$$A^+(0,0;0,0) - g^2/m K^2(0) = -2/f_\pi \sigma_{\pi N}(0)^2$$

Dieser Sigma-Term diente in der Vergangenheit hauptsächlich als Test für Stromalgebra und Partial Conserved Axialvector Current (PCAC) Vorhersagen. In ähnlicher Weise, wie die Amplitude A^+ mit dem Sigma-Term aufgrund der PCAC-Hypothese verknüpft ist, ist auch die lorentzinvariante Amplitude D^+ ³ an der Stelle $v=0$, $t=2\mu^2$, dem sogenannten Cheng-Dashen Punkt, mit der on-shell πN -Streuamplitude $\Sigma_{\pi N}$ durch ein sogenanntes Niederenergiethorem verknüpft:

² Notation:

$A^+(v, v_B, q^2, q'^2)$ mit $v_B = t - 2\mu^2/4m$
 $K(q^2)$ ist der πNN Formfaktor

³ $D^\pm = 1/2 (D_{\pi^+ p} \pm D_{\pi^- p})$

$$\Sigma_{\pi N}(\nu=0, t=2\mu^2) = f_{\pi}^2/2 [D^+(\nu=0, t=2\mu^2) - g^2/m]^4$$

Zwischen der Amplitude am Cheng-Dashen Punkt und dem $\sigma_{\pi N}$ -Term gibt es einen Zusammenhang über die chirale Störungstheorie der Quantenchromodynamik (s.u.) [2][3]:

$$\sigma_{\pi N}(\nu=0, t=0) = \Sigma_{\pi N}(\nu=0, t=2\mu^2) - (4-5) \text{ MeV}$$

Eine Bestimmung von $\Sigma_{\pi N}$ ist also äquivalent der Bestimmung des $\sigma_{\pi N}$ -Terms. Beide sind in Experimenten nicht direkt meßbar, weil sie im unphysikalischen Gebiet liegen. Es muß also ein Weg gefunden werden, diese theoretisch interessanten Größen mit zugänglichen Meßdaten in Zusammenhang zu bringen. Eine Möglichkeit dies zu tun, ist die Extrapolation der Streuamplituden vom physikalischen Gebiet, wo sie mit Hilfe der Streuphasen berechnet werden können, ins unphysikalische mittels Dispersionsrelationen.

In der Arbeit von KOCH [4] wird der Realteil $D^+(t=0)$ im physikalischen Gebiet mit der Amplitude $\Sigma_{\pi N}$ durch zweifach subtrahierte Dispersionsrelationen entlang Hyperbeln verknüpft. Der $\text{Re } D^+(t=0, \nu)$ und $\Sigma_{\pi N}$ treten hierin als Subtraktionskonstanten auf.

$$\begin{aligned} & \frac{f_{\pi}^2}{2} \text{Re } D^+(\omega_F^2, t=0) + \frac{t}{2m_{\pi}^2} \left[\Sigma_{\pi N}(t=2m_{\pi}^2, \nu=0) - \frac{f_{\pi}^2}{2} \text{Re } D^+(\omega_F^2, t=0) - b \right] + \left(\frac{t}{2m_{\pi}^2} \right)^2 b + \dots \\ & = \frac{f_{\pi}^2}{2} \left\{ \text{Re } D^+(\nu, \nu_0^2, t_0) - \frac{t(t-2m_{\pi}^2)}{\pi} \int_{4m_{\pi}^2}^{t_{\max}} \frac{\text{Im } D^+(t', \nu_0^2, t_0) dt}{t'(t-2m_{\pi}^2)(t-t')} \right. \\ & \left. - \frac{\nu^2}{\pi} \left[\int_{\nu_{\text{th}}^2}^{\infty} \frac{\text{Im } D^+(\nu'^2, \nu_0^2, t_0) d\nu'^2}{\nu'^2(\nu'^2-\nu^2)} + \frac{t-t_0}{t_0} \int_{\nu_{\text{th}}^2}^{\infty} \frac{\text{Im } D^+(\nu'^2, \nu_0^2, t_0) d\nu'^2}{\nu'^2(\nu'^2-\omega_F^2)} \right] \right\} \end{aligned}$$

⁴ $f_{\pi} = 131.9 \text{ MeV}$ ist die Pion Zerfallskonstante und $g^2/4\pi = 14.28$ die Pion-Nukleon Kopplungskonstante.

Aus bisher vorhandenen experimentellen Daten bestimmt KOCH den Wert der Amplitude am Cheng-Dashen Punkt [4]:

$$\Sigma_{\pi N} = 64 \pm 8 \text{ MeV}^5$$

Der Realteil $D^+(t=0)$, dessen Kenntnis nach oben gesagtem eine Bestimmung der Amplitude am Cheng-Dashen Punkt ermöglicht, kann aber aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten ($d\sigma/d\Omega$) der π^+p - bzw. π^-p -Streuung gewonnen werden:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \text{Re } D^+(t) = \frac{\pi \cdot S}{2\alpha m^2 \omega} \Delta(t=0)^6$$

mit:

$$\Delta(t) = t \cdot \left[\frac{d\sigma_+}{d\Omega}(t) - \frac{d\sigma_-}{d\Omega}(t) \right]$$

Dieser Term repräsentiert den Coulomb Nuklear Interferenzterm. Für kleine Werte von t ist die Größe $\Delta(t)$ praktisch linear in t . Der Fehler, der sich für $\Delta(0)$ ergibt, wird durch diese Linearität geringer, denn die Bestimmung von $\Delta(0)$ kann durch Messungen bei verschiedenen Werten von t , der Auftragung von diesen über t und der anschließenden Extrapolation einer Ausgleichsgerade zu $t=0$ erfolgen.

Der Realteil $D^+(t=0)$ kann aber noch genauer bestimmt werden. Hierzu bildet man den Quotienten aus der Differenz der Wirkungsquerschnitte und der Summe der Wirkungsquerschnitte und dividiert diese durch t :

$$A(t) = \frac{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} + \frac{d\sigma_-}{d\Omega}} \cdot \frac{1}{t}$$

⁵ Den Fehler von ± 8 MeV erhält KOCH aus einer Konsistenzbetrachtung seiner Methode

⁶ (α = Sommerfeldkonstante)

$A(t)$ ist weniger fehlerbehaftet als $\Delta(t)$, da sich gewisse systematische Fehler (z.B. Unsicherheiten in der Targetdicke oder im effektiven Raumwinkel) hier nicht auswirken.

Für den Realteil $D^+(t=0)$ gilt jetzt:

$$\lim_{t \rightarrow 0} \operatorname{Re} D^+(t) = 4\pi\alpha\omega A(0) \quad ^7$$

Die Extrapolation von $A(t)$ bei endlichen Werten von t zu $A(0)$ durch eine Auftragung über t ist allerdings nicht so einfach wie bei $\Delta(t)$. Dieses Problem wird nochmals im "Diskussion der Ergebnisse" auf Seite 89 behandelt werden.

3.2 Der σ -Term in der Quantenchromodynamik

Die Tatsache, daß sich Protonen bei tief inelastischer Elektron-Proton Streuung nicht als punktförmig erweisen, führte zu einem Modell, in dem man sich Protonen aus noch kleineren Teilchen zusammengesetzt denkt - den Quarks. Im Laufe der Entwicklung des Quark-Modells wurde den Quarks eine zusätzliche 3-wertige Quantenzahl - genannt Farbe - zugeordnet. Damit war der Weg frei für eine Theorie der starken Wechselwirkung, die einer sehr erfolgreichen Feldtheorie, der Quantenelektrodynamik, nachgebildet wurde.

⁷ Der Zusammenhang zwischen den Wirkungsquerschnitten und den Meßgrößen $A(t)$, $\Delta(t)$ bzw. dem Realteil $D^+(t)$ wird im Anhang hergeleitet.

Die renormierbare Quantenfeldtheorie der starken Wechselwirkung heißt Quantenchromodynamik (QCD). Die Wechselwirkung zwischen Quarks wird hierbei von acht farbigen Feldquanten (Gluonen) vermittelt.

Beschrieben wird die Wechselwirkung von Quarks und Gluonen mit der Lagrangedichte der QCD:

$$L_{\text{QCD}} = \sum_{k=1}^N i \bar{q}_k \gamma^\mu D_\mu q_k - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F^{\mu\nu a} - \sum_{k=1}^N m_k \bar{q}_k q_k$$

q_k = Quarkfelder mit Flavourindices $k=u,d,s,c,b,\dots$

D_μ = kovariante Ableitung;

D_μ stellt die minimal eichinvariante Quark- Gluon-Kopplung der Stärke α ; $\mu, \nu = 0, 1, 2, 3$ = Lorentzindices

$F_{\mu\nu}$ = Gluonfelder; $a=1, \dots, 8$ Farbindices für die 8 Eichfelder

m_k = Quarkmasse mit Flavourindex

Der erste Term der Lagrangedichte repräsentiert den Quark-Gluon Term, der zweite den Feldterm (Gluonenterm) und der dritte Term drückt die Tatsache aus, daß die Quarks massenbehaftet sind. Analoge Terme finden sich in der Quantenelektrodynamik.

Drei wesentliche Gründe sprechen für diese Art der Beschreibung der starken Wechselwirkung als Quantenfeldtheorie:

Einmal ist die bereits erwähnte Renormierbarkeit gewährleistet [5][6], zum zweiten enthält sie die asymptotische Freiheit der Quarks, wie sie in tief inelastischen Prozessen beobachtet wird [7][8] und liefert Ansätze zum Verständnis des Quark-Confinements [9]. Letztendlich erfüllt sie alle bekannten Symmetrien der starken Wechselwirkung.

Symmetriebetrachtungen sind von grundlegender Bedeutung in der Physik, denn nach NOETHERs Theorem [10] bedingt jede Symmetrie einen Erhaltungssatz.

Ein Beispiel hierfür ist die Quantenchromodynamik, die mathematisch durch die $SU_C(3)$ -Gruppe (C für Colour) beschrieben wird. Die entsprechende erhaltene Größe ist aber kompliziert.

Setzt man die Quarkmassen gleich Null, gibt es in der Quantenchromodynamik eine wichtige Symmetrie, die man als chirale Symmetrie bezeichnet.

Unter Chiralität oder Händigkeit eines Teilchens versteht man die Relativorientierung seines Spins zu seiner Bewegungsrichtung. Zeigen Spinvektor und Geschwindigkeitsvektor in die gleiche Richtung oder, genauer gesagt, sind die Finger der rechten Hand entsprechend der Rotationsrichtung gekrümmt, wenn der Daumen in Geschwindigkeitsrichtung zeigt, so heißt das Teilchen 'rechtshändig'. Zeigen Spin- und Geschwindigkeitsvektor in entgegengesetzte Richtung, so ist das Teilchen 'linkshändig'.

Der Erhaltungssatz, der aus der chiralen Symmetrie folgt ist, daß sich die Zahl der rechts- bzw. linkshändigen Teilchen bei einem Wechselwirkungsprozeß nicht ändern darf.

Wenn die Quarkmassen gleich Null sind, so ist die Lagrangedichte der QCD invariant unter globalen Transformationen $SU_L(3) \times SU_R(3)$.

Der Quarkmassenterm der Lagrangedichte bricht aber diese Chiralität. Mit anderen Worten:

Chirale Symmetrie gilt streng nur im chiralen Grenzfall (Massen der up, down und strange Quarks sind Null).

Eine Konsequenz einer $SU_L(3) \times SU_R(3)$ Symmetrie wäre eine Paritätsverdopplung von hadronischen Zuständen [11]. Jedes pseudoskalare Boson (0^-) müßte demnach einen skalaren (0^+) Partner haben, genauso wie es zu jedem 1^+ -Zustand einen massenentarteten 1^- -Zustand geben würde. Für diese Paritätsverdopplung gibt es in der Natur bisher kein Anzeichen. Die chirale Symmetrie ist spontan gebrochen [11] [12] [13]. Es gilt $\langle uu \rangle \neq \langle dd \rangle \neq \langle ss \rangle \neq 0$ und man erhält die $SU(3)$ -Flavour Gruppe $SU_F(3)$. Der Flavour darf hierbei up, down und strange umfassen. Eine Folge einer spontan

gebrochenen chiralen Symmetrie wäre das Auftreten von acht masselosen pseudoskalaren Bosonen [11], sogenannten Goldstone Bosonen, dem Oktett der pseudoskalaren Teilchen im Falle der QCD.

Die explizite Brechung der chiralen Symmetrie durch den Quarkmassenterm manifestiert sich durch die in der Natur beobachteten Massenaufspaltung des Oktetts der pseudoskalaren Mesonen. Es gilt $m_\pi \neq m_k \neq m_\eta \neq 0$.

Der einzige renormierbare Term in der Lagrangedichte, der die explizite Brechung der chiralen Symmetrie, d.h die Aufhebung der Entartung bewirkt [3] ist der Quarkmassenterm $\sum_k m_k \bar{q}_k q_k$.

Als Lösung des Problems der chiralen Symmetriebrechung wird ein störungstheoretischer Ansatz um den chiralen Grenzfall herum versucht. Man betrachtet also die Hamiltonfunktion der starken Wechselwirkung zusammengesetzt aus einem $SU_L(3) \times SU_R(3)$ invarianten Teil H_0 und einem kleinen, die chirale Symmetrie explizit brechenden Teil, H'

$$H = H_0 + H'$$

Da H' als Störung des chiralen Grenzfalls betrachtet wird, in dem z.B Pionen masselos wären, sollten die Gesetze der PCAC und Stromalgebra gültig sein.

Einen Schnittpunkt zwischen PCAC und QCD stellt der $\sigma_{\pi N}$ -Term dar.

Der $\sigma_{\pi N}$ -Term ist aus Sicht der QCD definiert als Erwartungswert über Quarkzustände

$$\sigma_{\pi N} = \frac{\hat{m}}{2m_N} \langle p | \bar{u}u + \bar{d}d | p \rangle$$

$$\hat{m} = \frac{m_u + m_d}{2}$$

Der Wert des σ_π -Terms stellt damit wie die hadronischen Massen ein Maß für die explizite Brechung der chiralen Symmetrie dar.

Unter Vernachlässigung von isospinverletzenden Beiträgen, d.h. unter der Annahme $m_u = m_d$ berechneten GASSER und LEUTWYLER [3] den Wert des $\sigma_{\pi N}$ -Terms im Rahmen der chiralen Störungsrechnung zu

$$\sigma_{\pi N} = \frac{(35 \pm 5) \text{ MeV}}{1 - y}$$

Durch den Term y wird der unbekannte Anteil, den Strange-Seequark Paare ($\langle p | s \bar{s} | p \rangle$) an der Pion Nukleon Streuung haben könnten, parametrisiert:

$$y = \frac{2 \langle p | \bar{s} s | p \rangle}{\langle p | \bar{u} u + \bar{d} d | p \rangle}$$

Der Wert von (35 ± 5) MeV für den σ_π -Term, berechnet im Rahmen der chiralen Störungsrechnung der QCD, steht im Gegensatz zum Wert der Dispersionsanalyse von (60 ± 8) MeV. (vergleiche "Streutheorie und Dispersionsanalyse" auf Seite 3).

Ein y -Wert von 0.4 würde beide Werte in Übereinstimmung bringen. Auf der anderen Seite ist aber durch die Größe von y die Nukleonenmasse im chiralen Grenzfall festgelegt. Mit $y = 0$ würde ein Wert für m_N von $870 \text{ MeV}/c^2$ folgen, bei $y = 0.2$ wäre m_N nur noch $670 \text{ MeV}/c^2$ und für $y = 0.4$ wäre "the value of the nucleon mass in the chiral limit completely different from what it is in this world. We conclude that a value of σ well above 50 MeV is not consistent with QCD unless very strange things happen in the chiral limit " [3].

3.3 Folgerungen für ein Experiment

Wie in den beiden vorausgegangenen Kapiteln gezeigt, existiert für den Wert des $\sigma_{\pi N}$ -Terms der Pion Nukleon Streuung eine bisher unerklärte Diskrepanz zwischen Dispersionsanalyse mit Hilfe bisher existierender Daten [4] und chiraler Störungsrechnung [3].

Wie können experimentelle Daten zur Klärung der Situation beitragen?

KOCHs Analyse, beschrieben in Kapitel "Streutheorie und Dispersionsanalyse" auf Seite 3, hat gezeigt, daß gleichzeitig mit einer Bestimmung des Realteils $D^+(t=0)$ eine Bestimmung der $\Sigma_{\pi N}$ -Amplitude möglich ist. Der Realteil D^+ ist bei $t=0$ selbst nicht meßbar. Er ist aber durch eine Messung bei endlichen Werten von t und eine anschließende Extrapolation zu $t=0$ bestimmbar. Diese Extrapolation ist umso genauer, je näher die Werte von t an Null liegen.

Es gibt allerdings bisher keine $\pi^{\pm}p$ -Streudaten unterhalb 100 MeV [14].

Das Experiment, welches in den weiteren Kapiteln dieser Arbeit beschrieben wird, hat deshalb das Ziel einer möglichst genauen Bestimmung des Realteils D^+ an der Stelle $t=0$. Hierzu ist, wie in Kapitel "Streutheorie und Dispersionsanalyse" auf Seite 3 gezeigt, sowohl die Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes der π^+p -Streuung als auch der π^-p -Streuung bei kleinem Viererimpulsübertrag t nötig.

Kleine Werte des Viererimpulsübertrags heißt aber, Messung bei möglichst niedrigen Pioneneinschußenergien und bei Vorwärtsstreuungswinkeln.

Als guter Kompromiß für die Pionenenergie erweist sich eine Energie von 50-60 MeV. Bei dieser Energie ist einerseits der Relativunterschied zwischen den Wirkungsquerschnitten bei positiver und negativer Polarität, wie er aus der Karlsruher Helsinki Phasenanalyse [15][16] vorhergesagt wird, schon relativ groß, und

andererseits sind die Probleme, die sich bei der Streuung sehr niederenergetischer Pionen ergeben (Zerfall der Teilchen, erheblich Coulomb-Kleinwinkelvielfachstreuung in der Meßapparatur) noch nicht allzu dominierend.

Als Primärimpuls des Pionenkanals für das vorliegende Experiment wurden 140 MeV/c eingestellt, d.h. die Energie in der Mitte des Targets beträgt 54.6 MeV.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden für Winkel zwischen 8° und 27° im Laborsystem bestimmt. Die hieraus resultierenden t -Werte liegen zwischen $0.2 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$ und $5 \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^2$.

4.0 Aufbau und Durchführung des Experiments

4.1 Prinzip der Messung

Das experimentelle Ziel der vorliegenden Arbeit ist die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte der π^{\pm} p-Streuung im Bereich der Coulomb-Nuklear-Interferenz. Dieser ist prinzipiell bestimmt durch die Kenntnis der gestreuten Teilchen in ein Raumwinkel-element ($\Delta N/\Delta\Omega$) und die Kenntnis des einfallenden Flusses (N_{π}) auf ein Target mit entsprechender Targetkernzahl pro Fläche ($N_T \cdot d$). Es gilt also:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega}(\theta) = \frac{\Delta N(\theta)}{\Delta\Omega} \cdot \frac{1}{N_{\pi}} \cdot \frac{1}{N_T \cdot d}$$

Zur Bestimmung dieser Größen wurde der Aufbau, welcher in Abb. 1 gezeigt ist, gewählt.

Der einfallende Pionenfluß ist hierbei durch die Zählrate der Koinzidenz $1 \cdot 2 \cdot \bar{3} \cdot \bar{3}'$, wobei 3 und 3' als Lochzähler in Antikoinzidenz zu 1 und 2 geschaltet sind, gegeben. Die elektronische Selektion von Pionen wird weiter unten in dieser Arbeit besprochen.

Um als gestreutes Teilchen gezählt zu werden, muß ein einfallendes Teilchen ein Loch in Zähler 4 und zusätzlich den Zähler 5 passieren.

Da man den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ messen möchte, benutzt man zu dessen Messung Vieldrahtproportional-kammern (MWPC 1-6). Gleichzeitig helfen diese bei der Unterdrückung von Untergrund, der durch Streuung außerhalb des eigentlichen Targets entsteht.

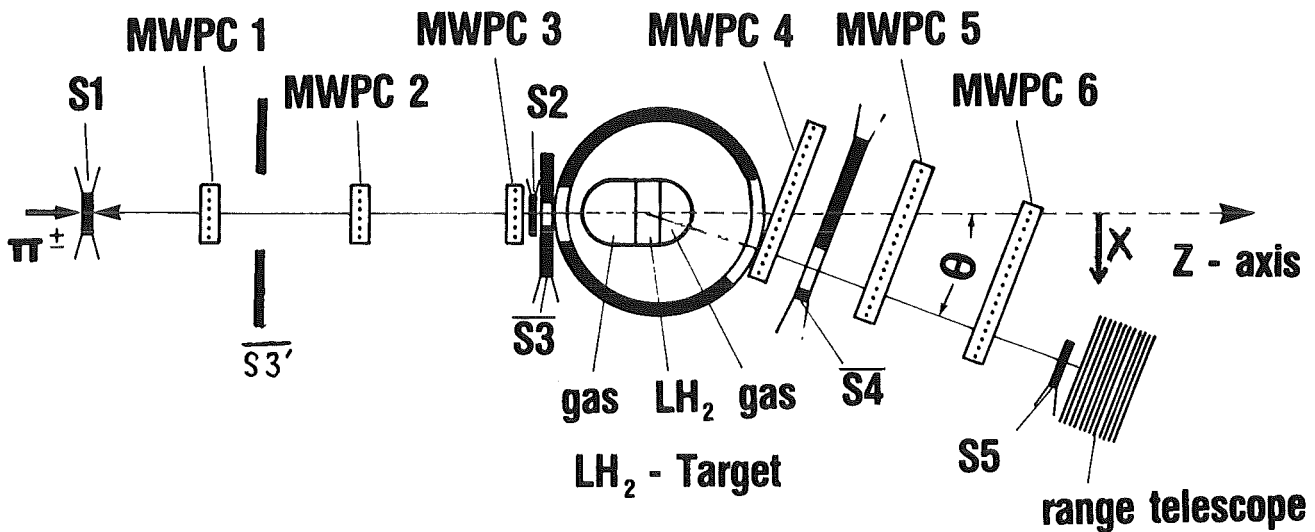


Abb. 1. Experimenteller Aufbau

Pionen zerfallen in Myonen, wodurch evtl. ein gestreutes Pion durch ein solches Myon simuliert wird. Dies führt zu einer Verfälschung des differentiellen Wirkungsquerschnitts. Es ist möglich diesen Untergrund erheblich zu reduzieren, wenn man die Energie der 'Streuteilchen' bestimmt. Mit der unterschiedlichen Energie der Pionen bzw. Myonen ist eine unterschiedliche Reichweite in Materie verbunden. Zur Bestimmung einer solchen Reichweite wird das Reichweitenteleskop hinter S5 benutzt. Es besteht aus 16 Szintillationszählern (im folgenden mit R1 bis R16 bezeichnet) aus deren Signalen beim Durchgang bzw. Stop eines Teilchens dessen Reichweite abgeleitet werden kann.

Die Anzahl der Targetkerne läßt sich aus dem geometrischen Aufbau des Targets und der Kenntnis der Dichte des als Targetmaterials verwendeten Flüssigwasserstoffs berechnen. Das Flüssigwasserstofftarget, umgeben von einem Vakuumbehälter ist in der Mitte der Abb. 1 zu sehen.

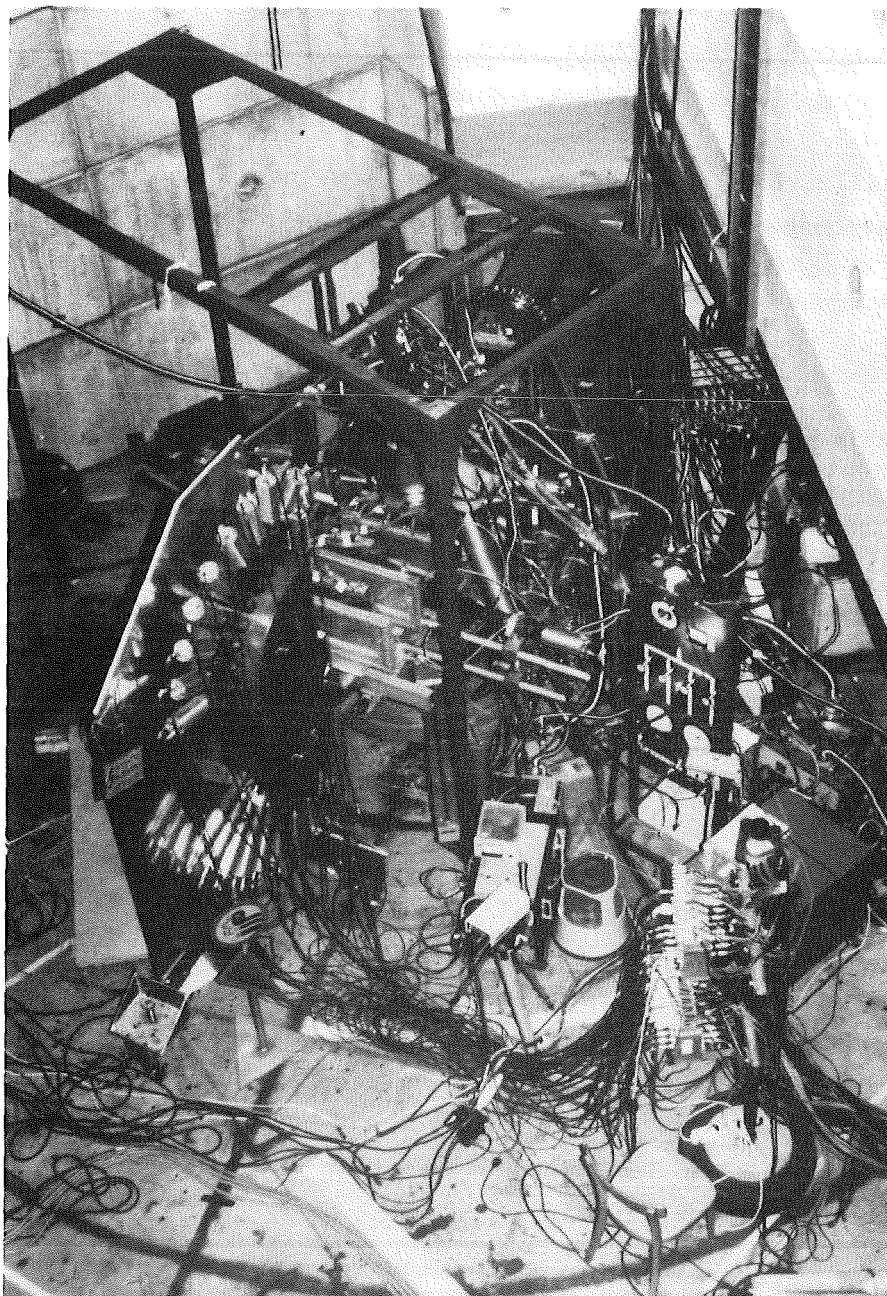


Abb. 2. Photographie der Meßapparatur: Das Photo zeigt die verwendete Meßapparatur während der Messung im $\pi M3$ -Areal des SIN. Deutlich zu sehen ist das Reichweitenteleskop, das Flüssigwasserstofftarget und die verwendeten Zähler und Vieldrahtproportionalkammern.

Eine Photographie der Meßapparatur im π M3-Areal des SIN zeigt Abb. 2.

Die detaillierten Beschreibungen der einzelnen Komponenten und deren Funktionen sind den folgenden Unterkapiteln zu entnehmen.

4.2 Strahleigenschaften

Das vorliegende Experiment wurde am π M3 Kanal des Schweizerischen Instituts für Nuklearforschung (SIN) durchgeführt. Die Pionen dieses Kanals werden durch Beschuß eines Beryllium- oder Kohlenstofftargets mit 590 MeV Protonen des dortigen Isochronzyklotrons erzeugt. Anschließend gelangen sie durch eine Strahlführung aus Quadrupol- und Ablenkmagneten in das Experimentierareal.

Außer Pionen enthält der Kanal (je nach Polarität) Protonen, Elektronen bzw. Positronen und Myonen. Diese müssen auf eindeutige Weise von den Pionen unterschieden werden.

Die Protonen, welche bei positiver Polung des Kanals auftreten, haben bei 140 MeV/c nur eine Energie von ≈ 10 MeV und können deshalb vor der eigentlichen Meßapparatur in einer 2.4 mm dicken Polyäthylenfolie gestoppt werden.

Die im Strahl vorhandenen Elektronen und Myonen können nur elektronisch unter Ausnutzung der speziellen Zeitstruktur des SIN Beschleunigers von den Pionen separiert werden. Das Isochronzyklotron liefert alle 20 ns einen Strahlimpuls (Breite ≤ 0.3 ns) entsprechend einer Hochfrequenz von 50 MHz. Diese Zeitstruktur überträgt sich auch auf alle Sekundärstrahlen. Durch Messung der Flugzeit der einzelnen Teilchen im Sekundärstrahl relativ zur Hochfrequenz des Isochronzyklotrons ergibt sich bei geeigneten Teilchenimpulsen eine klare zeitliche Trennung von Pionen, Elektronen und Myonen im Zeitspektrum. Eine Koinzidenz des Signals eines Szintillationszählers und des Signals der Hochfrequenz er-

laubt es, elektronisch einen Pionenstrahl (oder Myonen- bzw. Elektronenstrahl) zu präparieren. Die prinzipielle Methode für die Trennung von Pionen, Myonen und Elektronen ist in der Arbeit von Brückmann et al. [18][19] ausführlich beschrieben. Hierfür wird elektronisch ein Time to Digital Converter benutzt (vergleiche hierzu auch Abb. 3 auf Seite 27).

Die magnetoptischen Eigenschaften des Kanals werden im Hinblick auf folgende Kriterien gewählt:

- hohe Parallelität des Strahls
- gleichmäßige Ausleuchtung des aktiven Streutargets bei einem möglichst hohen Fluß
- gute Nachweisrate in den eingesetzten Vieldrahtproportionalkammern.

4.3 Das Master Module

Die zentrale Steuereinheit für die verwendete Elektronik stellt das sogenannte Master Module dar. Das Master Modul steuert als einzige Einheit die Auslese sämtlicher Elektronik via CAMAC durch den angeschlossenen Online Computer. Das Master Module selbst ist eine CAMAC Einheit.

Das Master Module hat einen Master Trigger Eingang. Bei Anliegen eines Signals an diesem Eingang generiert das Master Module, falls der zur Datenaufzeichnung angeschlossene Computer für die Verarbeitung des Triggerereignisses bereit ist, ein Signal, das im folgenden Accepted Trigger Signal heißen soll. Dieses Signal steht als Ausgangssignal am Master Module an.

Manchmal erscheint es wünschenswert, bereits in elektronischen Einheiten (ADC, TDC usw.) konvertierte Information noch vor der Auslese durch den Computer wieder zu löschen. Hierzu dient ein

sogenanntes Fast Clear Signal. Falls ein solches Signal auf den Fast Clear Eingang des Master Modules gegeben wird erfolgt keine Auslese des Triggerereignisses durch den Computer. Das Master Module verteilt über seinen Fast Clear Ausgang das Fast Clear Signal auf alle anderen CAMAC Einheiten, was das Löschen sämtlicher mit dem Triggerereignis zusammenhängender Information in diesen Einheiten bewirkt.

Das Fast Clear Signal wird in das Master Module gegeben. Wenn kein Fast Clear erzeugt wurde, generiert das Master Module ca. 1 μ s nach Ankunft des Master Trigger Signals ein Slow Out Signal. Gleichzeitig wird ein LAM (Look At Me) Interrupt Signal zum Computer gesendet. Dieser beginnt dann mit der Auslese aller CAMAC Einheiten.

4.4 Triggerlogik

Ein einfallendes Teilchen auf das Target ist durch eine Koinzidenz bzw. Antikoinzidenz der Zähler S1 [80×80×1 mm], S2[ϕ 50×1 mm], S3' [Bohrungsdurchmesser 100 mm] und S3 [Bohrungsdurchmesser 35 mm] definiert. Der Zähler S2 dient gleichzeitig der Selektion von Pionen nach der oben beschriebenen Flugzeitmethode. Seine Größe und Position im Experiment wurden so gewählt, daß er als aktiver Zähler das Loch des Antizählers S3 voll überdeckt.

Die mittleren Zählrate dieser Koinzidenz ist 38000 (π^-) bzw. 110000 (π^+) Teilchen pro Sekunde.

Ein nachgewiesenes gestreutes Teilchen muß die Zähler S4 [Ausschnitt 110×80 mm] und S5 [100×75×2 mm] passieren. Der Zähler S5 ist hierbei der raumwinkeldefinierende Zähler. Der Ausschnitt im Zähler S4 wurde so groß gewählt, daß er keinesfalls den Raumwinkel begrenzt. Die Aufgabe des Zählers S4 liegt darin, ungestört durch das Target hindurchgehende Teilchen des Primärstrahls, die jedoch durch Zerfälle noch in den Zähler S5 gelangen könnten, im Trigger

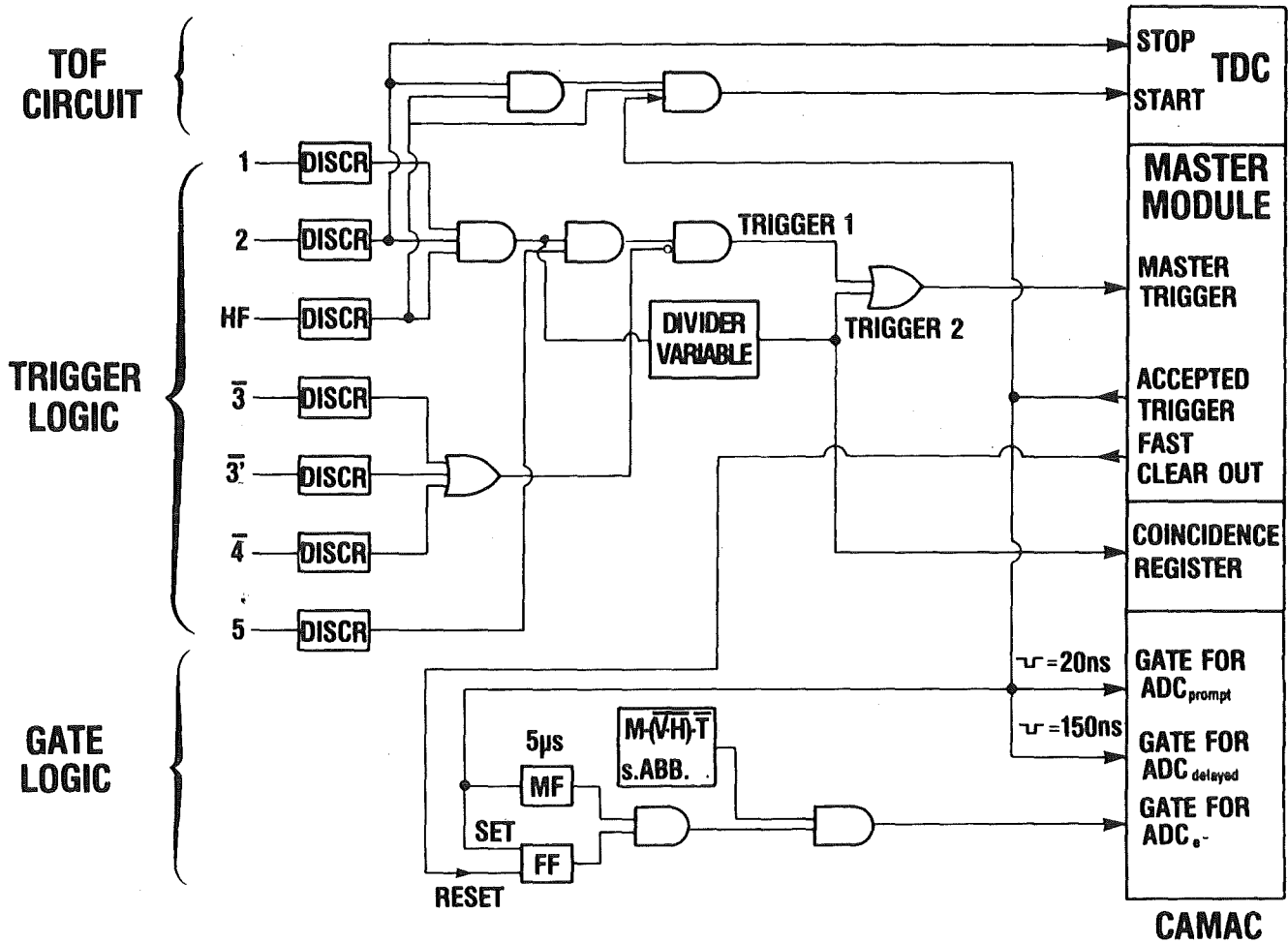


Abb. 3. Triggerlogik und Flugzeitkreis: In diesem Prinzipschaltbild ist der Aufbau des Master Triggers aus Koinzidenzen und die elektronische Schaltung zur Teilchenidentifikation mittels Flugzeitmessung dargestellt.

zu unterdrücken. Hinter S5 befinden sich noch zwei weitere Szintillationszähler [S6: 180×160×80 mm und S7: 200×160×5 mm] und ein feinsegmentiertes Reichweitenteleskop (zu dessen Beschreibung s. "Das Reichweitenteleskop" auf Seite 31).

Im digitalen Teil der Elektronik wird die Triggerlogik für ein Ereignis mit Hilfe von Koinzidenzen geformt (s. Abb. 3).

Es gibt zwei Typen von erlaubten Triggern:

- Typ 1: Gestreutes Teilchen durch die Koinzidenz $1 \cdot 2 \cdot \bar{3} \cdot \bar{3}' \cdot HF \cdot \bar{4} \cdot 5$
- Typ 2: Beliebiges Strahlteilchen, keine Auswahl von Streuteilchen: $1 \cdot 2 \cdot HF$

Die Aufzeichnungsrate von Ereignissen des Typs 2 wird so gewählt, daß sie ca. 10% derjenigen des Typs 1 entspricht. Ereignisse des Typs 2 werden dazu benutzt, den Originalstrahl des $\pi M3$ -Kanals zu monitorieren und gleichzeitig einen eventuellen Ausfall von Elektronik festzustellen. Triggertyp 2 kann anhand eines Bits in einem Koinzidenzregister, welches bei seinem Auftreten gesetzt wird, bei der späteren Analyse der Daten identifiziert werden.

Der sogenannte Master Trigger (logisch ein ODER aus Trigger 1 und 2) wird auf das Master Module gegeben.

4.5 Die Vieldrahtproportionalkammern

Im Eingangsstrahl befinden sich 3 Vieldrahtproportionalkammern mit jeweils 64 Drähten in der x- bzw. y-Ebene (MWPC 1 - MWPC 3). Die Vieldrahtproportionalkammern im Streustrahl haben 192 Drähte in der x-Ebene und 64 Drähte in der y-Ebene (MWPC 4 - MWPC 6). Die Kammern MWPC 4-6 sind in x-Richtung asymmetrisch zum Streustrahl justiert, um zu vermeiden, daß Streuteilchen, die das Flüssigwas-

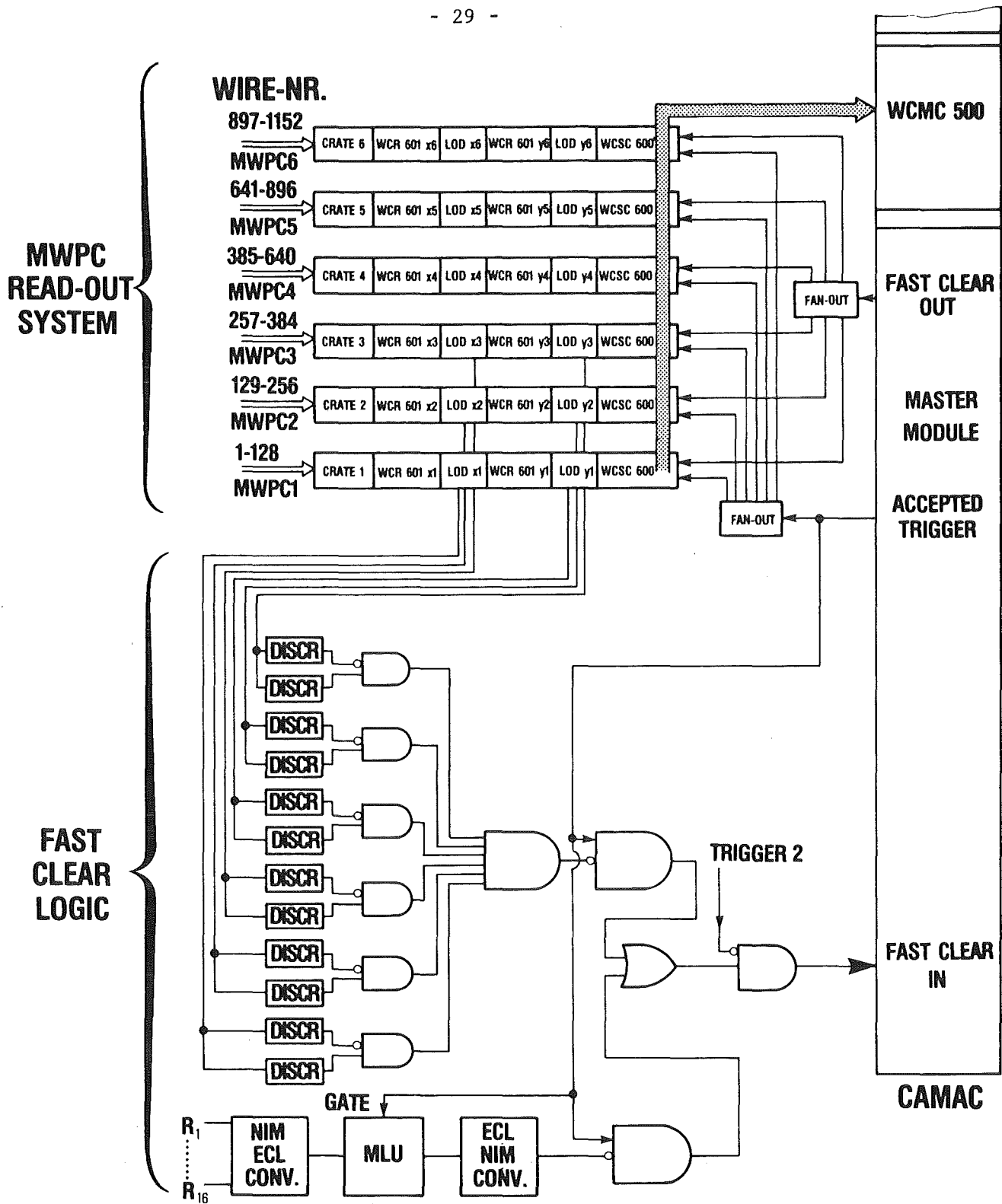


Abb. 4. Kammerausleseelektronik und Fast Clear: In diesem Prinzipschaltbild ist die Kammerausleseelektronik und die Schaltung des Fast Clear zur Unterdrückung unerwünschter Ereignisse ersichtlich

serstofftarget ohne Wechselwirkung passieren schon bei kleinen Auslenkwinkeln der Meßapparatur auf die massiven Kammerrahmen aus Aluminium treffen. Die Streuung dieser Teilchen an den Kammerrahmen würde zu einer Erhöhung des Untergrundes führen.

Der Drahtabstand beträgt in allen Kammern 2 mm, dies hat eine Ortsauflösung von ± 1 mm zur Folge. Der Abstand zwischen den einzelnen Hochspannungs- und Signaldrahtebenen (Gapweite) beträgt 5 mm. Die Gasmischung mit der die Kammern betrieben werden, besteht aus 80% Argon (mit 1% Freon-Beimischung) und 20% Isobutan. Die angelegte Hochspannung betrug 3600 V.

Die Vieldrahtproportionalkammern werden aus zwei Gründen benutzt:

- zur genauen Bestimmung des Streuwinkels
- zur Bestimmung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes

Beides geschieht mit Hilfe der Trajektorienrekonstruktion mittels jeweils zwei Kammern im Einfalls- bzw. Streustrahl. Die beiden übrigen Kammern werden nur benutzt, wenn eine der anderen Kammern nicht angesprochen hat.

Die einzelnen Trigger enthalten unter Umständen Ereignisse, bei denen sich gleichzeitig zwei Teilchen im Strahl befinden. Hier ist eine eindeutige Rekonstruktion des Ereignisses mit Kammertrajektorien nicht möglich. Deshalb sollen diese Ereignisse erst gar nicht vom Computer aufgezeichnet werden.

Das verwendete Wire Chamber Readout System (WCRS) erlaubt die Identifikation solcher Ereignisse.

Zur Schaltung des Kammerauslessystems und der im weiteren besprochenen Fast Clear Logik siehe auch Abb. 4 auf Seite 29.

Für jede Kammer Ebene getrennt steht durch das Auslesesystem ein Digitalsignal, dessen Höhe $100 \text{ mV} \cdot (\text{angesprochene Drähte in dieser Ebene})$ ist. Wenn man also einen und nur einen Draht pro Ebene zulassen will, so muß eine Antikoinzidenz zwischen einem Diskriminator dessen Schwelle 150 mV beträgt und einem Diskriminator

dessen Schwelle 50 mV beträgt gebildet werden. Der Diskriminator mit der kleineren Schwelle hat nur ein Ausgangssignal wenn mindestens ein Draht angesprochen hat, der mit der größeren Schwelle, wenn mehr als 1 Draht angesprochen hat. Am Ausgang der nachfolgenden Antikoinzidenz sind also 'gute' Kammerereignisse in dieser Ausleseebene definiert. Gute Strahlereignisse werden jetzt durch eine 6-fach Koinzidenz aus guten Kammerereignissen der einzelnen Kammerebenen der Kammern MWPC 1-3 angezeigt. Nur solche guten Strahlereignisse sollen mittels des Computers auf Band geschrieben werden. Die Information aller anderen Ereignisse wird durch das oben besprochene Fast Clear Signal gelöscht. Jeder Accepted Trigger erzeugt ein Fast Clear, wenn es nicht durch das Kammerauslesesystem als gutes Strahlereignis gekennzeichnet worden ist (Antikoinzidenz der 6-fach Koinzidenz mit dem Accepted Trigger Signal). Für Ereignisse des Triggertyps 2 werden keine Fast Clear Signale erzeugt, um die Monitorierung des Originalstrahls nicht zu verfälschen.

4.6 Das Reichweitenteleskop

Abb. 5 zeigt die Energie und den Winkel, den Myonen relativ zur Pionenflugbahn haben, wenn sie durch den Zerfall von Pionen bestimmter Energie entstehen.

Den Kegel, den Zerfallsmuonen um einen Pionenstrahl herum beschreiben, bezeichnet man als Jacobi-Kegel.

Wie in Kapitel "Folgerungen für ein Experiment" auf Seite 18 erläutert wurde, ist es in unserem Energiebereich notwendig, innerhalb des Winkelbereichs des Jacobi-Kegels zu messen, um möglichst kleine t -Werte zu erreichen. Damit ergibt sich die wesentliche experimentelle Schwierigkeit. Gestreute Pionen müssen von Myonen, die durch Pionenzerfall in der Region des Wasserstofftargets entstehen, unterschieden werden. Der Untergrund, der durch diesen Pionenzerfall entsteht, ist streuwinkelabhängig und kann den

Lab T_μ (MeV)

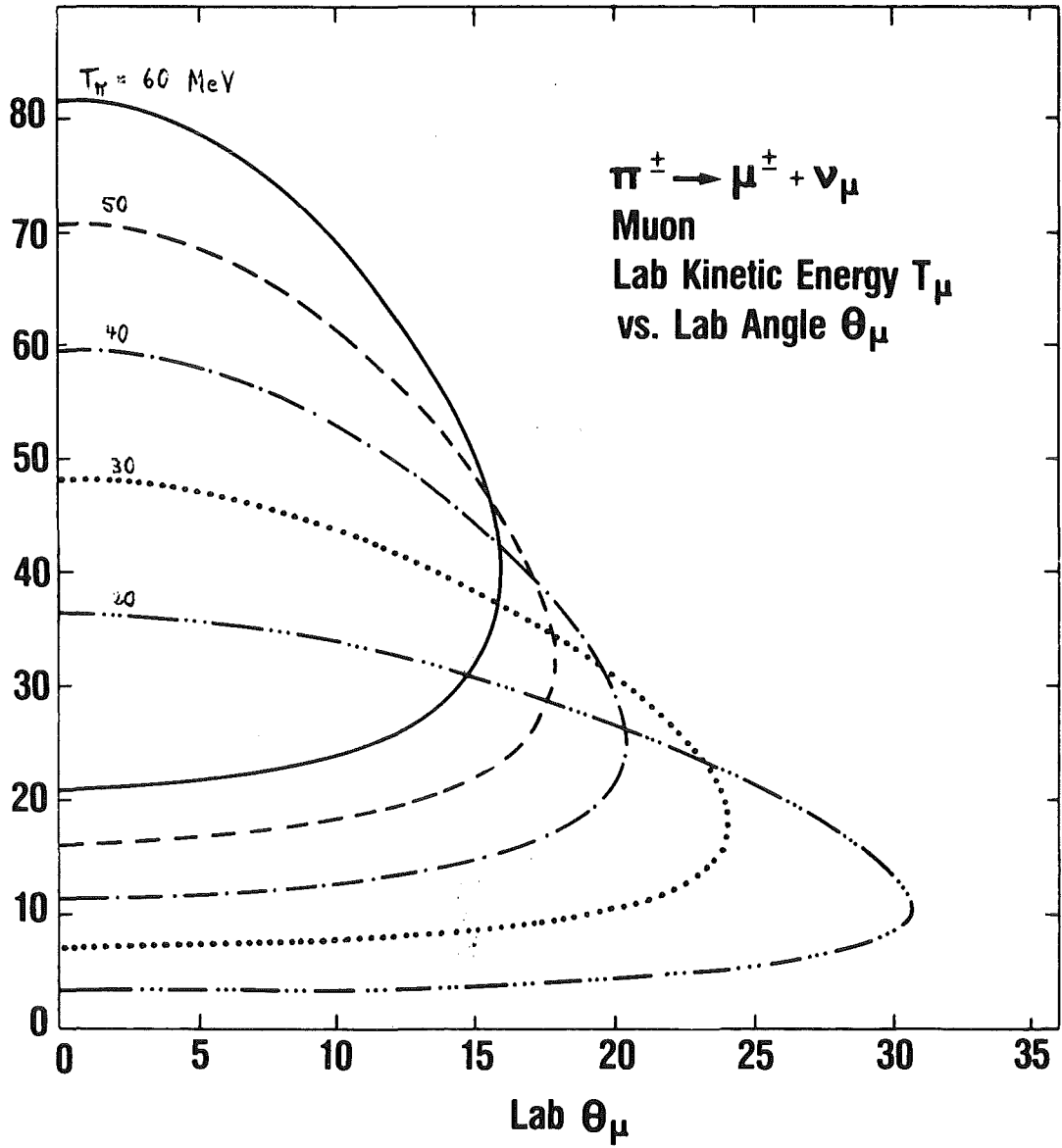


Abb. 5. $\pi \rightarrow \mu$ Zerfallskinetik

Streuquerschnitt für Pionen am Wasserstoff bis zu mehreren Größenordnungen übersteigen.

Aus Abb. 6 wird ersichtlich, daß Pionen und Myonen für die meisten Messwinkel für den Wirkungsquerschnitt aufgrund ihrer unterschiedlichen Reichweite identifiziert werden können.

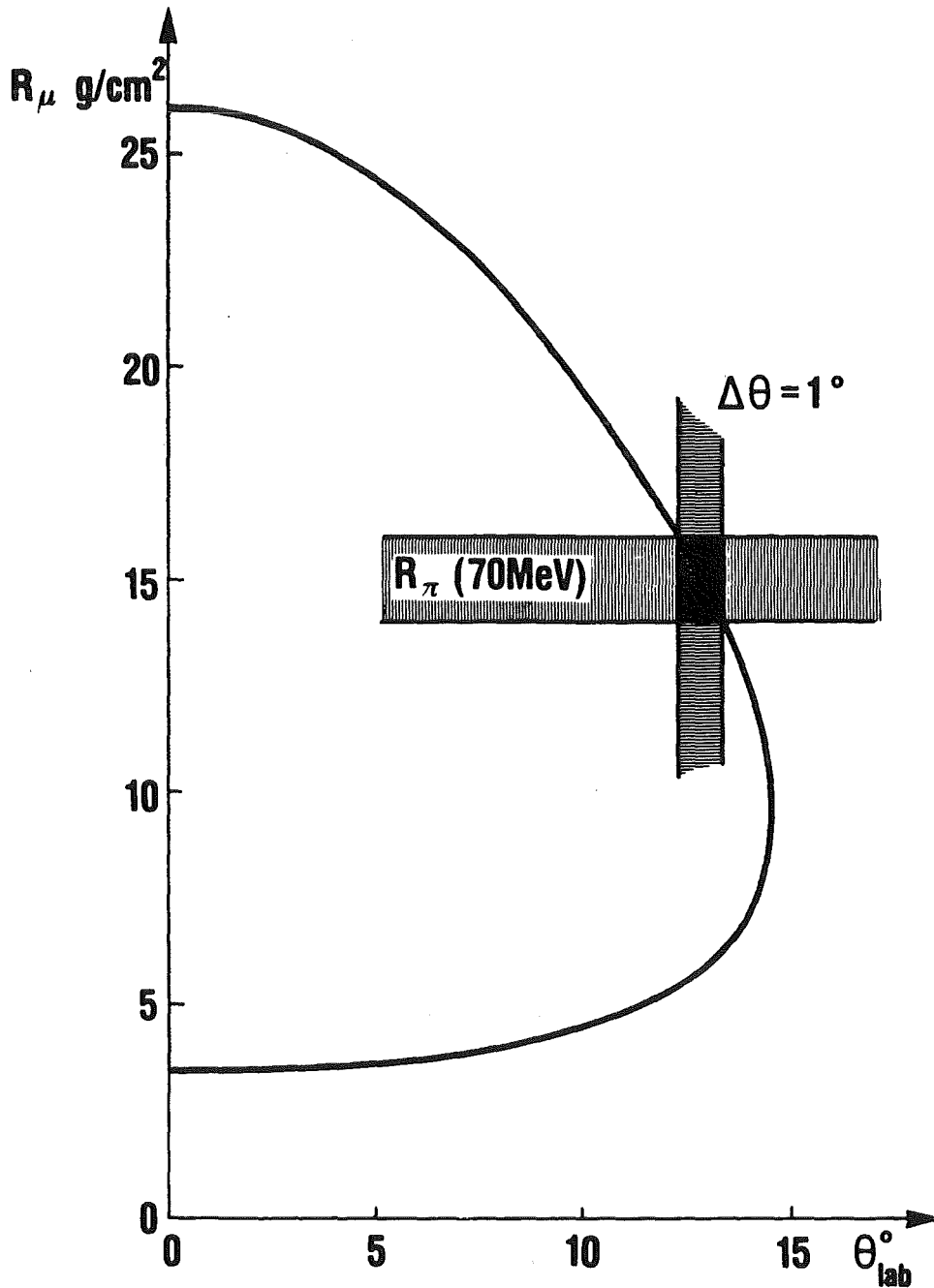


Abb. 6. Reichweite von 70 MeV Pionen und deren Zerfallsmyonen

Zur Identifizierung von Pionen mittels ihrer Reichweite dient das feinsegmentierte Reichweitenteleskop (s. Abb. 7).

Die Anordnung und die Dicke der Zähler im Reichweitenteleskop ist die folgende:

5 Zähler	à	2 mm Dicke
6 Zähler	à	3 mm Dicke
3 Zähler	à	5 mm Dicke
1 Zähler	à	10 mm Dicke
1 Zähler	à	5 mm Dicke

Die Größe der Zähler beträgt einheitlich 200 mm (x-Richtung) mal 160 mm (y-Richtung).

Die Reichweite der Pionen innerhalb des Reichweitenteleskops wird mit Hilfe eines Absorbers K (K steht für Kinematik), angebracht zwischen Zähler S5 und S6, unter 0° so eingestellt, daß die Stoppreion der Pionen im Bereich der dünnsten Zähler (2 mm und 3 mm) des Reichweitenteleskops liegt. Die Dicke des Absorbers K ist aber winkelabhängig und von der Pion-Proton Kinematik bestimmt.

Abb. 8 zeigt, daß Pionen mit einer kinetischen Energie von nominal 60 MeV, wenn sie unter einem Winkel von 25° gestreut werden, nur noch eine Energie von 58 MeV besitzen. Dies führt zu einer verringerten Reichweite dieser Pionen. Damit unter verschiedenen Streuwinkeln die selben Zähler des Reichweitenteleskops ansprechen, muß die Dicke des Absorbers K verändert werden. Seine maximale Dicke hat der Absorber K unter 0° . Sie ist bestimmt vom größten gewünschten Streuwinkel. Tabelle 1 zeigt die von uns benutzte Absorberdicke (CH_2) in Abhängigkeit vom Streuwinkel. Bei Leertargetmessungen haben die Teilchen dadurch, daß sie im flüssigen Wasserstoff nicht abgebremst werden, eine höhere Energie als bei gefülltem Target. Dies muß ebenfalls durch Absorberplatten ausgeglichen werden. Diese Absorberplatten können aber nicht an der Stelle des Targets angebracht werden, ohne Streuung in der Targetregion zu erzeugen. Die Absorberplatten müssen deshalb entweder vor oder hinter dem Target befestigt werden.

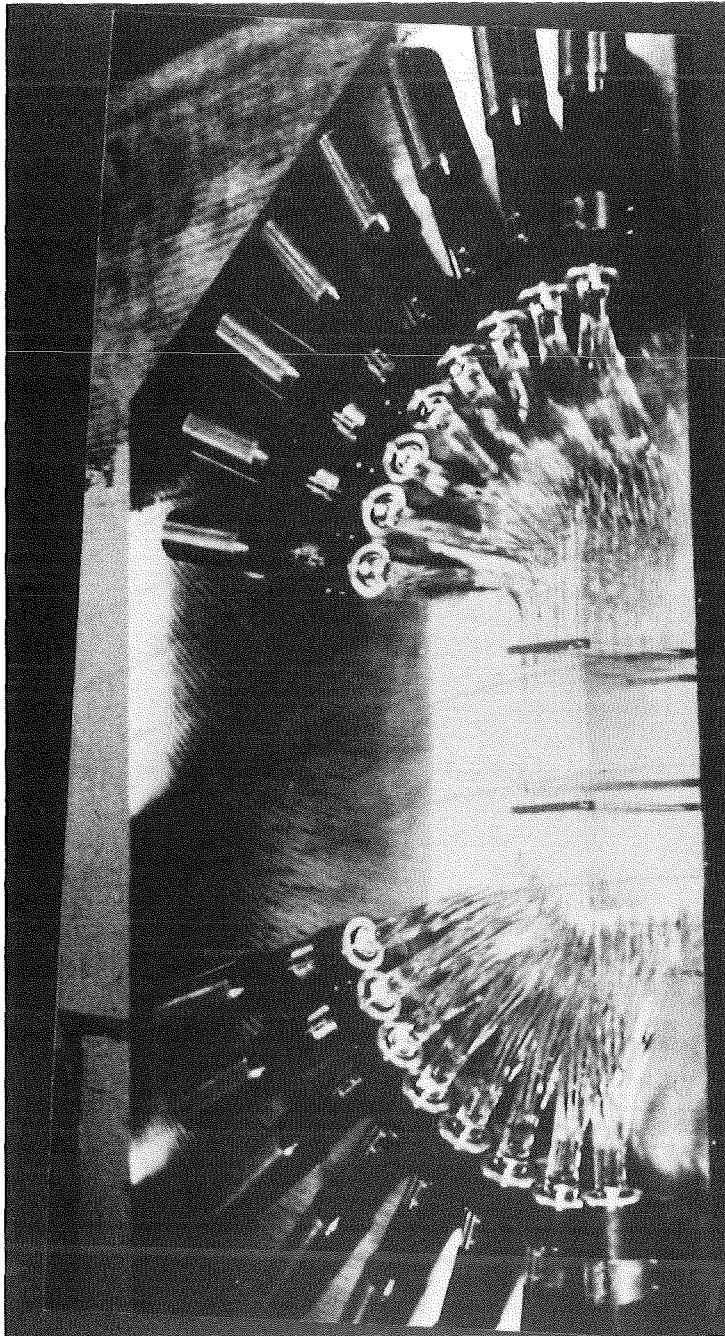


Abb. 7. Das Reichweitenteleskop: Das Photo zeigt die Zähler des Reichweitenteleskops montiert auf einer stabilen Aluminiumplatte. Diese Zähler werden anschließend mit einer Kunststoffhaube abgedeckt, um die Zähler lichtdicht einzupacken.

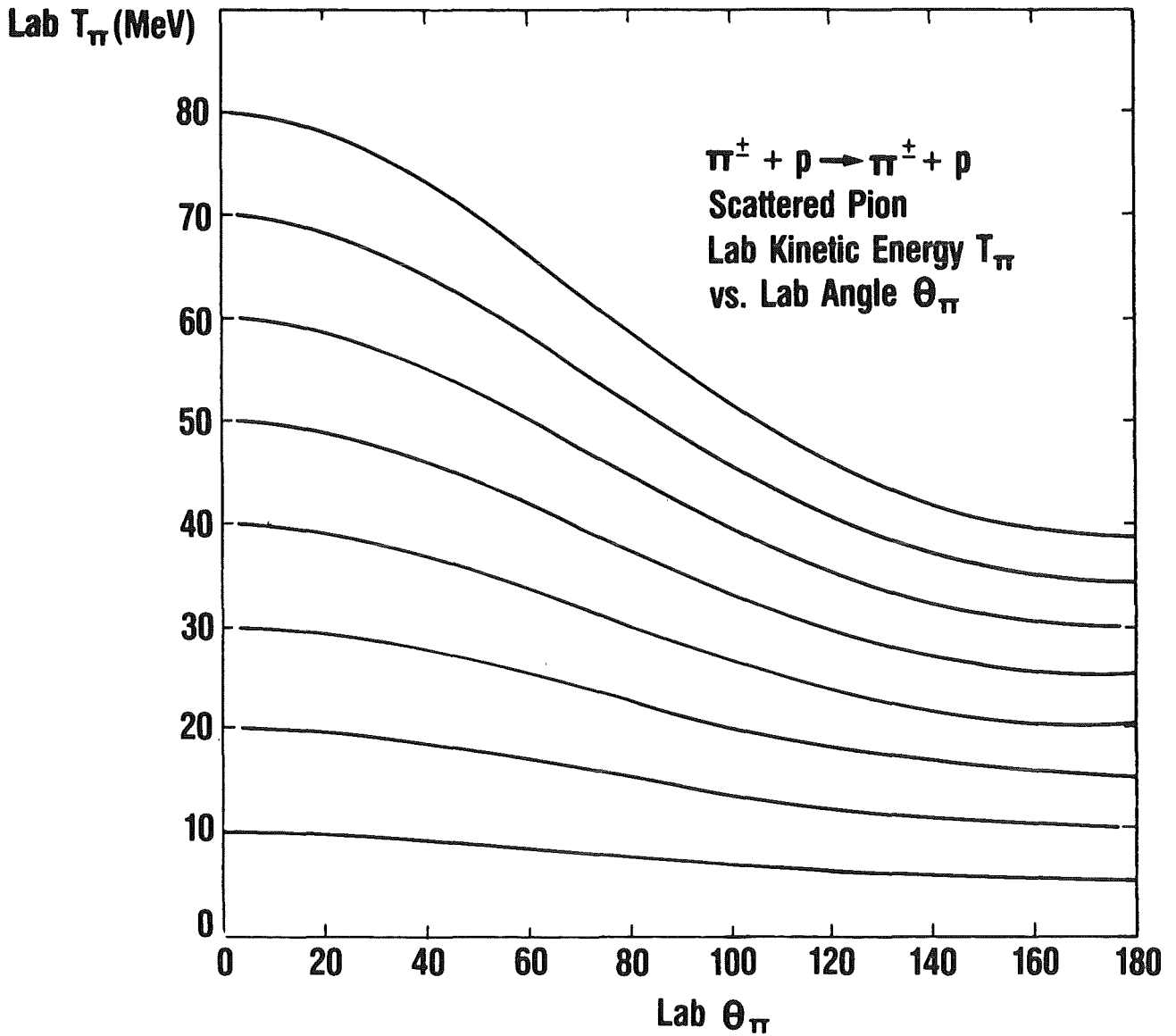


Abb. 8. Kinematik der Pion Proton Streuung

Absorberplatten **vor** dem Target haben zur Folge, daß Teilchen **nach** Passieren der eigentlichen Targetposition dieselbe Energie besitzen wie bei einem gefüllten Target. Absorberplatten **nach** dem Target lassen die Energie **vor** dem Target unverändert, doch haben dann die Teilchen **nach** dem Target bis zum Absorber eine zu hohe Energie.

Winkel θ [°]	Absorberdicke K [mm]	
0	4.0 (8cm)	6.2 (4cm)
10	3.3 (8cm)	5.0 (4cm)
13	2.3 (8cm)	4.5 (4cm)
17	1.1 (8cm)	3.3 (4cm)
20	0.0 (8cm)	2.2 (4cm)
25	-	0.0 (4cm)

Abb. 9. Tabelle 1: Dicke des Absorbermaterials des Absorbers K in Abhängigkeit vom mittleren eingestellten Streuwinkel

Um eine bestmögliche Anpassung an die Verhältnisse bei gefülltem Target vornehmen zu können, wurden Messungen mit Absorbermaterial vor dem Zähler S1 (und damit natürlich auch vor dem Target) bzw. nach dem Zähler S5 (nach dem Target) durchgeführt. Bei der Auswertung wurde berücksichtigt, daß eine Untergrundmessung mit Absorber vor dem Target nur richtige Ergebnisse für Teilchen liefert, deren z-Koordinate des Streupunkts größer als die z-Koordinate der Mitte des Targets ist. Entsprechendes gilt für eine Untergrundmessung mit Absorber nach dem Target.

Die Dicke der Absorberplatten für das 4 cm Target ist 6.4 mm CH_2 bzw. 12.8 mm CH_2 für das 8 cm Target.

Der direkte Strahl besteht - bei geeigneter Auswahl durch Flugzeitmessungen - nur aus Pionen eines schmalen Impulsbandes. Myonen, die aufgrund ihres Zerfalls im letzten Teil des Flugweges mit Hilfe ihrer Flugzeit nicht mehr identifiziert werden können und

unter extremen Vorwärtswinkeln ($0^\circ - 3^\circ$) zerfallen, haben Energien, die sich deutlich von der der Pionen unterscheidet (s. Abb. 5 auf Seite 32).

Unter Einbeziehung dieser Energieinformation durch die gemessene Reichweite der Teilchen kann man bei Messungen unter 0° von einer Messung im 'reinen' Pionenstrahl sprechen. Messungen unter 0° sind demzufolge Eichmessungen, bei denen die Kenntnis, ob ein Teilchen ein Pion ist oder nicht, unerlässlich ist.

Auf diese Art und Weise wird auch die Stoppverteilung von Pionen im Reichweitenteleskop ermittelt. Diese Kenntnis ermöglicht das Setzen von Schnitten in der Reichweitenverteilung. Der Anteil der Pionen, der durch das Setzen von Schnitten verworfen wird, ist somit auch bekannt. Diese Zahl ist für die spätere Normierung des Experiments wichtig.

Ein Vorteil solcher Eichmessungen liegt darin, daß sie Wechselwirkungen von Pionen im Detektor automatisch beinhalten. So sind z.B. Reaktionen im Flügel, wie sie als Wechselwirkung von Pionen beim Durchqueren von Materie auftreten, in der Zahl der identifizierten Pionen berücksichtigt und brauchen später nicht mehr korrigiert werden. Typische gemessene Reichweitenverteilungen zeigen die Abb. 10 und Abb. 11.

Damit Magnetbänder nicht unnötiger Weise mit Myonen gefüllt werden und hierdurch die Totzeit des Computers für ein richtiges Streueignis erhöht wird, gilt es elektronisch schnell festzustellen, ob ein gestreutes Teilchen im Reichweitenteleskop eine Reichweite hat, die mit der von gestreuten Pionen verträglich ist. Hierzu werden alle 16 Zähler des Reichweitenteleskops auf einen schnellen Speicher, die sogenannte **Memory Lookup Unit (MLU)** gegeben.

Vor dem eigentlichen Experiment wird festgelegt, wie die Triggerbedingung für ein gutes Ereignis aussieht. In unserem Fall soll die Reichweite von Teilchen in einer Zähleranordnung, d.h. das kontinuierliche Ansprechen von Zählern bis zu einem maximalen Zähler erkannt werden. Die Reichweitenverteilung von Pionen als Bitmuster der Zähler hat folgendes Aussehen (1 \equiv Ansprechen des Zählers, 0 \equiv kein Zählersignal vorhanden):

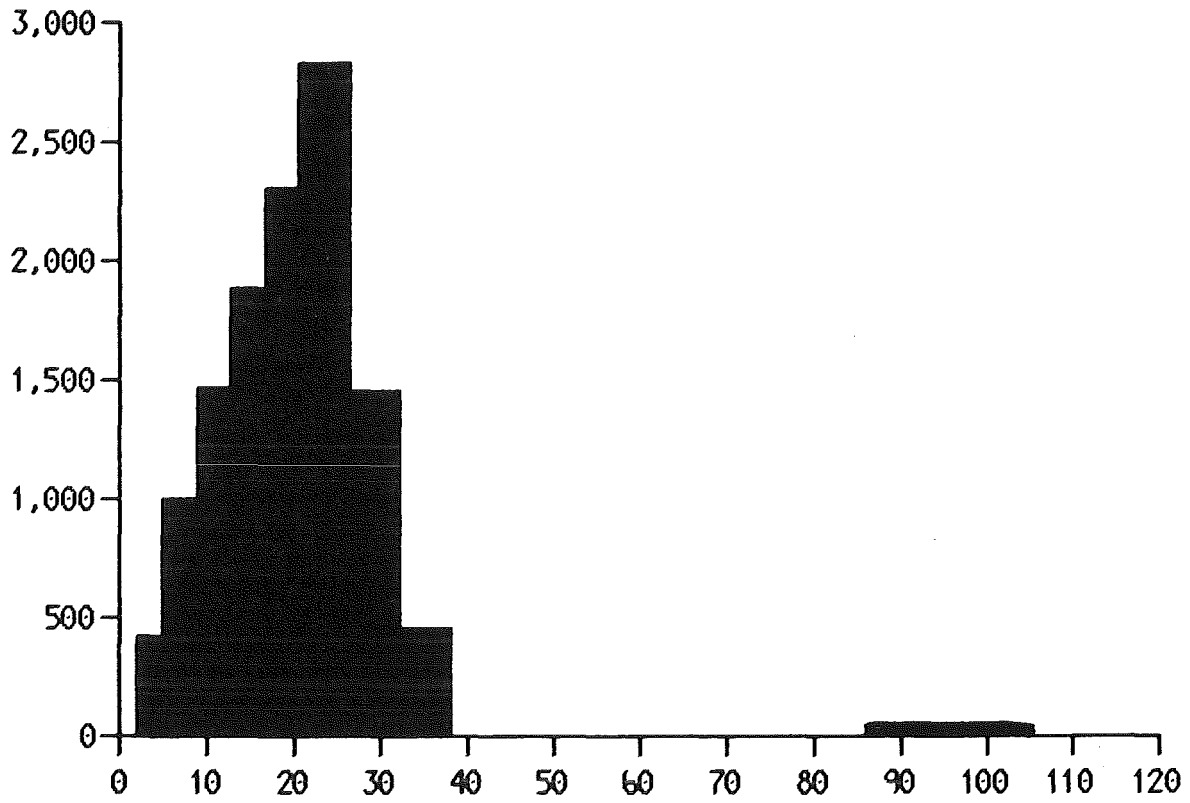


Abb. 10. π^+ -Reichweitenverteilung

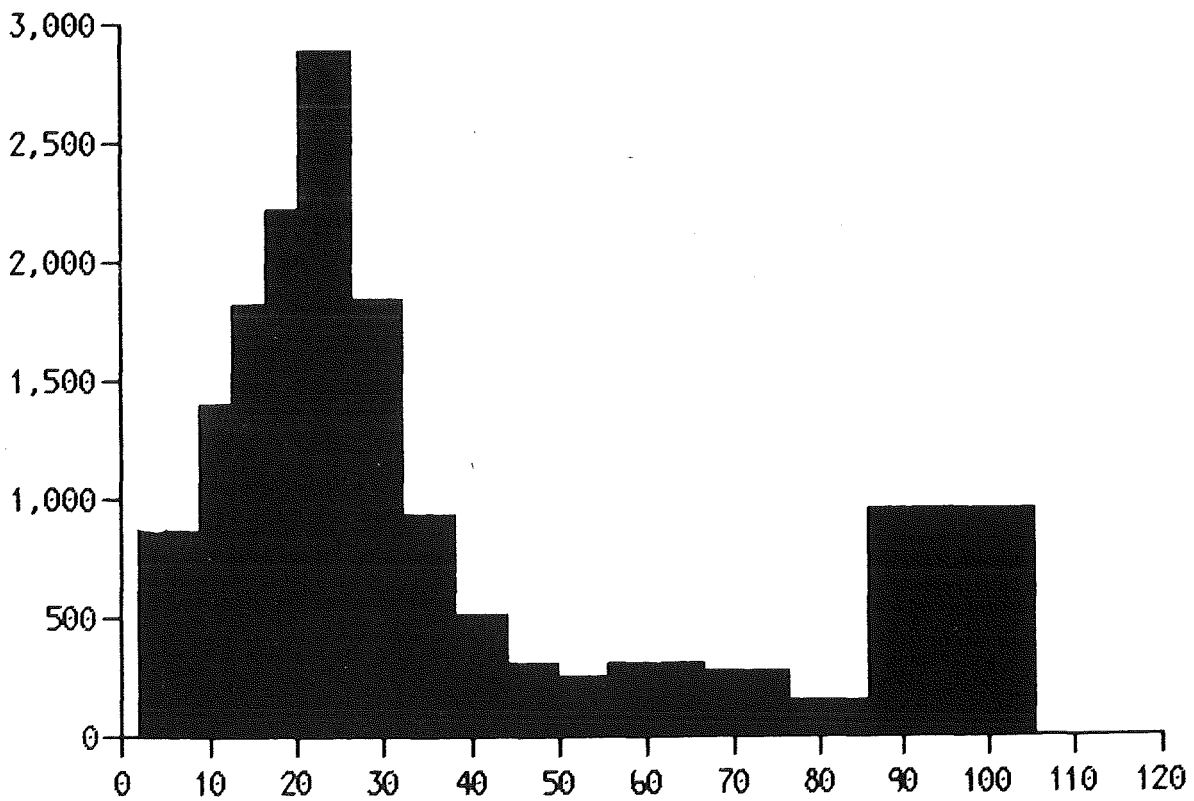


Abb. 11. π^- -Reichweitenverteilung

```
1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
1 1 1 1 1 1 1 1 0 0 0 0 0 0 0 0 0 0
```

Die MLU hat eine Speicherkapazität von 16 Bit. Das Reichweitenteleskop besteht aus gerade 16 Zählern. Die Digitalinformation, welche dieser 16 Zähler angesprochen haben, wird in die MLU gegeben. Durch die freie Programmierbarkeit der MLU können die oben angegebenen 8 Bitmuster durch ein Programm als einzig gültige Bitmuster definiert werden. Während des Experiments vergleicht die MLU nur noch die anstehende Zählerinformation mit dem Bitmuster ihres Memorys und generiert sehr schnell (≤ 60 ns) ein logisches 'ja' (bei Übereinstimmung) oder ein logisches 'nein'. Logisches 'ja' hat in diesem Zusammenhang ein Vorhandensein eines Digitalsignals am Ausgang der MLU zur Folge. Logisch 'nein' heißt, es wird kein Digitalsignal erzeugt. Ein logisches 'ja', d.h ein gutes Reichweitenereignis bewirkt wiederum, analog zu guten Kammerereignissen, daß ein Accepted Trigger nicht gleichzeitig auch ein Fast Clear erzeugt. Deswegen werden die guten Kammerereignisse und die guten Reichweitenereignisse elektronisch in einem ODER zusammengefaßt bevor sie als Antikoinzidenz mit dem Accepted Trigger Signal zusammengeführt werden (Schaltbild s. Abb. 4 auf Seite 29).

Unabhängig von der MLU werden die Signale der einzelnen Zähler zusätzlich von einem Koinzidenzregister aufgezeichnet.

Jedes Szintillationszählersignal des Reichweitenteleskops wird, bevor es in die Elektronik gelangt, mit Hilfe von passiven Signalverteilern (Splits) geteilt. Dies geschieht, um neben der digitalen Verarbeitung der Signale zusätzlich deren Analoginformation (d.h. Impulshöhe und -länge) zur Verfügung zu haben.

Die Analogsignale aller Szintillationszähler werden über Abschwächer direkt auf Analog to Digital Converter (ADC) gegeben. Auf diese Weise ist der Energieverlust eines jeden Teilchens (dE/dx) in den unterschiedlichen Zählern festgehalten.

Die Höhe eines Zähleranalogsignals ist abhängig von dessen Dicke, der Lichtsammlung in diesem Zähler und der Qualität der verwendeten Photomultiplerröhre. Damit diese Unterschiede etwas nivelliert werden können, befinden sich die erwähnten Abschwächer vor jedem einzelnen ADC. Die Abschwächer werden mit Hilfe eines Eichsignals von hochenergetischen Elektronen eingestellt. Hochenergetische Elektronen sind minimal ionisierend und werden in Szintillationszählern unserer Dicke nicht gestoppt. Die Einstellung der Abschwächer wird so gewählt, daß die Signalhöhe für alle Zähler etwa die gleiche ist.

Diese Eichung mit durchgehenden Elektronen hat den weiteren Vorteil, daß man mit ihr gleichzeitig die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszähler für geladene Teilchen bestimmen kann. Bei dieser Eichmessung mit Elektronen steht die Meßapparatur unter 0°

Die Analogsignale der ersten 12 Zähler werden zusätzlich in zwei weiteren Gruppen von ADC registriert. Diese Gruppen dienen der Identifizierung des π^+ -Zerfalls bzw. zur Spektroskopie eines negativen Zerfallsteilchens (s. "Identifizierung von Pionen und Myonen gleicher Reichweite").

4.6.1 Identifizierung von Pionen und Myonen gleicher Reichweite

Abb. 6 auf Seite 33 zeigt, daß es einen Winkelbereich gibt, bei dem eine Unterscheidung von Pionen und Myonen aufgrund ihrer Reichweite allein nicht möglich ist. Es sollen jedoch auch in dieser Region Wirkungsquerschnitte gemessen werden. Deshalb wird zur Teilchenidentifikation die Art der Wechselwirkung mit Materie und die Zerfallseigenschaften der entsprechenden Teilchen herangezogen.

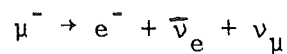
Negative Pionen verhalten sich anders, wenn sie in Materie gestoppt werden, als ihre positiven Antiteilchen. Dasselbe gilt für Myonen. Aus diesem Grund sind die Methoden zu ihrer Erkennung auch verschieden. Zuerst wird jetzt das angewandte Verfahren bei negativer Polarität beschrieben, anschließend daran das bei positiver.

Die nachfolgenden Beschreibungen von Elektronik für die Identifizierung von Teilchen positiver bzw. negativer Polarität beziehen sich auf die Abb. 12 auf Seite 43.

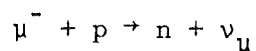
4.6.1.1 Identifizierung Teilchen negativer Polarität

Negative Pionen werden, nachdem sie in Materie abgebremst worden sind, vom Atomkern absorbiert und übertragen auf diesen ihre gesamte Ruheenergie von 139.5 MeV. Dies führt zum Zerplatzen des Atomkerns. Dieser Prozeß hat ein Verzweigungsverhältnis von 100% und geschieht prompt. Die Sekundärteilchen, die hierbei entstehen, haben eine hohe Ionisationsdichte. Stoppende negative Pionen deponieren also in einem Zähler sehr viel Energie (Braggpeak und ionisierende Sekundärteilchen).

Myonen werden vom Atom eingefangen, ersetzen in diesem ein Elektron - sie bilden ein myonisches Atom. Das Myon selbst kann in diesem Zustand über den Prozeß



zerfallen oder mit dem Kern selbst schwach wechselwirken:



Die Wahrscheinlichkeit für beide Prozesse liegt bei Kernen mit einem Z von 12 bei jeweils 50%. Bei höherem Z ist die Wechselwirkung mit dem Kern, bei niedrigerem Z der Zerfall des Myons bevorzugt.

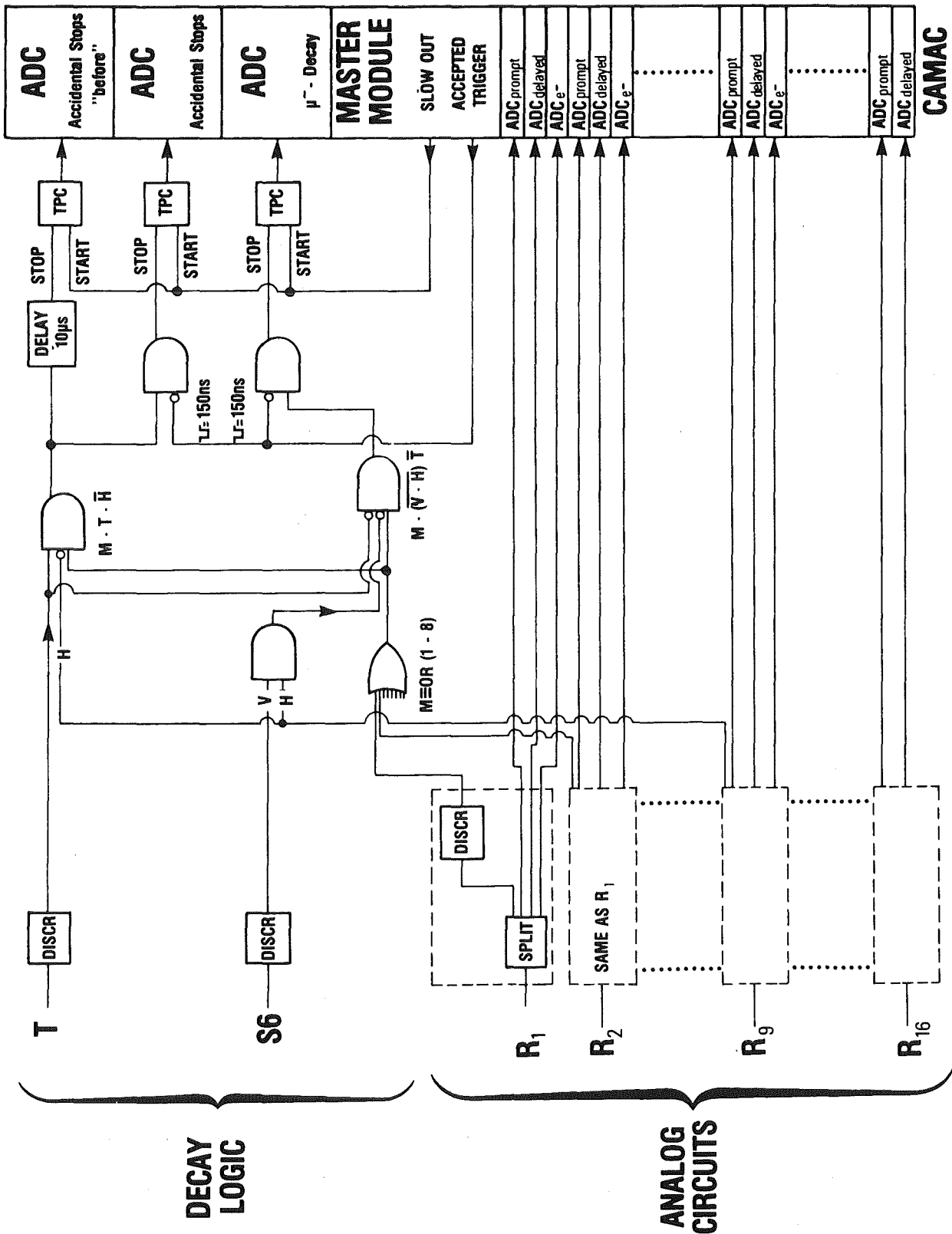


Abb. 12. Prinzipschaltbild für Zerfallstests: In diesem Schaltbild ist der Aufbau des der Elektronik, wie er für die Identifizierung von negativen Myonen bzw. positiven Pionen benutzt wird, gezeigt

Bei dem verwendeten Plastiksintillationsmaterial handelt es sich um CH_2 -Verbindungen, d.h. das maximale Z für ein myonisches Atom beträgt 6. Die mittlere Lebensdauer im Grundzustand des Kohlenstoffatoms beträgt für ein Myon $2.034 \mu\text{s}$ [17] im Vergleich zur freien Lebensdauer von $2.2 \mu\text{s}$, d.h. die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall des Myons in ein Elektron und zwei Neutrinos beträgt $\approx 96\%$. Das Zerfallselektron hat eine maximale Energie von 53 MeV und 98% der Elektronen aus dem Myon-Zerfall haben Energien oberhalb 10 MeV . Diese Elektronen lassen sich in dem Zähler, in dem das gestoppte Myon zerfällt, und in dessen Nachbarzählern leicht detektieren.

Zur Beschreibung dieses Zusammenhangs sei folgende Nomenklatur eingeführt:

Stoppregion (bestehend aus mehreren Zählern des Reichweitenteleskops) $\equiv M$

Zähler direkt vor der Stoppregion $\equiv V$

Zähler direkt nach der Stoppregion $\equiv H$

Durch das Slow Out Signal wird ein Time to Pulse Height Converter (TPC) gestartet. Er soll als Zerfalls-TPC bezeichnet werden.

Dieser TPC hat ein Auto Reset nach $10 \mu\text{s}$, wenn er keinen elektronischen Puls auf seinem Stoppeingang erhält. Ein solcher Puls für den Stoppeingang des TPC wird durch das Elektron aus dem Zerfall eines Myons erzeugt. Die elektronische Signatur für einen Myonenzerfall hat folgendes Aussehen:

$$M \cdot (\overline{V \cdot H}) \cdot \overline{T}$$

Dies bedeutet nichts anderes, als daß Teilchen, die in einem M-Zähler entstehen, nicht gleichzeitig sowohl den V- als auch den H-Zähler passieren können. Die Antikoinzidenz mit dem Zähler T [200x300x2 mm] soll verhindern, daß ein Zerfall durch ein zufällig aus dem Strahl kommendes Teilchen simuliert wird. Die Größe des

Zählers T ist deshalb so gewählt, daß sämtliche Teilchen aus dem Strahl des $\pi M3$ -Kanals durch ihn hindurchgehen müssen.

Weiterhin ist elektronisch dafür gesorgt, daß prompt entstehende Teilchen (wie z.B. bei einem π -Einfang) kein Stoppsignal erzeugen. Die ersten 150 ns nach einem Accepted Trigger ist der TPC unempfindlich für ein Stoppsignal.

Ein Problem bei der Registrierung des Myonenzerfalls innerhalb eines 10 μs Fensters stellen zufällige Teilchen dar. Solche Zufälligen können zweierlei Natur sein:

- ein Teilchen aus dem Primärstrahl wird in das Reichweitenteleskop gestreut oder ein Teilchen des Primärstrahls zerfällt und das entstehende Teilchen passiert das Reichweitenteleskop
- kurz vor dem eigentlichen Ereignis hat ein Myon gestoppt und das Zerfallselektron dieses Myons simuliert uns einen Zerfall

Um beide Klassen von Ereignissen zu registrieren, sind 2 weitere TPC vorhanden. Gestartet werden beide ebenfalls durch das Slow Out Signal.

Derjenige TPC, welcher Zufällige des ersten Typs identifizieren soll, erhält sein Stoppsignal, wenn folgende Koinzidenzbedingung erfüllt ist:

$$T \cdot M \cdot \bar{H}.$$

D.h. ein Strahlteilchen ruft einen zufälligen Teilchenstop hervor.

Der dritte TPC, benutzt zum Erkennen von Ereignissen des zweiten Typs, erhält sein Stoppsignal aus der gleichen Koinzidenz wie der Zufälligen TPC. Der einzige Unterschied ist, daß dieses Koinzidenzsignal, bevor es als Stoppsignal für den TPC Verwendung findet, um 10 μs verzögert wird. Dieser TPC sieht also Teilchen, die bis zu 10 μs vor unserem richtigen Ereignis in der M-Region gestoppt haben.

Beide TPC haben ebenfalls ein Auto Reset nach 10 μs .

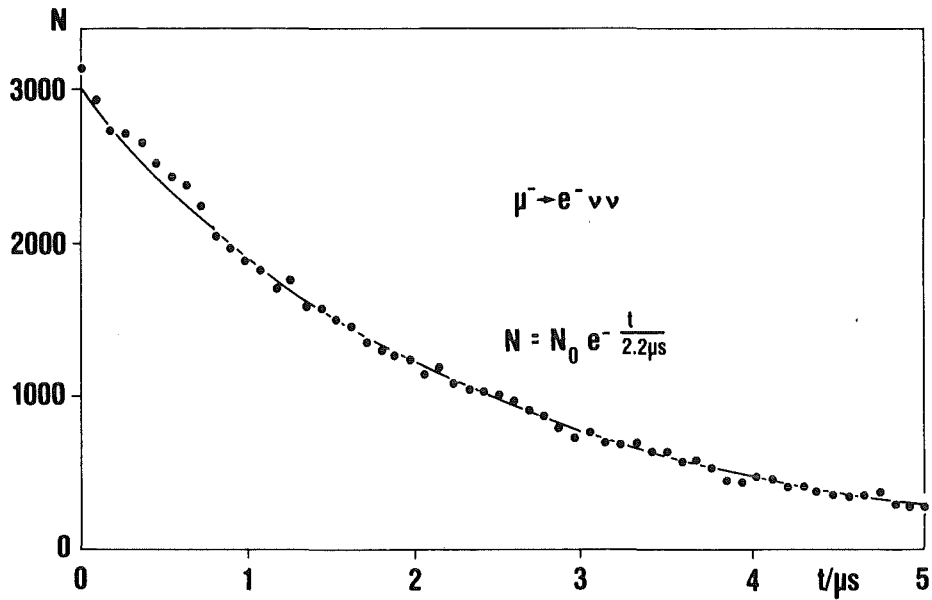


Abb. 13. $\mu \rightarrow e$ Zerfallsspektrum: Die Abbildung zeigt das Zeitspektrum welches sich bei der Messung eines Zerfalls bei negativer Polarität des Strahls ergibt.

Alle drei TPC werden auf Schwellen-ADC gegeben und über CAMAC ausgelesen.

Bei der off-line Auswertung gilt ein Myon als identifiziert, wenn im Zerfalls-TPC ein Signal vorhanden war und in den beiden weiteren TPC keines.

Um sicher zu sein, daß das vermeintliche Teilchen ein Elektron war, wird zusätzlich dessen Weg und sein Energieverlust spektroskopiert. Hierzu werden ADC für die ersten 12 Zähler des Reichwei-

tentelekok benutzt. Eine spezielle Gate Logik für diese ADC (s. Abb. 3 auf Seite 27)

stellt sicher, daß nur ein Teilchen aus dem Zerfall eines negativen Teilchens in diesen ADC registriert wird.

Das gemessene Zeitspektrum des Myonzerfalls zeigt die Abb. 13.

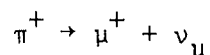
Im Laufe der Auswertung stellte sich heraus, daß durch die Starprodukte, die beim Zerplatzen des Kerns durch den Einfang von negativen Pionen entstehen, eine gewisse Radioaktivität im Reichweitenteleskop deponiert wird. Diese Aktivität führt dazu, daß im 'Myonenfenster' des Zerfalls-TPC Signale registriert werden, die ursprünglich von einem Pioneneinfang herrühren. Ein Teil der gestreuten Pionen wird deshalb als vermeintliches Myon verworfen.

Dies kann man als nicht 100%-ige Effizienz des Myonzerfallstests für Pionen betrachten. Durch Eichmessungen unter 0° im 'reinen' Pionenstrahl läßt sich die Effizienz dieses Tests für Pionen bestimmen. Die durchschnittliche Effizienz beträgt $\approx 83\%$.

4.6.1.2 Identifizierung Teilchen positiver Polarität

Im Gegensatz zu negativ geladenen Teilchen, ist bei positiver Polarität der **direkte Nachweis** eines gestoppten Pions möglich.

Alle gestoppten Pionen zerfallen:



Hierbei sind die entstehenden Myonen monoenergetisch mit einer Energie von 4.2 MeV. Dieser Zerfall des Pions ermöglicht seine Identifizierung.

Ein Zerfall eines Pions in ein Myon gibt einen zusätzlichen Puls im Analogsignal eines Zählers (s. Abb. 14).

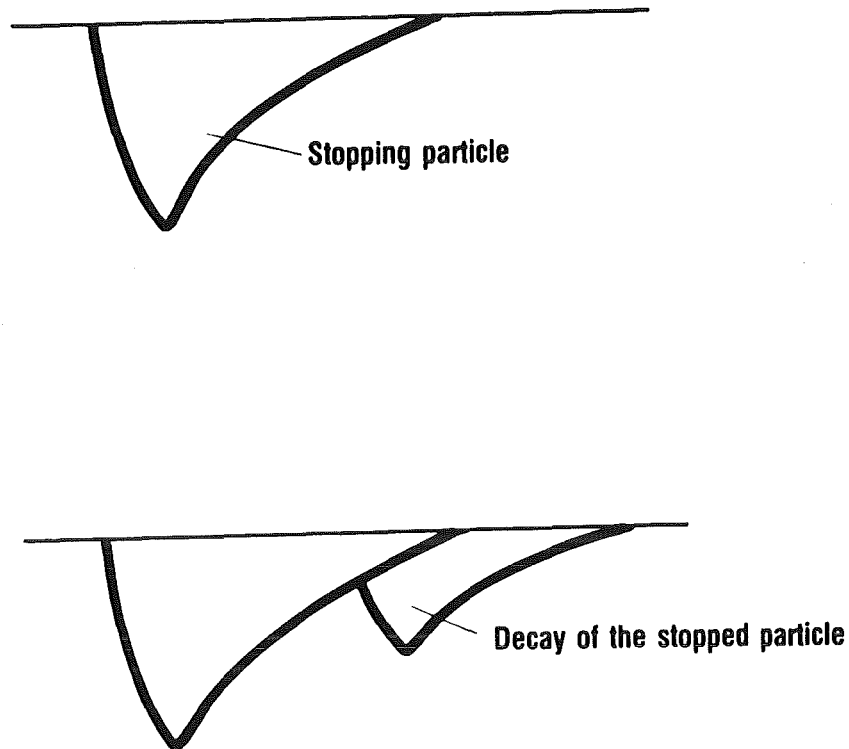


Abb. 14. Analogsignal eines Zählers bei Zerfall eines Teilchens

Der Energieverlust eines stoppenden Teilchens wird mit Hilfe von mehreren ADC für ein und denselben Detektor im Reichweitentelekospektroskopiert. Die ADC unterscheiden sich dadurch, daß sie die zu unterschiedlichen Zeiten durch das Teilchen deponierte Energie registrieren. Elektronisch geschieht dies mit Hilfe eines sogenannten Gate-Signals für die ADC. Der ADC konvertiert hierbei nur solange Signale, wie auch ein Gate-Signal in Koinzidenz vorhanden ist (ladungsintegrierende ADC).

Die zeitliche Lage der Gate-Signale zu dem eigentlichen Zählersignal wird in Abb. 15a-b gezeigt.

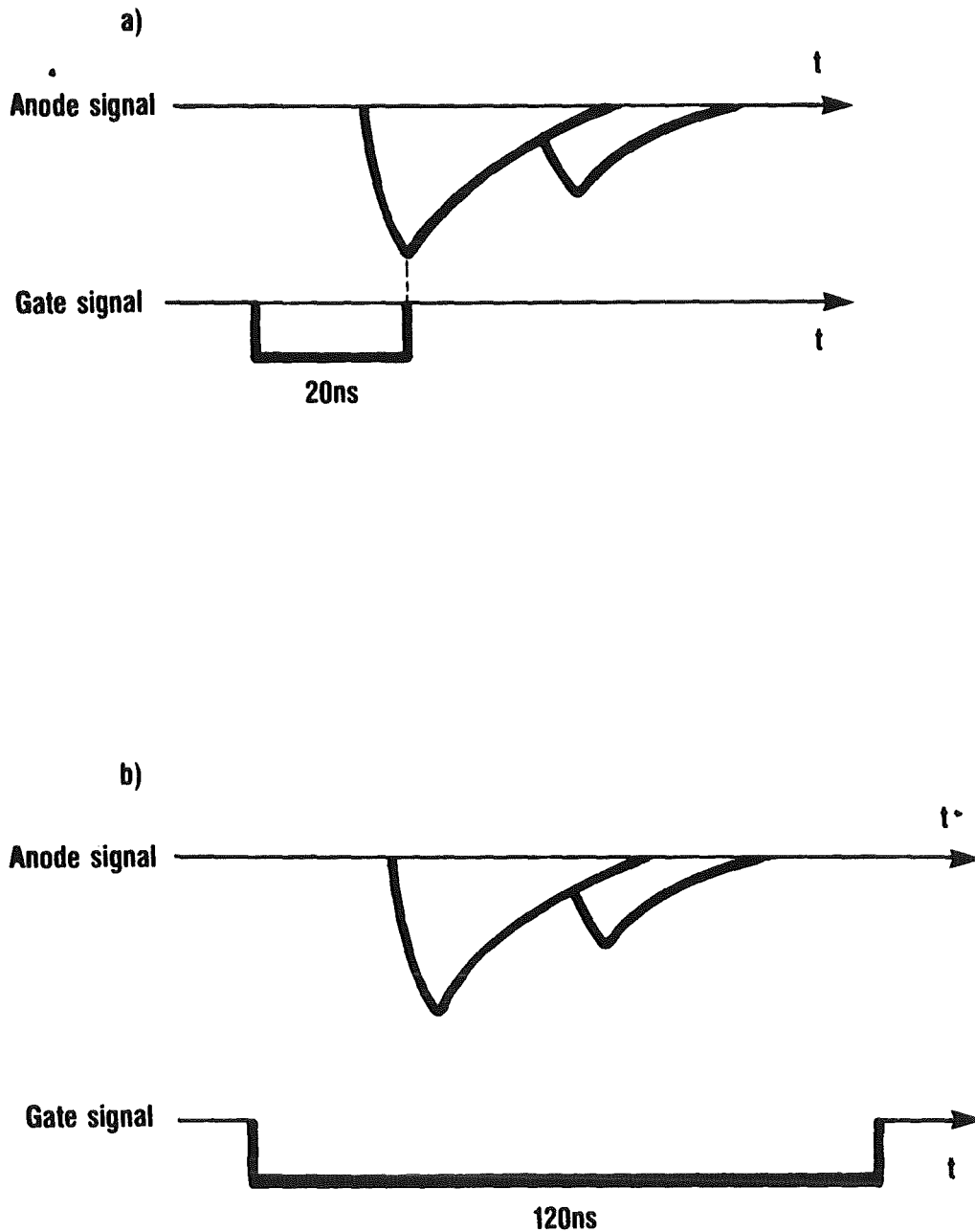


Abb. 15. $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ - Identifizierung: Zeitliche Lage der elektronischen Gate-Signale relativ zum Signal eines stoppenden Teilchens im Zähler

ADC, deren Gate wie in Abb. 15a liegt, sollen mit 'prompt ADC', die ADC entsprechend der Abb. 15b mit 'delayed ADC' bezeichnet werden.

Der zusätzliche Puls durch einen Pionenzерfall wird aufgrund der zeitlichen Lage der Gatepulse nur vom 'delayed-ADC' gesehen. Eine

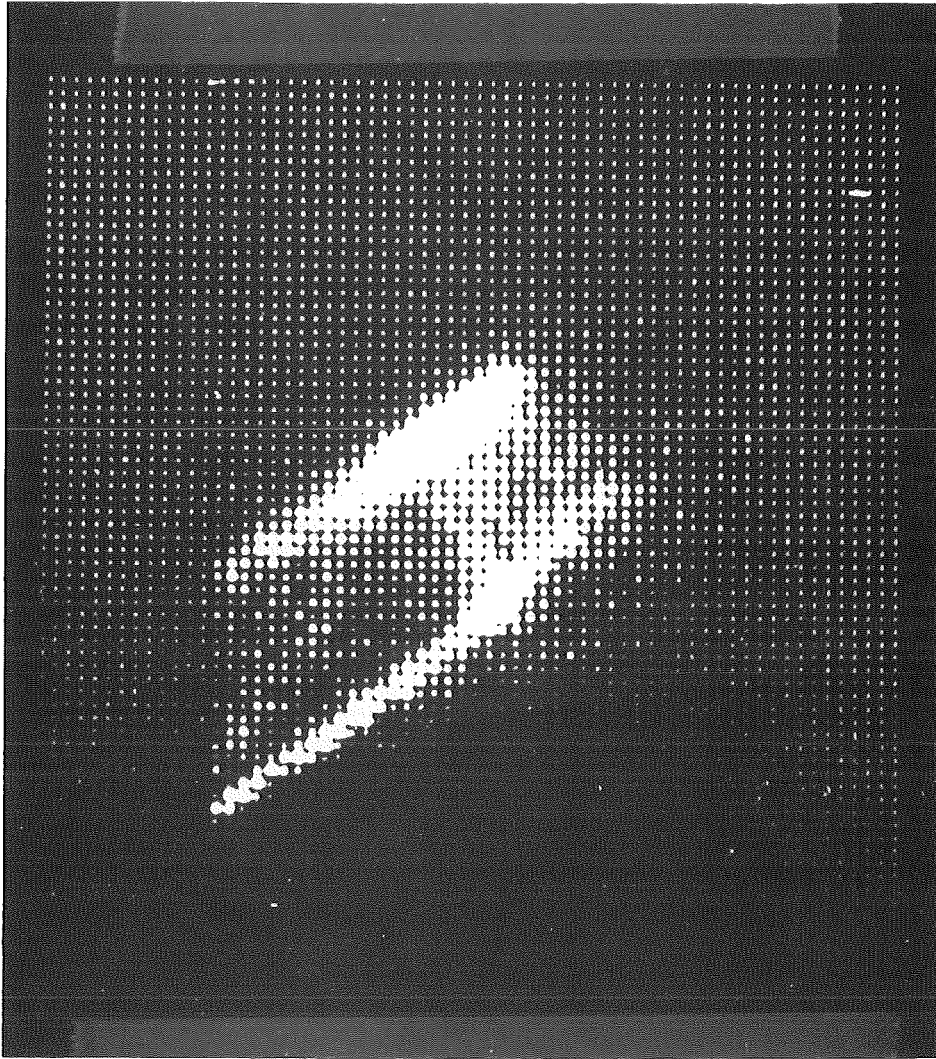


Abb. 16. ADC_{delayed} über ADC_{prompt} : Aufgetragen sind die ADC-Inhalte von ladungsintegrierenden ADC der delayed- bzw. prompt Gruppe für einen Zähler des Reichweitenteleskops der in der Reichweitenregion der Pionen liegt.

zweidimensionale Auftragung des 'prompt ADC' als x-Achse gegenüber dem 'delayed ADC' als y-Achse ergibt das Bild von Abb. 16.

Die Erklärung soll mit Hilfe von Abb. 17 erfolgen.

Die mit a bezeichnete Gruppe sind Teilchen, bei denen kein nachfolgender Puls durch einen Zerfall im delayed ADC vorhanden war

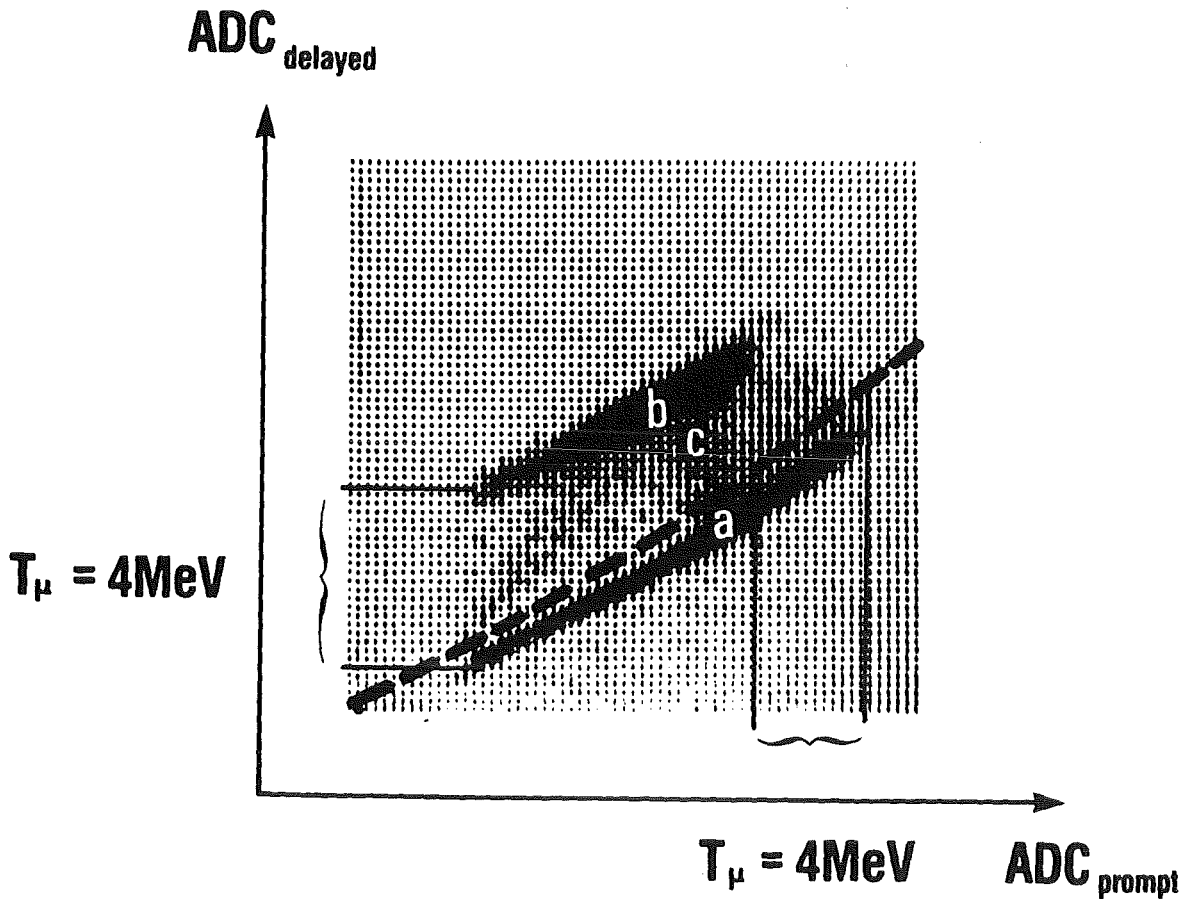


Abb. 17. ADC_{delayed} über ADC_{prompt} (schem. Darst.): Die Abbildung zeigt die schematische Darstellung der Abb. 16

(Myonen), oder dieser zeitlich nicht vom eigentlichen Stoppsignal zu trennen ist (nicht identifizierbare Pionen).

Bei Teilchenstops, die das Bild der Gruppe b erzeugen, sind zum eigentlichen Energieverlust eines stoppenden Teilchens noch 4.2 MeV Energie im gleichen Zähler deponiert worden. Das 4.2 MeV Signal ist zeitlich vollständig vom Stoppsignal im Zähler getrennt. Es handelt sich um den Zerfall eines Pions in ein Myon und das Myon ist im Zähler selber noch gestoppt worden.

Das Myon selbst kann aber auch den Zähler verlassen und zwar dann, wenn das ursprüngliche Pion am Rand gestoppt hatte. Deshalb deponiert es nur einen Teil seiner kinetischen Energie im eigentlichen Stoppzähler (Gruppe c) und den Rest im benachbarten Zähler des Reichweitenteleskops. Die Reichweite von 4.2 MeV Myonen in Pla-

stikszintillationsmaterial beträgt ≈ 2 mm. Die gestrichelte Linie in der Abbildung soll einen Schnitt andeuten, der in einer Analyse der Daten benutzt wird, um Pionen von anderen Teilchen, die keinen schnellen Zerfall haben, zu trennen.⁸ Messungen im 'reinen' Pionenstrahl ergab eine durchschnittliche Effizienz für diesen π^+ -Erkennungstest von $\approx 79\%$.

4.7 Verarbeitung eines Triggerereignisses

Die Meßelektronik (Schaltbilder s. Abb. 3 auf Seite 27, Abb. 4 auf Seite 29 und Abb. 12 auf Seite 43) verarbeitet die Signale von 26 Szintillationszählern (davon 16 Zähler des Reichweitenteleskops) und 1152 Proportionalkammerdrähten.

Zusätzlich zu den besprochenen CAMAC Einheiten werden noch diverse Zählraten zu Normierungszwecken in CAMAC Scalern gezählt.

Die komplette Information eines Triggerereignisses besteht aus:

47 ADC, 2 Koinzidenzregister, 1 TDC, die Adressen der angesprochenen Kammerdrähte, 30 Scaler.

Die Verarbeitung eines Triggerereignisses erfolgt, falls kein Fast Clear erzeugt wurde, wie bereits erwähnt via CAMAC durch einen Online Computer. Der Online Computer - eine PDP 11/60 - zeichnet die Ereignisinformation auf Magnetband auf. Der Computer selbst führt keine Selektion der Daten nach bestimmten Kriterien durch, so daß Offline die gesamte Triggerinformation noch vorhanden ist.

⁸ Teilchen der Gruppe c, die unterhalb dieses Schnittes fallen, können durch Hinzunahme der Energieinformation der delayed ADC der beiden Nachbarzähler noch als Pionen identifiziert werden.

4.8 Das Flüssigwasserstofftarget

4.8.1 Die Flüssigwasserstoffzelle

Die Flüssigwasserstoffzelle besteht aus drei Zylinderelementen. Diese haben eine Wandstärke von 0.5 mm und sind aus Tieftemperaturstahl gefertigt. Die zwei äußeren Elemente werden als Wärmepuffer zwischen Flüssigwasserstoff und Vakuumbehälter eingesetzt. Sie sind während des Betriebs des Flüssigwasserstofftargets mit kaltem Wasserstoffgas gefüllt. Als Zuleitung für das Gas ist ein 8 mm Edelstahlröhrchen in der Mitte des Zylinders eingeschweißt worden (Abb. 18).

Die eine Seitenwand des Zylinders wird von einer 30 µm dicken Mylarfolie abgeschlossen. Diese Folie wurde vor dem Verkleben mit dem Stahlzylinder in einem Heizofen bei ca. 120° gedehnt und vorgeformt. Nach dem Verkleben mit dem Stahlzylinder wird dieser einschließlich Folie nochmals auf eine Temperatur von 80° gebracht. Da die Folie vorher vorgedehnt war, hat sie bei erneuter Erwärmung das Bestreben sich wieder zusammen zu ziehen. Da dies aufgrund der Verklebung mit dem Stahlzylinder aber nur begrenzt möglich ist, spannt sich die Folie. Diese Folie ist als Abschluß für den flüssigen Wasserstoff gegenüber dem Gasraum gedacht. Die starke Vorspannung verhindert eine Deformation des Flüssigraumes und damit eine Ungenauigkeit in der Bestimmung der Targetdicke. Als Klebstoff zwischen Folie und Stahlzylinder wird Araldit® Standard verwendet. Dieser Klebstoff ist auch bei Flüssigwasserstofftemperaturen noch beständig.

Den Abschluß der Targetzelle zum Vakuum bildet eine 190 µm dicke Mylarfolie. Auch diese wird vor dem Verkleben mit dem Stahlzylinder in eine Form gebracht, die es erlaubt, dem Überdruck in der Zelle gegenüber dem Vakuum am geeignetsten standzuhalten.

Das eigentliche Aufnahmegefäß für den Flüssigwasserstoff zeigt Abb. 19.

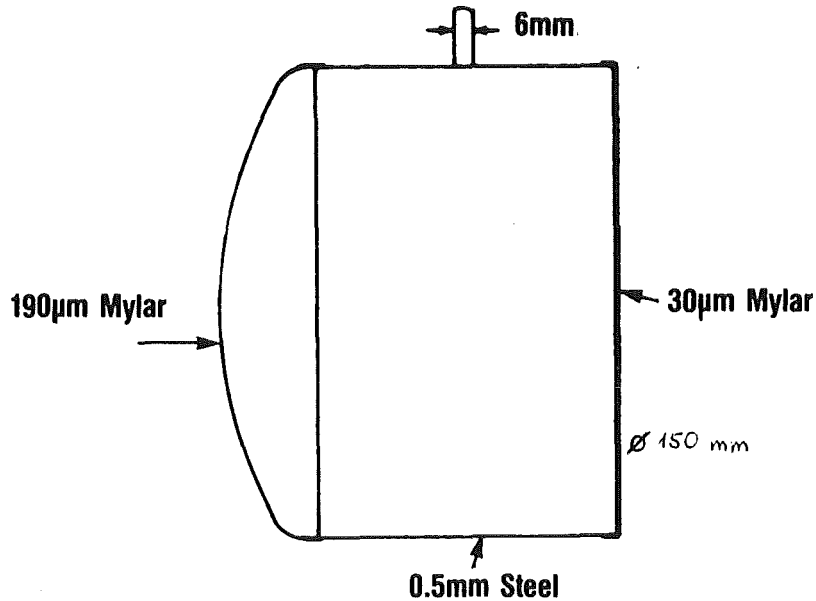


Abb. 18. Targetzelle Teil 1: Das Bild zeigt den Edelstahlzylinder des Flüssigwassertargets, der mit den targetbegrenzenden Folien beklebt ist. Während des Betriebs ist dieser Targetteil nur mit kaltem Wasserstoffgas gefüllt.

Dieses hat ein Zufluß- (unten) und ein Abgasrohr (oben). In der Mitte des Zylinders ist ein Ansatz herausgearbeitet. Bis zu diesem Ansatz werden die beiden äußeren oben beschriebenen Zylinder mit der Seite, die mit der dünnen Mylarfolie bespannt ist, geschoben und verklebt. Die Breite dieses Ansatzes gibt hochpräzise die Targetdicke vor.

In den Messungen wurden zwei verschiedene Targetdicken verwendet, ein Target mit 4 cm Flüssigwasserstoffraum und ein Target mit 8 cm Flüssigwasserstoffraum.

Die Länge der Gasräume für diese zwei Targets wurde nach geometrischen Gesichtspunkten optimiert. Sie soll einerseits relativ groß sein, um aufgrund der Rekonstruktion der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes eine sichere Abtrennung von Untergrund, der durch elastische Streuung an den 190 μm dicken Mylarfolien entsteht, zu ermöglichen. Auf der anderen Seite darf der am Flüssigwasserstoff gestreute Strahl nicht den Stahlzylinder treffen

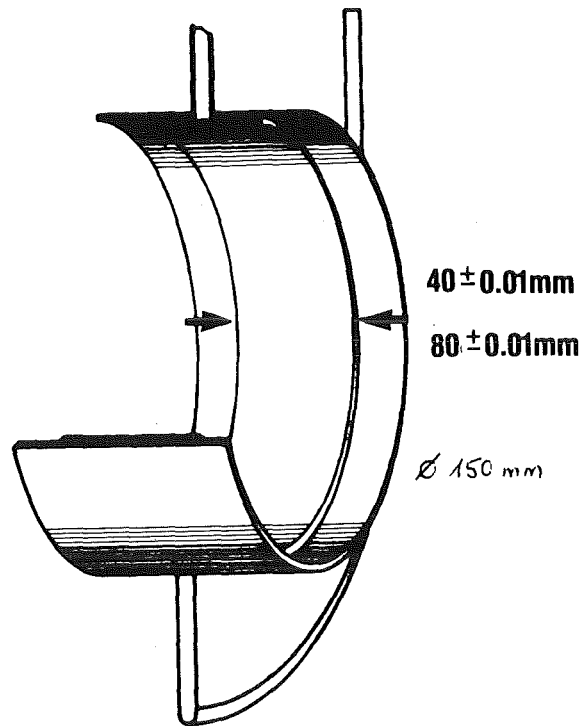


Abb. 19. Targetzelle Teil 2: Edelstahlzylinder zur Aufnahme des Flüssigwasserstoffs. Auf beiden Seiten wird jeweils ein Bauteil wie in Abb. 18 auf Seite 54 gezeigt, eingeschoben und verklebt.

und damit nochmals gestreut werden. Strahlaufwärts war der Gasraum für die beiden verwendeten Targetzellen 95 mm lang. Strahlabwärts betrug die Länge des Gasraums für das 4 cm Target 95 mm und für das 8 cm Target 60 mm.

Aus Abb. 20 ist das Röhrchensystem, welches die Flüssigwasserstoffzelle mit dem Kryostaten verbindet, ersichtlich.

Man sieht, daß die Gaszellen mit dem Flüssigkeitsraum druckmäßig verbunden sind. Auf die dünnen Mylarfolien, die den Flüssigkeitsraum vom Gasraum trennen, wirkt demzufolge nur der hydrostatische Druck des Flüssigwasserstoffs. Tests, bei denen auf die gespannten Folien ein dem hydrostatischen Druck vergleichbarer Druck gegeben wurde, ergaben, daß sich diese aufgrund ihrer Vorspannung nur so

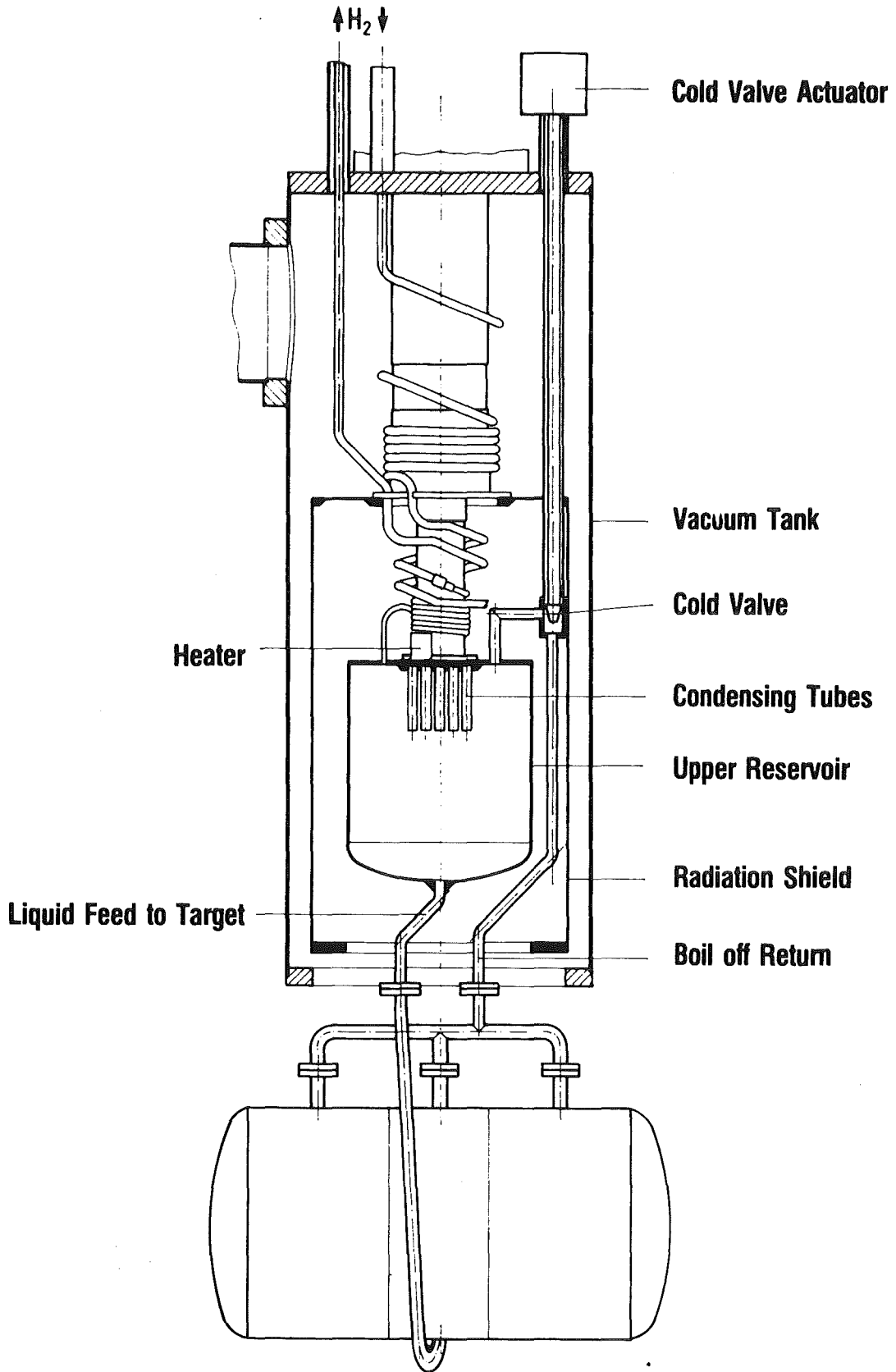


Abb. 20. Targetzelle mit Kryostaten

0 5cm

verformen, daß der resultierende Fehler für die Targetdicke im Promillebereich liegt. Die Targetdicke kann deshalb durch den herausgearbeiteten Ansatz im mittleren Zylinder als wohl definiert gelten.

4.8.2 Das Targetsystem - Prinzip und Aufbau

In der Gasrückführungsleitung zum Kryostaten ist ein elektromagnetisch zu betätigendes Ventil, das sogenannte Kaltventil, eingebaut (s. Abb. 20).

Der Zweck dieses Kaltventils ist ein schneller Wechsel von Target- zu Leertargetmessung, ohne einen Umbau der Apparatur vornehmen zu müssen oder Flüssigwasserstoff zu verlieren. Das Funktionsprinzip des Kaltventils wird im weiteren beschrieben.

Wenn dieses Ventil geschlossen wird, bewirkt die ständige geringe Verdampfung von etwas Flüssigwasserstoff einen Druckaufbau in dieser Leitung. Dieser geringe Druckanstieg preßt die Flüssigkeit aus der Targetzelle restlos in ein Vorratsgefäß im Kryostaten. Dieses faßt ca. 1.5 l Flüssigkeit. Der Flüssigwasserstoff kann in diesem Vorratsgefäß verbleiben, bis er wieder benötigt wird.

Ein erneutes Öffnen des Kaltventils läßt den Flüssigwasserstoff wegen der Schwerkraft wieder in die Targetzelle selbst zurückfließen. Ein Betätigen des Kaltventils erlaubt also sehr schnell (ca. 1/2 Stunde) das Ersetzen des Flüssigwasserstoffs durch kaltes Wasserstoffgas und umgekehrt. Auf diese Art und Weise können während einer Meßzeit Target- und Leertargetmessungen abwechselnd und ohne großen Zeitaufwand durch einen Targetumbau durchgeführt werden.

Der Füllstand des Flüssigwasserstoffs in der Targetzelle wird durch Leveldioden (Typ 1N134), die am oberen bzw. unteren Ende der Flüssigzelle angebracht sind, angezeigt.

Die Targetzelle selbst und das Röhrchensystem sind während des Betriebszustandes mit Superisoliationsfolie (an den Stirnseiten der Targetzelle 5 Lagen, entsprechend ca. 15 μm Mylar) zur Wärmeisolation umwickelt. Sowohl auf der Strahleintrittsseite als auch auf der Strahlaustrittsseite ist ein ca. 1 cm ϕ Loch zur Beobachtung des Flüssigwasserstoffs geschnitten.

Die Targetzelle befindet sich in einem Vakuumbehälter mit 435 mm Durchmesser. Dessen Strahleintritts- bzw. Austrittsfenster bestehen aus 250 μm Mylarfolie. Der Vakuumbehälter ist mittels eine Drehflansches mit dem Kryostaten verbunden.

Das ganze Vakuumsystem wird durch eine Turbo Molekularpumpe auf ca. 10^{-5} mbar gepumpt. Während des Flüssigwasserstoffbetriebs wirkt der Kryostat selbst als zusätzliche Kryopumpe und es stellt sich ein Endvakuum von ca. 10^{-7} mbar in der Apparatur ein. Bei diesem Vakuum ist kein Vereisen des Targets durch ausgefrorene Luft während der Betriebsdauer von mehreren Wochen zu beobachten.

Bei dem Kryostaten handelt es sich um einen Refrigeratorkryostaten Typ RG 1040 der Fa. Leybold Heraeus. Dieser besteht aus zwei Kaltstufen mit einer Leistung von 34 Watt bei 80°K an der ersten Kaltstufe und einer Leistung von 10 Watt bei 20°K an der zweiten Stufe. Diese erste Stufe kühlt sowohl das in den Kryostaten zur Verflüssigung einströmende Wasserstoffgas vor, als auch einen Aluminiumstrahlungsschild, der die 2. Kaltstufe und die Targetzelle zusätzlich umgibt.

An der zweiten Kaltstufe ist ein Heizwiderstand befestigt. Die Temperatur der zweiten Kaltstufe kann durch Widerstandsmessung an einem Platinwiderstand (oberer Temperaturbereich) und an einem Kohlewiderstand (Flüssigwasserstofftemperatur) mittels der Kenntnis von deren Widerstandscharakteristiken in Abhängigkeit von der Temperatur ermittelt werden. In Verbindung mit einem Heizregelgerät bildet der Heizwiderstand und die Temperaturmessung über Widerstände einen Regelkreis, mit dem die Temperatur und damit die Dichte des Flüssigwasserstoffs konstant gehalten werden können.

Die Temperatur des Flüssigwasserstoffs selbst betrug während der gesamten Meßzeit $20.6^{\circ} \pm 0.27^{\circ}\text{K}$. Dies wurde durch Messung und

kontinuierliche Aufzeichnung des Dampfdrucks des Flüssigwasserstoffs ermittelt. Die Dichteschwankung ist demzufolge nur etwa $\pm 0.4\%$ ($0.0349 \pm 0.00015 \text{ gmol/cm}^2$).

Sämtliche Meß- und Kontrolleinheiten befinden sich außerhalb des Meßareals, d.h. Manipulationen am Target (z.B. Leeren und Füllen) können ohne großen Zeitverlust durch Öffnen und Verschließen des Areals vorgenommen werden.

Ein mechanischer Kontrollstand enthält alle Ventile bzw. Sicherheitsventile, die zum Füllen des Targets und zum Betrieb desselben nötig sind (Abb. 21).

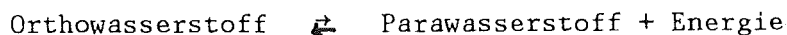
Vor dem ersten Füllen des Kryostaten und der Targetzelle müssen diese gereinigt werden, weil sonst die verbleibende Luft unweigerlich zu einem Verstopfen der feinen Kapillaren des Kryostaten durch Ausfrieren führen würde. Das Reinigen geschieht durch mehrmaliges Evakuieren mit einer Turbomolekularpumpe und anschließendem Füllen des ganzen Systems mit Wasserstoffgas. Der Wasserstoff, der sich nach diesem Vorgehen im Kryostaten befindet, hat fast den selben Reinheitsgrad wie in der Gasflasche. Verwendet wird hochreiner (99.9999) Wasserstoff mit folgenden Verunreinigungswerten:

O_2	<	0.1 ppm
N_2	<	0.1 ppm
D_2	<	150 ppm
H_2O	<	1 ppm

Wasserstoff liegt auch in flüssiger Form als H_2 -Molekül vor. Hierbei gibt es zwei verschiedene Zustandsformen, die von der jeweiligen Relativorientierung der Spins der beiden Protonen des Moleküls abhängen.

Wenn die beiden Protonenspins parallel sind, so spricht man von Orthowasserstoff, bei antiparallelen Spins von Parawasserstoff.

Ortho- und Parawasserstoff können ineinander umgewandelt werden, wobei der Übergang von Ortho- zu Parawasserstoff exotherm ist:



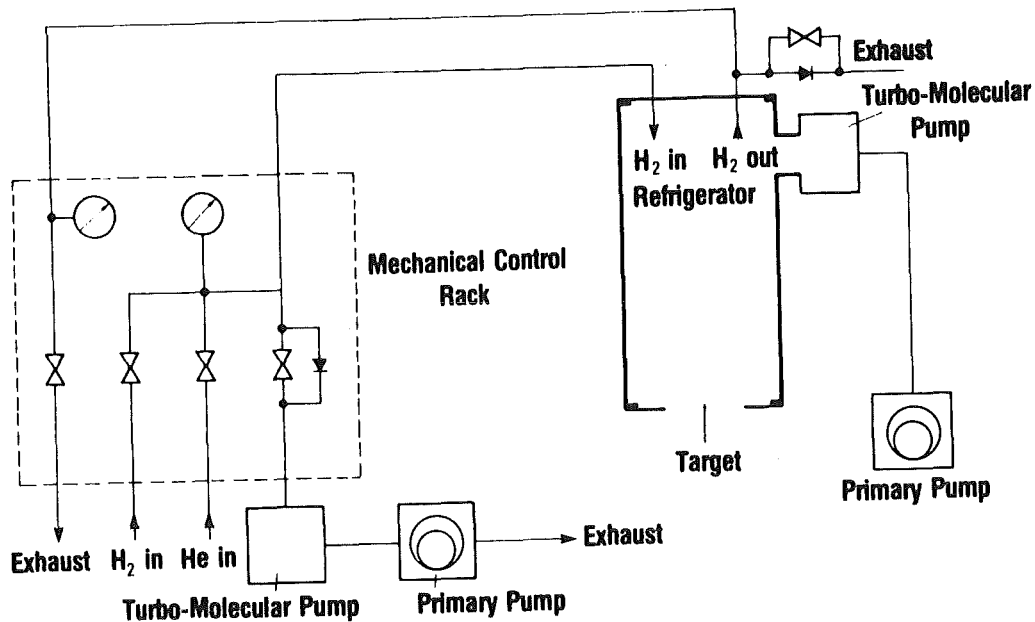


Abb. 21. Mechanischer Kontrollstand: Das Bild zeigt das Prinzipschaltbild des mechanischen Kontrollstandes, wie er zum Betrieb des Flüssigwasserstofftargets Verwendung fand.

Das Gleichgewicht ist temperaturabhängig, wie aus Abb. 22 ersichtlich.

Während bei 20° K 99.82% des Wasserstoffs in der Paraform vorliegt, beträgt deren Anteil bei Zimmertemperatur nur 25%. Die Umwandlung bei abnehmender Temperatur gemäß obiger Gleichgewichtsbeziehung erfolgt sehr langsam und kann Jahre erfordern [20].

Dies hat für das vorliegende Experiment unangenehme Konsequenzen. Erstens wird bei der Umwandlung Energie - sprich Wärme - frei und diese führt zur Dampfblasenbildung im Flüssigwasserstoff. Damit ist eine homogene Dichte des Flüssigwasserstoffs, die zur Berechnung der Protonenzahl des Targets (vergl. hierzu "Auswertung der

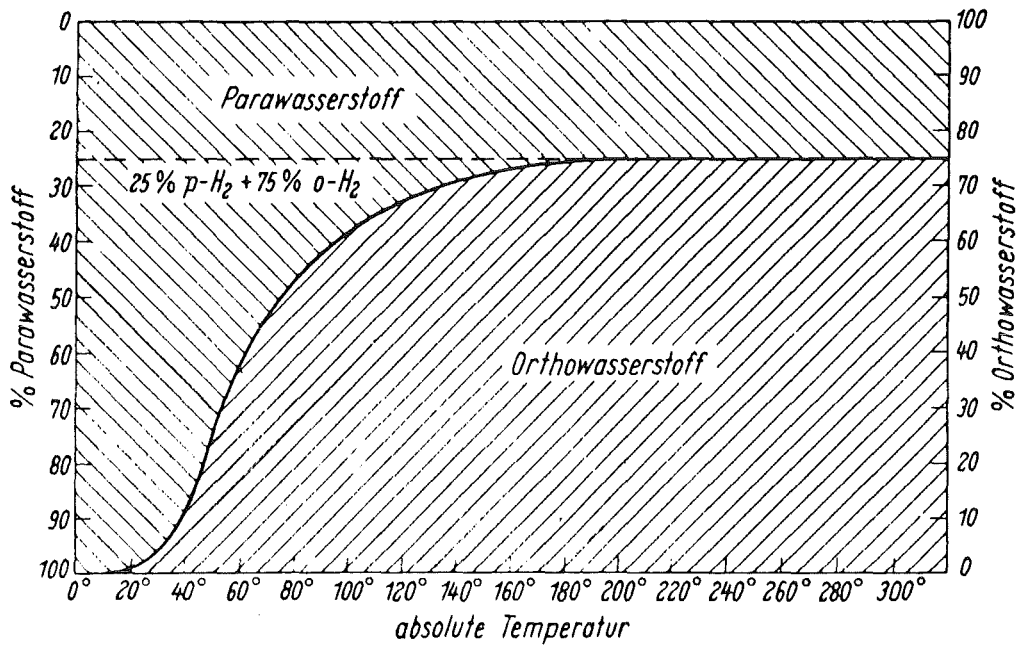


Abb. 22. Ortho-Parawasserstoff-Gleichgewichts: Die Abbildung zeigt das sich einstellende Gleichgewicht von Ortho- zu Parawasserstoff bei bestimmter Temperatur.

Daten" auf Seite 63) Voraussetzung ist, nicht gegeben. Zweitens hat Parawasserstoff selbst eine andere Dichte als Orthowasserstoff:

Um diesem Problem aus dem Weg zu gehen, bringt man Katalysatoren zum Einsatz. Bei deren Anwesenheit findet die Umwandlung von Ortho- zu Parawasserstoff selbst bei tiefen Temperaturen innerhalb weniger Minuten statt. [20] Ein Katalysator für diesen Umwandlungsprozeß ist Aktivkohle.

Bei dem Target wurde Aktivkohle, die in ein Edelstahlrahtgeflecht eingeschlossen war, am LH₂-Einlaß der eigentlichen Targetzelle angebracht. Hierdurch wird erreicht, daß aller flüssiger Wasserstoff mit dem Katalysator in Berührung kommt.

Während des Betriebs des Flüssigwassertargets wurde lediglich eine geringe Bläschenbildung (Champagnerperlengröße) im Wasser-

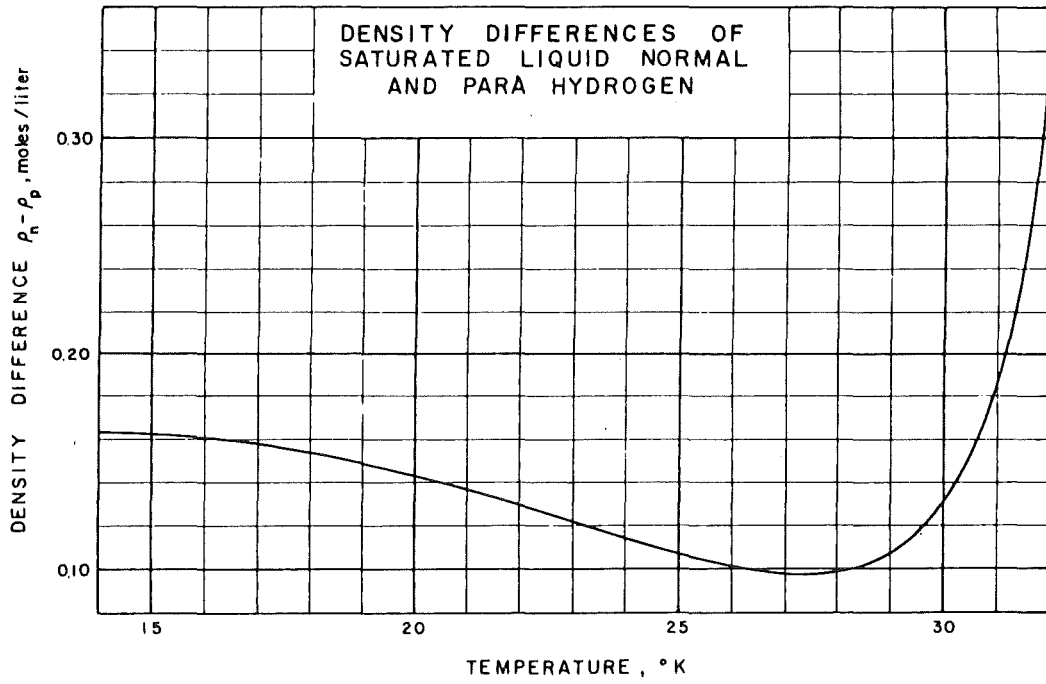


Abb. 23. Dichtedifferenz von Wasserstoffzustandsformen: Das Bild zeigt die Dichtedifferenz zwischen gesättigtem Normalwasserstoff und Parawasserstoff.

stoff selbst beobachtet. Diese ist auf Wärmeeinstrahlung von außen zurückzuführen.

5.0 Auswertung der Daten

Im nun folgenden Kapitel wird die Auswertung der Daten und die Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte beschrieben.

Die grundlegende Vorgehensweise bei dem vorliegenden Experiment war die folgende:

- Man möchte die Streuwahrscheinlichkeiten möglichst unabhängig von Schwankungen der Primärstrahlkontamination und von Schwankungen der Nachweiswahrscheinlichkeit der Vieldrahtproportionalkammern bestimmen.

Dieses Ziel wird erreicht, wenn die Wirkungsquerschnitte einzig und allein aus Zählratenverhältnissen gewonnen und wenn die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler für geladene Teilchen bekannt ist.

Die gesamte weitere Auswertung dient jetzt nur noch dazu, festzustellen, welchen **relativen** Anteil gestreute Pionen an diesem Zählratenverhältnis haben.

Zur Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte (die analoge Prinzipformel ist in Kap. 4 angegeben) benötigt also man zunächst die Anzahl aller gestreuten Teilchen (inclusive aller Zerfallsmionen), im folgenden W_5 genannt. Alle auf Band aufgezeichneten und später offline ausgewerteten Ereignisse (N_{Events}) stellen eine stochastische Auswahl der Ereignisse dar, die als Zählrate in S5 registriert wurden. Es wurde streng darauf geachtet, daß die Auswahl, soweit sie die Auswahl bei der Auswertung betrifft, wirklich stochastisch ist. Die Computertotzeit, die die Aufzeichnungsrate auf Band limitiert ist es gewiß. Ein am flüssigen Wasserstoff gestreutes Pion muß aber aus dieser Klasse von Ereignissen die Bedingung erfüllen, in einem bestimmten z-Bereich gestreut worden zu sein (N_z). Das Verhältnis N_z/N_{Events} entspricht also dem prozentualen Anteil von gestreuten Pionen (einschließlich Zerfälle in dieser z-Region) an der Zählrate S5.

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts benötigt man weiterhin die Anzahl der Targetkerne pro Flächeneinheit ($N_T \cdot d$) und der effektive Raumwinkel zu bestimmen. Der effektive Raumwinkel ist durch die Größe des Zählers S5 gegeben und würde sich bei punktförmigen Target zu F_{S5}/l^2 [sr] bei einer Entfernung l zwischen Target und S5 ergeben. Bei einem nichtpunktförmigen Target sind Korrekturen anzubringen, die weiter unten besprochen werden. Ebenso wird in den folgenden Kapiteln gezeigt werden, daß an der Prinzipformel zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes noch Korrekturen (Zerfälle, Kleinwinkelvielfachstreuung etc.) vorzunehmen sind. Alle Korrekturen sollen fürs erste in einem Korrekturfaktor ϵ_{Korr} zusammengefaßt werden, so daß die Formel zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes folgendes Aussehen erhält:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = W_S \cdot \frac{N_z}{N_{\text{events}}} \cdot \frac{1}{N_T \cdot d} \cdot \frac{1}{\Delta\Omega} \cdot \epsilon_{\text{Korr}}$$

5.1 Aufbereitung der Rohdaten

Die Auswertung der während des Experiments beschriebenen Magnetbänder erfolgte auf der Großrechenanlage des Kernforschungszentrums Karlsruhe. Ein Flußdiagramm, aus welchem der Ablauf der Auswertung schematisch zu ersehen ist, ist im Anhang dieser Arbeit beigelegt.

Im ersten Schritt der Auswertung wurde eine Sicherheitskopie der Magnetbänder angefertigt, wobei eine Vorauswahl von Ereignissen hinsichtlich bestimmter Kriterien getroffen wurde. Kopiert wurden nur solche Ereignisse, bei denen sowohl in den drei Kammern vor dem Wasserstofftarget (MWPC 1-3) als auch in den drei Kammern im Streustrahl (MWPC 4-6) mindestens zwei x- bzw. y-Ebenen eindeutige

Durchstoßpunkte aufweisen. Als eindeutiger Durchstoßpunkt wird hierbei das Vorhandensein eines sogenannten Clusters angesehen. Unter einem Cluster versteht man das Ansprechen von einem oder mehreren benachbarten Drähten in einer Kammerebene. Hierbei ist maximal ein fehlender Draht, d.h. ein Loch zugelassen. Der Schwerpunkt eines solchen Clusters gilt als Durchstoßpunkt in der entsprechenden Kammerebene.

Die Anzahl der Ereignisse, die bei diesem ersten Schritt aufgrund ungenügender Kammerinformation verworfen wurde, liegt im Promille Bereich und wird bei der Betrachtung der Meßfehler unberücksichtigt gelassen.

5.2 Ordnen der Daten nach geometrischen Gesichtspunkten

Bei dem vorliegenden Experiment wurden sowohl vor als auch nach dem Streutarget jeweils 3 Vieldrahtproportionalkammern eingesetzt. Diese dienen, wie bereits oben erwähnt, der Rekonstruktion des genauen Streuwinkels und der Bestimmung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes. Für beides wäre nur die Information von jeweils 2 Vieldrahtproportionalkammern notwendig. In den ca. 85% - 90% der Fälle liegt aber die Ortsinformation von allen sechs Proportionalkammern vor. Hierbei werden Streuwinkel und Wechselwirkungskoordinaten auf zwei Weisen bestimmt:

- es werden entweder die Durchstoßpunkte der Kammern MWPC 2+3 und MWPC 4+5 benutzt
- oder es die Durchstoßpunkte der Kammern MWPC 1+3 und MWPC 4+6

Die Winkelauflösung bei der Rekonstruktion einer Trajektorie ist umgekehrt proportional dem Abstand der beiden Kammern. Nominal sollte also die zweite oben angegebene Lösung zur Trajektorienrekonstruktion die bessere sein. Im Laufe der Analyse (s. "Korrekturen des differentiellen Wirkungsquerschnitts" auf Seite 74) stellte sich jedoch heraus, daß die Vielfachstreuung in den beiden

mittleren Kammern im Einfall- und Streukanal (MWPC 2 und MWPC 5) den Gewinn an Auflösung kompensiert, weshalb die obigen Varianten zum gleichen Resultat führen.

Für die weitere Auswertung werden die Ereignisse in Streuwinkelintervalle, sogenannte Bins von $\theta \pm 0.5^\circ$ eingeteilt. Für ein solches Winkelintervall wird die Häufigkeitsverteilung der Ereignisse über der z-Koordinate aufgetragen. Ein Beispiel bei gefülltem Target zeigt Abb. 24.

Diese Spektren enthalten trotz des gewählten Reichweitenfensters noch Myonen aus dem Zerfall von Pionen des Primärstrahls. Um diesen unerwünschten Untergrund zu unterdrücken, werden sämtliche Ereignisse dem jeweiligen Zerfallstest (s. "Identifizierung von Pionen und Myonen gleicher Reichweite" auf Seite 41) zur Identifizierung von Pionen bzw. Myonen unterzogen. Das auf diese Art gereinigte Spektrum aus Abb. 24 zeigt Abb. 25.

Alle auf diese Art und Weise erzeugten Spektren werden für einen späteren Leertargetabzug auf einem Speichermedium abgelegt.

Bevor die z-Verteilungen der Leertargetmessungen von denjenigen der Targetmessungen subtrahiert werden können, müssen sie normiert werden.

Ein gestreutes Pion (es ist zumindestens potentiell ein Pion) erfüllt folgende Koinzidenzbedingung:

$$1 \cdot 2 \cdot \bar{3} \cdot \bar{3}' \cdot \bar{4} \cdot 5 \cdot \text{HF}$$

(s. hierzu auch "Verarbeitung eines Triggerereignisses" auf Seite 52), wobei $1 \cdot 2 \cdot \bar{3} \cdot \bar{3}' \cdot \text{HF}$ ein auf das Target treffende Pion charakterisiert. Das Verhältnis der Zählrate aus beiden Koinzidenzen soll mit W_5 bezeichnet werden. W_5 ist grob gesagt das Verhältnis von gestreuten zu einfallenden Teilchen und damit direkt proportional dem differentiellen Wirkungsquerschnitt, wenn nur Pionen im Streustrahl vorhanden wären. Dies ist aber wegen der endlichen Zerfallswahrscheinlichkeit der Pionen nicht der Fall.

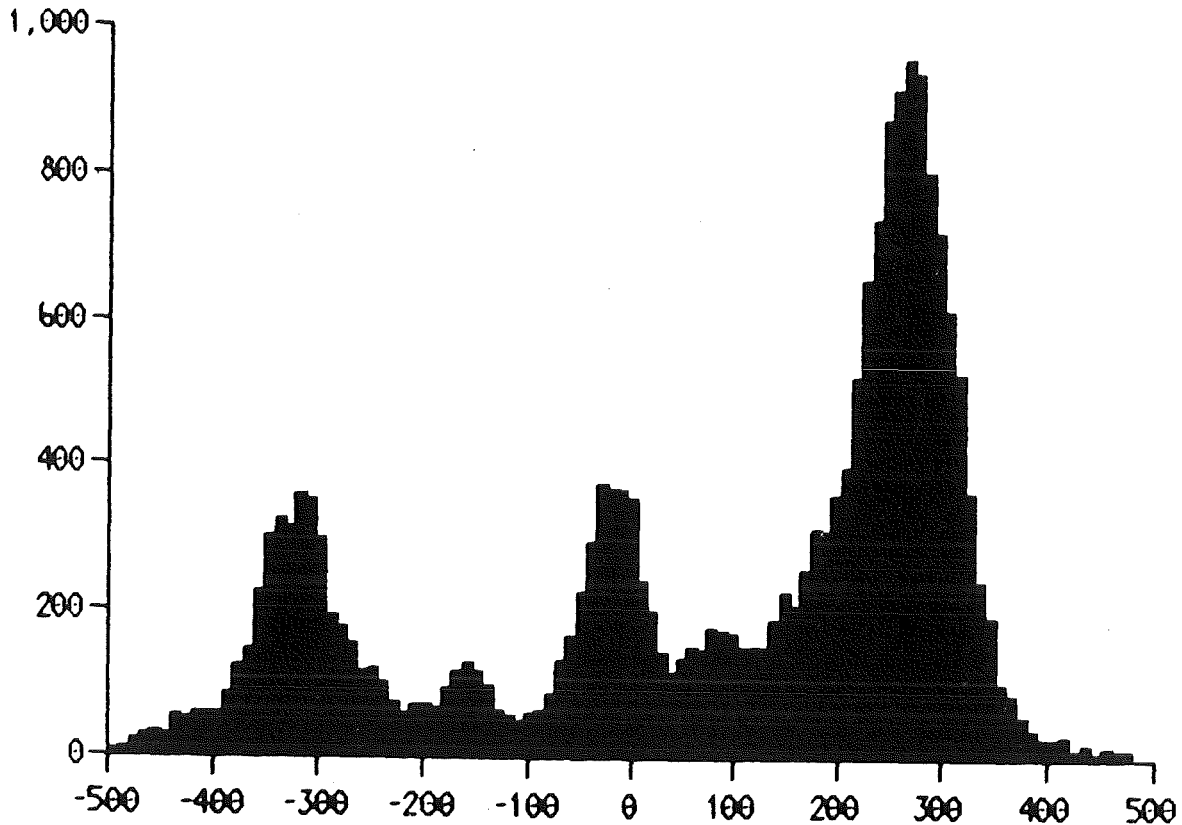


Abb. 24. z-Koordinate des Streuzentrums: Sichtbar ist die Häufigkeitsverteilung für bestimmte z-Koordinaten des Streuzentrums bei einem Meßwinkel von $10^\circ \pm 0.5^\circ$ (π^-). In der Mitte zeigt sich eine Häufung von Ereignissen durch die Streuung am flüssigen Wasserstoff. Die Ereignisse bei $z \approx 300$ sind Zerfallsmyonen, die bei $z \approx -300$ sind gestreute Pionen am Zähler S2.

In Abhängigkeit vom Streuwinkel θ wird ein großer Teil des Untergrunds bereits durch eine falsche Reichweite verworfen. Das Verhältnis von Teilchen mit richtiger Reichweitenverteilung zu allen gestreuten Teilchen wird W_R genannt.

$W_5 \cdot W_R$ stellt demzufolge den Anteil von potentiell gestreuten Teilchen mit richtiger Reichweitenverteilung dar.

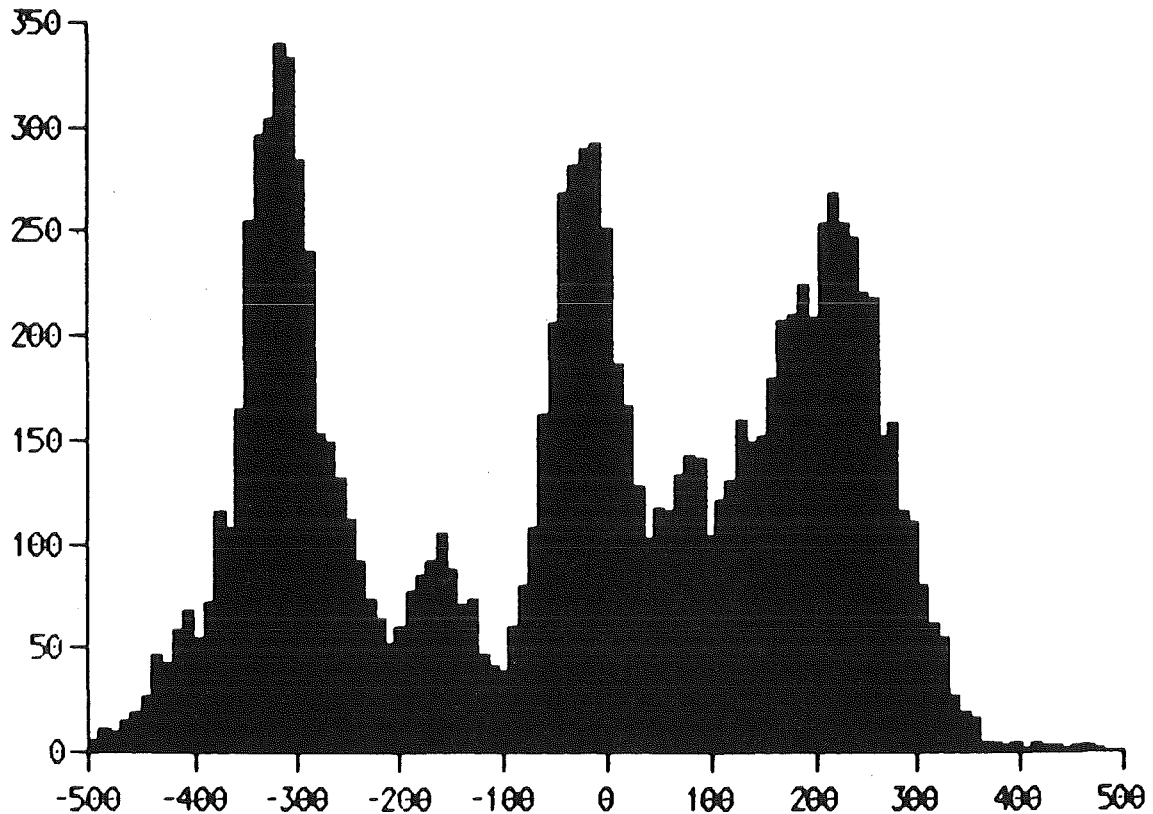


Abb. 25. z-Spektrum mit Teilchenidentifikationstest: Gezeigt ist die Verteilung der Abb. 24 jedoch unter Einbeziehung des Pionen-Identifikationstests

Bei manchen Ereignissen erlaubt der ungenügende Informationsgehalt nicht, diese auszuwerten. Sie müssen verworfen werden. Hierbei wird davon ausgegangen, daß das Verhältnis von Untergrund zu eigentlichem Meßsignal durch dieses Verwerfen von Ereignissen nicht beeinflußt wird. Diese Annahme ist berechtigt, da Myonen und Pionen in unserem Energiebereich in den als Detektoren benutzten Proportionalkammern gleiches Ansprechverhalten zeigen. Außerdem kann wegen der begrenzten Computergeschwindigkeit nur ein Teil der W_5 -Ereignisse überhaupt auf Magnetband aufgezeichnet werden. Die für die Normierung wichtige Größe der off-line analysierten Ereignisse soll N_{Events} genannt werden.

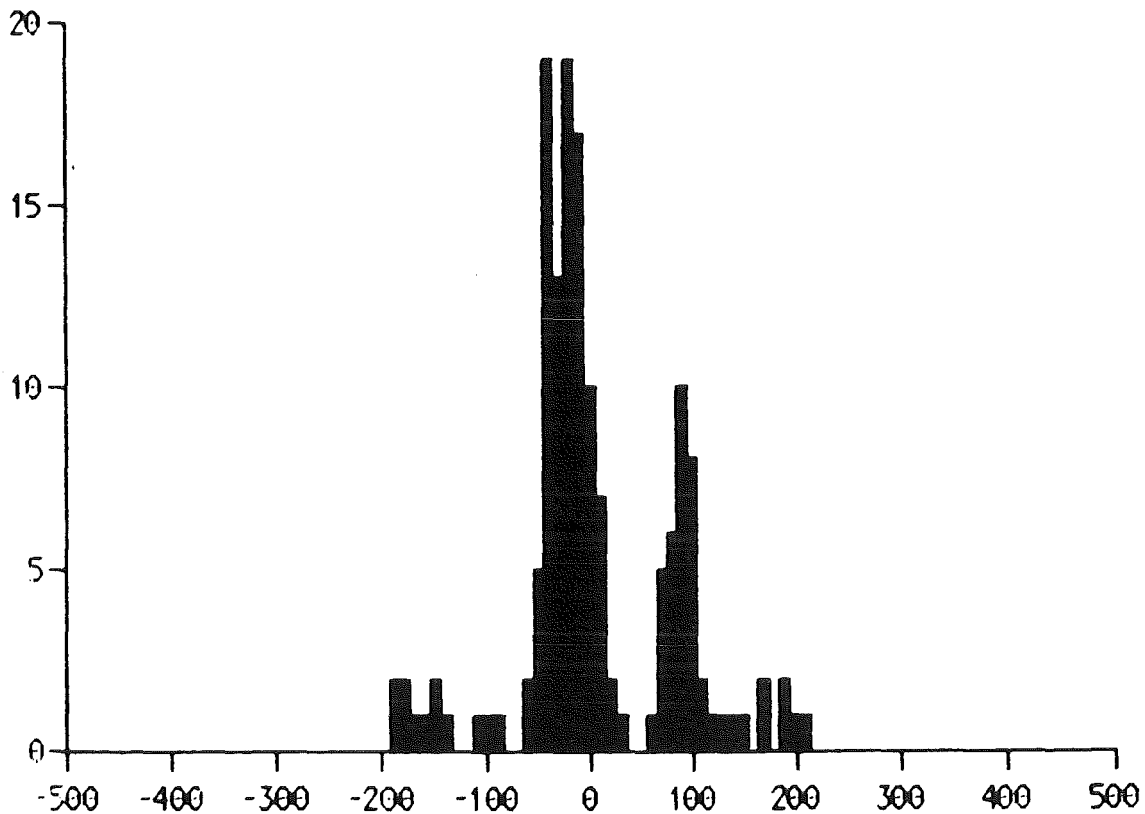


Abb. 26. z-Spektrum bei gefülltem Target: Häufigkeitsverteilung der Ereignisse über der z-Koordinate bei gefülltem Wasserstofftarget ($24.5^\circ < \theta < 25.5^\circ$; π^+). Der Untergrund außerhalb des eigentlichen Targets rührt von den Mylarfenstern des Targets bzw. des Vakuumrezipienten her.

Nach dem oben gesagten erweist sich das Verhältnis $W_5 \cdot W_R / N_{\text{Events}}$ als geeignete Normierungsgröße für die Häufigkeitsverteilungen der Ereignisse über der z-Koordinate von gefülltem Target bzw. Leertarget.

Sämtliche zu einem Winkelbin gehörenden Spektren für Target und Leertarget werden bei der Auswertung getrennt addiert, auf gleiches $W_5 \cdot W_R / N_{\text{Events}}$ normiert und anschließend voneinander subtrahiert. Die Tatsache, daß hierbei zwei verschiedene Leertarget-

messungen Eingang finden, ist bereits im "Das Reichweitenteleskop" auf Seite 31 beschrieben worden.

Für Streuwinkel $\theta > 20^\circ$ ist das resultierende z-Spektrum in der Targetregion praktisch untergrundfrei (Abb. 27 und Abb. 26).

Bei kleineren Streuwinkeln funktioniert die Untergrundsubtraktion nicht so perfekt, weil z.B. Vielfachstreuung durch das Target selber zu einer unterschiedlichen z-Verteilung der Streuteilchen führt. Ebenso führt die endliche apparative Ortsauflösung bei der Bestimmung der z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes durch die Trajektorienrekonstruktion mit Hilfe der Proportionalkammern bei kleinen Streuwinkeln zu einer deutlichen Verbreiterung der Häufigkeitsverteilung des z-Intervalls der Targetregion. Aus diesem Grund ist es für kleine Winkel schwieriger, die Grenzen für das rekonstruierte Bild des Targets in z-Richtung festzulegen.

Zur Bestimmung der Anzahl der vom Target gestreuten Pionen werden drei Wege beschritten:

a)

Ausgehend von der Anzahl der Ereignisse in der rekonstruierten Mitte des Targets werden jeweils die Ereignisse zu größeren bzw. kleineren z-Koordinaten hin aufintegriert und anschließend der Wert des Integrals über der z-Koordinate aufgetragen. Die Werte für $z < z_{\text{Mitte}}$ werden hierbei aus Darstellungsgründen als negative Zahlen behandelt. Im Idealfall ergibt sich ein Bild, wie in Abb. 28. An der Stelle, an der der Wert des Integrals konstant wird, ist der Schnitt zu setzen.

Leider ist das Bild nicht für alle Streuwinkel θ so perfekt. Deshalb fanden noch zwei weitere Methoden zur Bestimmung der Zahl der Streueignisse vom Target Anwendung:

b)

Die Integralgrenzen, die durch Methode a) gefunden worden sind, wurden um 3 cm sowohl zu größeren bzw. kleineren z-

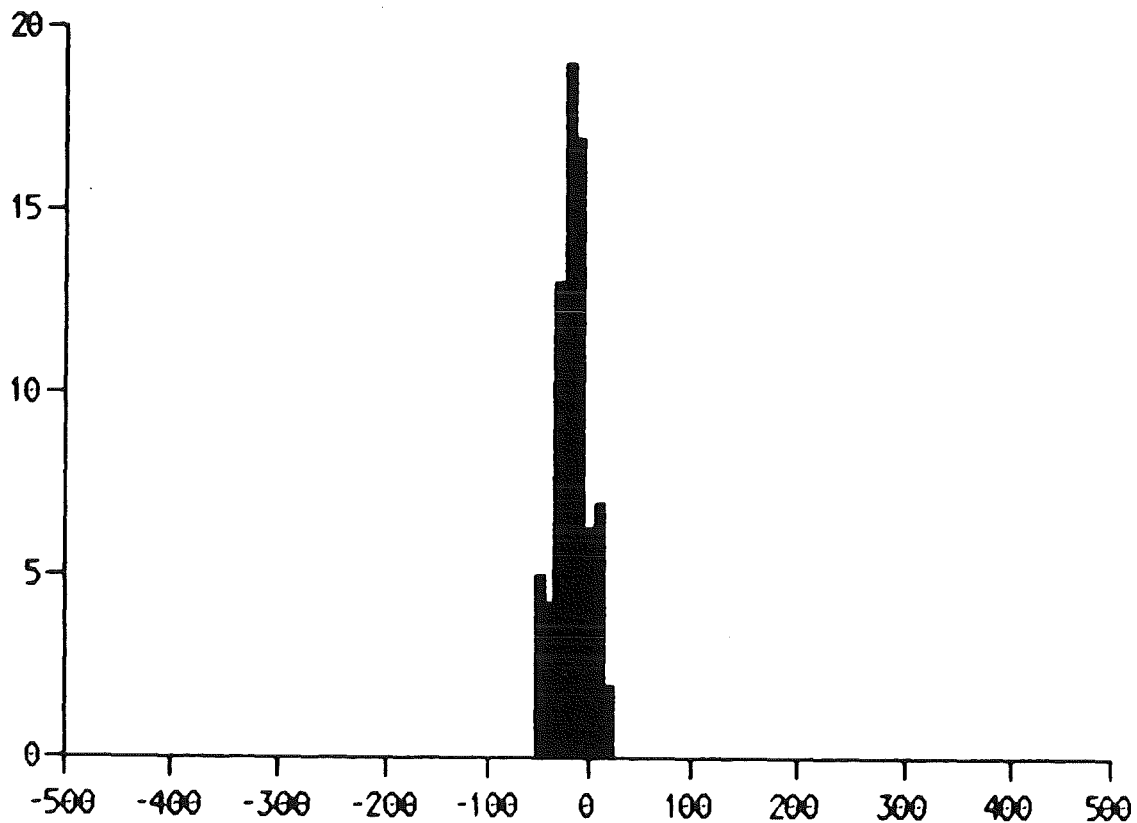


Abb. 27. z-Spektrum nach Untergrundsubtraktion: Häufigkeitsverteilung der Ereignisse über der z-Koordinate nach Abzug der Leertargetmessung ($24.5^\circ < \theta < 25.5^\circ$; π^+)

Werten hin verschoben, d.h. die Targetregion wurde künstlich um 6 cm erweitert. Bei richtig gewählten Grenzen nach a) und perfektem Untergrundabzug sollte sich der Wert des Integrals hierdurch nicht verändern.

c)

Der Fehler eines nicht perfekten Untergrundabzugs läßt sich abschätzen, indem man die Normierung der Leertargetmessung ändert. Die Größe der Änderung wird aus dem integralen Untergrund bei z-Koordinaten, die sicher außerhalb der Targetregion

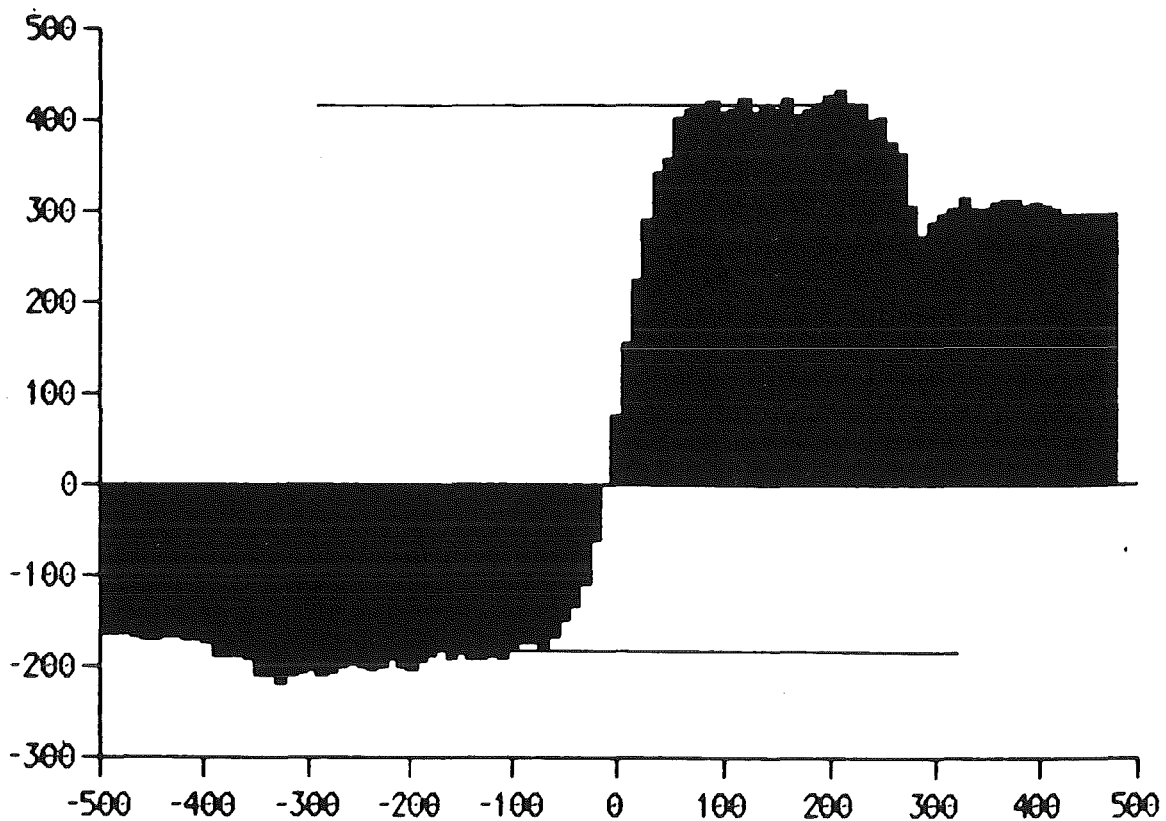


Abb. 28. Integral des z-Spektrums: Aufgetragen ist das Integral der Häufigkeitsverteilungen in Abhängigkeit von der z-Koordinate.

liegen, bestimmt. Die Idee hierbei ist, daß dieser Untergrund nicht durch ein gefülltes Target beeinflusst wird und eine richtige Normierung der Leertargetmessung diesen zum Verschwinden bringen müßte. Die Normierung der Leertargetmessung wird also so geändert, daß der integrale Untergrund außerhalb der Targetregion verschwindet. Anschließend wird die Anzahl der Ereignisse in der Targetregion mit dieser Normierung bestimmt.

Jeder der drei gewonnenen Werte (nach den drei Methoden) für die Anzahl der Streueignisse aus dem Flüssigwasserstofftarget wird als gleichberechtigt angesehen. Deshalb wird aus allen drei Werten

der Mittelwert gebildet und zur Abschätzung eines systematischen Fehlers dieses Mittelwerts folgende Formel benutzt:

$$s = \sqrt{\frac{n \sum(x^2) - (\sum x)^2}{n(n-1)}}$$

5.3 Bestimmung des effektiven Raumwinkels und der Anzahl der Targetkerne

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes fehlt noch die Berechnung des effektiven Raumwinkels und die Anzahl der Targetkerne pro cm^2 .

Der effektive Raumwinkel wurde mit Hilfe eines Monte Carlo Programms berechnet. Dieses Monte Carlo Programm berücksichtigt die geometrische Ausdehnung des Wasserstofftargets und eine eventuelle Dejustierung des den Raumwinkel definierenden Zählers S5 um 2 mm. Um die Belegung des Targets mit Pionen möglichst realistisch zu gestalten, wurde diese Verteilung vom Computerband eingelesen. Das Monte Carlo Programm benutzt also als Ausgangspunkt die wirkliche gemessene Verteilung der Teilchen auf dem Target. Anschließend streut man diese Teilchen an allen möglichen z-Koordinaten, die dem Flüssigwasserstofftarget entsprechen und bestimmt die Zahl derjenigen Teilchen, die den Zähler S5 passieren in Relation zu allen gestreuten Teilchen. Hieraus erhält man den effektiven Raumwinkel.

Die Anzahl der Targetkerne pro cm^2 läßt sich aus folgender Formel gewinnen:

$$N_T = L \cdot \rho / A \quad ^9$$

Als Anzahl der Protonen ergibt sich somit z.B. für unser 4 cm LH₂-Target:

$$N_T = 1.686 \cdot 10^{23} \text{ Protonen/cm}^2$$

5.4 Korrekturen des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der im vorausgegangenen Kapitel berechnete Wirkungsquerschnitt bedarf noch einiger Korrekturen.

Die zur Identifizierung von Pionen benutzten Zerfallstests identifizieren nicht jedes Pion. Desgleichen gehen Pionen durch die gewählten Schnitte in der Reichweitenverteilung verloren.

Am differentiellen Wirkungsquerschnitt sind deshalb hierfür zwei Korrekturfaktoren anzubringen: $K_{\text{Teilchentest}}$ und $K_{R-\pi\text{-Verlust}}$. Diese Korrekturfaktoren werden unter 0° bestimmt (s. "Das Reichweitenteleskop" auf Seite 31 und "Identifizierung von Pionen und Myonen gleicher Reichweite" auf Seite 41). Tabelle 2 zeigt diese aus allen 0° Messungen gemittelten Korrekturfaktoren für Target und Leertarget (jeweils für die verschiedenen Dicken 4 cm und 8 cm).

Die Abhängigkeit der Korrekturfaktoren von Ort und Winkel im Reichweitenteleskop wurde untersucht. Es ergibt sich für den

⁹ L = Loschmidtzahl = $6.023 \cdot 10^{23}$ Moleküle/Mol
ρ = Dichte des Flüssigwasserstoffs = 0.0349 gMol/cm³
A = Atomgewicht = 2

Randwinkel des akzeptierten Raumwinkelbereichs (= nomineller Streuwinkel $\pm 3^\circ$) eine Korrektur von + 5%.

Sowohl vor dem Target, als auch nach dem Streuprozeß verringert sich die Anzahl der Pionen durch Zerfälle. Dies wirkt sich auf die Größe des Faktors W_5 aus. Die Korrektur dieses Faktors wurde mit Hilfe des Monte Carlo Programms TURTLE [21] bestimmt. Es zeigt sich, daß der Faktor W_5 um 14.74% nach oben korrigiert werden muß. Diese Zahl setzt sich zusammen aus 6.09% Zerfällen von Pionen vor dem Target, die aber durch Flugzeitmessung nicht als Myonen identifiziert werden und 14.14% Zerfällen zwischen Target und S5. Von der Summe dieser beiden Zahlen müssen 5.49% subtrahiert werden, da sie S5 und das Reichweitenteleskop passieren. Diese 5.49% Myonen haben eine andere Reichweite als Pionen und sind somit im Faktor $K_{R-\pi}$ -Verlust automatisch berücksichtigt.

Die begrenzte Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern (± 1 mm) und die Kleinwinkelvielfachstreuung an Material zwischen den einzelnen Kammerausleseebenen führt zu einer Verschmierung der differentiellen Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Winkel. Zur Berechnung der tatsächlichen Wirkungsquerschnitte müßte deshalb die Verteilung der gemessenen Wirkungsquerschnitte entfaltet werden. In der vorliegenden Arbeit wurde ein indirekter Weg gewählt, der zum selben wie eine direkte Entfaltung führt.

Die gemessenen Winkelverteilungen unterscheiden sich in ihrer Gestalt nur wenig von denen, die mit Hilfe der Karlsruhe-Helsinki Streuphasen berechnet werden (vergl. Abb. 30 und Abb. 31) [22].

Die berechneten Streuquerschnitte werden jetzt mittels eines Monte Carlo Programms mit der experimentellen Verteilungsfunktion über die Winkel verschmiert. Das Monte Carlo Programm berücksichtigt hierbei sowohl die Ortsauflösung der Vieldrahtproportionalkammern als auch die Position und das Material, an der die Kleinwinkelvielfachstreuung erfolgt. Die benutzte Vielfachstreuformel ist im Anhang dieser Arbeit angegeben. Die Ausführung eines solchen Monte Carlo Programms für die Kleinwinkelvielfachstreuung ist in der Arbeit von GÖRING [23] ausführlich beschrieben. Man erhält jetzt die gefaltete Verteilung der theoretischen Wirkungsquerschnitte.

	$K_{\text{Teilchentest}}$	$K_{\text{R-}\pi\text{-Verlust}}$
π^-	0.839 (8cm Target)	0.663 (8cm Target)
	0.860 (8cm Leertarget)	0.627 (8cm Leertarget)
	0.821 (4cm Target)	0.689 (4cm Target)
	0.809 (4cm Leertarget)	0.685 (4cm Leertarget)
π^+	0.790 (8cm Target)	0.841 (8cm Target)
	0.775 (8cm Leertarget)	0.821 (8cm Leertarget)
	0.800 (4cm Target)	0.832 (4cm Target)
	0.819 (4cm Leertarget)	0.842 (4cm Leertarget)

Abb. 29. Tabelle 2

Die Idee des Monte Carlo Programms zur Faltung der theoretischen Wirkungsquerschnitte sei im folgenden kurz beschrieben. Die Umkehrfunktion der Winkelverteilung ist nicht bekannt. Deshalb wird der Funktionsverlauf ausgewürfelt. Zuerst wird ein x-Wert (entspricht einem Winkel auf 0.1° genau) gewürfelt. Anschließend würfelt man einen zu diesem x-Wert gehörenden y-Wert. Die maximal erlaubten y-Werte zu den jeweiligen x-Werten sind vorgegeben worden und spiegeln den Verlauf der theoretischen Winkelverteilungen wider. Der gewürfelte y-Wert wird verworfen, falls er größer als der erlaubte y-Wert ist, bzw. akzeptiert, wenn er kleiner ist. Durch entsprechend häufiges Würfeln erhält man so die Kurvenform der Streuphasenverteilung simuliert.

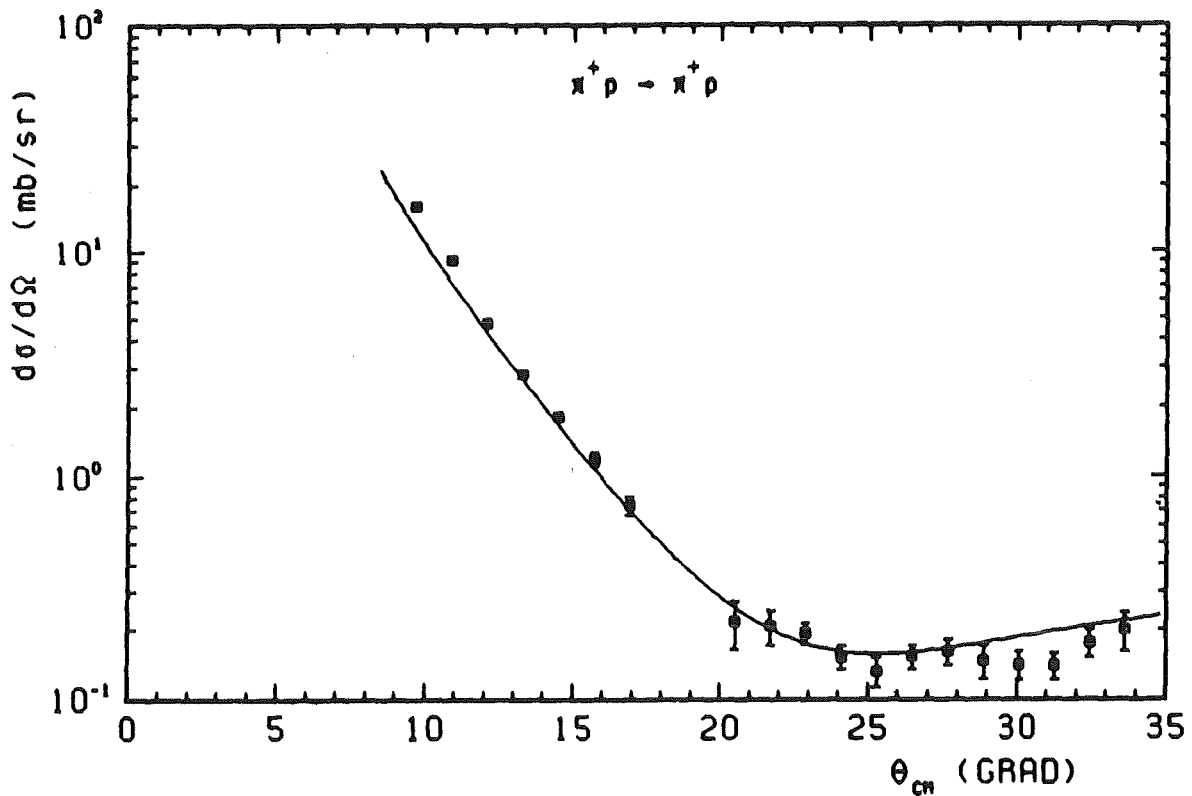


Abb. 30. π^+p -Wirkungsquerschnitt: Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage der Wirkungsquerschnitte aus den Streuphasen dar

Sobald ein gültiger Wert ausgewürfelt wurde (es gehört hierzu ein x-Wert - entsprechend einem Streuwinkel- und ein y-Wert - entsprechend dem Wirkungsquerschnitt zu diesem Winkel), beginnt die eigentliche Monte Carlo Simulation der Kleinwinkelvielfachstreuung. Ein Teilchen wird mit den Ausgangskordinaten x,y und z entlang einem Vektor mit den Koordinaten x,y und z bewegt. Die Ausgangskordinaten x und y werden hierbei gleichverteilt mit einem Spielraum von ± 1 Einheit (1 Einheit = 1 mm) ausgewürfelt. Dies entspricht der Ungenauigkeit in der Kenntnis der Ortskordinate wie sie mit der Proportionalkammer MWPC 1 gemessen wird.

Das Teilchen wird vom Startpunkt aus sovieler mm in z-Richtung verschoben, bis ein Streuelement auftritt. An diesem Streuelement

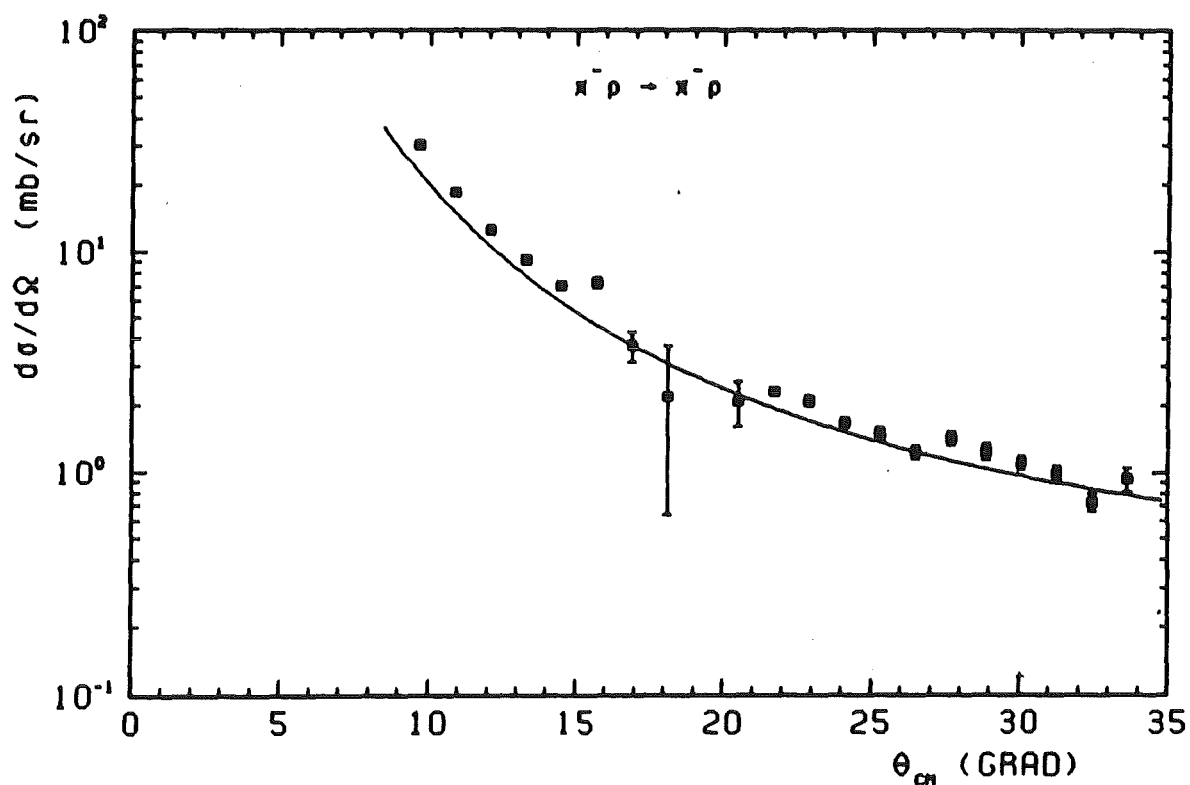


Abb. 31. π^-p -Wirkungsquerschnitt: Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage der Wirkungsquerschnitte aus den Streuphasen dar

wird der Vektor in seinen x- und y-Komponenten durch Monte Carlo so verändert, wie es bei der Kleinwinkelvielfachstreuung der Fall wäre. Als Streuelemente sind die im Experiment vorhandenen Proportionalkammern und Zähler, das Target mit seinen diversen Folien und auch die vorhandene Luft berücksichtigt. Sobald ein Teilchen zu der z-Koordinate kommt, an der im Experiment eine Proportionalkammer steht, wird zusätzlich zur Vielfachstreuung noch eine Einteilung in Intervalle von 2 mm für die x- und y-Werte vorgenommen. Dies entspricht der Ortsauflösung der Proportionalkammern.

Nachdem alle Streuelemente passiert sind, wird der resultierende Winkel zum Ausgangsstrahl mit Hilfe der Anfangs- und Endkoordinaten berechnet. Dieser Winkel wird zu dem ursprünglich ausgewür-

feltem Winkel (x-Wert der Winkelverteilung) addiert und das Ereignis mit diesem neuen Winkel (x-Wert) abgespeichert.

Der ganze Prozeß wird für mehrere hunderttausend Teilchen wiederholt.

Abschließend wird das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse der theoretischen Kurve und der gefalteten theoretischen Kurve für alle Winkelintervalle von 1° gebildet. Das Verhältnis der Anzahl der Ereignisse, die in dasselbe Winkelintervall fallen, ergibt einen Korrekturfaktor für dieses Winkelintervall.

Dieselben Korrekturfaktoren werden jetzt versuchsweise zur Entfaltung der gemessenen Wirkungsquerschnittskurve benutzt. Um die Güte der Korrekturfaktoren zu prüfen, wird die entfaltete experimentelle Winkelverteilung wieder dem oben erwähnten Monte Carlo Programm unterworfen und Ergebnis mit der gemessenen Kurve verglichen. Etwaige Abweichungen führen zu einer Veränderung der Korrekturfaktoren. Der Prozeß wird solange fortgesetzt, bis sich eine Kurve ergibt, deren Faltung die gemessene Wirkungsquerschnittsverteilung widerspiegelt. Im Laufe der Auswertung stellte sich jedoch heraus, daß bloß eine Iteration notwendig war.

Um eine bessere Kontrolle der systematischen Fehler zu haben, wurde mit zwei verschiedene Targetdicken gemessen. Zusätzlich war gewährleistet, daß jeweils zwei benachbarte mittlere Streuwinklereinstellungen einen im Raumwinkel überlappenden Winkelbereich überstreichen. Auf diese Weise wurden die Wirkungsquerschnitte bei den Winkeln 10° , 11° , 12° , 13° , 18° , 19° , 20° , 22° und 23° zweimal gemessen. Ein Punkt der Winkelverteilung setzt sich demzufolge aus dem Mittelwert von bis zu vier Messungen zusammen. Dies zeigen die Abb. 32 und Abb. 33.

Die Formel für die Berechnung des Mittelwertes aus den mit 'systematischen' Fehlern - aufgrund ungenauer z-Rekonstruktion - und statistischen Fehlern gewichteten Einzelmessungen hat folgendes Aussehen:

$$M = \frac{\sum \frac{y_i}{\Delta y_i^2}}{\sum \frac{1}{\Delta y_i^2}}$$

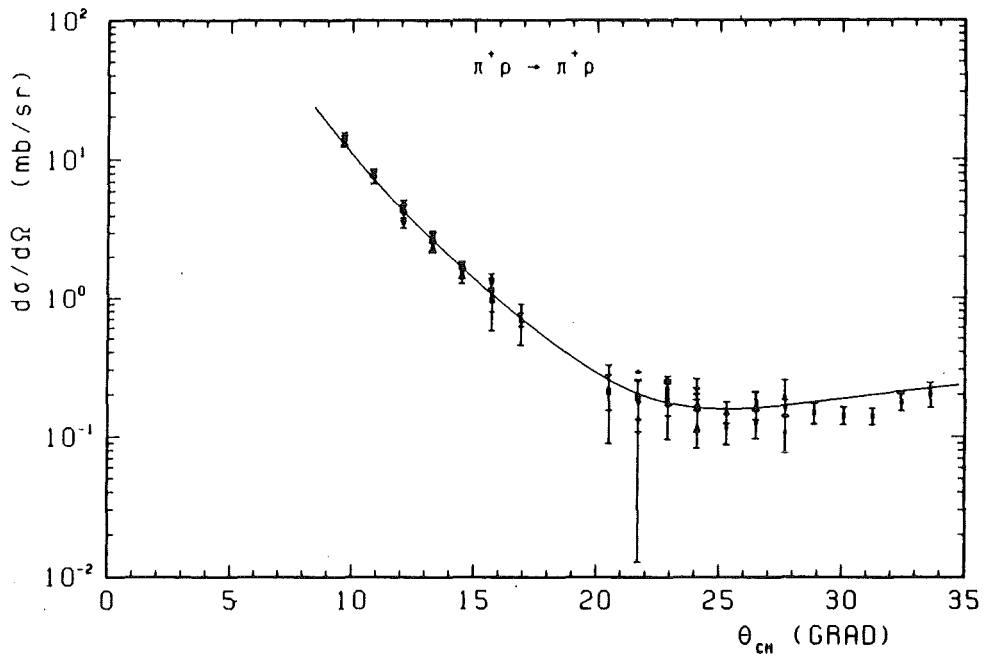


Abb. 32. $\pi^+ p$ -Wirkungsquerschnitt: Die einzelnen eingetragenen Punkte entsprechen überlappenden Winkelbereichen bzw. Messpunkten unterschiedlicher Targetdicke. Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage der Wirkungsquerschnitte aus den Streuphasen dar.

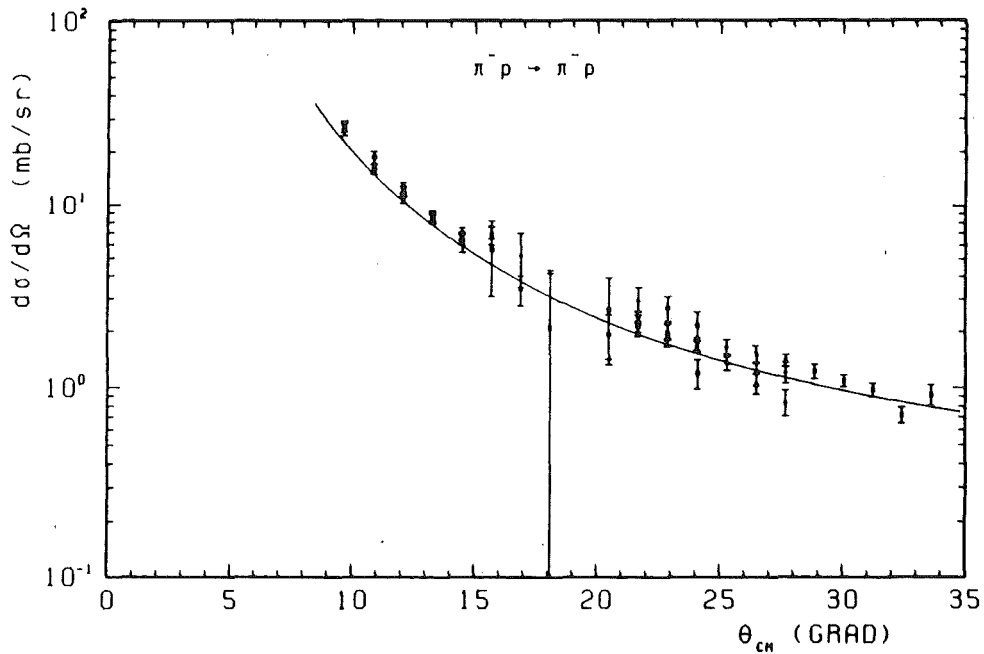


Abb. 33. $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitt: Die einzelnen eingetragenen Punkte entsprechen überlappenden Winkelbereichen bzw. Messpunkten unterschiedlicher Targetdicke. Die durchgezogene Kurve stellt die Vorhersage der Wirkungsquerschnitte aus den Streuphasen dar.

Der Fehler des Mittelwertes beträgt

$$S_M = \sqrt{\frac{1}{\sum \frac{1}{\Delta y_i^2}}}$$

und ist in allen weiteren Bildern als Fehler eingezeichnet.

Die gefundenen Wirkungsquerschnitte können bezüglich ihrer Absolutnormierung überprüft werden. Dies ist möglich, da der Winkelbereich in dem die Messung ausgeführt wurde im Gebiet der Coulomb-Nuklear-Interferenz liegt und bei den kleinsten gemessenen Winkeln der reine Coulombanteil die Streuung dominiert. Ein Vergleich der gemessenen Daten mit den berechneten Daten der reinen Coulombstreuung, stellt die gewünschte Überprüfung der Absolutnormierung dar.

Hierzu wurden die gemessenen Wirkungsquerschnitte durch die der reinen Coulombstreuung dividiert. Bei zunehmender Dominanz der Coulombstreuung am πN Wirkungsquerschnitt sollte das so erhaltene Verhältnis gegen den Wert 1 streben. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte für reine Coulombstreuung erfolgte mit einem vorhandenen Programm [22]. Das Ergebnis dieses Tests für $\pi^+ p$ bzw. $\pi^- p$ zeigen die Abb. 34 und Abb. 35.

Als durchgezogene Kurven in den beiden Abbildungen sind die sich ergebende Werte für die Wirkungsquerschnitte aus der Phasenanalyse [22]. (ebenfalls normiert mit Coulombstreuung) zum Vergleich eingetragen. Die Werte der Phasenanalyse erfüllen selbstverständlich die Forderung, daß die normierte Kurve bei 0° gegen 1 strebt.

Abb. 34 zeigt, daß die Normierung unserer $\pi^+ p$ -Daten mit der Coulombstreuung übereinstimmt. Hingegen sind die Werte der $\pi^- p$ -Daten etwa 10% größer als sie mit der Coulombnormierung sein dürften (Abb. 35). Dies könnte ein Indiz dafür sein, daß die Absolutnormierung der $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitte nur auf 10% bekannt ist. Die weiteren Ergebnisse werden deshalb sowohl in ihrer ursprünglichen Form (Abb. 36) als auch nach einer Umnormierung auf Coulomb be-

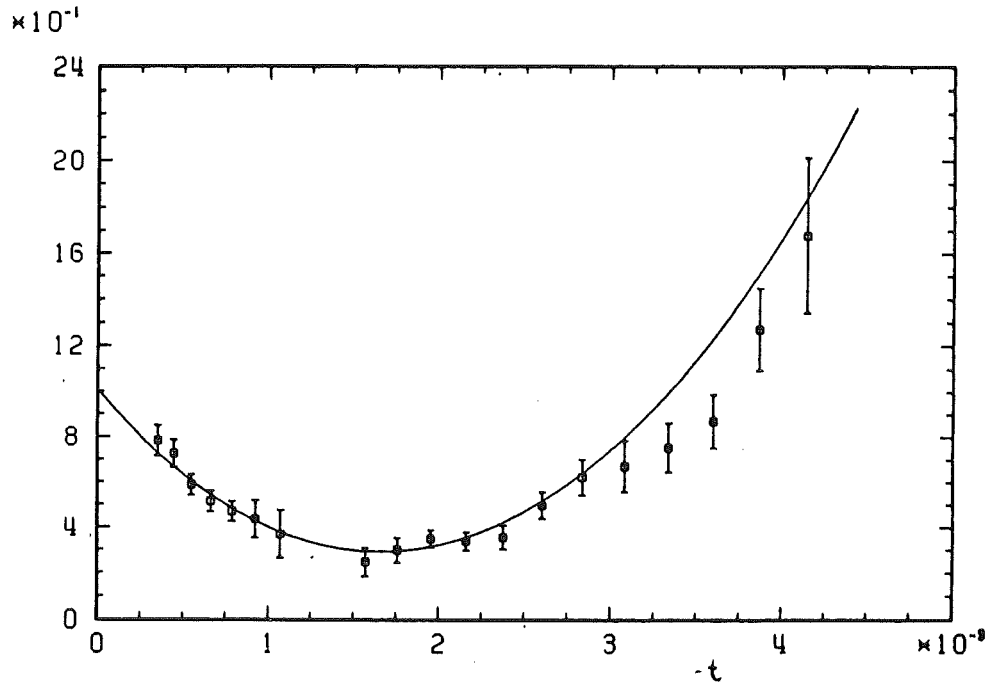


Abb. 34. $\pi^+ p$ -Querschnitte dividiert durch
Coulombstreuungsquerschnitte

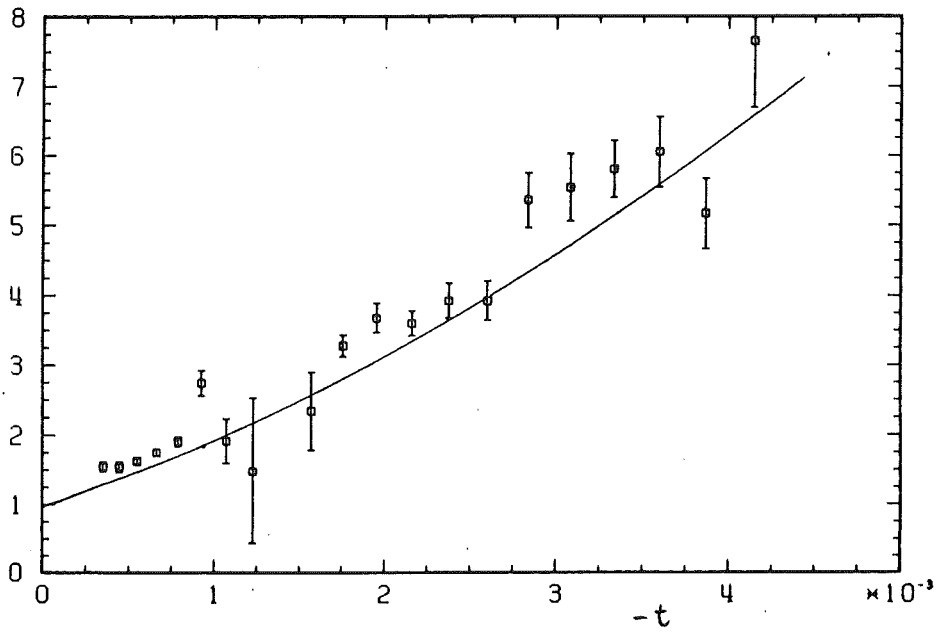


Abb. 35. $\pi^- p$ -Querschnitte dividiert durch
Coulombstreuungsquerschnitte

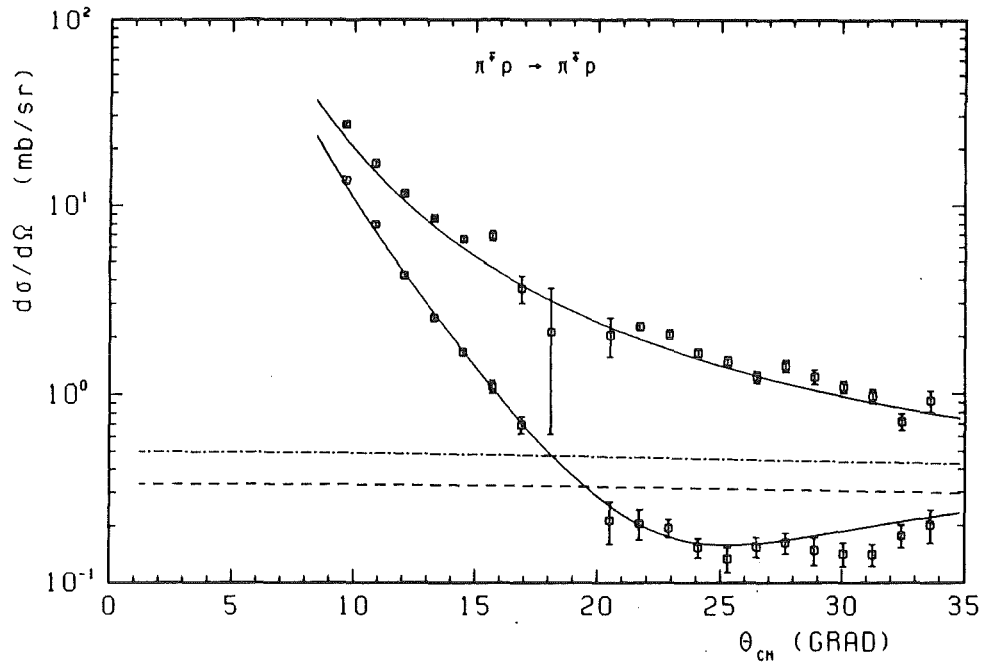


Abb. 36. π^-p - und π^+p -Wirkungsquerschnitte

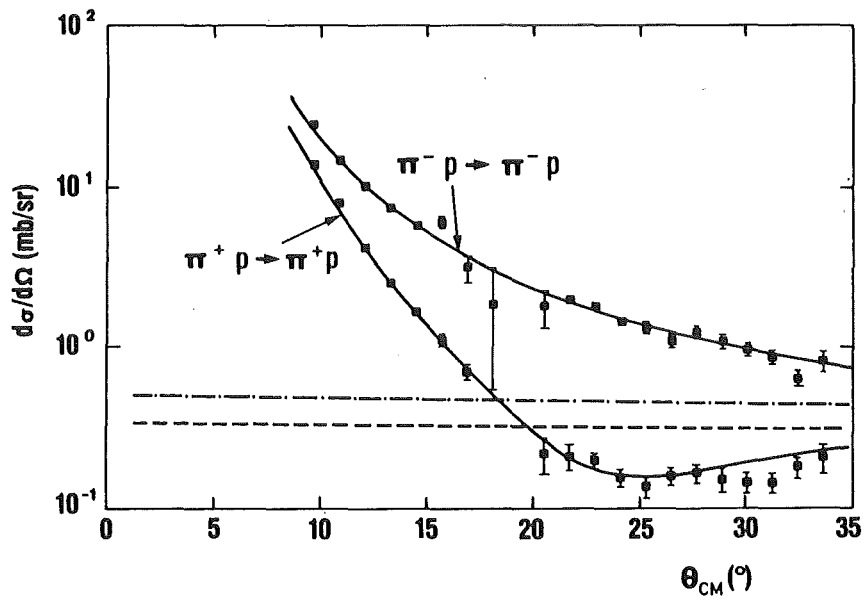


Abb. 37. π^-p - und π^+p -Wirkungsquerschnitte: Die π^-p -Wirkungsquerschnitte sind auf Coulombquerschnitte normiert

trachtet werden. Das Ergebnis der Umnormierung der π^-p -Wirkungsquerschnitte zeigt Abb. 37.

5.5 Fehlerbetrachtung

Neben den statistischen Fehlern der Messung und systematischen Fehlern, die sich durch ungenaue geometrische Kriterien ("Ordnen der Daten nach geometrischen Gesichtspunkten" auf Seite 65) müssen noch folgende systematische Fehler betrachtet werden:

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Plastiksintillationszähler wurde für geladene Teilchen zu 100% gemessen. Der Fehler in dieser Messung liegt unterhalb 1%.
- Die Bestimmung der genauen Targetdicke wurde bereits im "Die Flüssigwasserstoffzelle" auf Seite 53 behandelt. Die effektive Targetdicke wird durch die feine Bläschenbildung im flüssigen Wasserstoff etwas reduziert. Auf der anderen Seite beult der hydrostatische Druck des flüssigen Wasserstoffs die Zelle geringfügig aus, so daß sich letztendlich ein Gesamtfehler für die Targetdicke $< 1\%$ ergibt.
- Um den Fehler der Korrekturfaktoren $K_{\text{Teilchentest}}$ und $K_{R-\pi\text{-Verlust}}$ möglichst klein zu halten, wurde während der Messung folgendes Vorgehen gewählt:
 - Es wurden unter 0° die Faktoren $K_{\text{Teilchentest}}$ und $K_{R-\pi\text{-Verlust}}$ bestimmt
 - Dann wurde die Meßapparatur auf einen mittleren Meßwinkel (10° , 13° , 17° , 20° oder 25°) eingestellt. Bei dieser Einstellung wurden mit beiden Polaritäten am Target und dazugehöriges Leertarget gestreut

- Hierauf erfolgt unter 0° eine erneute Bestimmung der Korrekturfaktoren.
- Einstellen eines anderen Meßwinkels + Messung
- usw.

Dieses Alternieren zwischen Meßwinkel und Eichen der Meßapparatur im 'reinen' Pionenstrahl unter 0° wurde solange fortgesetzt, bis alle gewünschten Messungen durchgeführt waren. Die Faktoren $K_{\text{Teilchentest}}$ und $K_{\text{R-}\pi\text{-Verlust}}$ sind also mehrfach bestimmt worden. Es läßt sich für beide ein Mittelwert und dessen Fehler bestimmen. Der Fehler des Mittelwerts überträgt sich direkt auf den Wirkungsquerschnitt. Er beträgt für

$K_{\text{Teilchentest}}$:

- $\pm 3.69\%$ (4 cm Target π^+)
- $\pm 2.78\%$ (4 cm Leertarget π^+)
- $\pm 1.98\%$ (4 cm Target π^-)
- $\pm 1.12\%$ (4 cm Leertarget π^-)
- $\pm 3.08\%$ (8 cm Target π^+)
- $\pm 2.25\%$ (8 cm Leertarget π^+)
- $\pm 0.86\%$ (8 cm Target π^-)
- $\pm 1.93\%$ (8 cm Leertarget π^-)

$K_{\text{R-}\pi\text{-Verlust}}$:

- $\pm 0.90\%$ (4 cm Target π^+)
- $\pm 0.67\%$ (4 cm Leertarget π^+)
- $\pm 0.88\%$ (4 cm Target π^-)

- $\pm 0.52\%$ (4 cm Leertarget π^-)
- $\pm 4.41\%$ (8 cm Target π^+)
- $\pm 0.29\%$ (8 cm Leertarget π^+)
- $\pm 2.67\%$ (8 cm Target π^-)
- $\pm 0.69\%$ (8 cm Leertarget π^-)

Der Fehler der Wirkungsquerschnitte durch die Korrekturfaktoren beträgt $\pm 2\%$ (π^+) bzw. $\pm 1\%$ (π^-).

- Die Einstellung des nominellen Meßwinkels durch Drehung der Proportionalkammern und des raumwinkeldefinierenden Zählers ist auf $\pm 0.1^\circ$ genau. Der Fehler, der für die Wirkungsquerschnittsmessungen folgt, ist von der Steilheit der Kurve über dem Winkel abhängig. Tabelle 3 zeigt eine Abschätzung der Fehler für π^+ und π^- getrennt.

Zur Kontrolle des Fehlers durch die jeweiligen Zerfallstests wurde eine Auswertung ohne diese durchgeführt. Das Setzen von Schnitten in der z-Verteilung ist hier durch einen erhöhten vorhandenen Untergrund erschwert. Wenn man die Schnitte jedoch an gleicher Stelle wie bei angewandtem Zerfallstest setzt, sind die resultierenden Wirkungsquerschnitte innerhalb 1% mit und ohne Zerfallstest identisch, d.h. ein Fehler durch die Anwendung von Zerfallstest ist nicht größer als der oben angegebene.

- Der Fehler, der durch die Korrektur auf die Zerfälle von Pionen und die Kleinwinkelvielfachstreuung gemacht wurde, wird auf $\pm 10\%$ der Größe der Effekte geschätzt und beträgt somit $\pm 2\%$.
- Die Bestimmung der genauen Energie in der Targetmitte geschah mit Hilfe eines Monte Carlo Programms, welches von K. Göring zur Verfügung gestellt wurde [23]. Es berücksichtigt den Energieverlust in den einzelnen Komponenten der Meßapparatur als auch in der dazwischenliegenden Luft. Tabelle 4 im Anhang gibt Auskunft hierüber.

$\theta [^\circ]$	Fehler π^+ [%]	Fehler π^- [%] ¹
8	5.64	4.26
9	5.22	3.69
10	4.94	3.16
11	4.62	2.86
12	4.48	2.47
13	4.20	2.17
14	3.96	1.99
15	3.62	1.79
16	3.12	1.61
17	2.47	1.46
18	1.76	1.32
19	1.04	1.20
20	0.31	1.10
21	0.06	1.01
22	-0.37	0.92
23	-0.53	0.85
24	-0.61	0.79
25	-0.61	0.73
26	-0.59	0.69
27	-0.58	0.63
28	-0.48	0.59

Abb. 38. Tabelle 3: Ein (-)-Zeichen bedeutet, daß die Fehler von π^- und π^+ entgegengesetzt sind.

Eine Überprüfung des nominell eingestellten Primärimpulses des π M3-Kanals geschah mittels Flugzeitmessung. Die Zeit zwischen dem Signal eines Szintillationszählers bei einem Pionendurchgang und der Hochfrequenz des SIN Zyklotrons wird hierbei gemessen. Das Hochfrequenzsignal wiederholt sich alle 19.75 ns (= 50.63281 MHz). Der Zähler wird im Meßareal nun

um eine solche Strecke verschoben, daß das Szintillatorsignal bezüglich des nächsten Hochfrequenzsignals dieselbe zeitliche Lage wie vorher hat. Durch Abmessung der Entfernung und Kenntnis der Flugzeit (19.75 ns) ist eine Impulsbestimmung möglich. Die Impulsbestimmung auf diese Art und Weise ist sehr genau, weil es sich bei der Zeitmessung um die Bestimmung des Schwerpunktes einer Verteilung (diese mit sehr guter Statistik) handelt und bei der Entfernungsmessung eine Strecke von ~ 4 m vermessen werden muß (d.h. ein Fehler in der Entfernungsmessung von 4 mm bedingt einen Fehler von 1% für die Energiebestimmung). Der Energieverlust zwischen den beiden Zählerstellungen wurde durch Simulation in einem Monte Carlo Programm [23] berücksichtigt. Der gemessene Impuls des Kanals befindet sich mit 140.069 MeV/c in sehr guter Übereinstimmung mit den eingestellten Kanalwerten von 140 MeV/c. Beim Wechsel der Polarität wurde die Kanalmagnete jeweils bis in den Sättigungsbereich gefahren, um für beide Polaritäten identische Bedingungen zu haben.

Insgesamt gesehen kann die Energieunsicherheit in der Targetmitte deshalb als $< \pm 1\%$ angesehen werden.

- Der Fehler der Normierung der π^-p -Streuquerschnitte auf Coulombstreuung ist durch die Güte der Extrapolation in den Bereich der reinen Coulombstreuung gegeben. Er wird auf $\pm 20\%$ der Korrektur abgeschätzt. Die Größe der Korrektur ist ca. 10% und damit der resultierende Fehler für den Wirkungsquerschnitt $\pm 2\%$.

Alle angegebenen Fehler beziehen sich auf die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei positiver bzw. negativer Polarität. Der Fehler, der sich für den Realteil D^+ an der Stelle $t=0$ ergibt, wird im folgenden Kapitel "Diskussion der Ergebnisse" behandelt.

6.0 Diskussion der Ergebnisse

Die Motivation für dieses Experiment stellt eine Diskrepanz für den Wert der Amplitude $\Sigma_{\pi N}$ am Cheng-Dashen Punkt zwischen Vorhersagen der chiralen Störungstheorie in der QCD und denen der Dispersionsanalyse dar. Im nun folgenden Kapitel sollen das Ergebnis, welches hierfür signifikant ist - nämlich der $\text{Re} D^+(t=0)$ - bestimmt, in seinen Fehlern diskutiert und mit anderen Messungen der niederenergetischen πN -Streuung, soweit dies möglich ist, verglichen werden. Im letzten Teil wird kurz auf eine neuere Rechnung im Rahmen der QCD eingegangen.

6.1 Bestimmung des $\text{Re} D^+(t=0)$

Wie bereits in den ersten Kapiteln dieser Arbeit diskutiert, läßt sich der $\text{Re} D^+(t=0)$ sowohl durch die Bildung der Differenz der Wirkungsquerschnitte als auch durch die Bildung eines Quotienten aus der Differenz und der Summe der Wirkungsquerschnitte bestimmen. In beiden Fällen muß zu $t=0$ extrapoliert werden.

Es ist bereits gezeigt worden (s. "Streutheorie und Dispersionsanalyse" auf Seite 3), daß die Differenz der Wirkungsquerschnitte multipliziert mit t ($\Delta(t)$) eine (in unserem Winkelbereich) lineare Abhängigkeit von t zeigt. Die Extrapolation zu $t=0$ kann mittels einer Ausgleichsgeraden erfolgen (s. Abb. 39 und Abb. 40). Die Daten für $\Delta(t)$ (y -Werte) werden hierbei nach ihren Fehlern gewichtet.¹⁰

¹⁰ Die entsprechenden Bilder für die beiden Targetdicken getrennt sind im Anhang beigefügt.

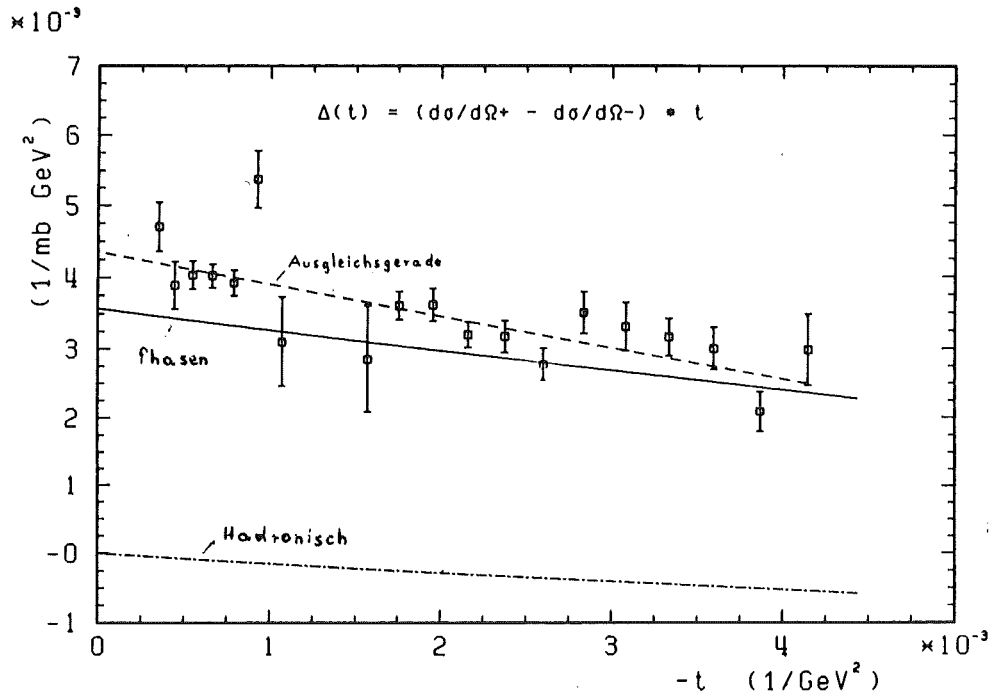


Abb. 39. Differenz der Wirkungsquerschnitte * t

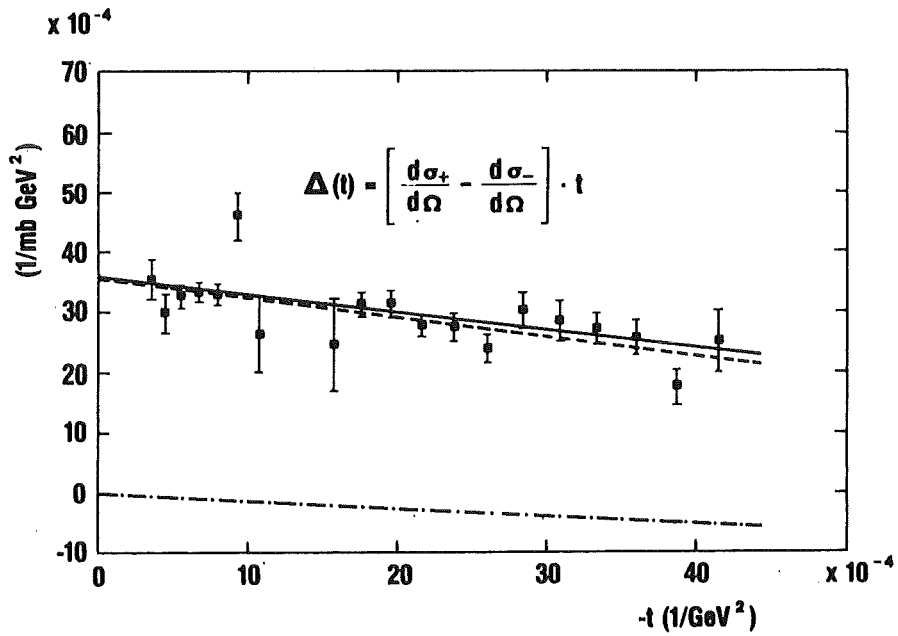


Abb. 40. Differenz der Wirkungsquerschnitte * t: Die π^- Wirkungsquerschnitte sind auf Coulomb unnormiert worden

Für die Berechnung der Geraden $y = ax + b$ und der Fehler von a und b gelten folgende Formeln:

$$a = \frac{\sum x_i y_i g_i \sum g_i - \sum y_i g_i \sum x_i g_i}{\alpha}$$

$$\Delta a = \sqrt{\frac{\sum g_i}{\alpha}}$$

$$b = \frac{\sum y_i g_i \sum x_i^2 g_i - \sum x_i y_i g_i \sum x_i g_i}{\alpha} \quad g_i = \frac{1}{\Delta y_i^2}$$

$$\Delta b = \sqrt{\frac{\sum x_i^2 g_i}{\alpha}}$$

$$\alpha = \sum g_i \sum x_i^2 g_i - (\sum x_i g_i)^2$$

b entspricht $\Delta(0)$ in der Formel von S.12. Es ergibt sich ein Wert für $\Delta(0) = 3.59 \text{ mbGeV}^2$ mit einem Fehler von 0.12 mbGeV^2 . Zu diesem Fehlerwert addiert sich jetzt noch der Absolutnormierungsfehler von $\pm 4\%$.

Der $\text{Re } D^+(t=0)$ hat demzufolge den Wert:

$$\text{Re } D^+(t=0) = 17.83 \pm 0.50 \text{ GeV}^{-1}$$

Absolutnormierungsfehler $\pm 4\%$

oder nach einer Umnormierung der $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitte auf Coulomb

$$\text{Re } D^+(t=0) = 14.69 \pm 0.49 \text{ GeV}^{-1}$$

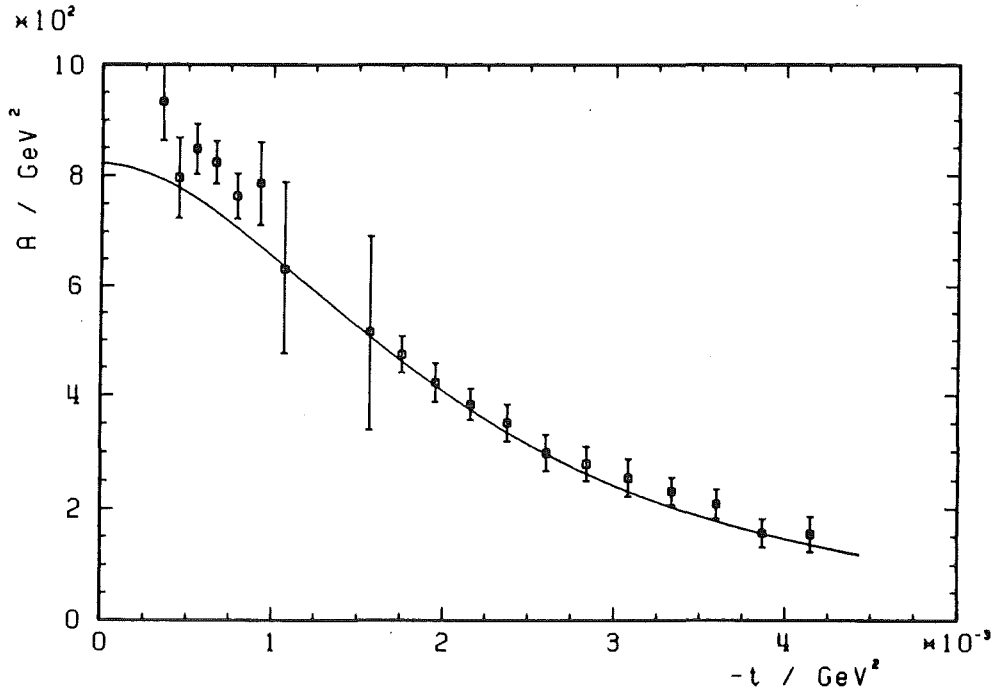


Abb. 41. Differenz über Summe der Wirkungsquerschnitte * $-1/t$

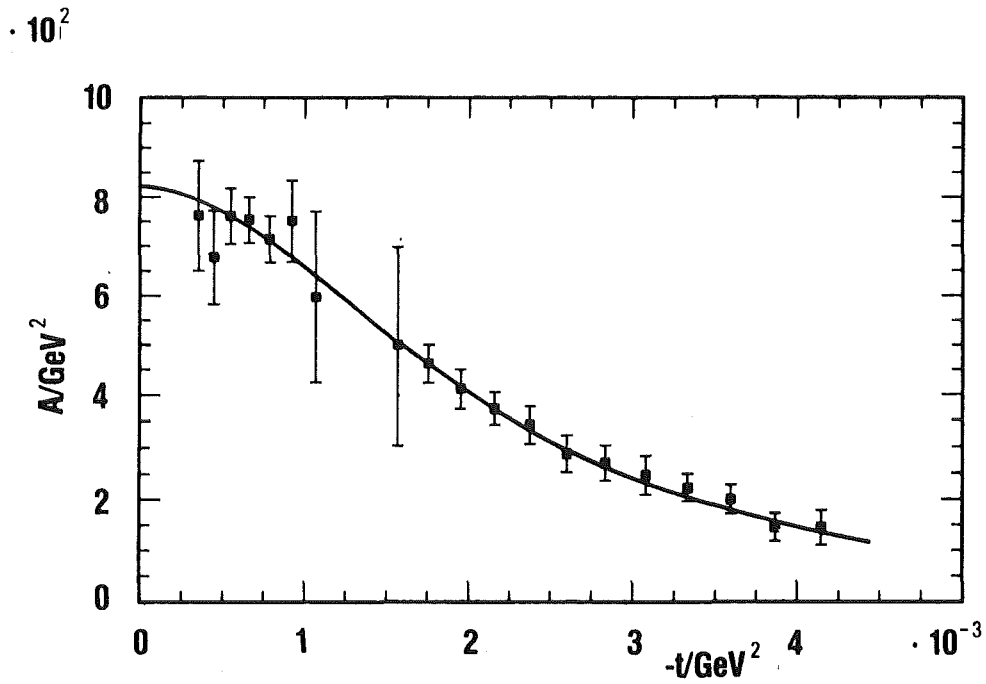


Abb. 42. Differenz über Summe der Wirkungsquerschnitte * $-1/t$: Die π^- Wirkungsquerschnitte sind auf Coulomb unnormiert worden

Die Bestimmung des $\text{Re } D^+(t=0)$ aus der Quotientenbildung

$$A(t) = \frac{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega}}{\frac{d\sigma_+}{d\Omega} + \frac{d\sigma_-}{d\Omega}} \cdot \frac{1}{t}$$

und der anschließenden Extrapolation zu $t=0$ enthält folgende systematische Fehler der Einzelquerschnitte nicht mehr:

- Fehler durch die Monte Carlo Programme für Zerfälle von Pionen und Bestimmung des effektiven Raumwinkels
- Fehler der Targetdicke

Die Extrapolation der Daten zum Wert $t = 0$ zur Bestimmung von $A(0)$ ist allerdings nicht so einfach wie für $\Delta(t)$ (s. o.). Die Kurvenform ist nichtlinear. Ausgehend von der Tatsache, daß die Daten die Kurvenform der Phasenanalyse sehr gut repräsentieren (s. Abb. 42) wurde folgendes Verfahren gewählt. Es wurde die Kurve der Phasenanalyse durch jeden Datenpunkt und die oberen bzw. unteren Grenzen des Fehlerbalkens dieses Datenpunktes gelegt und der Wert für $A(0)$ bestimmt. Um die Datenpunkte nahe $t = 0$ stärker zu berücksichtigen, wurden die $A(0)$ Werte eines Datenpunktes mit $1/t$ gewichtet. Anschließend wurde der Mittelwert und der Fehler des Mittelwertes aller $A(0)$ Punkte bestimmt. Der Wert für $A(0)$ beträgt:

$$A(0) = 887.44 \pm 11.55 \text{ GeV}^2$$

bzw. für die unnormierten $\pi^- p$ -Wirkungsquerschnitte

$$A(0) = 807.22 \pm 11.55 \text{ GeV}^2$$

Absoluter Normierungsfehler $\pm 3\%$

Die beiden Werte für den $\text{Re } D^+(t=0)$, die sich aus den beiden Auswerteverfahren ergeben sind:

$$\text{Re } D^+(t=0) = 17.83 \pm 0.50 \text{ GeV}^{-1}$$

$(14.69 \pm 0.49 \text{ GeV}^{-1}$ bei Umnormierung)
(Normierungsfehler $\pm 4\%$ bei Differenzbildung)

$\text{Re } D^+(t=0) = 15.78 \pm 0.21 \text{ GeV}^{-1}$
 $(14.36 \pm 0.21 \text{ GeV}^{-1}$ bei Umnormierung)
(Normierungsfehler $\pm 3\%$ bei Quotientenbildung)

Der Wert des Realteils aus der Karlsruhe Helsinki Phasenanalyse beträgt:

$$\text{Re } D^+(t=0) = 14.61 \text{ GeV}^{-1}$$

Vergleicht man diesen Wert mit dem durch dieses Experiment gefundenen Wert, so zeigt sich, daß der Wert der Phasenanalyse (zumindestens in seiner Tendenz) bestätigt wird.

6.2 Vergleich mit vorhandenen Daten

Die Karlsruhe Helsinki Phasenanalyse wird dominiert von den Daten, die BUSSEY et al. am CERN SC gemessen haben [24]. Diese Autoren haben die Streuung von $\pi^{\pm}p$ bei 2 Energien (88.5 und 94.5 MeV) für jeweils 3 Winkel ($\theta = 54^{\circ}, 90^{\circ}$ und 136°) gemessen. Da die Fehler dieser Messung mit $\pm 2\%$ sehr klein sind, legen sie hauptsächlich neben Daten bei höheren Energien (diese haben jedoch aufgrund des längeren Extrapolationswegs zu $t=0$ einen größeren Fehler für den Realteil zur Folge) den Wert von $\text{Re } D^+$ der Karlsruhe Helsinki Phasenanalyse an der Stelle $t=0$ fest.

Im Niederenergiebereich gibt es eine weitere Messung am Elektronen Linearbeschleuniger von Saclay. BERTIN et al. haben dort die $\pi^{\pm}p$ -Streuung für Energien zwischen 21 und 96 MeV und für Winkel zwischen 64° und 150° gemessen [25]. Diese Meßdaten gehen ebenfalls in die Phasenanalyse ein.

Von RITCHIE et al. wurden π^+p -Streuquerschnitte für Energien zwischen 65 und 140 MeV und Rückwärtswinkel ($95^\circ - 165^\circ$) gemessen [26]. Sie stimmen im wesentlichen mit den Daten von Bertin et al. und damit natürlich auch mit der Phasenanalyse, die diese Daten enthält, überein.

Die letzte Messung von π^+p und π^-p Wirkungsquerschnitten im Niederenergiebereich kommt von FRANK et al. aus Los Alamos [27]. Diese Messungen erfolgten bei 4 Energien (29.5, 49.5, 69.4 und 89.6 MeV) und bei Winkeln zwischen 50° und 154° . Allerdings haben diese Daten große Normierungsfehler (bis zu 28%). Die π^- -Daten stimmen mit der Karlsruhe Helsinki Phasenanalyse überein. Bei den π^+ -Daten ist die Situation anders. Hier gibt es nur bei 50 MeV eine Übereinstimmung mit der Phasenanalyse, während bei allen anderen Energien signifikante Abweichungen zu beobachten sind [14].

Für die S-Wellen Streulänge gibt es eine Messung von BOVET et al. [28]. Diese Autoren bestimmen die Streulänge aus der 2P - 1S - Übergangsenergie im pionischen Wasserstoff. Sie erhalten als Wert $a_{\pi^-p} = 0.059 \pm 0.006 [\mu^{-1}]$. Der Wert von Bovet für die π^- S-Wellenstreulänge würde den Wert des σ -Terms der QCD-Berechnungen der Berner Gruppe stützen, widerspricht jedoch dem aus der Karlsruhe Helsinki Phasenanalyse bestimmten Wert $a_{\pi^-p} = 0.083 \pm 0.004 [\mu^{-1}]$ [14].

Der Wert der Σ -Amplitude (und damit auch des σ -Terms) der Karlsruhe Theoretiker Gruppe von 64 ± 8 MeV wurde durch die Daten dieses Experiments erhärtet. Die Diskrepanz zu den QCD Rechnungen bleibt bestehen. Allerdings gibt es von der Berner Gruppe neuere Rechnungen unter Benutzung der isospingeraden s- und p-Wellenstreulängen a_{0+}^+ , a_{1-}^+ , a_{1+}^+ aus der Karlsruhe-Helsinki Phasenanalyse als Eingabeparameter [29]. In dieser Veröffentlichung wird gezeigt, daß die Kenntnis der Amplitude D^+ an der Schwelle und die Kenntnis der t-Abhängigkeit von D^+ ausreicht um $\Sigma_{\pi N}$ am Cheng-Dashen Punkt festzulegen. Die t-Abhängigkeit erhält man aus den P-Wellenstreulängen und einem Integral über die gemittelten totalen $\pi^\pm p$ Wirkungsquerschnitte. Mit diesen Eingabewerten, denen auch das vorliegende Experiment zugrunde liegt, erhalten die Autoren $\Sigma_{\pi N} = 58$ MeV [29]. Dieser Wert steht ebenfalls im Gegensatz zu dem QCD-Wert, der aus dem Hadronenspektrum gewonnen wurde.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die gemessenen $\pi^{\pm}p$ Wirkungsquerschnitte mit der Karlsruhe-Helsinki Phasenanalyse übereinstimmen, die wie erwähnt, auf den Daten von BUSSEY und BERTIN beruht. Keine Übereinstimmung ergibt sich bei der Bestimmung der $\pi^{-}p$ S-Wellenstreuungslänge. Diese bis heute ungeklärte Diskrepanz und auch die Diskrepanz der $\pi^{+}p$ -Daten von FRANK mit der Phasenanalyse wurde von KOCH [14] ausführlich diskutiert.

Da unser Experiment die Karlsruhe-Helsinki Phasenanalyse bestätigt, bleibt es bei dem Wert $\Sigma_{\pi N} = 64$ MeV.

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1. Experimenteller Aufbau	22
Abb. 2. Photographie der Meßapparatur	23
Abb. 3. Triggerlogik und Flugzeitkreis	27
Abb. 4. Kammerausleseelektronik und Fast Clear	29
Abb. 5. $\pi \rightarrow \mu$ Zerfallskinematik	32
Abb. 6. Reichweite von 70 MeV Pionen und deren Zerfallsmyonen	33
Abb. 7. Das Reichweitenteleskop	35
Abb. 8. Kinematik der Pion Proton Streuung	36
Abb. 9. Tabelle 1	37
Abb. 10. π^+ -Reichweitenverteilung	39
Abb. 11. π^- -Reichweitenverteilung	39
Abb. 12. Prinzipschaltbild für Zerfallstests	43
Abb. 13. $\mu \rightarrow e$ Zerfallsspektrum	46
Abb. 14. Analogsignal eines Zählers bei Zerfall eines Teilchens	48
Abb. 15. $\pi^+ \rightarrow \mu^+$ - Identifizierung	49
Abb. 16. ADC_{delayed} über ADC_{prompt}	50
Abb. 17. ADC_{delayed} über ADC_{prompt} (schem. Darst.)	51
Abb. 18. Targetzelle Teil 1	54
Abb. 19. Targetzelle Teil 2	55
Abb. 20. Targetzelle mit Kryostaten	56
Abb. 21. Mechanischer Kontrollstand	60
Abb. 22. Ortho-Parawasserstoff-Gleichgewichts	61
Abb. 23. Dichtedifferenz von Wasserstoffzustandsformen	62
Abb. 24. z-Koordinate des Streuzentrums	67
Abb. 25. z-Spektrum mit Teilchenidentifikationstest	68
Abb. 26. z-Spektrum bei gefülltem Target	69
Abb. 27. z-Spektrum nach Untergrundsubtraktion	71
Abb. 28. Integral des z-Spektrums	72
Abb. 29. Tabelle 2	76
Abb. 30. π^+ p-Wirkungsquerschnitt	77
Abb. 31. π^- p-Wirkungsquerschnitt	78
Abb. 32. π^+ p-Wirkungsquerschnitt	80
Abb. 33. π^- p-Wirkungsquerschnitt	80
Abb. 34. π^+ p-Querschnitte	82
Abb. 35. π^- p-Querschnitte	82

Abb. 36. π^-_p - und π^+_p -Wirkungsquerschnitte	83
Abb. 37. π^-_p - und π^+_p -Wirkungsquerschnitte	83
Abb. 38. Tabelle 3	87
Abb. 39. Differenz der Wirkungsquerschnitte * t	90
Abb. 40. Differenz der Wirkungsquerschnitte * t	90
Abb. 41. Differenz über Summe der Wirkungsquerschnitte * -1/t	92
Abb. 42. Differenz über Summe der Wirkungsquerschnitte * -1/t	92

Literaturhinweise

- [1] G. Höhler; Methods and Results of Phenomenological
 Analysis, in:
 Landolt-Börnstein, Vol. 9 b2, ed. K.-H. Hellwege
 (Springer, Berlin 1983) p. 1-601

- [2] Brown, Pardee, Peccei
 Phys. Rev D4 (1971) 2801

- [3] J. Gasser, H. Leutwyler;
 Phys. Reports C87, 77 (1982)

- [4] R. Koch
 Zeitschrift f. Physik C15, 161 (1982)

- [5] G. t'Hooft, M. Veltman
 Nucl. Phys. B50 (1972) 318

- [6] B.W. Lee, J. Zinn-Justin
 Phys. Rev. D5 (1972) 3121, 3137, 3155 Phys. Rev.
 D7 (1973) 1049

- [7] H.D. Politzer
 Phys. Rev. Letters 30 (1973) 1346

- [8] D.J. Gross, F. Wilczek
 Phys. Rev. Letters 30 (1973) 1343

- [9] A. Casher, J. Kogut, L.Susskind
 Phys. Rev. Letters 31 (1973) 792

- [10] E. Noether
 Nachr. Kgl. Geo. Wiss. Göttinger (1918) 235

- [11] R. Dashen
 Phys. Rev. 183 (1969) 1245

- [12] S. Weinberg
 Phys. Rev. 166 (1968) 1568

- [13] B.W. Lee
 Chiral Dynamics (New York 1972)

- [14] R. Koch
 Karlsruhe report TKP 85-5 (1985)

- [15] G. Höhler, F. Kaiser, R. Koch, E. Pietarinen
 Handbook of pion-nucleon scattering Physics Data
 12-1(1975);
 G. Höhler, R. Koch, E. Pietarinen
 Karlsruhe preprint TKP 77-11(1977)

- [16] R. Koch, E. Pietarinen
 Nucl. Phys. A336 (1980) 331

- [17] M. Eckhause, R. T. Siegel, R. E. Welsh, T. A. Filippas
 Nuclear Physics 81 (1966) 575

- [18] Brückmann et al.
 Nucl. Instr. Meth. 116 (1974) 55

- [19] H. Appel, V. Böhmer, G. Büche, W. Kluge, H. Matthäy
 Atomkernenergie 27 (1976) 177

- [20] Holleman, Wiberg
 Lehrbuch der Anorganischen Chemie
 W. de Gruyter Verlag

- [21] K. L. Brown, Ch. Iselin
 DECAY TURTLE (Programmbeschreibung) CERN - Report,
 CERN - 80 - 04 (1980)

- [22] R. Koch
 A FORTRAN Programm for Computing Pion-Nucleon Measurable Quantities from Phase Shifts, Including Electromagnetic Corrections; Karlsruhe Preprint TKP 84-8 (1984)

- [23] K. Göring
 Private Mitteilung und Diplomarbeit 1987

- [24] P.F. Bussey et al.
 Nucl. Phys. B58 (1976) 363

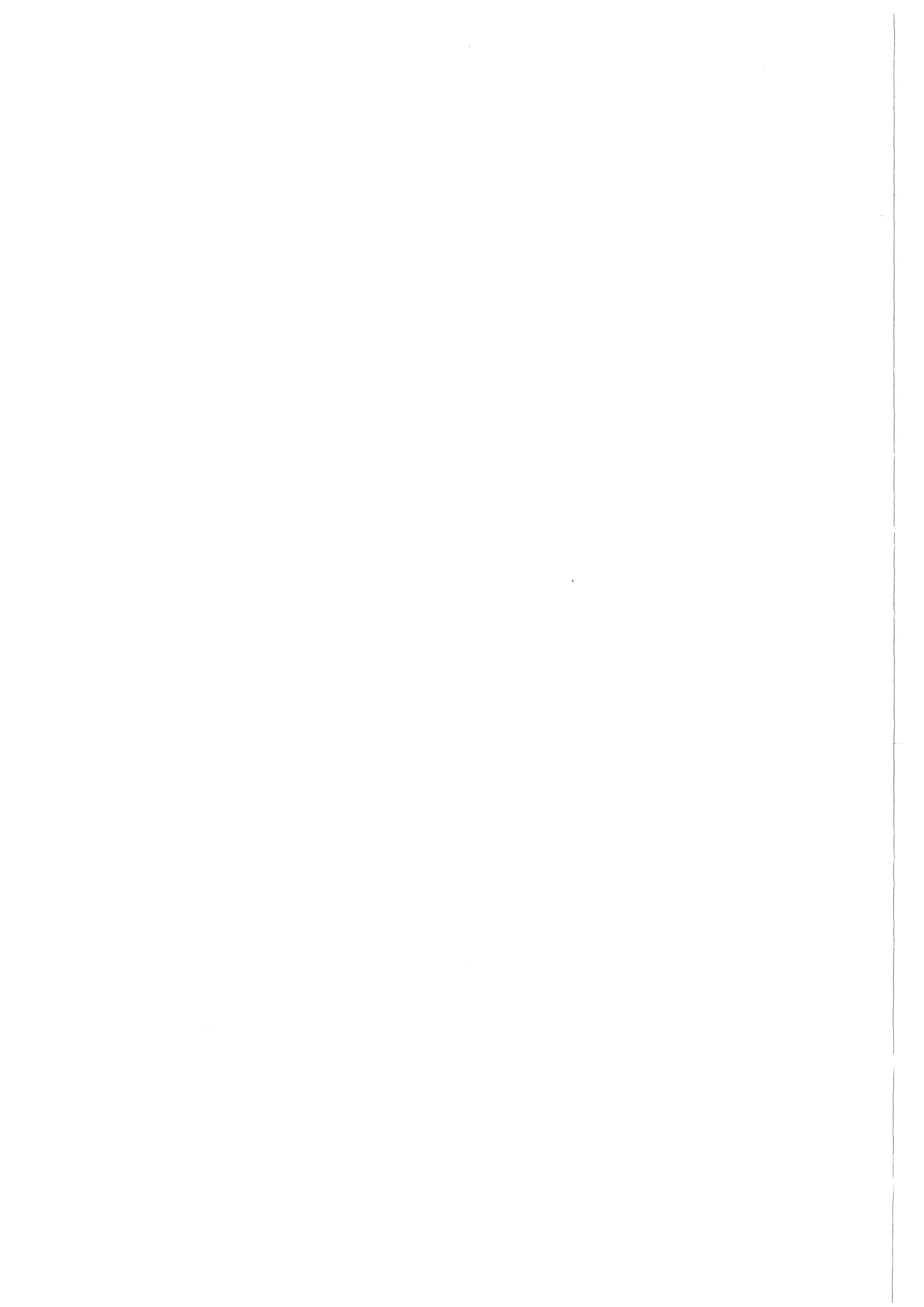
- [25] P.Y. Bertin et al.
 Nucl. Phys. B106 (1976) 341

- [26] B.G. Ritchie et al.
 Phys. Letters 125B (1983) 128

- [27] J.S. Frank et al.
 Phys. Rev. D28 (1983) 1569

- [28] E. Bovet et al.
 Phys. Letters 153B (1985) 231

- [29] J. Gasser
 Berne University report BUTP-86/6 and Proc. of the "Internat. Conf. on European Hadron Facility", Mainz, ed. Th. Walcher, to be published in Nucl. Phys. B



Anhang

Bestimmung des Re \mathbb{D}^+ aus der Differenz $\left(\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega} \right) \cdot t$
 (vergl. S. 12):

$$\frac{d\sigma_{+-}}{d\Omega} = |G_{CH}|^2 + |H_{CH}|^2$$

$G = \text{Spin non flip}$ } Amplitude
 $H = \text{Spin flip}$

C und H sind Indices für Coulomb
 bzw. Hadronic

$$\Rightarrow \frac{d\sigma_{+-}}{d\Omega} = |G_C|^2 \pm 2 \operatorname{Re} (G_{C+} G_{H\pm}) + |G_{H\pm}|^2 + \dots \text{ "H-Terme"}$$

$$H_C \sim \frac{1}{\sqrt{t}} \quad G_{C+} = G_C(\pi+p)$$

$$G_C \sim \frac{1}{t} \quad H_{C+} = H_C(\pi+p)$$

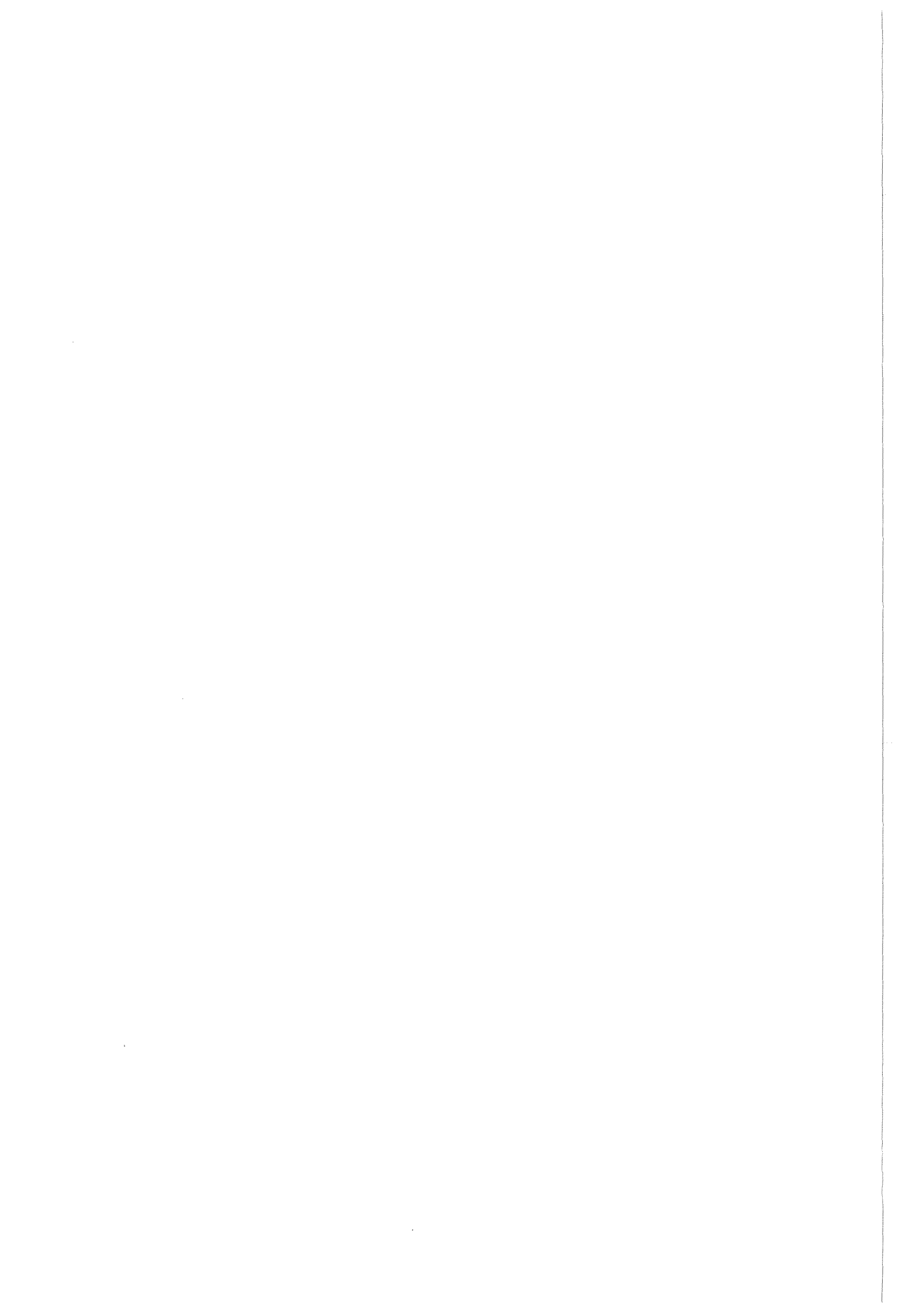
$$\frac{d\sigma_+}{d\Omega} - \frac{d\sigma_-}{d\Omega} = 2 \operatorname{Re} (G_{H+} + G_{H-}) G_{C+} + |G_{H+}|^2 - |G_{H-}|^2 + \dots \text{ "H-Terme"}$$

Für $t \rightarrow 0$ gilt:

$$t \cdot G_{C+} = 2q \gamma F_1^P F_\pi$$

$F_1^P = \text{Proton Formfaktor}$

$F_\pi = \text{Pion Formfaktor}$



$$28 q = \frac{\alpha (s - m^2 - \mu^2)}{W}$$

$$= \frac{\alpha 2m \sqrt{k^2 + \mu^2}}{W}$$

k = Laborimpuls des Pions

$$\Delta(t) = \left(\frac{d\delta_+}{d\Omega} - \frac{d\delta_-}{d\Omega} \right) t = \left(2 G_{C^+} (G_{H^+} - G_{H^-}) + |G_{H^+}|^2 - |G_{H^-}|^2 \right) \cdot t$$

$$= \frac{8 m \alpha \sqrt{k^2 + \mu^2}}{W} \cdot F_1^P \cdot F_\pi \cdot \text{Re } G_H^+$$

$$\Delta(t) = \frac{8 m \alpha \sqrt{k^2 + \mu^2}}{W} \cdot \text{Re } G_H^+$$

$t \rightarrow 0$

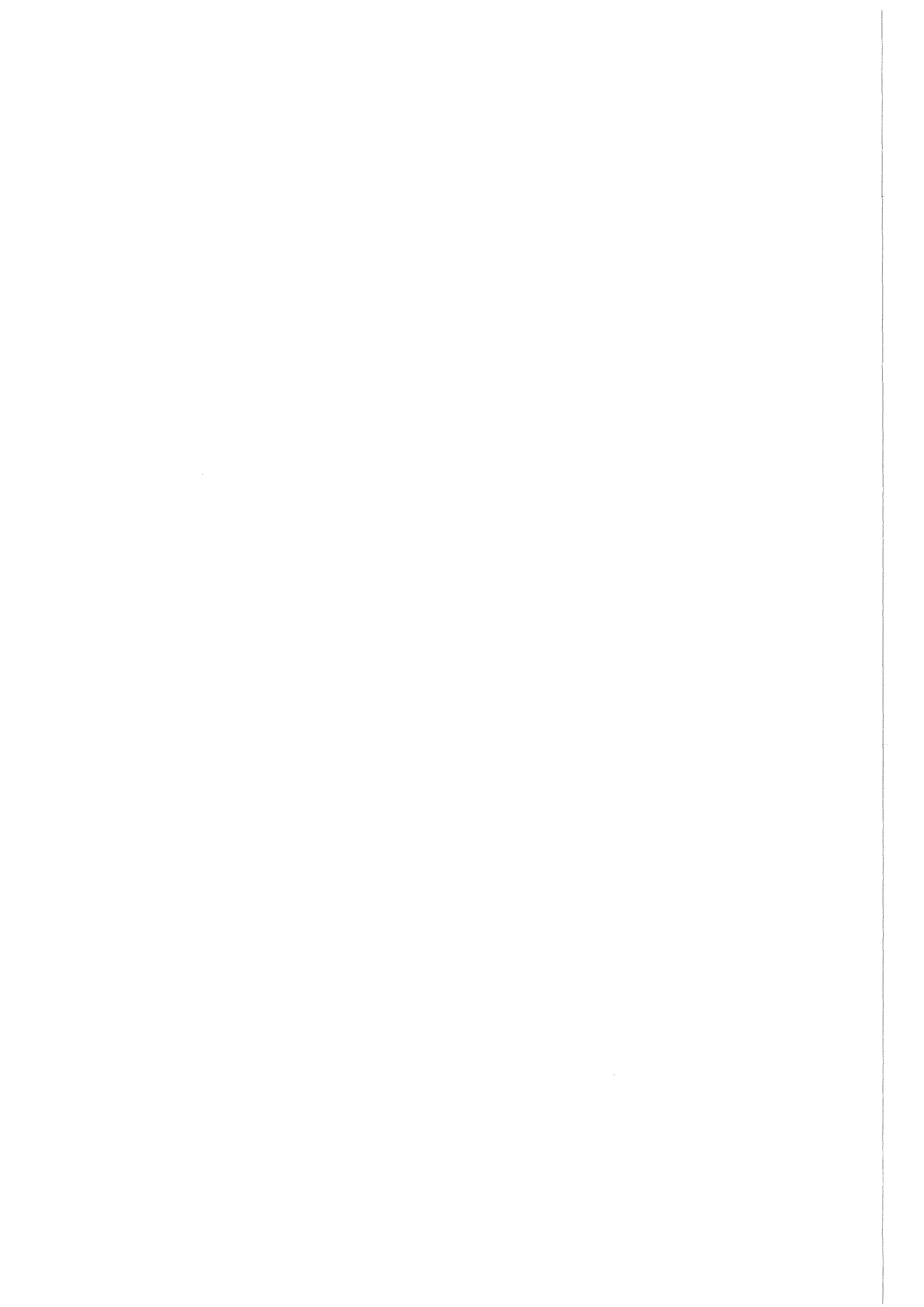
$$\text{Re } G_H^+ = \Delta(t=0) \frac{W}{8 m \alpha \sqrt{k^2 + \mu^2}} \quad (1)$$

$$\text{Re } C_H^+ = \frac{4 \tilde{\pi} W}{m} \cdot \text{Re } G_H^+ \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$\text{Re } C_H^+ = \frac{\pi \cdot s}{2 \alpha m^2 \omega} \cdot \Delta(t=0)$$

$$\text{Re } D_H^+ = \text{Re } C_H^+ \text{ für } t=0$$



Bestimmung des $\text{Re } \mathcal{D}^+$ aus dem Quotienten
(vergl. S. 13)

$$\frac{\frac{d\delta_+}{d\Omega} - \frac{d\delta_-}{d\Omega}}{\frac{d\delta_+}{d\Omega} + \frac{d\delta_-}{d\Omega}} \cdot \frac{1}{t}$$

$$Q = \frac{\frac{d\delta_+}{d\Omega} - \frac{d\delta_-}{d\Omega}}{\frac{d\delta_+}{d\Omega} + \frac{d\delta_-}{d\Omega}} = \frac{2 G_c \text{Re} (G_{H+} + G_{H-}) + |G_{H+}|^2 - |G_{H-}|^2 + \text{"H-Terme"}}{2 |G_{C+}|^2 + 2 G_c + \text{Re} (G_{H+} - G_{H-}) + |G_{H+}|^2 + |G_{H-}|^2 + \text{"H-Terme"}}$$

Für $t \rightarrow 0$ gilt

$$A(t) = \frac{Q}{t} = \frac{\frac{8m}{W} \sqrt{k^2 + \mu^2} \alpha \mathcal{F}_1^P \mathcal{F}_\pi \cdot \text{Re } G_H^+ + \dots \text{"Terme} \cdot \sqrt{t}"}{\frac{8m^2}{S} (k^2 + \mu^2) \alpha^2 (\mathcal{F}_1^P \mathcal{F}_\pi)^2 + \dots \text{"Terme} \cdot \sqrt{t}^2"}}$$

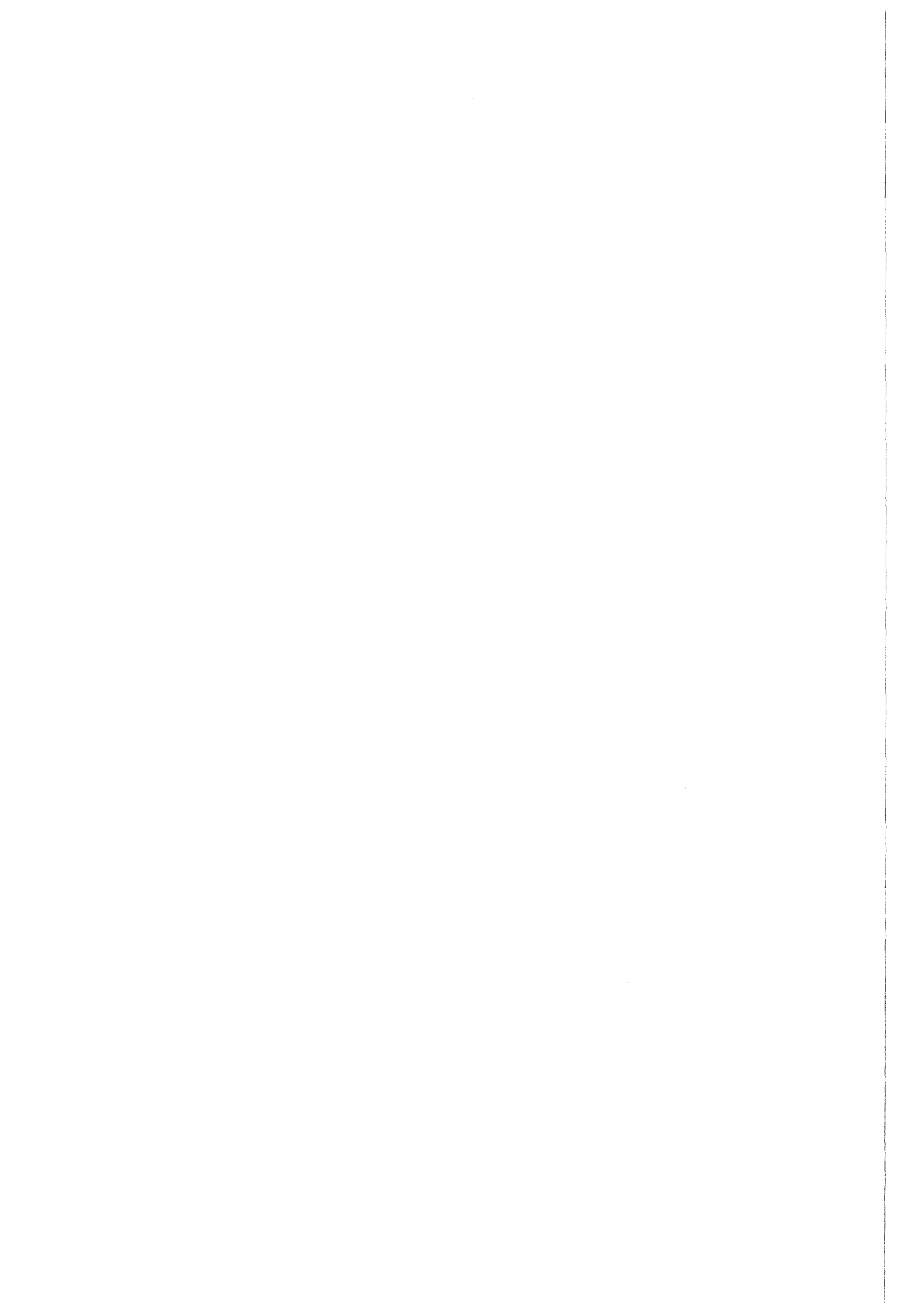
$$A(t) = \frac{\text{Re } G_H^+}{\frac{m}{W} \sqrt{k^2 + \mu^2} \alpha \mathcal{F}_1^P \mathcal{F}_\pi}$$

$$\text{Re } G_H^+ = A(t=0) \cdot \frac{m \sqrt{k^2 + \mu^2} \alpha}{W}$$

Mit Gleichung (2) von S. folgt:

$$\text{Re } C_H^+ = 4\pi \sqrt{k^2 + \mu^2} \alpha \cdot A(t=0) = 4\pi \omega \cdot \alpha \cdot A(t=0)$$

$$\text{Re } \mathcal{D}_H^+ = \text{Re } C_H^+ \text{ für } t = 0$$



Formeln zur Berechnung der Kleinwinkelvielfachsteuerung:

$$\Theta_{\text{Moliere}}^2 = \chi_c \cdot \sqrt{B}$$

$$\chi_c^2 = 4\pi e^4 z^2 Z^2 \cdot N \cdot t \cdot \frac{1}{\rho^2 \beta^2}$$

$$B - \ln B = \ln \frac{e}{\gamma^2} \cdot \frac{\chi_c^2}{\chi_a^2}$$

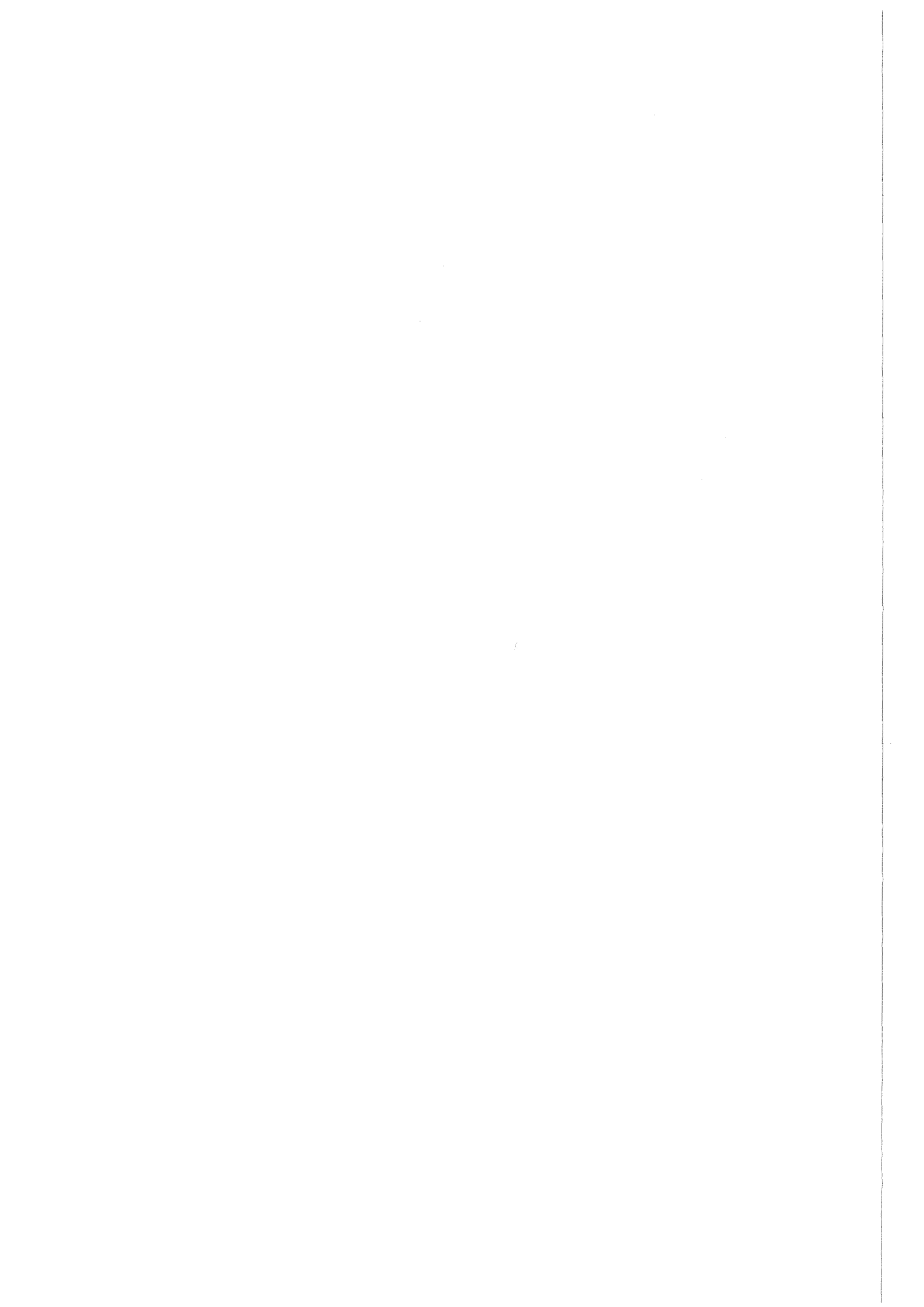
$$\chi_a^2 = f(\alpha^2) \cdot \chi_o^2$$

$$\chi_o = \text{Bornscher Abschirmwinkel}$$

$$f(\alpha^2) = 0.59 + 3.44 \alpha^2$$

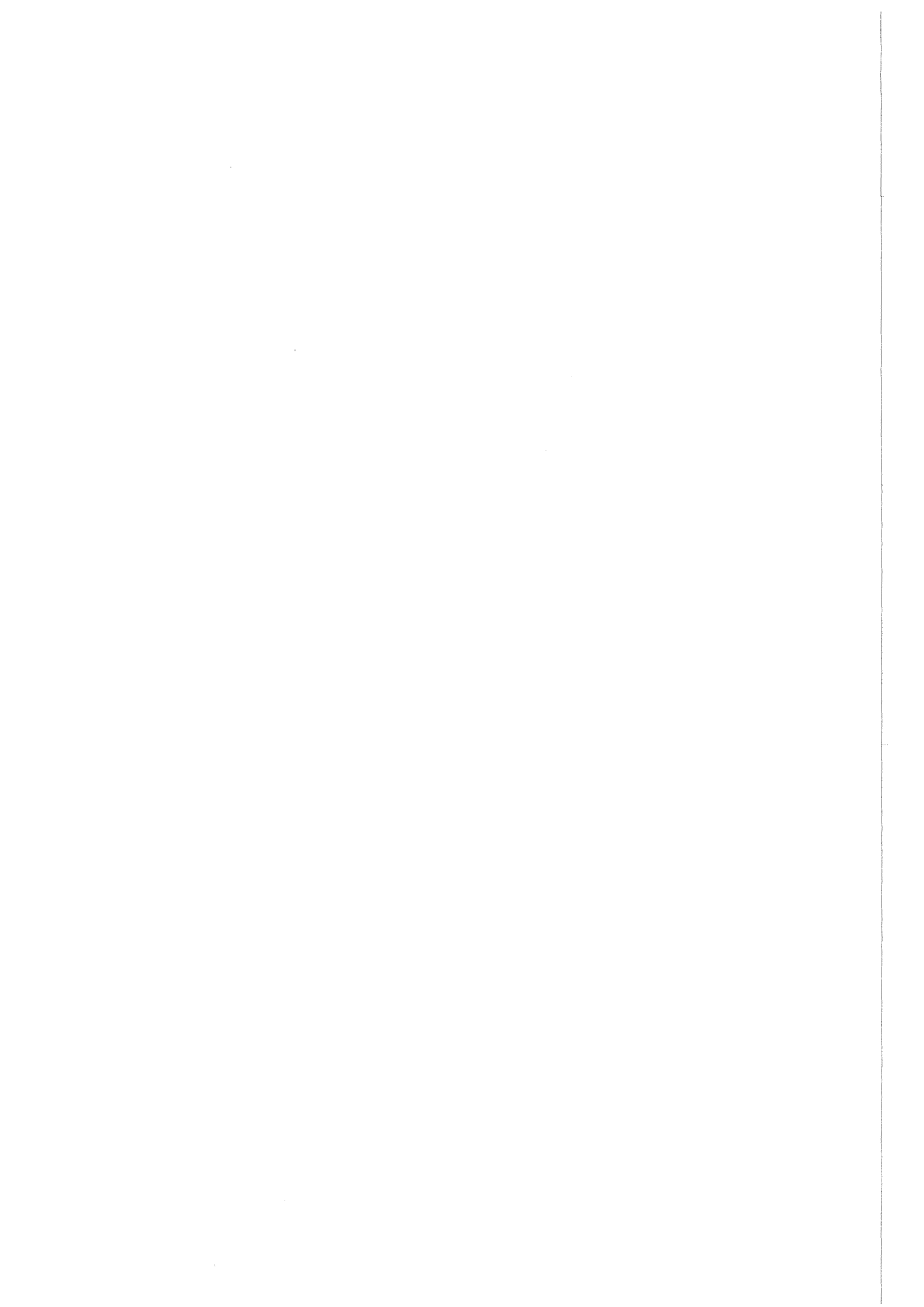
$$\alpha = z \cdot Z \cdot \alpha_o \cdot \frac{1}{\beta}$$

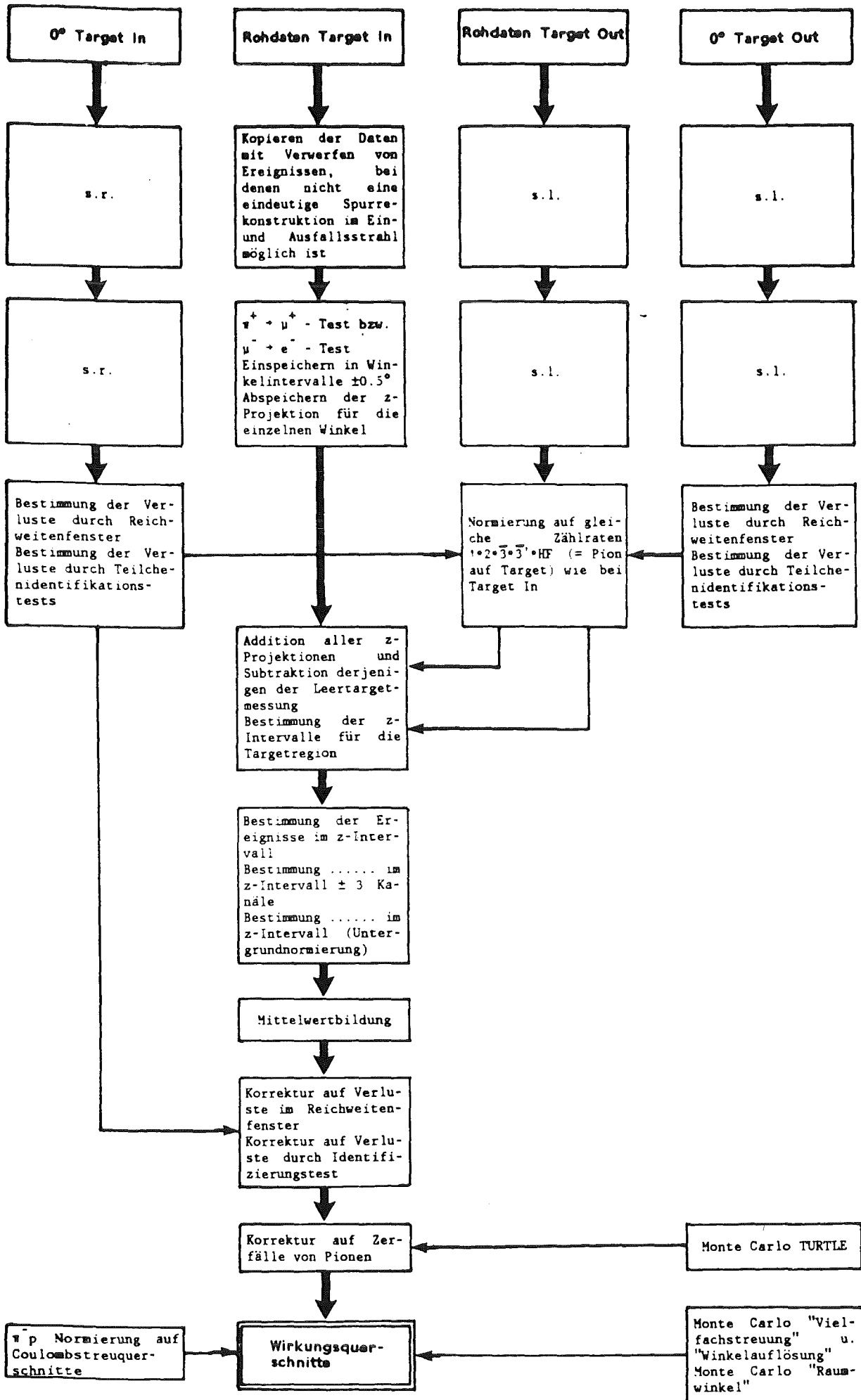
$$\alpha_o = \text{Feinstrukturkonstante}$$



Material	Energieverlust [MeV]
Szintillator T	1.01
Szintillator S1	0.48
9.7 cm Luft	0.03
Proportionalkammer (bestehend aus: 2 x 36 μ m Mylar 3 x 10 μ m Alufolie 2 x 0.016 μ m Wolfram 24 mm Argon 6 mm Isobutan)	0.07
32 cm Luft	0.1
Proportionalkammer	0.07
40 cm Luft	0.13
Proportionalkammer	0.07
12 cm Luft	0.04
Szintillator S2	0.54
11 cm Luft	0.04
440 μ m Mylar	0.19
9.5 cm H ₂ -Gas	0.06
2 cm LH ₂	0.9

Summe	3.73 MeV





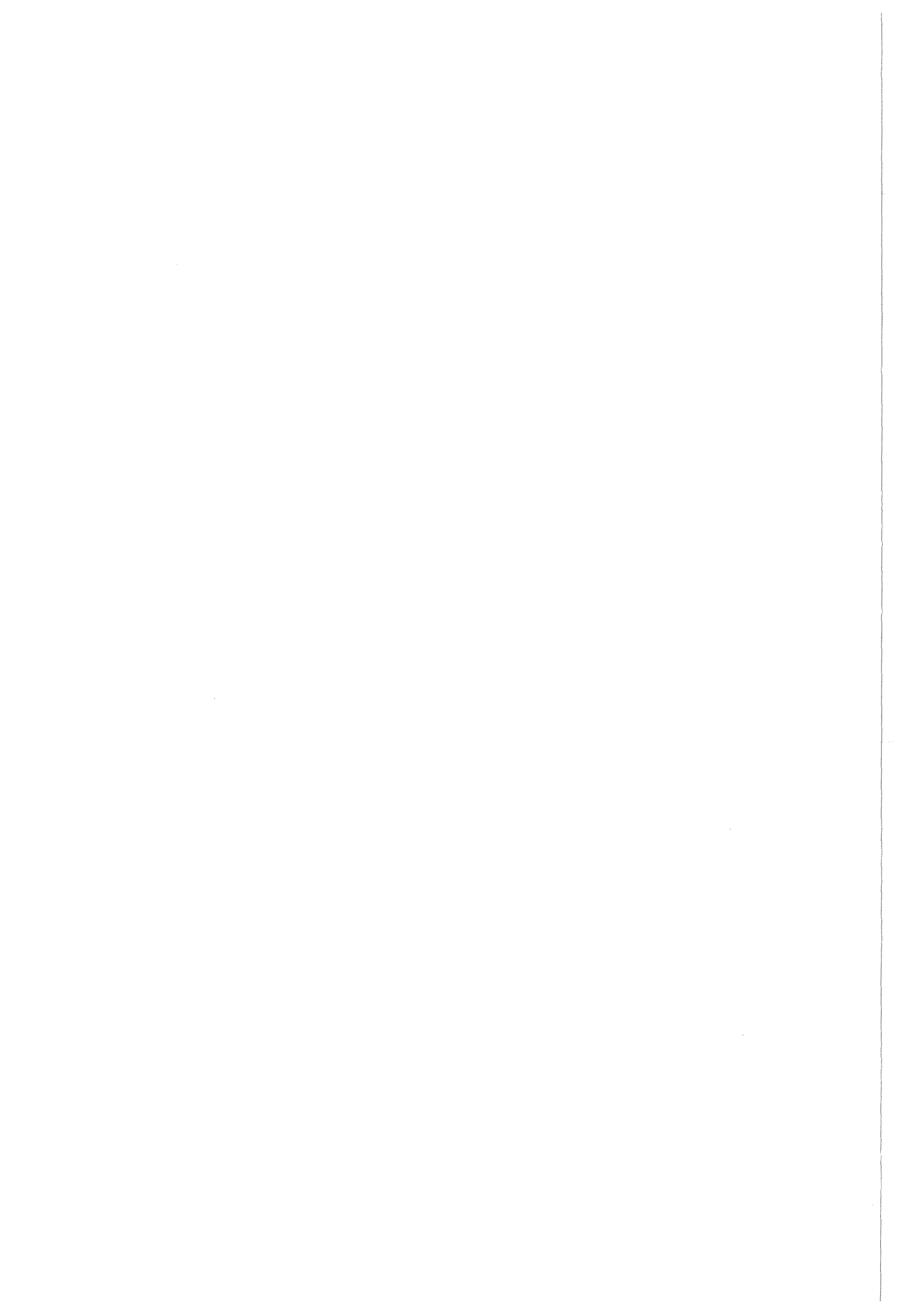


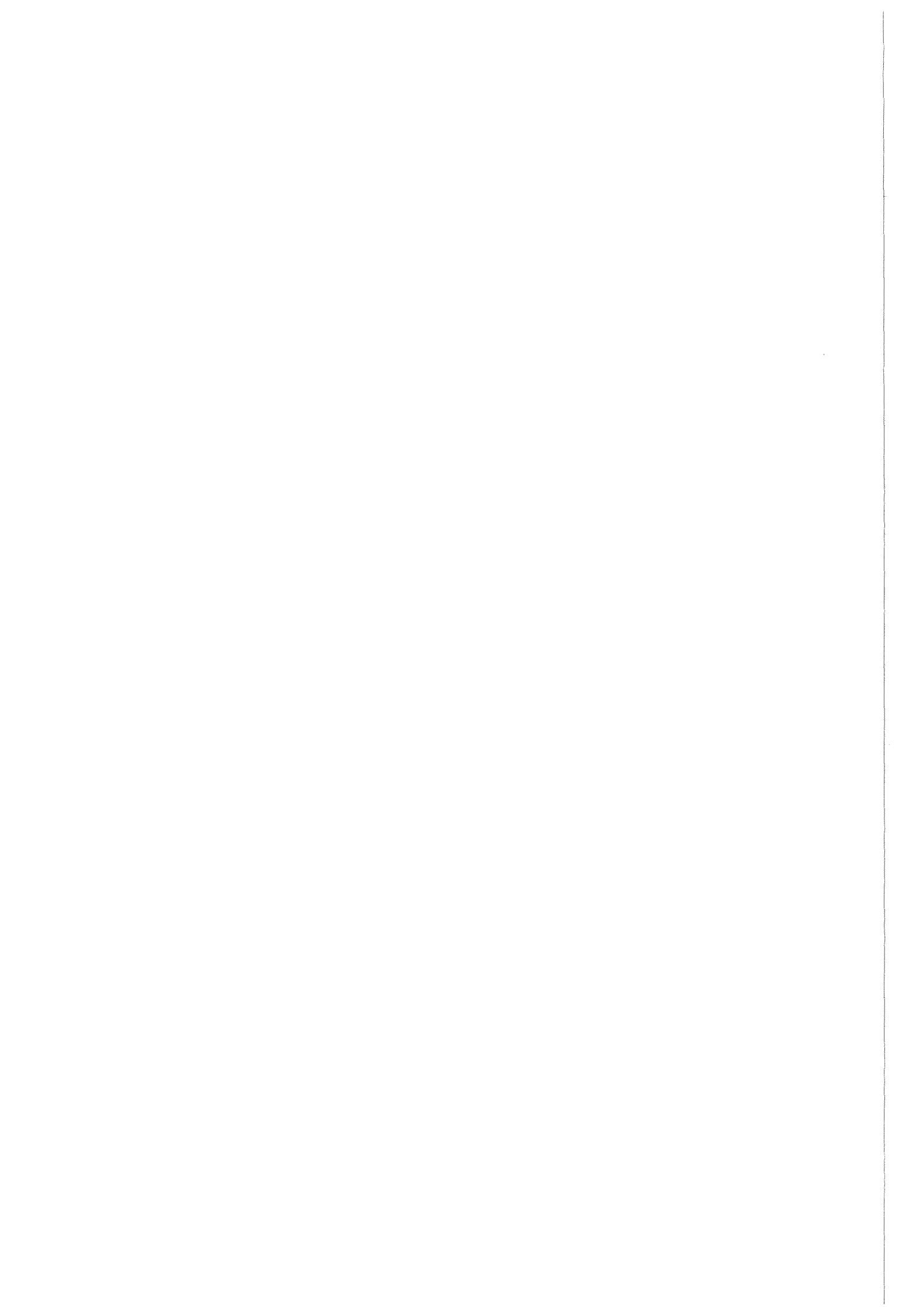
Tabelle der differentiellen Wirkungsquerschnitte

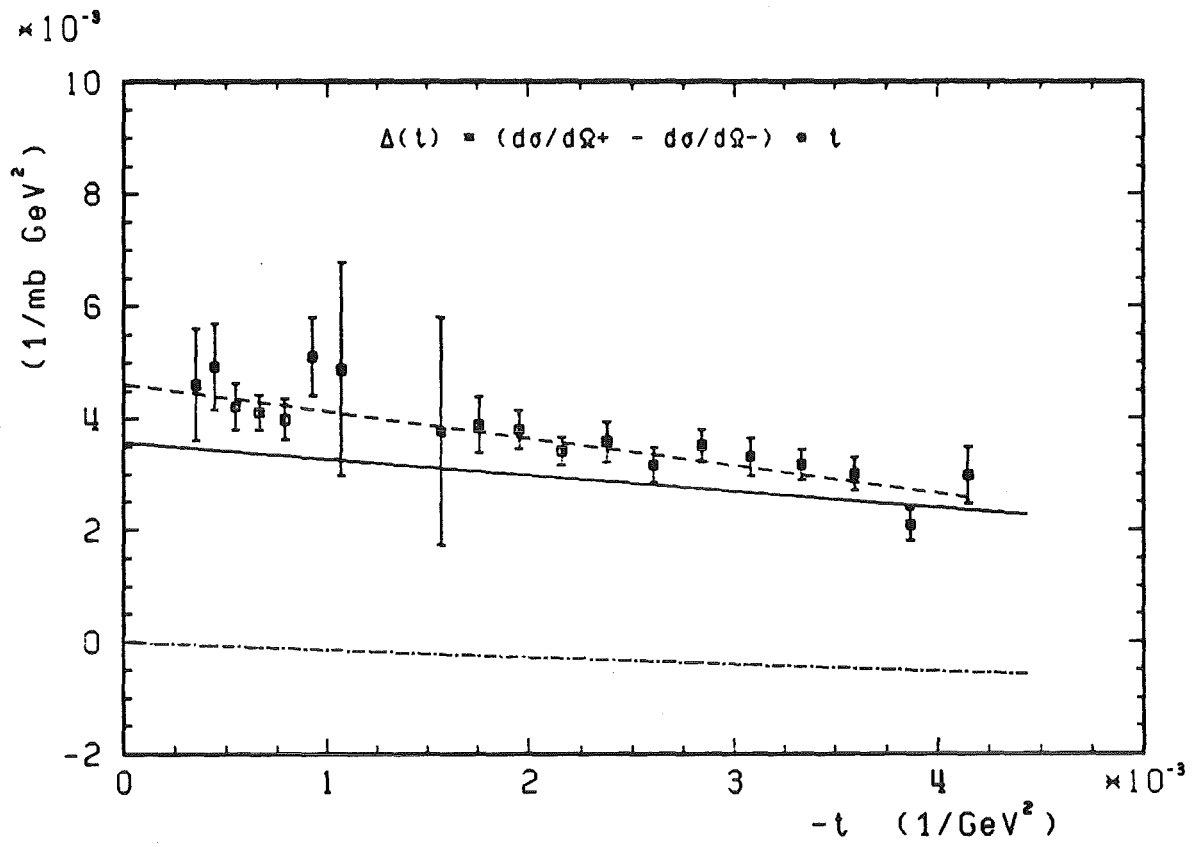
Θ_{Lab}	Θ_{CM}	$-t$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}^1$	Fehler(\pm)	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$	Fehler(\pm)
8	9.67	$3.52 \cdot 10^{-4}$	26.994 23.665	1.134	13.657	0.846
9	10.88	$4.45 \cdot 10^{-4}$	16.704 14.732	0.794	7.907	0.449
10	12.08	$5.49 \cdot 10^{-4}$	11.561 10.211	0.364	4.196	0.197
11	13.29	$6.64 \cdot 10^{-4}$	8.576 7.526	0.252	2.511	0.121
12	14.49	$7.89 \cdot 10^{-4}$	6.616 5.797	0.230	1.621	0.074
13	15.70	$9.24 \cdot 10^{-4}$	6.902 6.052	0.444	1.092	0.089
14	16.90	$10.71 \cdot 10^{-4}$	3.580 3.141	0.589	0.690	0.075
15	18.10	$12.27 \cdot 10^{-4}$	2.107 1.848	1.307		
17	20.51	$15.70 \cdot 10^{-4}$	2.025 1.776	0.481	0.213	0.054
18	21.71	$17.57 \cdot 10^{-4}$	2.257 1.980	0.105	0.205	0.038
19	22.90	$19.54 \cdot 10^{-4}$	2.044 1.793	0.116	0.194	0.021
20	24.10	$21.61 \cdot 10^{-4}$	1.633 1.432	0.081	0.153	0.018
21	25.30	$23.77 \cdot 10^{-4}$	1.467 1.287	0.093	0.133	0.020
22	26.49	$26.02 \cdot 10^{-4}$	1.220 1.070	0.087	0.154	0.018
23	27.69	$28.37 \cdot 10^{-4}$	1.397 1.225	0.102	0.162	0.021
24	28.88	$30.82 \cdot 10^{-4}$	1.220 1.071	0.107	0.148	0.025
25	30.07	$33.35 \cdot 10^{-4}$	1.089 0.955	0.076	0.141	0.020
26	31.26	$35.97 \cdot 10^{-4}$	0.973 0.853	0.081	0.140	0.019
27	32.44	$38.68 \cdot 10^{-4}$	0.716 0.628	0.069	0.176	0.024
28	33.63	$41.48 \cdot 10^{-4}$	0.919 0.806	0.115	0.201	0.040

Absoluter Normierungsfehler $\pm 4\%$.

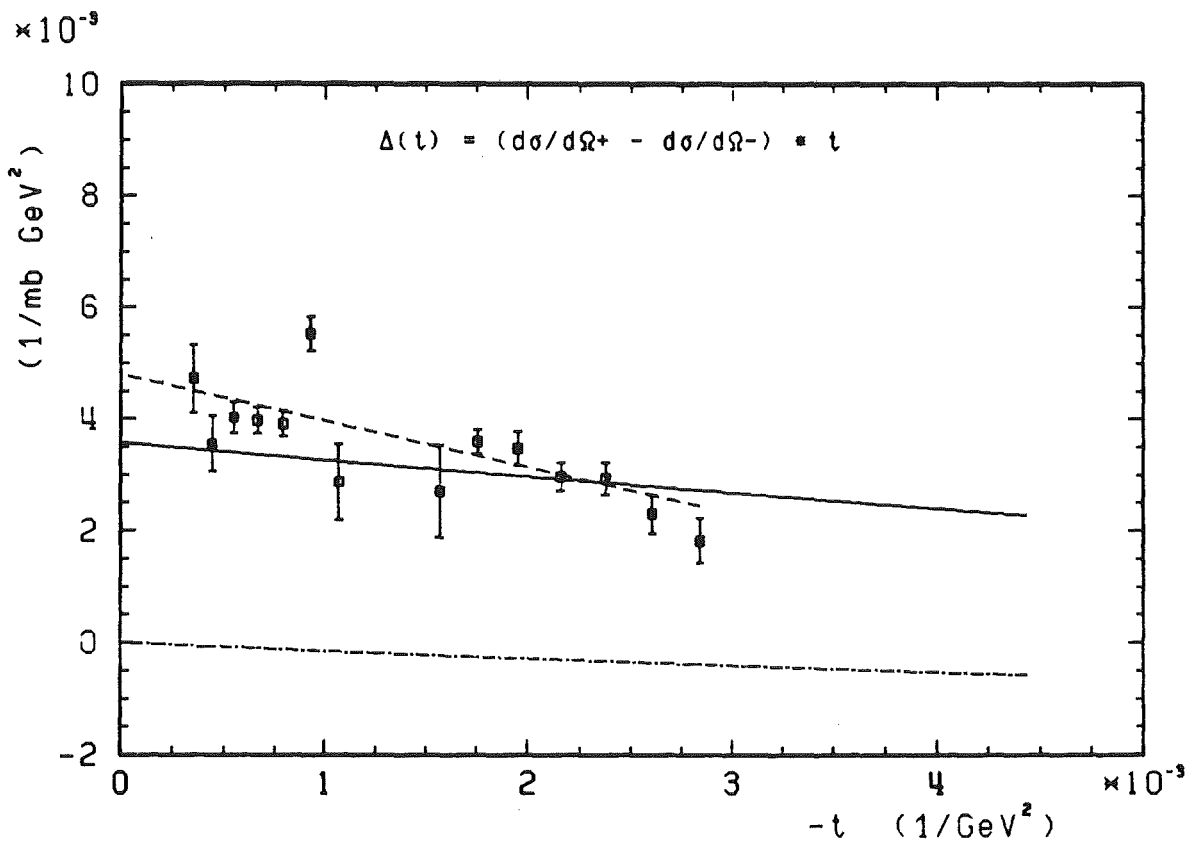
¹ Der 2. Wert der π^- Wirkungsquerschnitte ergibt sich nach einer Umnormierung der Daten auf Coulomb

Die angegebenen Fehler enthalten sowohl statistische Fehler als auch systematische Fehler, die sich aus der Untergrundsubtraktion und einer fehlerhaften Kenntnis des genauen Streuwinkels ergeben





4 cm Target



8 cm Target