

Interner Bericht
DESY F21-76/01
Februar 1976

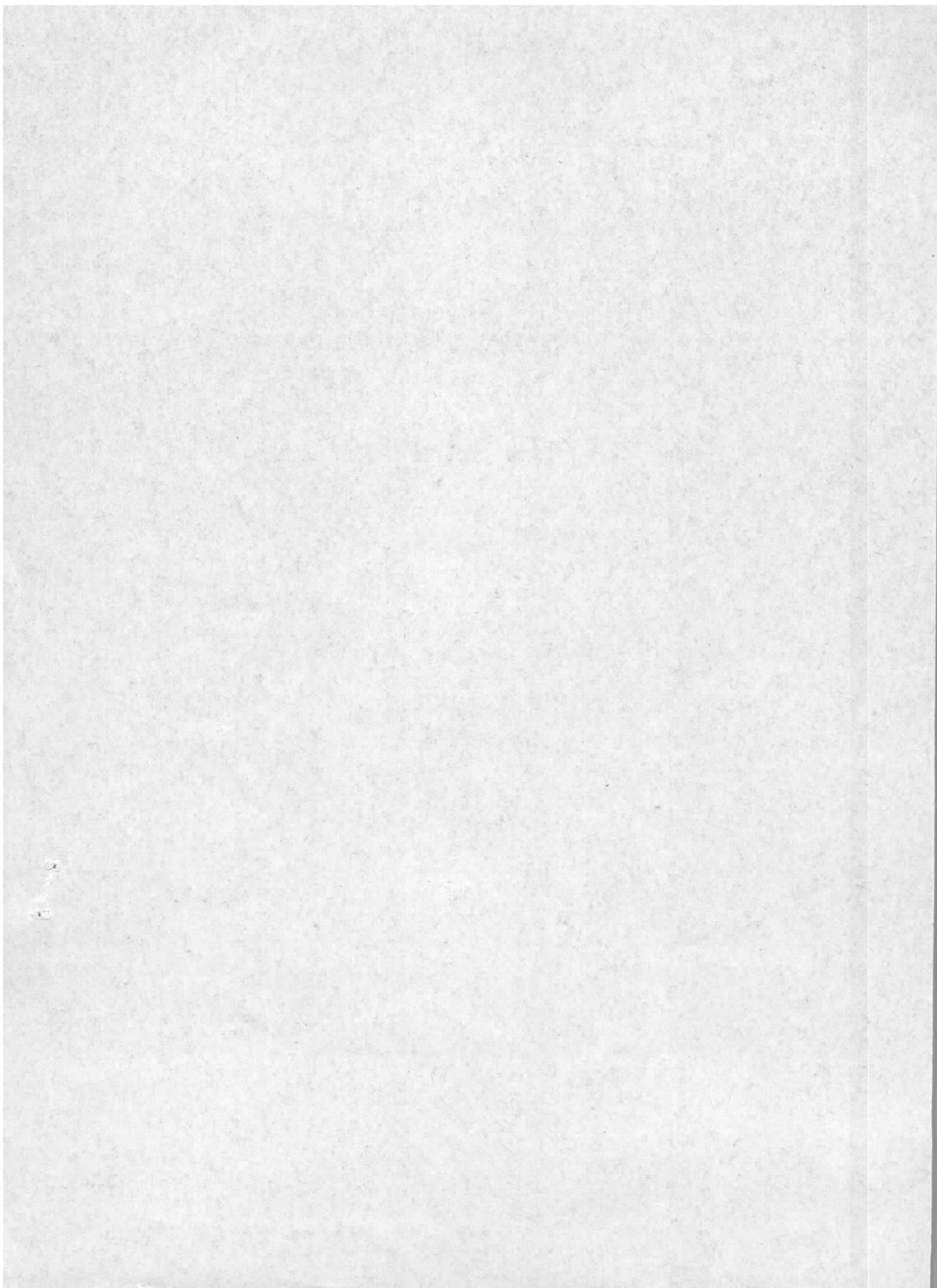
DESY-Bibliothek

30. APR. 1976

ELEKTROPRODUKTION NEUTRALER PIONEN
IM RESONANZBEREICH

von

Michael Merkwitz



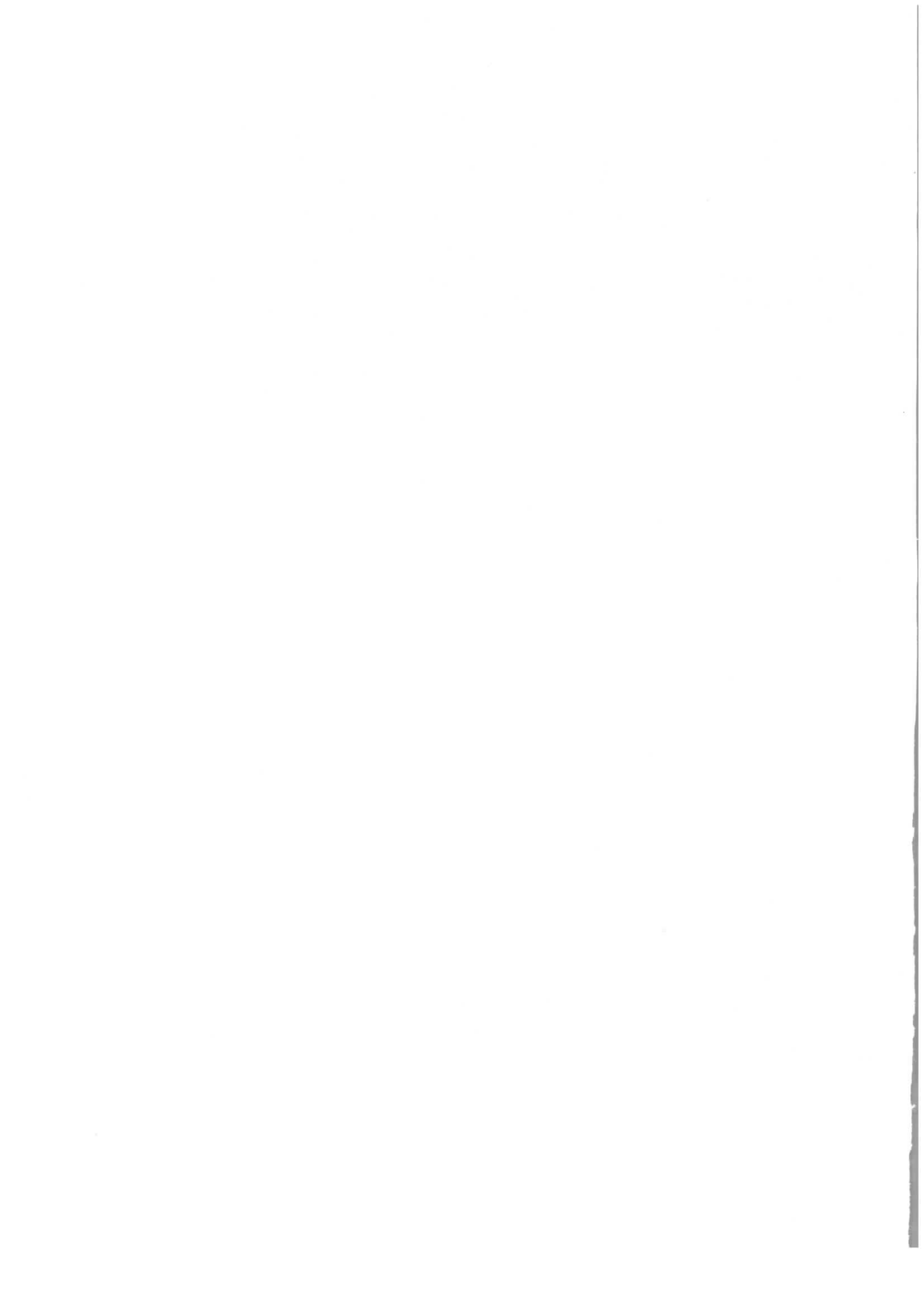
ELEKTROPRODUKTION NEUTRALER PIONEN
IM RESONANZBEREICH

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg

vorgelegt von
Michael Merkwitz

Hamburg
1976

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments
der Gruppe F21 am Deutschen Elektronen-Synchrotron.



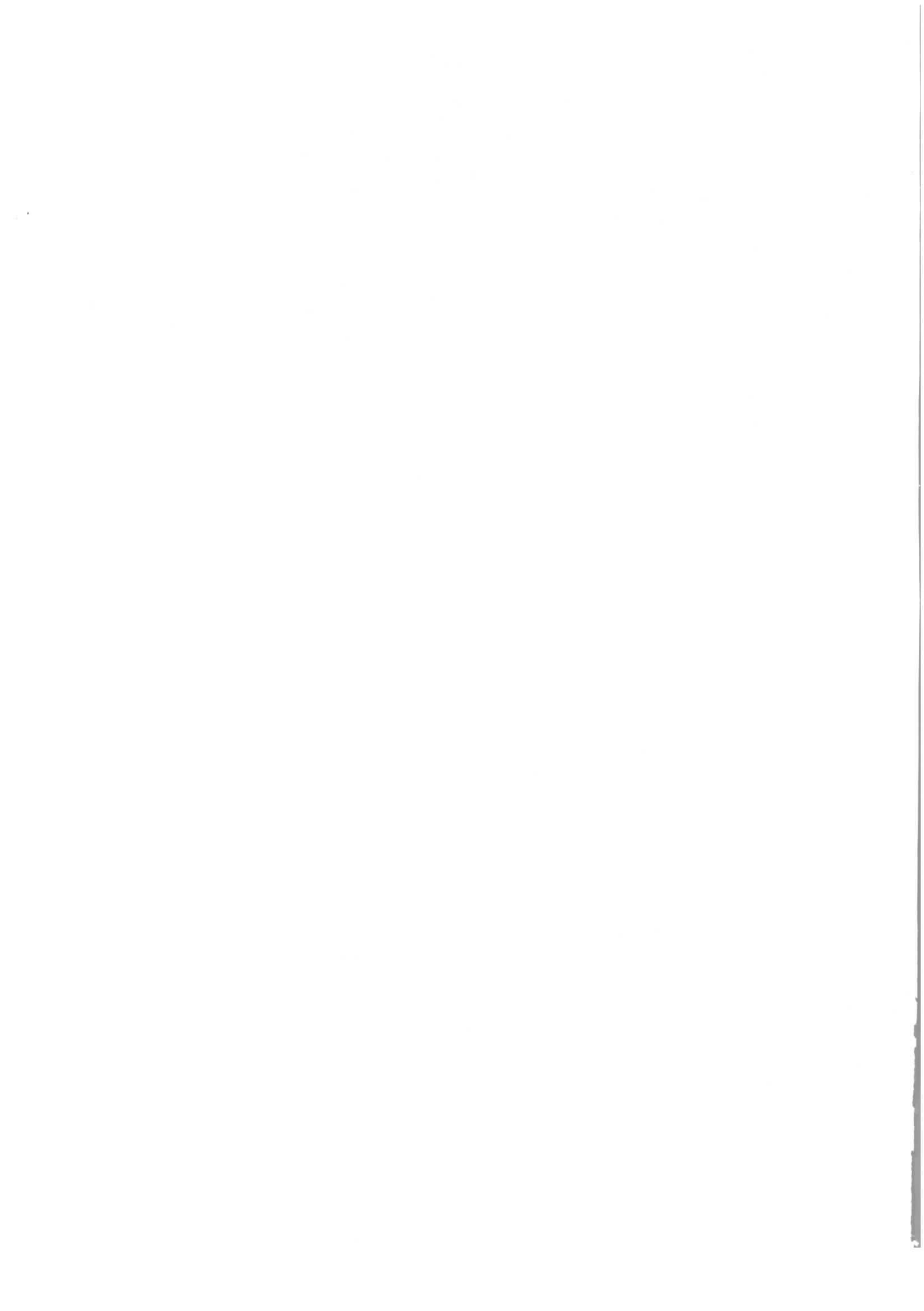
Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Referent: Dr. F. W. Brasse

Koreferent: Prof. Dr. G. Weber

Mündliche Prüfung: 18. 2. 1976

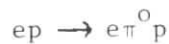
Prof. Dr. G. Kramer
Sprecher des Fachbereichs Physik



Z U S A M M E N F A S S U N G

Ziel eines beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführten Experiments war die Ermittlung von Winkelverteilungen für die Erzeugung eines einzelnen π^0 -Mesons durch Streuung hochenergetischer Elektronen an einem Wasserstofftarget.

Die Identifikation des Elektrons erfolgte mittels eines Schauerzählers und eines Cerenkovzählers, die des Rückstoßprotons durch seine Flugzeit. Der Nachweis der Reaktion



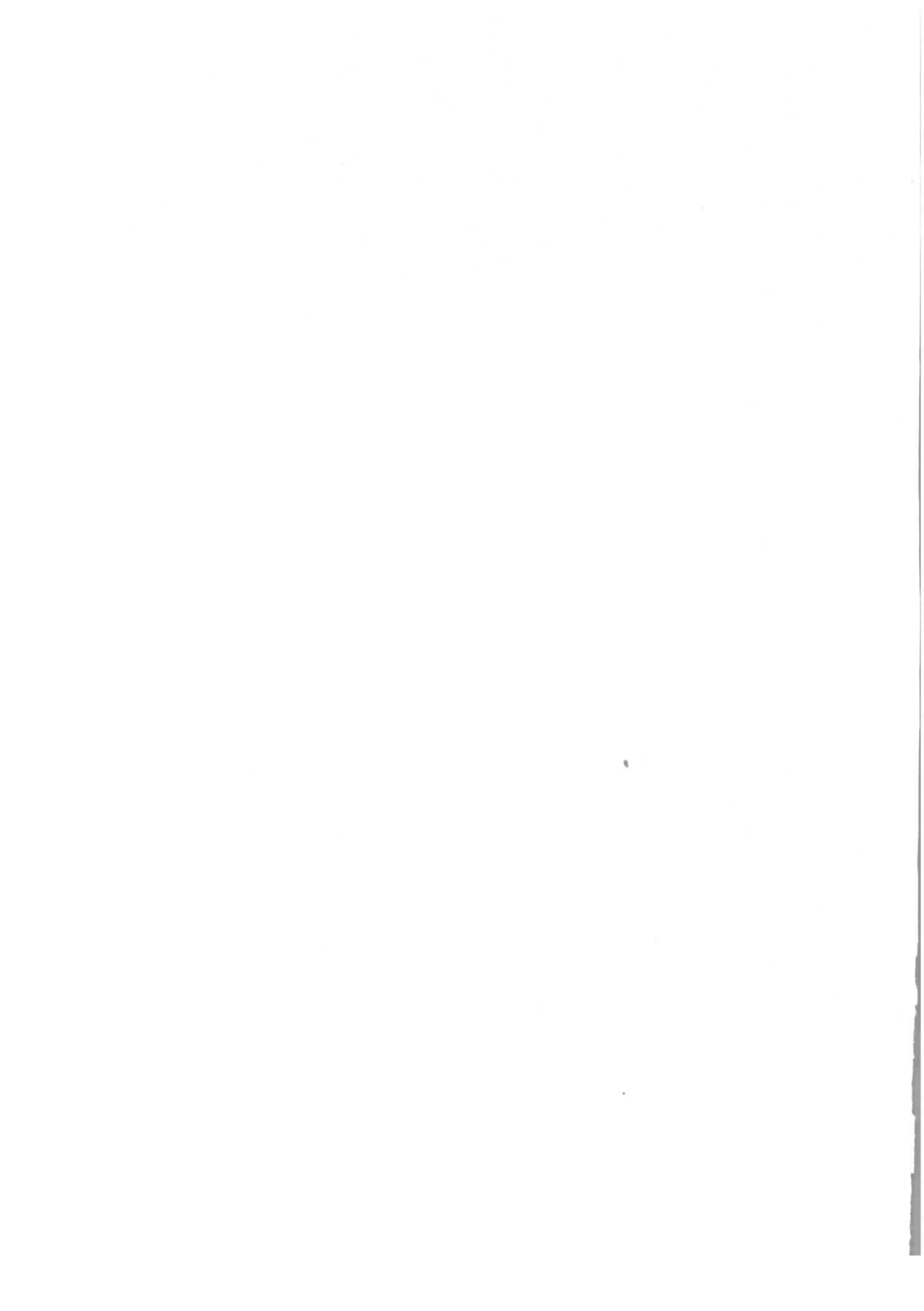
geschah dann durch Messung des 4-Impulses des gestreuten Elektrons in einem doppelfokussierenden Spektrometer und koinzident dazu durch Messung des 4-Impulses des Rückstoßprotons in einem nicht-fokussierenden Spektrometer.

Differentielle Wirkungsquerschnitte wurden bei einem Wert von $\epsilon \approx 0.9$ für $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz und $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz und der 3. Resonanz ermittelt. Durch Anpassung ihrer ϕ -Abhängigkeit wurden dort, wo die ϕ -Akzeptanz groß genug war, separierte Wirkungsquerschnitte gewonnen.

Die Übereinstimmung mit den Daten vergleichbarer Experimente ist gut.

Eine deutliche Resonanzstruktur im Rückwärtswirkungsquerschnitt bestätigt die Voraussage des symmetrischen Quarkmodells über eine Änderung der Helizitätsstruktur der Anregung der Resonanzzustände $D_{13}(1520)$ und $F_{15}(1688)$ beim Übergang von der Photoproduktion zu raumartigen Impulsüberträgen q^2 .

Der Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit den Resultaten einer Dispersionsrelations-Analyse ergibt vor allem in der Form der Winkelabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte Übereinstimmung.



I N H A L T S V E R Z E I C H N I S

ZUSAMMENFASSUNG	
I. FINLEITUNG	1
II. GRUNDLAGEN DES EXPERIMENTS	3
II.1 Kinematik	3
II.2 Wirkungsquerschnitte	5
II.3 Wahl der Parameter für die Messungen	8
III. APPARATUR	11
III.1 Primärstrahl	11
III.2 Target	12
III.3 Elektron-Spektrometer	12
III.4 Proton-Spektrometer	14
III.4.a Magnet	14
III.4.b Proportionaldrahtkammer-Hodoskop	16
III.4.c Szintillator-Hodoskop	17
III.4.d Akzeptanz	19
III.4.e Auflösung	19
III.5 Elektronik	20
III.5.a Elektron-Spektrometer	20
III.5.b Proton-Spektrometer	21
III.6 Auslese und Datennahme	22
IV. DATENREDUKTION UND AUSWERTUNG	26
IV.1 Testmessungen und Eichungen	27
IV.1.a Elastische Tests	27
IV.1.b Laufzeit-Eichung	28
IV.1.c Zeitliche Einstellung der Proportionaldrahtkammern	29
IV.2 Reduktion auf $e\pi^0$ -Ereignisse	30
IV.2.a Reduktion der Elektronarm-Information	30
IV.2.b Reduktion der Protonarm-Information	31
IV.2.c Identifizierung des $p\pi^0$ -Kanals	35
IV.3 Monte Carlo-Simulation	36
IV.3.a Simulation der Elektronen	37
IV.3.b Simulation der Protonen	39
IV.3.c Auswertung der MC-Daten	40
IV.4 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	41

V.	ERGEBNISSE	45
V.1.	Ergebnisse des Experiments	45
V.1.a	Differentielle Wirkungsquerschnitte	46
V.1.b	Separierte Wirkungsquerschnitte	46
V.1.c	Totaler Wirkungsquerschnitt	46
V.2.	Vergleich mit anderen Experimenten	47
V.3.	Vergleich mit theoretischen Voraussagen	48
V.3.a	Dispersionsrelations-Analyse	49
V.3.b	Symmetrisches Quarkmodell	49

LITERATURVERZEICHNIS

I. EINLEITUNG

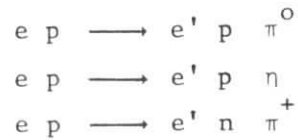
Seit vielen Jahren finden an verschiedenen Beschleunigerlaboratorien Experimente mit hochenergetischen Elektronen statt. In den zunächst durchgeführten Experimenten zur Untersuchung der elektromagnetischen Struktur der Nukleonen durch elastische Elektronenstreuung diente das von der starken Wechselwirkung unbeeinflusste Elektron als Sonde mit einer seinem Viererimpulsübertrag q^2 an das streuende Teilchen entsprechenden Auflösung. Das Ergebnis waren von q^2 abhängige Formfaktoren^{1,2}.

Es folgten Untersuchungen der inelastischen Elektronenstreuung, bei der zusätzlich zu den Teilchen des Eingangskanals mindestens ein neues Teilchen entsteht. Der den Übergang vom Grundzustand des streuenden Hadrons in die Gesamtheit aller möglichen Endzustände beschreibende totale Wirkungsquerschnitt läßt sich zwar ebenfalls durch zwei Strukturfunktionen darstellen^{3,4}, zeigt jedoch einen wesentlich langsameren Abfall mit q^2 als der elastische Wirkungsquerschnitt⁵.

Ein besseres Verständnis dieses ursprünglich unerwarteten Verhaltens des totalen Wirkungsquerschnitts kann nur durch die Untersuchung einzelner Endzustände mit dem Nachweis sowohl des gestreuten Elektrons als auch mindestens eines weiteren Teilchens erreicht werden. Insbesondere interessiert in diesem Zusammenhang der sogenannte Resonanzbereich, für den die invariante Masse des hadronischen Endzustands unter 2 GeV liegt. Der totale inelastische Wirkungsquerschnitt zeigt hier mehrere ausgeprägte Maxima, die sich auf die Anregung von Resonanzzuständen, wie sie schon lange aus der Pion-Nukleon-Streuung bekannt sind, zurückführen lassen.

Die Messung der inelastischen Elektronenstreuung im Resonanzbereich bietet eine Möglichkeit zur Erforschung der Struktur der Nukleonen und der durch ihre Anregung entstehenden Baryonresonanzen. Von dieser Struktur ausgehende theoretische Modelle können somit überprüft werden. Diesem Zweck diene ein von der Gruppe F21 beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführtes Elektroproduktionsexperiment zur Untersuchung der

Reaktionen



bei q^2 -Werten von 0.6 GeV^2 und 1.0 GeV^2 im Bereich der sogenannten 2. und 3. Resonanz des totalen inelastischen Wirkungsquerschnitts. Bereits von dieser Gruppe existierende Ergebnisse für die gleichen q^2 -Werte im Bereich der 1. Resonanz^{6,7,8}, Messungen von NINA bei q^2 -Werten von 0.4 GeV^2 und 0.6 GeV^2 im Bereich der 2. Resonanz⁹ sowie Daten einer anderen DESY-Gruppe¹⁰ im Bereich der 3. Resonanz im q^2 -Bereich zwischen 0.47 GeV^2 und 0.97 GeV^2 erfahren so eine Erweiterung.

Veröffentlichungen der Ergebnisse für den $p\eta$ -Kanal¹¹, den $n\pi^+$ -Kanal¹² und den $p\pi^0$ -Kanal¹³ erfolgten bereits. Ziel der vorliegenden Arbeit war die Analyse des $p\pi^0$ -Kanals, also des Prozesses der Erzeugung nur eines neutralen Pions.

II. GRUNDLAGEN DES EXPERIMENTS

Kinematik und Dynamik der Elektroproduktion neutraler Pionen sind Gegenstand detaillierter Ausführungen in früheren Veröffentlichungen^{14,15,16}. Es folgt daher lediglich eine kurze Zusammenstellung der wichtigsten Tatsachen und Formeln.

II.1 Kinematik

Die Streuung der Primärelektronen am ruhenden Targetproton wird durch 1-Photon-Austausch, d.h. Austausch eines virtuellen raumartigen Photons zwischen Elektron und Proton, beschrieben¹⁷ (Abb. 1). Im folgenden bezeichne der Index 1 das primäre Elektron, 2 das ruhende Targetproton, 3 das Pion-Nukleon-System, 4 das gestreute Elektron, 5 das Rückstoßproton und 6 das erzeugte π^0 . Ungesternzte Größen beziehen sich auf das Laborsystem, gesternzte Größen auf das Schwerpunktsystem des Pions und Nukleons des Endzustands.

Sind E_1 und E_4 die Energien des primären und des gestreuten Elektrons und ϑ_4^L der Polarwinkel des gestreuten Elektrons bezogen auf die Richtung der Primärelektronen (Abb. 2), so erhält man unter Vernachlässigung der Elektronmasse für den 4-Impulsübertrag Q^2 auf das hadronische System

$$Q^2 = -q^2 = q_0^2 - \vec{q}^2 = -2 E_1 E_4 (1 - \cos \vartheta_4^L) \quad (1)$$

für den transversalen linearen Polarisationsgrad ϵ des virtuellen Photons

$$\epsilon = (1 + 2 \left[\frac{\vec{q}^2}{q^2} \right] \tan^2 \frac{\vartheta_4^L}{2})^{-1} \quad (2)$$

und mit der Protonmasse M für die invariante Masse W des hadronischen Systems

$$W^2 = 2M (E_1 - E_4) + M^2 - q^2 \quad (3)$$

Zur Bestimmung differentieller Wirkungsquerschnitte der Einfach- π^0 -Produktion müssen die Erzeugungswinkel des π^0 , der Polarwinkel ϑ_6^* und der Azimutalwinkel ϕ im Schwerpunktsystem des π^0 und des Rückstoßprotons, ermittelt werden

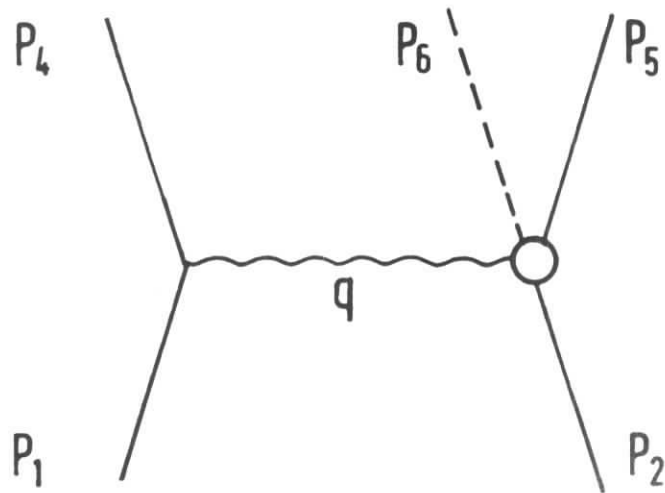


ABB. 1
1-PHOTON-AUSTAUSCH

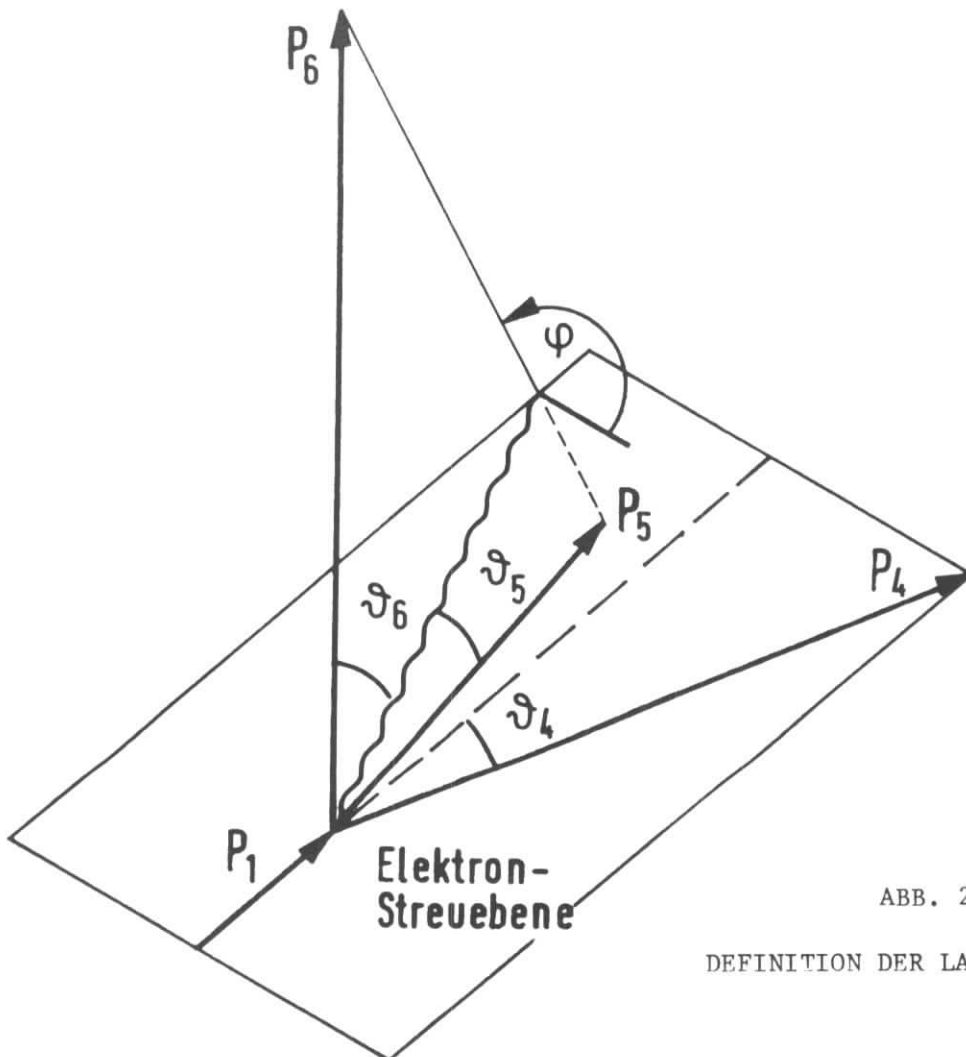


ABB. 2
DEFINITION DER LABORWINKEL

(Abb. 2). Aus dem tatsächlich gemessenen Labor-Polarwinkel des Protons ϑ_5^c ergibt sich nur durch zusätzliche Bestimmung des Labor-Protonimpulses $|\vec{p}_5|$ eindeutig der Schwerpunktswinkel ϑ_6^* nach

$$\tan \vartheta_6^* = \sqrt{1 - \beta_3} \frac{-\sin \vartheta_5^c}{\cos \vartheta_5^c - (\beta_3/\beta_5)} \quad (4)$$

mit $\beta_3 = |\vec{p}_3|/E_3$ und $\beta_5 = |\vec{p}_5|/E_5$.

Auch zur Identifikation des π^0 -Produktionskanals mittels der Missing-Mass-Zwangsbedingung

$$M_6^2 = W^2 + M^2 - 2 E_3 E_5 + 2 |\vec{p}_3| |\vec{p}_5| \cos \vartheta_5 \quad (5)$$

ist die gleichzeitige Messung des Protonimpulses unerlässlich.

Weitere im folgenden benutzte kinematische Größen sind die longitudinale Polarisation¹⁸

$$\epsilon_L = \frac{q}{q_0} \epsilon \quad , \quad (6)$$

die äquivalente Photonenergie K , die ein reelles Photon benötigt, um ein Proton durch seine Absorption in einen Zustand der Masse W zu überführen¹⁹

$$K = \frac{W^2 - M^2}{2M} \quad , \quad (7)$$

sowie der Faktor

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_4 \cdot K}{E_1 q^2 (1-\epsilon)} \quad , \quad (8)$$

der ein Maß für die Zahl der virtuellen Photonen pro gestreutes Elektron ist. Hierbei ist α die elektromagnetische Feinstrukturkonstante.

II.2 Wirkungsquerschnitte

Für die invariante Amplitude M_{fi} des durch den Graphen der Abb. 1 beschriebenen Austausches eines virtuellen Photons ergibt sich aus den Feynman-Regeln²⁰

$$M_{fi} = \epsilon_{\mu} \frac{e}{-q^2} J^{\mu}$$

wobei ϵ_{μ} das Strommatrixelement für den Übergang des Elektrons vom ungestreuten zum gestreuten Zustand und J^{μ} das Strommatrixelement für den Übergang vom Nukleon zum πN -System ist.

Mittelt man über die Anfangsspinzustände und summiert man über die Endspinzustände, so ergibt sich¹⁴

$$|\overline{M}_{fi}|^2 = \frac{e^2}{q^4} L^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$$

Hier beschreibt

$$L^{\mu\nu} = p_1^{\mu} p_4^{\nu} + p_1^{\nu} p_4^{\mu} - g^{\mu\nu} \frac{-q^2}{2}$$

den leptonischen, durch die Quantenelektrodynamik erfaßten und daher bekannten Anteil des Prozesses, wobei p_i^{μ} die μ -te Komponente des Viererimpulses des Teilchens i aus Abb. 1 und $g^{\mu\nu}$ der antisymmetrische Einheitstensor ist. Der hadronische Anteil des Prozesses, dessen Ermittlung die vorliegenden Messungen galten, wird durch

$$T_{\mu\nu} = \sum_{\text{spins}} J_{\mu} J_{\nu}^{\dagger} = \sum_{\text{spins}} \langle p_5, p_6 | J_{\mu} | p_2 \rangle \langle p_2 | j_{\nu} | p_5, p_6 \rangle$$

beschrieben.

Berechnet man die Summe $L^{\mu\nu} T_{\mu\nu}$ zunächst in einem Breitsystem und führt dann eine Lorentztransformation in das πN -Schwerpunktsystem durch¹⁴, so ergibt sich schließlich für den 5-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{d^5\sigma}{dE_4 d(\cos\theta_4^*) d\phi_4 d(\cos\theta_6^*) d\phi} &= \Gamma_t \frac{1}{128\pi^2} \frac{|P_6^*|}{MKW} \{ (T_{11} + T_{22}) + \epsilon_L T_{33} + \\ &+ \frac{1}{2} \epsilon (T_{11} - T_{22}) \cos 2\phi + \sqrt{\frac{\epsilon_L(1+\epsilon)}{2}} (T_{13} + T_{31}) \cos \phi \} \\ &= \Gamma_t \frac{d\sigma_{\mathbf{v}}}{d\Omega_6^*} \end{aligned} \quad (9)$$

Der Ausdruck $d\sigma_v/d\Omega_6^*$ wird als differentieller Wirkungsquerschnitt für Photo-
produktion mit virtuellen Photonen interpretiert und setzt sich aus vier
Anteilen zusammen

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_v}{d\Omega_6^*} &= \Gamma_t \left\{ \frac{d\sigma_u}{d\Omega_6^*} + \varepsilon \frac{d\sigma_l}{d\Omega_6^*} + \varepsilon \frac{d\sigma_p}{d\Omega_6^*} \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} \frac{d\sigma_I}{d\Omega_6^*} \cos \phi \right\} \\ &= A + \varepsilon B + \varepsilon C \sin^2 \vartheta_6^* \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(1+\varepsilon)} D \sin \vartheta_6^* \cos \phi \end{aligned} \quad (10)$$

Dabei entspricht $d\sigma_u/d\Omega_6^*$ dem Anteil des Wirkungsquerschnitts durch unpolari-
sierte transversale Photonen, $d\sigma_l/d\Omega_6^*$ dem durch longitudinale Photonen,
 $d\sigma_p/d\Omega_6^*$ dem durch polarisierte transversale Photonen und $d\sigma_I/d\Omega_6^*$ dem durch
Interferenz zwischen polarisierten transversalen und longitudinalen Photonen.
Die Koeffizienten A, B, C und D sind dann Funktionen von lediglich W , q^2 und
 $\cos \vartheta_6^*$.

Es ist naheliegend, den differentiellen Wirkungsquerschnitt nach Partialwel-
len zu entwickeln. Analog einer solchen Entwicklung des hadronischen Strom-
matrixelements nach Endzuständen bestimmter Drehimpulse für die Photopro-
duktion²¹ erhält Dennery²² sechs unabhängige Amplituden \mathcal{F}_i im πN -Schwerpunkt-
system. Ihre Multipolentwicklung lautet:

$$\begin{aligned} \mathcal{F}_1 &= \sum_{\ell=0}^{\infty} \{ [\ell M_{\ell+} + E_{\ell+}] P'_{\ell+1}(x) + [(\ell+1) M_{\ell-} + E_{\ell-}] P'_{\ell-1}(x) \} \\ \mathcal{F}_2 &= \sum_{\ell=1}^{\infty} [(\ell+1) M_{\ell+} + \ell M_{\ell-}] P'_{\ell}(x) \\ \mathcal{F}_3 &= \sum_{\ell=1}^{\infty} \{ [E_{\ell+} - M_{\ell+}] P''_{\ell+1}(x) + [E_{\ell-} + M_{\ell-}] P''_{\ell-1}(x) \} \\ \mathcal{F}_4 &= \sum_{\ell=1}^{\infty} [M_{\ell+} - E_{\ell+} - M_{\ell-} - E_{\ell-}] P''_{\ell}(x) \\ \mathcal{F}_5 &= -\mathcal{F}_1 - x \mathcal{F}_3 + \sum_{\ell=0}^{\infty} \{ [\ell+1] L_{\ell+} P'_{\ell+1}(x) - \ell L_{\ell-} P'_{\ell-1}(x) \} \\ \mathcal{F}_6 &= -x \mathcal{F}_4 + \sum_{\ell=0}^{\infty} [\ell L_{\ell-} - (\ell+1) L_{\ell+}] P'_{\ell}(x) \end{aligned} \quad (11)$$

mit $x = \cos \vartheta_6^*$ und den Legendre-Polynomen $P_\ell(x)$ und ihren Ableitungen $P'_\ell(x)$ und $P''_\ell(x)$ nach $\cos \vartheta_6^*$.

Entsprechend der möglichen Anregung durch transversal polarisierte und unpolarisierte Photonen, longitudinale Photonen, sowie durch Interferenz polarisierter transversaler und longitudinaler Photonen, unterscheidet man vier Arten von Amplituden. Mit dem Gesamtdrehimpuls $j = \ell_\pi \pm \frac{1}{2}$ des πN -Endzustands ergibt sich für die skalaren Amplituden $S_{\ell\pm}$ und die longitudinalen Amplituden $L_{\ell\pm}$ die Parität $P = (-1)^{\ell\gamma}$. Dabei ist $\ell\gamma$ der Drehimpuls des Multipolfeldes. Aus der Kontinuitätsgleichung $q_\mu J^\mu = 0$ folgt²³ außerdem $q_0^* S_{\ell\pm} = |q^*| L_{\ell\pm}$.

Die Anregung durch transversale Photonen führt einerseits über magnetische Amplituden $M_{\ell\pm}$ zu πN -Endzuständen der Parität $P = -(-1)^{\ell\gamma}$ und andererseits über elektrische Amplituden $E_{\ell\pm}$ zu Endzustands-Paritäten $P = (-1)^{\ell\gamma}$.

Die Koeffizienten A, B, C, D aus Gleichung (10) können dann folgendermaßen als Funktion der \mathcal{F}_i geschrieben werden^{14,24}:

$$A = \frac{|P_6^*| W}{MK} [|\mathcal{F}_1|^2 + |\mathcal{F}_2|^2 - 2 \cos \vartheta_6^* \operatorname{Re} (\mathcal{F}_1 \mathcal{F}_2^*)] + C \sin^2 \vartheta_6^*$$

$$B = \frac{|P_6^*| W}{MK} \frac{-q^2}{q_0^* 2} [|\mathcal{F}_7|^2 + |\mathcal{F}_8|^2 + 2 \cos \vartheta_6^* \operatorname{Re} (\mathcal{F}_7 \mathcal{F}_8^*)]$$

$$C = \frac{|P_6^*| W}{2MK} [|\mathcal{F}_3|^2 + |\mathcal{F}_4|^2 + 2 \operatorname{Re} (\mathcal{F}_2 \mathcal{F}_3^* + \mathcal{F}_1 \mathcal{F}_4^* + \cos \vartheta_6^* \mathcal{F}_3 \mathcal{F}_4^*)]$$

$$D = - \frac{|P_6^*| W}{MK} \sqrt{\frac{-q^2}{q_0^* 2}} \operatorname{Re} [(\mathcal{F}_1 + \cos \vartheta_6^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_4) \mathcal{F}_7^* + (\mathcal{F}_2 + \mathcal{F}_3 + \cos \vartheta_6^* \mathcal{F}_4) \mathcal{F}_8^*]$$

Es gilt zusätzlich
$$\mathcal{F}_7 = \cos \vartheta_6^* \mathcal{F}_4 + \mathcal{F}_6$$

$$\mathcal{F}_8 = \mathcal{F}_1 + \cos \vartheta_6^* \mathcal{F}_3 + \mathcal{F}_5$$

Setzt man jetzt die Multipolentwicklung (11) der \mathcal{F}_i ein, so erhält man Entwicklungen der Koeffizienten A, B, C, D nach $\cos \vartheta_6^*$. Nimmt man an, daß der Wirkungsquerschnitt durch S-, P-, D- und F-Wellen im πN -System beschrieben

wird, so ergibt sich

$$\begin{aligned}
 A &= A_0 + A_1 \cos \sqrt[6]{q^*} + A_2 \cos^2 \sqrt[6]{q^*} + A_3 \cos^3 \sqrt[6]{q^*} + A_4 \cos^4 \sqrt[6]{q^*} \\
 B &= B_0 + B_1 \cos \sqrt[6]{q^*} + B_2 \cos^2 \sqrt[6]{q^*} + B_3 \cos^3 \sqrt[6]{q^*} + B_4 \cos^4 \sqrt[6]{q^*} \\
 C &= C_0 + C_1 \cos \sqrt[6]{q^*} + C_2 \cos^2 \sqrt[6]{q^*} \\
 D &= D_0 + D_1 \cos \sqrt[6]{q^*} + D_2 \cos^2 \sqrt[6]{q^*} + D_3 \cos^3 \sqrt[6]{q^*}
 \end{aligned} \tag{12}$$

Die Koeffizienten A_i, B_i, C_i, D_i sind ausschließlich von W und q^2 abhängig.

Die Größen A und B lassen sich nicht separieren, wenn - wie beim vorliegenden Experiment - Messungen lediglich bei einem Wert von ε durchgeführt werden. Statt der A_i und B_i konnten daher nur kombinierte Koeffizienten $\bar{A}_i = A_i + \varepsilon B_i$ ermittelt werden, mit denen sich dann eine Größe \bar{A} nach

$$\bar{A} = A + \varepsilon B = \sum_{i=0}^4 \bar{A}_i \cos^i \sqrt[6]{q^*} \tag{13}$$

ergibt.

II.3 Wahl der Parameter für die Messungen

Um möglichst große Zählraten zu erhalten, wurden sämtliche Messungen beim kleinstmöglichen Streuwinkel 15° des Elektronenspektrometers (Abschnitt III.3) und daher bei einem Polarisationsgrad ε von etwa 0.9 durchgeführt. Bei einem mittleren q^2 von 0.6 GeV^2 wurde im Bereich der 2. Resonanz, bei einem mittleren q^2 von 1.0 GeV^2 im Bereich sowohl der 2. als auch der 3. Resonanz gemessen.

Die Impulsakzeptanz des Elektronenspektrometers von 10 % ermöglichte bei $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ die Erfassung des W -Bereichs von 1.40 GeV bis 1.61 GeV mit einer Synchrotron-Primärenergie und nur einer Einstellung der Magnetströme des Elektronarms. Für $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$ waren zur Erfassung des Bereiches $1.34 \text{ GeV} \leq W \leq 1.76 \text{ GeV}$ bei gleicher Synchrotronenergie zwei Einstellungen des Elektronenspektrometers nötig. Tabelle 1 zeigt eine Zusammenfassung der überstrichenen Bereiche in W , q^2 und ε für die verschiedenen Primärenergien E_1 und zentralen Sekundärenergien E_{4s} des Elektronarms.

BEREICH	W(GeV)	q^2 (GeV ²)	ϵ	E_1 (GeV)	E_{4S} (GeV)
2. Resonanz	1.40 - 1.61	0.63 - 0.57	0.92 - 0.89	3.537	2.474
2. Resonanz	1.34 - 1.61	1.05 - 0.94	0.93 - 0.90	4.500	3.283
3. Resonanz	1.52 - 1.76	0.98 - 0.88	0.91 - 0.88	4.500	3.011

TABELLE 1

Die Mitte der Eintrittsöffnung des Protonspektrometers (Abschnitt III.4) wurde bei etwa einem Viertel der Messungen auf 16.2 cm und sonst stets auf 15 cm unterhalb des Mittelpunkts des Targets (Abschnitt III.2 sowie Abb. 4) justiert, sodaß bevorzugt negative Laborvertikalwinkel der Protonen in der Akzeptanz lagen. Die Ermittlung differentieller Wirkungsquerschnitte der π^0 -Produktion in einem möglichst großen Winkelbereich erfordert den Nachweis des Rückstoßprotons über einen entsprechend großen Bereich. Deshalb wurde für jede der drei in Tabelle 1 enthaltenen Impulseinstellungen des Elektronarms bei vier verschiedenen Horizontalwinkeln \mathcal{V}_p des Protonarms gemessen. Damit wurde ein sich symmetrisch um einen zentralen Wert von 90° erstreckender ϕ -Bereich überdeckt. In Tabelle 2 sind die vier Protonarmwinkel \mathcal{V}_p für jeden der 3 Bereiche der Tabelle 1 aufgeführt. Die entsprechenden ϕ -Bereiche hängen vom jeweiligen \mathcal{V}_6^{q*} -Wert ab und erreichten 360° in Rückwärtsrichtung ($\mathcal{V}_6^{q*} = 180^\circ$).

BEREICH	q^2 (GeV ²)	\mathcal{V}_p
2. Resonanz	0.63 - 0.57	16° 26° 33° 47°
2. Resonanz	1.05 - 0.94	17.5° 28° 35° 47°
3. Resonanz	0.98 - 0.88	16° 26° 35° 46°

TABELLE 2

Wegen des geringen Abstands der Polschuhe des Protonarmmagneten (Abschnitt III.4a) wurden große ϕ -Bereiche nur für kleine Werte von \mathcal{V}_5 bzw. große Werte von \mathcal{V}_6^{q*} (Abb. 2). Berechnet man aus Gleichung (4) den Jacobi-Winkel

\sqrt{s}_g , d.h. den sich aus der Bewegung des Schwerpunktsystems von π^0 und Proton ergebenden Öffnungswinkel des Protonenkegels im Laborsystem, so erhält man

$$\cos^2 \sqrt{s}_g = \frac{(q^2 + M_6^2) (2W^2 + 2M^2 + q^2 - M_6^2)}{W^4 + 2W^2 q^2 + (M^2 + q^2)^2} \quad (14)$$

Das Anwachsen des Kegel-Öffnungswinkels mit W bewirkte eine mit steigendem W sich verringernde Schwerpunkts-Winkelakzeptanz des Protonenspektrometers für die Rückstoßprotonen und damit auch für die Pionwinkel \sqrt{s}_6^* und ϕ .

Die Messungen für die kleinen \sqrt{s}_p -Winkel 16° und 17.5° , d.h. die größten ϕ -Werte der drei Bereiche in Tabelle 2, fanden bei einem Abstand von 102.4 cm zwischen Targetmittelpunkt und Eintrittsöffnung des Protonenspektrometers statt. Für alle anderen Einstellungen war dieser Abstand 51 cm. Infolgedessen besaß die Akzeptanz für große ϕ -Werte einen Schwerpunkt bei relativ großen \sqrt{s}_6^* -Werten, um für kleinere \sqrt{s}_6^* -Werte dann schnell zu sinken. Die Akzeptanz der Messungen bei den großen \sqrt{s}_p -Winkeln 46° und 47° , d.h. den kleinsten ϕ -Werten, setzte bei vergleichsweise größeren \sqrt{s}_6^* -Winkeln ein, dehnte sich jedoch zu kleinen \sqrt{s}_6^* -Werten hin aus.

Ebenfalls aus Gleichung (14) folgt ein Anwachsen von \sqrt{s}_p bei einer Verringerung von q^2 . Dies war der Grund für die relativ schlechte Winkelakzeptanz bei $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$, die zu einem rapiden Schrumpfen des akzeptierten ϕ -Bereichs mit fallendem \sqrt{s}_6^* führte. Diese Messung war hauptsächlich als Anschlußmessung zu den Daten von NINA⁹ gedacht.

III. APPARATUR

Die Messung der π^0 -Elektroproduktion erfordert eine Apparatur, die in der Lage ist, sowohl das gestreute Elektron und das Rückstoßproton zu identifizieren, als auch die Viererimpulse der beiden Teilchen zu messen.

Abb. 3 zeigt die für das vorliegende Experiment benutzte Anordnung.

III.1 Primärstrahl

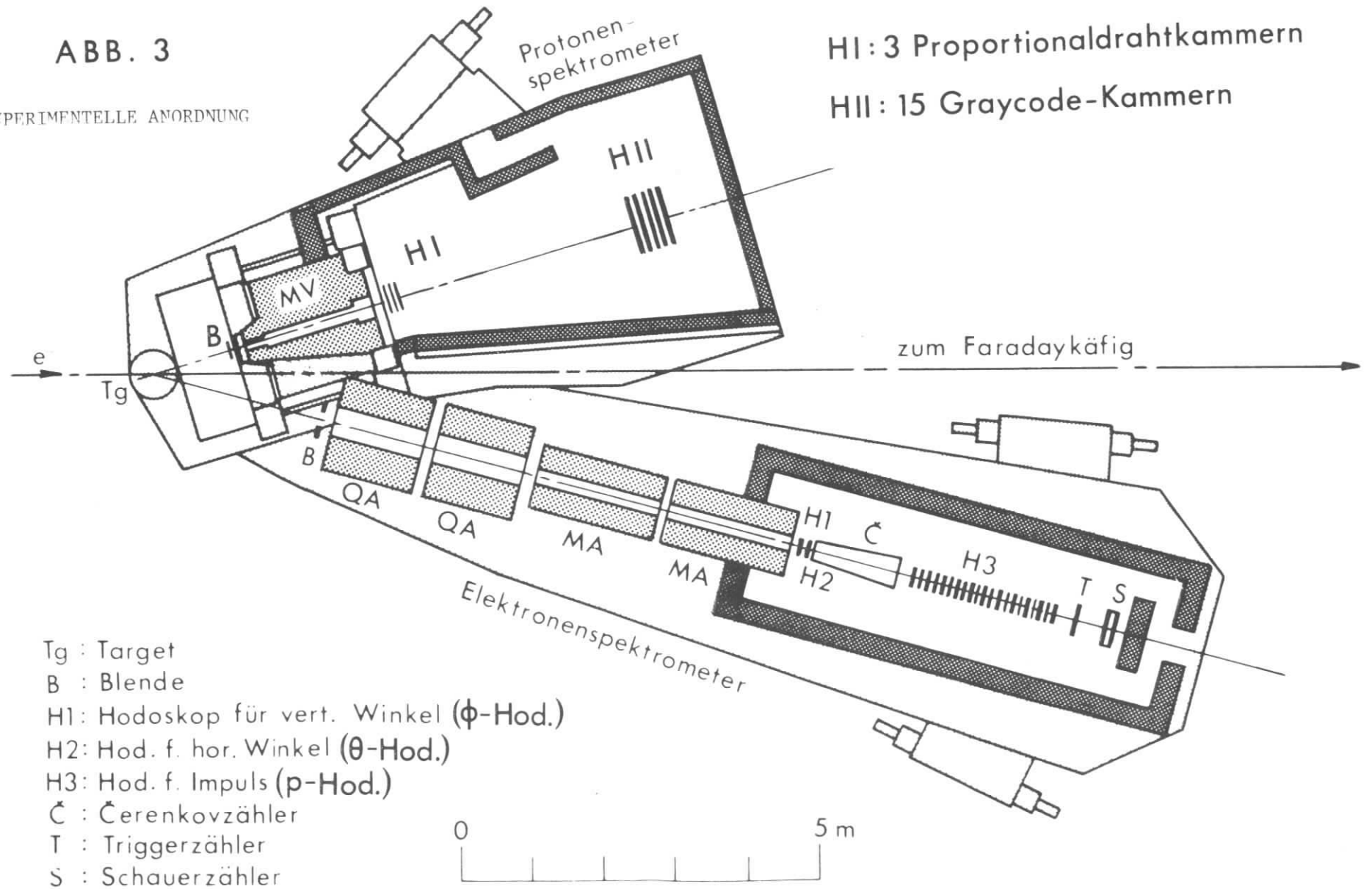
Als primärer Elektronenstrahl diente Strahl 20 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons. Er wurde nach der Methode der langsamen Ejektion aus dem Synchrotron ausgelenkt^{25,26}. Die Addition einer sinusförmigen 200 Hz-Komponente zum sinusförmigen 50 Hz-Magnetstrom des Synchrotrons ergab ein flaches Dach im zeitlichen Verlauf des Magnetfelds der Synchrotron-Führungsmagnete²⁷. Dieser Flat-Top-Betrieb führte zu großen Pulsdauerlängen (Spilllängen) von 2.5 bis 3.0 msec bei trotzdem guter Energieschärfe von ca. 2 %. Damit war es möglich, die Messungen bei hohen Primärintensitäten und gleichzeitig kleiner Rate der zufälligen Koinzidenzen zwischen Elektron- und Proton-Arm durchzuführen.

Ein Transportsystem von 4 horizontalen Ablenkmagneten, 10 Quadrupolen, und 3 vertikalen Korrekturspulen führte die ejizierten Elektronen über eine Entfernung von ca. 107 m vom Synchrotron-Ring zum Target. Längs dieser Strecke einschwenkbare Zinksulfid-Schirme ermöglichten die Beobachtung des Strahls über ein Netz von Fernsehkameras. Am Anfang des Transportsystems und unmittelbar vor dem Faradaykäfig befanden sich zusätzlich Streifenmonitore. An 15 horizontalen und 15 vertikalen Aluminiumstreifen entstehende und periodisch abgesaugte Sekundäremissions-Elektronen vermittelten ein Bild der Intensitätsverteilung des Strahls in horizontaler und vertikaler Richtung²⁸.

Für die geometrische Ausdehnung des Strahls ergaben Messungen mit Silberphosphatgläsern²⁹ am Experimentiertarget typische Werte von 5 mm für die Breite und von 3 mm für die Höhe. Aus gleichartigen Messungen am Faraday-Käfig errechnete sich die Winkeldivergenz des Primärstrahls zu ± 1 bis ± 2 mrad.

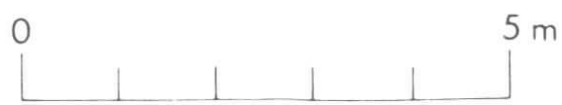
ABB. 3

EXPERIMENTELLE ANORDNUNG



HI: 3 Proportionaldrahtkammern
 HII: 15 Graycode-Kammern

- Tg : Target
- B : Blende
- H1: Hodoskop für vert. Winkel (ϕ -Hod.)
- H2: Hod. f. hor. Winkel (θ -Hod.)
- H3: Hod. f. Impuls (p-Hod.)
- Č : Čerenkovzähler
- T : Triggerzähler
- S : Schauerzähler



Die Ladung des Primärstrahls wurde durch einen Sekundäremissionsmonitor gemessen^{30,31}. In regelmäßigen Abständen wurde zeitweilig zusätzlich der normalerweise durch einen Strahlverschluß geschützte Faraday-Käfig³⁰ benutzt. Ein Vergleich seiner Werte mit denen des SEM ergab gute Konstanz des Verhältnisses SEM/Faraday-Käfig. Als relativen Fehler der Ladungsmessung kann man 2 % annehmen.

Ein unter einem Winkel von 60° zum Primärstrahl stehendes Monitor-Teleskop aus drei Szintillationszählern lieferte durch die von ihm registrierte Zählrate ein Maß für die Primärstrahlintensität.

III.2 Target

Zur Streuung der primären Elektronen wurde ein Target aus flüssigem Wasserstoff über dem gemeinsamen Drehpunkt von Elektron- und Proton-Spektrometer verwendet (Abb. 3,4). Die Targetzelle bestand aus einem Kapton-Polyimid-Zylinder mit einer Wandstärke von 75 μm und einem Durchmesser von 5 cm. Seine Enden waren durch Kugelkalotten aus dem gleichen Material mit einem Radius von ca. 3.5 cm abgeschlossen. Die effektive Targetlänge in Strahlrichtung war ca. 12 cm.

Nach einer durchschnittlichen Strahlbelastung von 250 Stunden bei Faraday-Käfig-Strömen von etwa $1.5 \cdot 10^{-7}$ Ampere wurden die Targetzellen ersetzt.

Die Streukammer, in der sich die Targetzelle befand, sowie der Kühlkreislauf mit komprimiertem Helium sind ausführlich in der Dissertation von J. May⁷ erklärt.

III.3 Elektron-Spektrometer

Zur Identifikation des Elektrons und der Bestimmung seines Viererimpulses diente ein doppelfokussierendes Spektrometer, dessen Einzelheiten bei May⁷ nachzulesen sind. Es bestand aus 2 Quadrupolen des DESY-Typs QA³², 2 vertikalablenkenden Ablenkmagneten des DESY-Typs MA³², 3 Szintillationshodoskopen, einem Cerenkov-Zähler, einem Schauerzähler und einem Szintillations-Trigger-Zähler (Abb. 3).

Alle Zähler des Spektrometers waren von einem Abschirmhaus mit Wänden aus 20 bis 30 cm starkem Eisen so umgeben, daß nur zum Target hin eine Öffnung blieb. Der zentrale Horizontalwinkel des Spektrometers konnte auf Werte zwischen 15° und 57° eingestellt werden.

Große Impulsakzeptanz und gute Auflösung des Horizontalwinkels auch bei großen Targetlängen wurde durch zwei Fokussierungseigenschaften des Spektrometers gewährleistet. Zum einen sorgte eine Strich-auf-Punkt-Fokussierung dafür, daß Sekundärelektronen gleichen Impulses und gleichen Horizontalstreuwinkels unabhängig vom Wechselwirkungspunkt im Target in der horizontalen Ebene auf einen Punkt fokussiert wurden. Zusätzlich bewirkte eine Punkt-auf-Punkt-Fokussierung, daß Sekundärelektronen gleichen Impulses vom gleichen Wechselwirkungspunkt im Target unabhängig von ihrem Vertikalwinkel auf einen Punkt fokussiert wurden. Es entstand also unabhängig vom Vertikalwinkel für jeden Impuls ein Bild des Targets in der vertikalen Ebene.

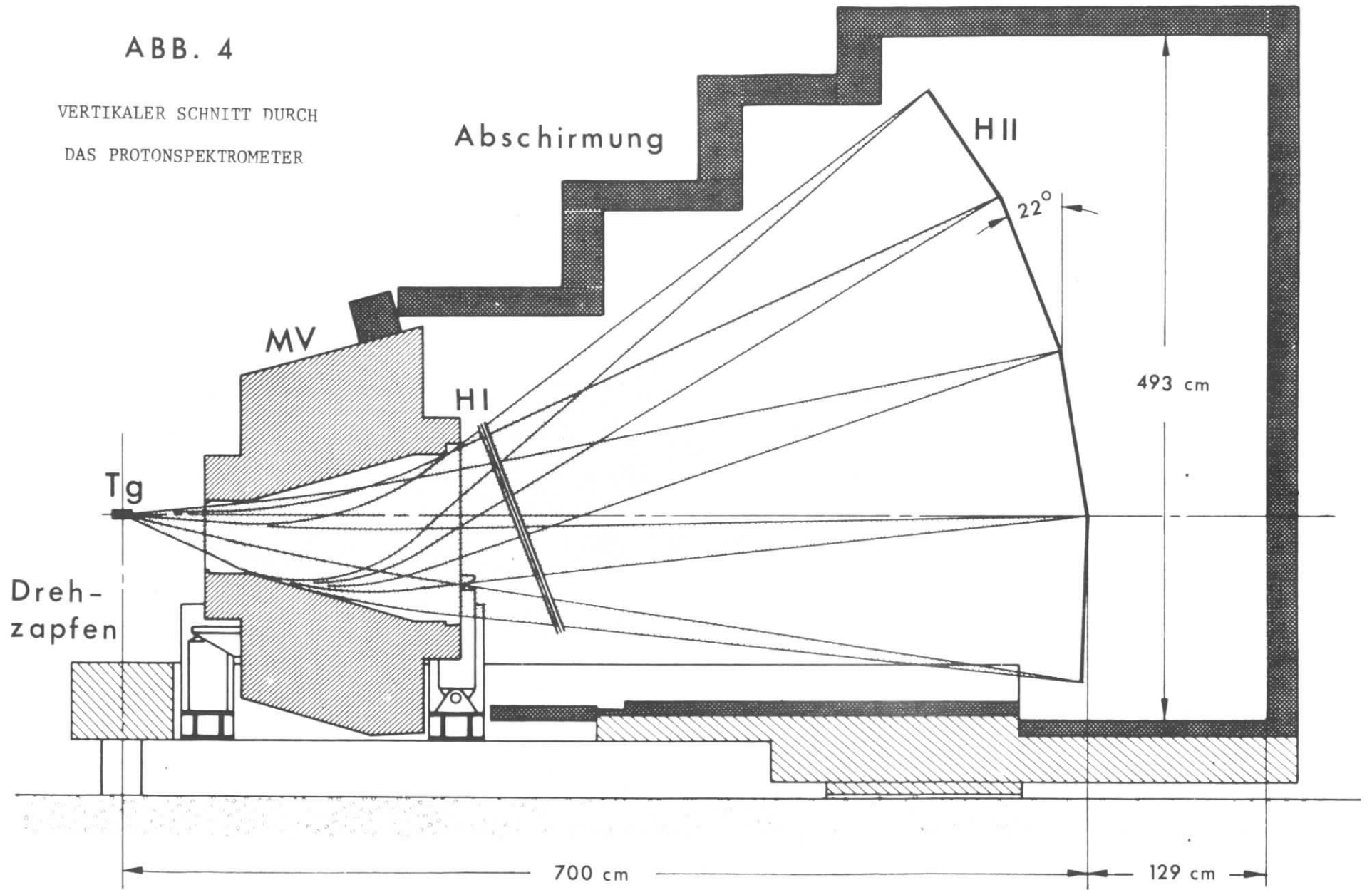
Dementsprechend erfolgte die Dimensionierung und Anordnung der Hodoskope. Die Bildfläche des Targets wurde durch ein Impuls-Hodoskop mit 40 Szintillationszählern von 2.5 cm Breite in 20 Impulskanäle einer Akzeptanz von je 0.5 % des zentralen Sollimpulses unterteilt. Das ψ -Hodoskop zur Messung des Horizontalwinkels wurde mit seinen 6 Szintillationsstreifen von 2.8 cm Breite und damit 2.7 mrad Akzeptanz pro Zähler in der Horizontalwinkel-Fokallinie des Spektrometer-Sollimpulses montiert. Die Impulsakzeptanz des Spektrometers von $\pm 5\%$ des Sollimpulses führte zu einer Verschmierung des Horizontalwinkel-Fokus um lediglich ± 0.5 cm im ψ -Hodoskop.

Für den Vertikalwinkel entsteht unabhängig vom Wechselwirkungspunkt ebenfalls ein Fokus in der Vertikalebene. Er ist jedoch so impulsabhängig, daß für diesen Winkel zwei Ortsbestimmungen nötig sind. Die eine lieferte das Impulshodoskop, die andere ein ϕ -Hodoskop aus 16 Szintillationszählern mit einer Breite von je 1 cm und einer Gesamtakzeptanz von 58 mrad. Seine Montage erfolgte in der Nähe des horizontalen Winkelfokus, wo der Einfluß der vertikalen Strahlausdehnung am geringsten ist.

Zur Unterscheidung der Elektronen von negativen Pionen wurden ein Schwellen-Cerenkov-Zähler und ein Sandwich-Schauer-Zähler verwendet.

ABB. 4

VERTIKALER SCHNITT DURCH
DAS PROTONSPEKTROMETER



Der Cerenkov-Zähler war 1.2 m lang und unter einem Druck von 1.3 atm mit CO_2 gefüllt. Der Schauerzähler bestand aus 6 Szintillationsplatten, zwischen denen 6 Strahlungslängen Blei angeordnet waren.

Unmittelbar vor dem Schauerzähler befand sich ein Triggerzähler aus zwei optisch isolierten, sich teilweise überlappenden Szintillatoren. Zusammen mit den noch zu besprechenden Triggerzählern des Proton-Spektrometers diente er der Flugzeit-Messung der Protonen.

III.4 Proton-Spektrometer

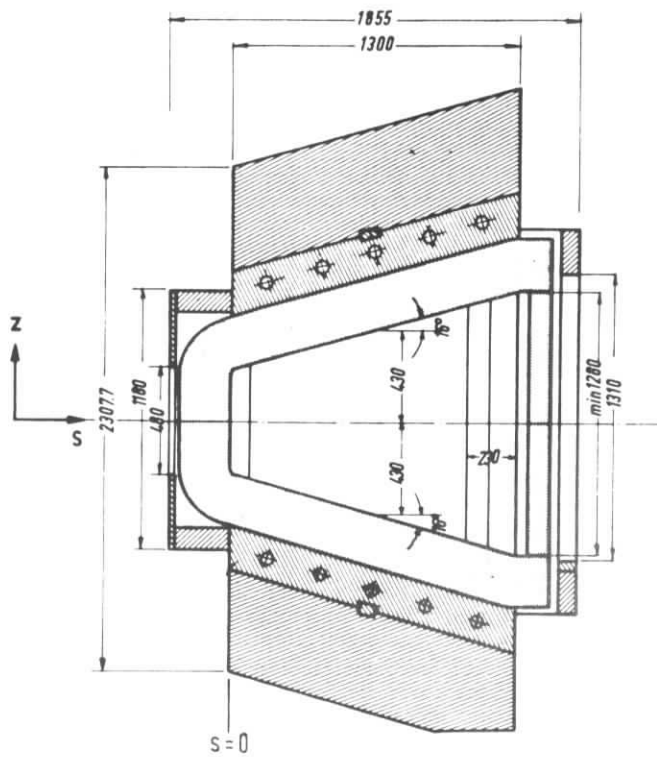
Das Proton-Spektrometer war nichtfokussierend. Es bestand aus drei auf eine schwenkbare Lafette montierten Elementen: einem 45 t schweren Ablenk magneten des DESY-Typs MV³², einem aus 3 Einzelkammern bestehenden Proportionaldrahtkammer-Hodoskop HI unmittelbar am Magnetausgang und einem aus 15 Graycode-Einheiten bestehenden Szintillator-Hodoskop HII ca. 5 m hinter HI (Abb. 3,4). Die beiden Hodoskope umgab von allen Seiten eine 20 bis 30 cm starke Abschirmung aus Eisenziegeln, die nur das Gap des Magneten und damit die Sicht zum Target freiließ.

Der Horizontalwinkel ϑ_p des Spektrometers gegen die Primärstrahlrichtung konnte zwischen 13° und 70° variiert werden. Dabei rollte die Lafette auf einer kreisförmigen Stahlschiene, die fast das gesamte Gewicht von 250 t trug. Der Rest ruhte auf dem Drehzapfen.

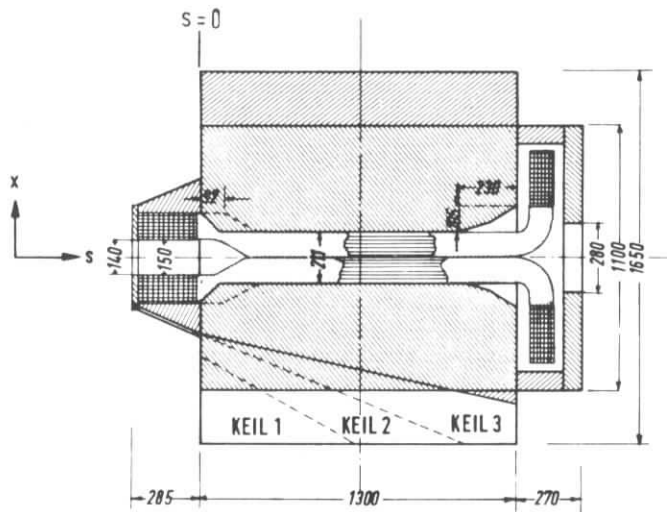
III.4.a Magnet

Der Ablenk magnet war über ein vorderes Hubbein mit einem Hubbereich von 20 cm und zwei hintere Hubbeine mit einem Hubbereich von 35 cm auf einem Wagen gelagert, der um 90.5 cm in Längsrichtung und ± 1 cm in Querrichtung der Lafette bewegbar war. Damit konnte der Magnet sowohl einjustiert als auch entsprechend den jeweiligen Anforderungen des Experiments in seinem Abstand zum Target verändert werden.

Das Gap des Magneten hat eine Länge von 185.5 cm von vorderer bis hinterer Spiegelplatte (Abb. 5). Bis auf den Bereich der abgerundeten Polschuhenden ist der horizontale Abstand der Polschuhe konstant 21.4 cm. An der Seite des Magnetausgangs nimmt die Polschuh-Abrundung die ange-



Vertikaler Schnitt durch SPEKTROMETERMAGNET MV



Horizontaler Schnitt durch SPEKTROMETERMAGNET MV

ABB. 5 SPEKTROMETERMAGNET MV

näherte Form einer Hyperbel an, was dem Endfeld Quadrupolform und daher ganz bestimmte Fokussierungseigenschaften verleiht. Die vertikale Gaphöhe nimmt von der Eingangs- zur Ausgangsöffnung hin zu (Abb. 5). Dementsprechend mißt die Öffnung der 1. Spiegelplatte $14 \times 48 \text{ cm}^2$, die der 2. Spiegelplatte dagegen $28 \times 136 \text{ cm}^2$. Diese Eingangs- und Ausgangsaperturen werden allerdings noch geringfügig durch Spulenwicklungen und Polschuhe beschnitten. Außerdem ermöglicht eine variable Bleiblende vor der 1. Spiegelplatte die Begrenzung der Vertikalakzeptanz nach oben hin. Zur Herabsetzung der Vielfachstreuung befand sich im Magnetgap ein Plastikbehälter mit Heliumgas.

Um das Protonenspektrometer möglichst nah an den Primärstrahl fahren zu können, befindet sich an der dem Primärstrahl zugewandten Seite des Jochs ein keilförmiger Einschnitt, der bei Bedarf mit Eisenkeilen ausgefüllt werden kann. Weitere technische Details der Lafette und des Magneten sind Gegenstand eines internen Berichts von K.-H. Frank³³.

Die Vermessung des Magnetfelds erfolgte am Ort des experimentellen Aufbaus selbst und bei Feldstärken von 10 kG und 19 kG. Der Magnetstrom für diese beiden Felder wurde über eine Kernresonanzsonde im homogenen Feldbereich des Magneten eingestellt. Abb. 6 zeigt die auf gleiche Art gemessene Erregungskurve. Bei dem einem Magnetstrom von 1500 Ampere entsprechenden Feld von 19.2 kG ergibt sich eine Sättigung von lediglich 2.6 %.

Die Feldvermessung erfolgte mittels einer 3-Komponenten-Hallsonde, die über ein horizontales Aluminiumrohr an eine Präzisionsmeßbank montiert war. Die Bewegung der Sonde in Richtung der Magnetachse erfolgte kleinchernergesteuert durch einen Elektromotor. Eine Photozelle lieferte eine der zurückgelegten Entfernung proportionale Zahl von Impulsen, die von einem Kleinrechner des Typs PDP 8 I gezählt wurden. Nach einer programmierbaren Zahl von Impulsen wurde der Meßbankschlitten gestoppt, die Hallsonde ausgelesen und der Schlitten zum nächsten Meßpunkt weiterbewegt. Auf diese Weise entstand für jede der drei Komponenten des Feldes eine räumliche Matrix mit einer Schrittweite vertikal von 10 cm, horizontal senkrecht zur Magnetachse von 5 cm, 3.5 cm und 3 cm, sowie in Richtung der Magnetachse von 1 cm im inhomogenen und 10 cm im homogenen Bereich. Infolge geringfügig

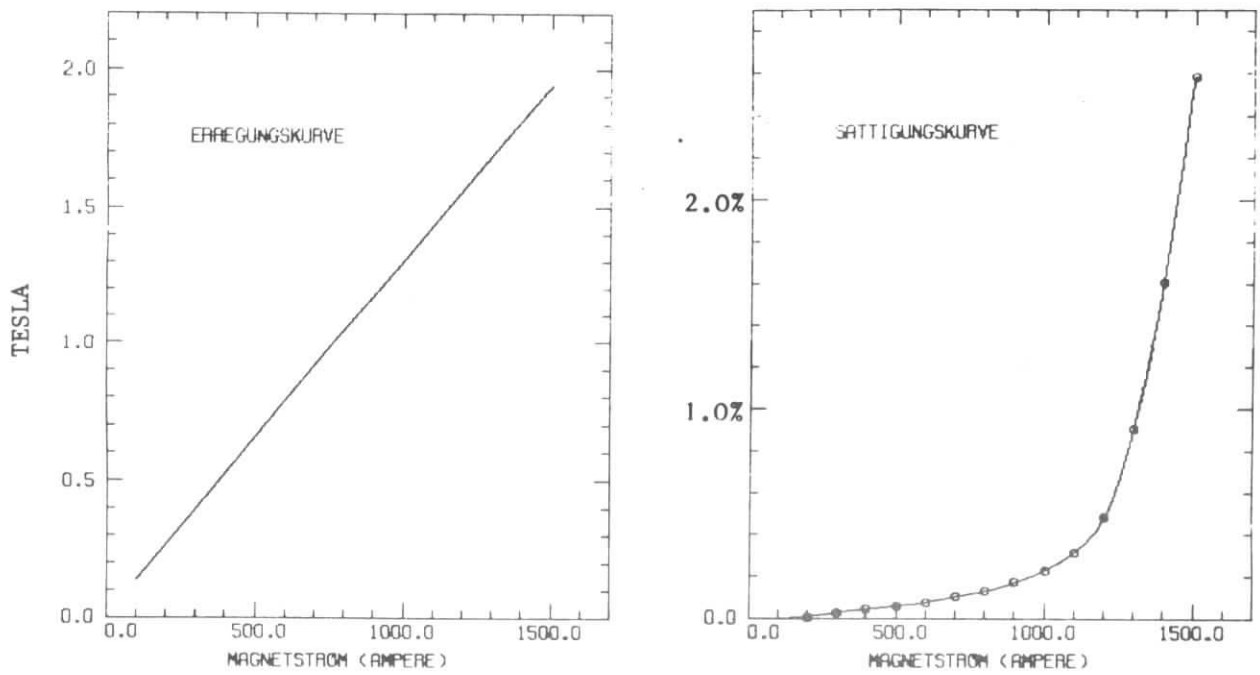


ABB. 6 ERREGUNGSKURVE DES SPEKTROMETERMAGNETEN MV

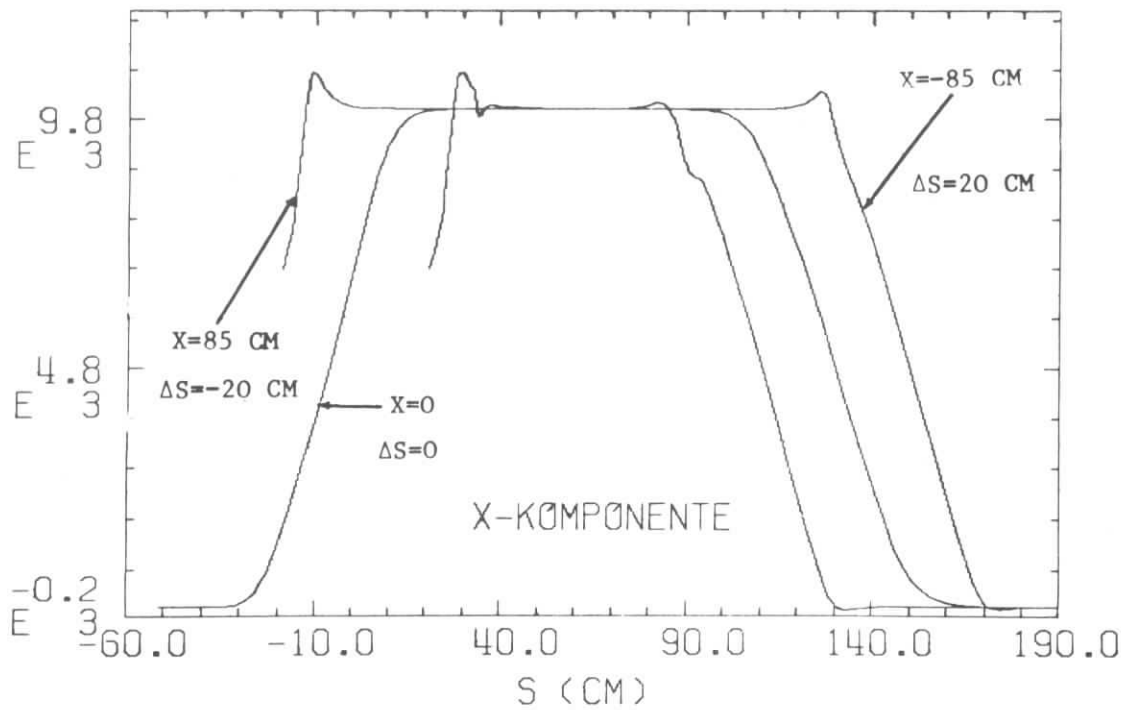


ABB. 7 HAUPTKOMPONENTE DES MV-MAGNETFELDS (GAUSS)

KURVEN UM ΔS AUF S-ACHSE VERSCHOBEN

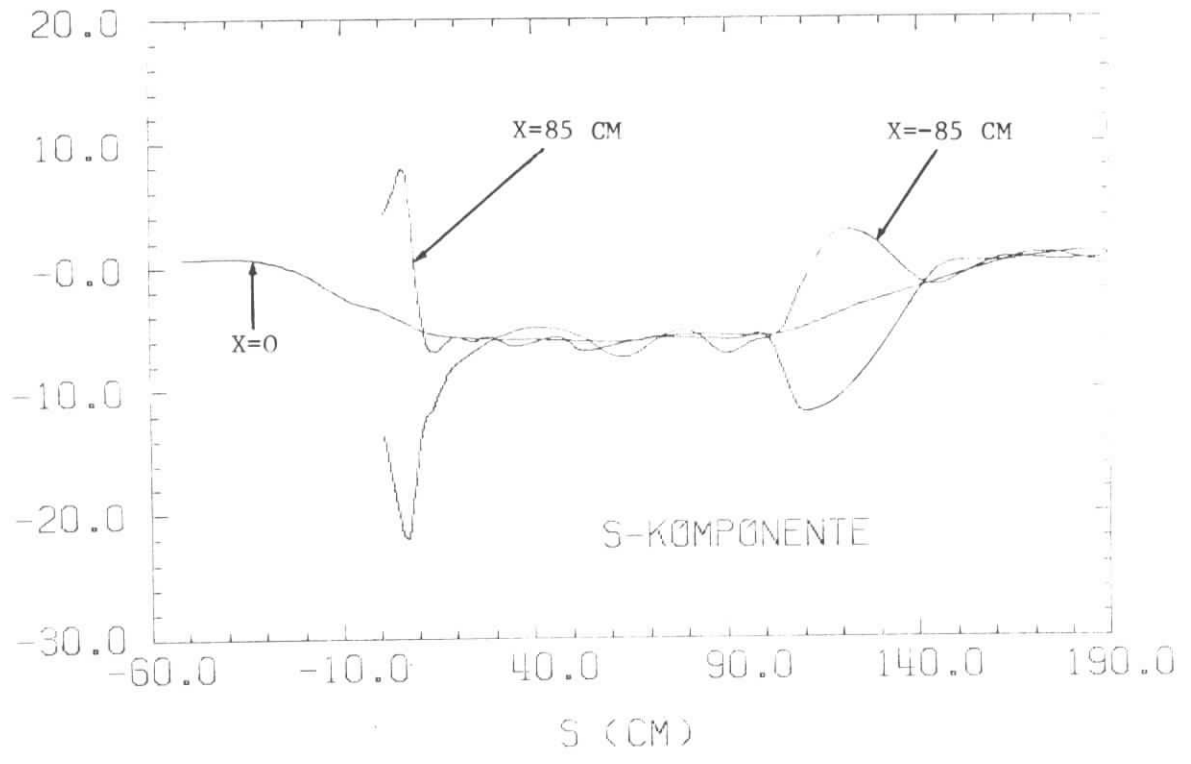


ABB. 9 KOMPONENTE DES MV-MAGNETFELDS LÄNGS DER SPEKTROMETERACHSE (GAUSS)

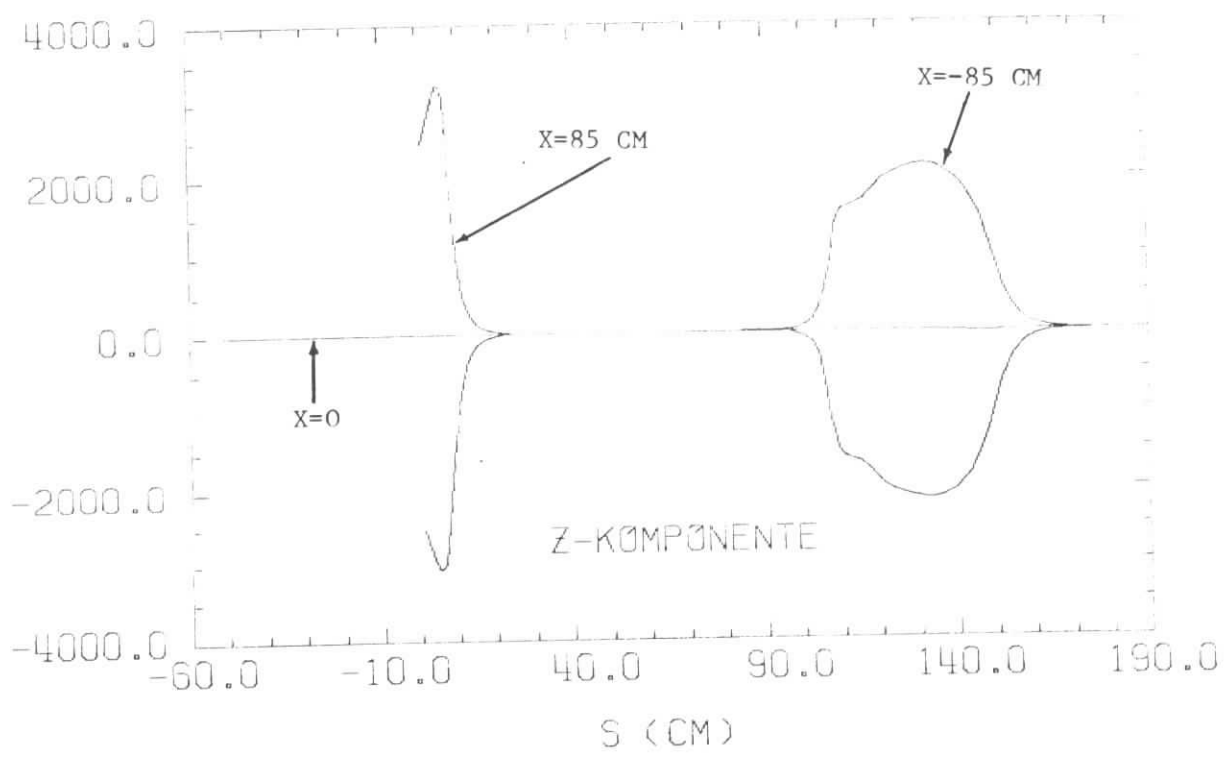


ABB. 8 VERTIKALKOMPONENTE DES MV-MAGNETFELDS (GAUSS)

unterschiedlicher Bremsstrecken des Schlittens längs der Meßbank wichen die Abstände zwischen benachbarten Meßpunkten um maximal 0.2 mm von den gewünschten Sollwerten ab.

Um das gesamte Gapvolumen ausmessen zu können, wurden vier Meßarme jeweils verschiedener Länge und Kröpfung benötigt. Aus den mit ihnen erhaltenen Meßreihen wurden schließlich mittels geeigneter Fortran-Programme zur Fehlersuche und Interpolation endgültige Magnetfeld-Matrizen hergestellt, die dann in der Auswertung der Experimentedaten Verwendung fanden.

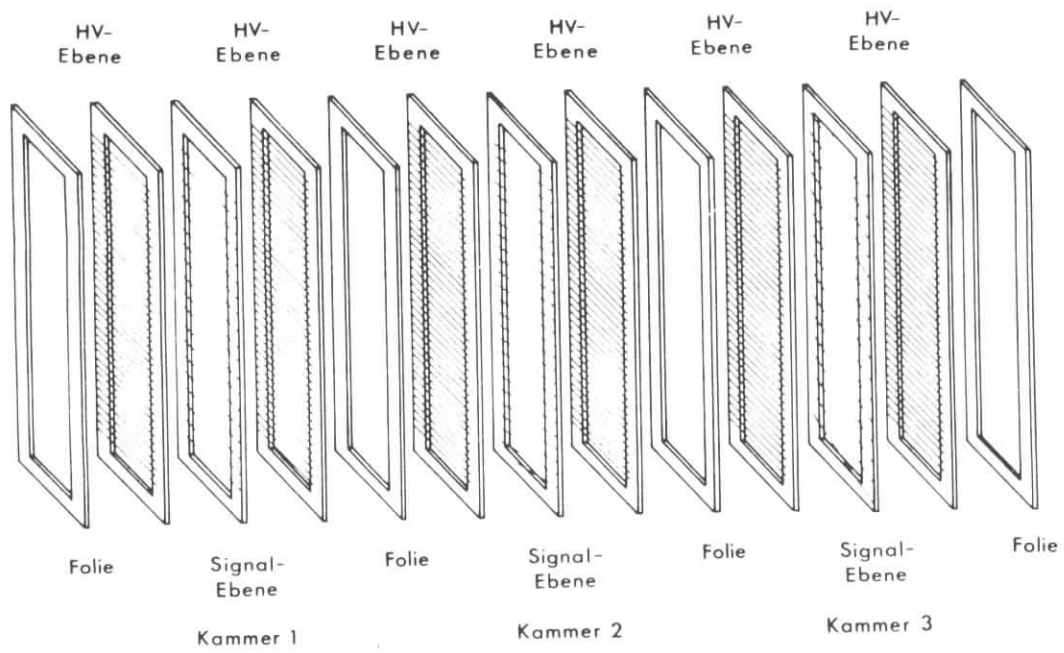
Die Abbildungen 7, 8, 9 zeigen die Komponenten des Magnetfelds in der horizontalen Mittelebene des Magneten für verschiedene Werte der Horizontal-Koordinate. Die beiden Höcker in Abb. 7 wurden von an dieser Stelle des Magneten sich befindenden Kanten der Polschuhe verursacht (Abb. 5). Der Höcker an der Seite des Magnetausgangs wurde als Bezugspunkt für alle Meßreihen genommen, sodaß die Messungen mit verschiedenen Meßarmen miteinander verbunden werden konnten.

III.4.b Proportionaldrahtkammer-Hodoskop

Das Proportionaldrahtkammer-Hodoskop HI bestand aus 3 nur mechanisch miteinander verbindenden Einzelkammern, die ansonsten völlig unabhängig voneinander arbeiten (Abb. 10). Jede der Kammern setzte sich aus 2 Hochspannungsebenen mit einer dazwischenliegenden Signalebene zusammen, die je aus einem 6.5 mm dicken und 90 mm breiten Epoxydglas-Rahmen mit einer drahtbespannten Öffnung von $1460 \times 380 \text{ mm}^2$ bestanden.

Für die Hochspannungsebenen wurden 50 μm starke Kupfer-Beryllium-Drähte verwendet. Sie wurden mit ca. 130 p gespannt und, hochspannungsmäßig zusammengefaßt zu 42 Segmenten, im Abstand von 1 mm an den Rahmen gelötet. Um die Beschädigung der Kammern durch Gasentladungen zu verhindern, erfolgte die Hochspannungsversorgung für jede Kammer über ein Strommessgerät mit Überstrom-Abschaltvorrichtung.

Die Signalebenen wurden mit 20 μm starken vergoldeten Wolframdrähten unter einer Spannung von 50 p im Abstand von 2 mm bespannt. Die Befestigung am Rahmen geschah hier durch eine 3 mm lange Lötung und zusätzlich Araldit.



ANORDNUNG DER EBENEN

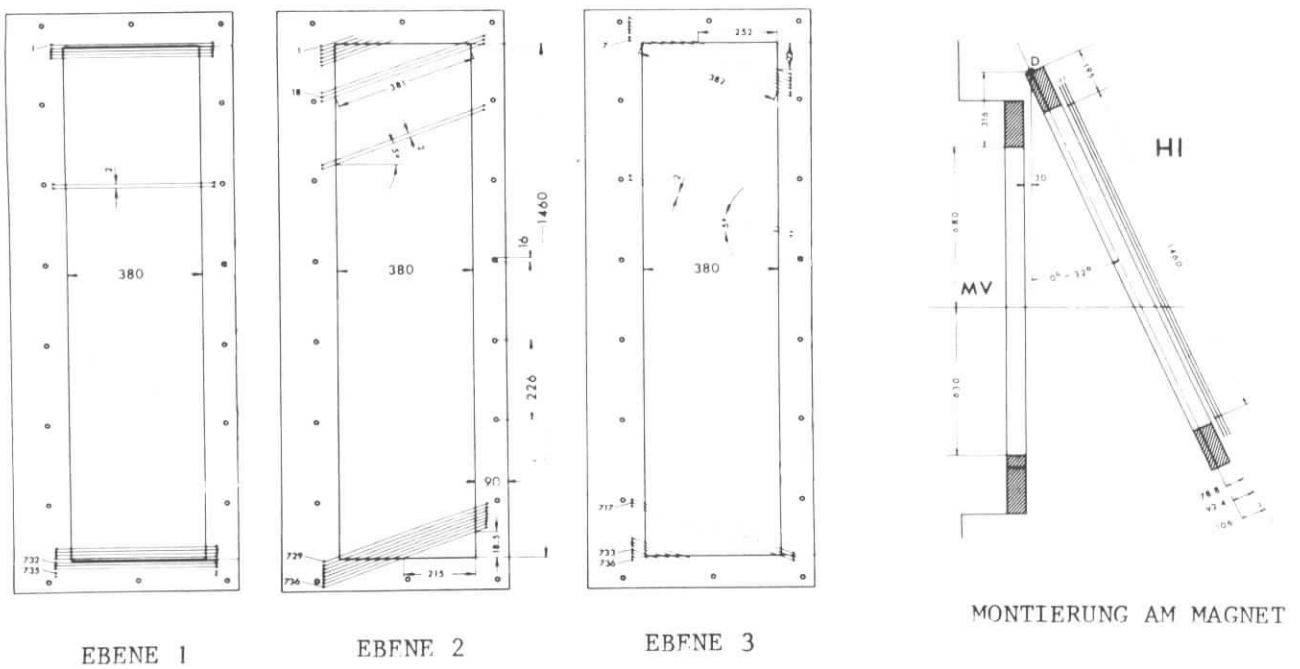


ABB. 10 PROPORTIONALDRAHTKAMMER-HODOSKOP HI

Die Signaldrähte der ersten Kammer waren horizontal gespannt, die der zweiten und dritten unter einem Winkel von $+5^\circ$ bzw. -5° zu den Drähten der ersten Kammer (Abb. 10). Damit ergab sich eine Ortsauflösung von horizontal 4.76 mm und vertikal 0.58 mm (Standardabweichung).

Gasdicht nach außen abgeschlossen wurde das System der 3 Kammern durch 2 nur mit Folie bespannte Rahmen. Zwei weitere solche Rahmen trennten die Kammern voneinander, erlaubten über Löcher in den Folien jedoch einen Druckausgleich zwischen ihnen. Sie verhinderten Überschläge bei etwaigen Potentialdifferenzen zwischen benachbarten Hochspannungsebenen.

Die insgesamt 13 Rahmen des Kammersystems wurden mit achtzehn 16 mm starken Bohrungen versehen und auf entsprechende Bolzen eines Spannrahmens aus Stahl gesteckt. Der Spannrahmen wurde wiederum unter einem Winkel von ca. 24° vor die Austrittsöffnung des Magneten montiert (Abb. 4,10).

Als Betriebsgas diente eine Mischung aus 58.5 % Methan (CH_4), 39 % Kohlendioxid (CO_2) und 2.5 % Methylal ($\text{CH}_2(\text{OCH}_3)_2$). Die Gasversorgung erfolgte gemeinsam für alle drei Kammern über allerdings separate Ein- und Auslaßstutzen. Weitere Einzelheiten finden sich in Diplomarbeiten, die während der Entwicklung des Hodoskops in der Gruppe F21 angefertigt wurden^{34,35,36}.

III.4.c Szintillator-Hodoskop

Das Szintillator-Hodoskop HII befand sich ca. 5 m hinter der Ausgangsöffnung des Magneten und bestand aus 15 vertikal übereinander angeordneten Graycode-Einheiten. Aus Akzeptanzgründen waren je 4 Einheiten um 12° gegen die vorhergehenden 4 Einheiten versetzt (Abb. 4).

Eine Einheit bestand aus vier 0.5 cm und einem 1 cm starken hintereinander im Gray-Code angeordneten Szintillationszählern (Abb. 11). Damit wurde unter der Bedingung von mindestens 2 getroffenen Zählern die empfindliche Oberfläche der Kammer von $80 \times 30 \text{ cm}^2$ in 30 Vertikalkanäle von je 1 cm Breite aufgeteilt. Entsprechend der Gesamtoberfläche des Hodoskops von $80 \times 450 \text{ cm}^2$ ergab sich also eine Einteilung der vertikalen Hodoskop-Akzeptanz in 450 Kanäle.

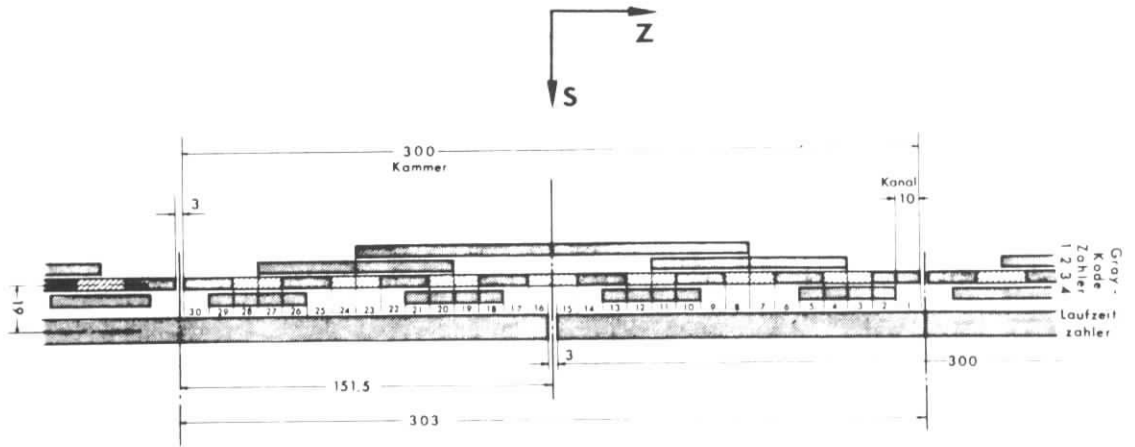


ABB. 11 GRAYCODE (VERTIKALER SCHNITT DURCH HII)

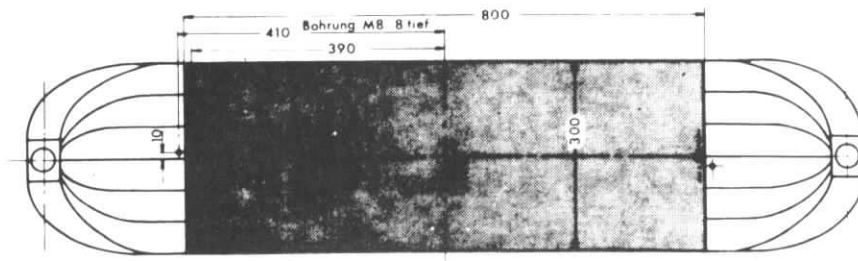


ABB. 12 TRIGGER- BZW. LAUFZEITZÄHLER

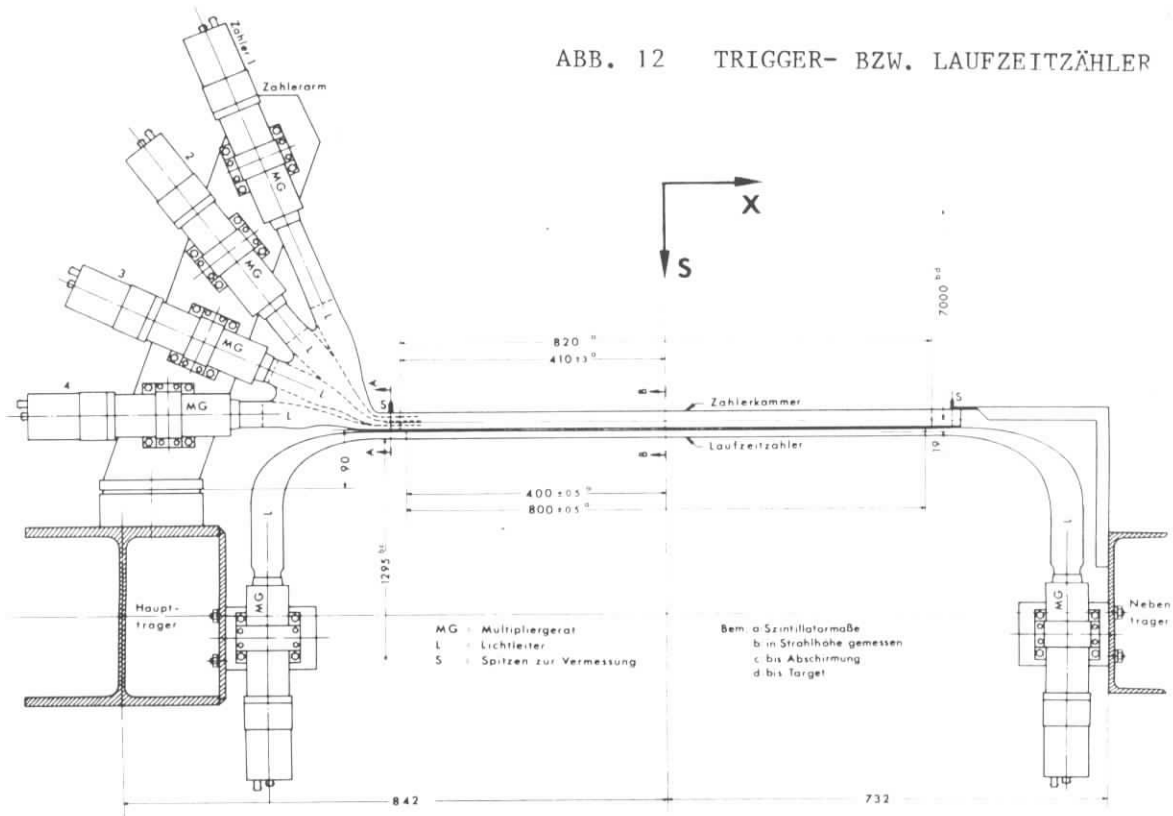


ABB. 13 HORIZONTALER SCHNITT DURCH HII

Die fünften und vom Target aus letzten der Szintillationszähler, aus weiter unten verständlich werdenden Gründen Triggerzähler genannt, nahmen bezüglich ihrer Anordnung und Funktion eine Sonderstellung ein. Zum einen überdeckte je einer dieser Zähler zwei Kammern zur Hälfte, sodaß für die 15 Kammern 16 Triggerzähler nötig waren. Zum anderen erfüllten sie drei verschiedene Aufgaben gleichzeitig. Neben dem 5. Graycode-Signal lieferten sie als Triggerzähler zusammen mit dem Triggerzähler des Elektron-Arms die Protonenflugzeit und fungierten darüberhinaus als Laufzeitähler zur Ermittlung der Horizontalcoordinate in HII. Im Gegensatz zu den ersten vier Graycode-Zählern, die mit nur einem Photomultiplier vom Typ 56 AVP (Valvo) versehen waren, waren die Triggerzähler mit 2 solchen Multipliern ausgerüstet. Somit konnte der horizontale Ort des Durchgangs eines Protons durch das Hodoskop über die Lichtlaufzeit-Differenz zu den beiden Multiplier-Kathoden bestimmt werden. Es ergab sich eine Auflösung von ca. 8 cm^{41} .

Um auch während des Experiments die Laufzeitmessung jederzeit kontrollieren zu können, wurde auf jeder Seite des Triggerzählers ca. 1 cm vom Szintillator entfernt eine Leuchtdiode in den Lichtleiter eingebaut (Abb. 12).

Sämtliche Multipliergehäuse und damit auch die Szintillatoren und Lichtleiter der 15 Kammern waren an zwei Stahlträger montiert (Abb. 13). Aus diesem Grund ließ sich das ganze Hodoskop HII um eine Achse im Boden der Lafette schwenken.

Zum Eichen der Laufzeitähler diente eine hinter dem Hodoskop an die Stahlträger angebrachte Testapparatur. Sie bestand aus zwei motorgetriebenen vertikalen Laufketten, an denen eine Stange horizontal befestigt war. An die Stange war horizontal verschiebbar eine Halterung mit einem β -Präparat angebracht. Während die Laufketten das Präparat für die Eichung an den 16 Triggerzählern vorbeitransportierten, sorgte ein Laufrad an der Präparathalterung durch Abrollen auf der Triggerzähler-Oberfläche für einen stets gleichen Abstand zwischen Präparat und Triggerzähler.

III.4.d Akzeptanz

Die horizontale Akzeptanz des Spektrometers war abhängig vom Abstand S_{MT} zwischen Magnet und Target, von der Targetlänge und vom Verhältnis V_{PB} des Teilchen-Impulses zum Feld des Spektrometermagneten. Bei der benutzten Targetlänge von 12 cm und dem kleineren S_{MT} von 51 cm (Abschnitt II.3) begrenzte sowohl das Magnetgap als auch das Szintillationshodoskop die horizontale Akzeptanz (Abb. 14). Bei dem größeren Abstand 102.4 cm begrenzte nur noch der Magnet. Abb. 15 zeigt die Horizontalwinkel-Akzeptanz bei beiden Werten von S_{MT} in Abhängigkeit von V_{PB} . Für ein großes Verhältnis V_{PB} von 2 GeV/Tesla ergab sich ein akzeptierter Horizontalwinkelbereich von 7.6° für $S_{MT} = 51$ cm und 6.2° für $S_{MT} = 102.4$ cm. Bei kleineren Werten V_{PB} wurde die horizontale Fokussierung durch die Quadrupol-Wirkung der beiden Endfelder des Magneten wirksam. Wegen der starken Abhängigkeit dieser Fokussierung von Vertikalwinkel und V_{PB} wuchs die horizontale Akzeptanz aber nur geringfügig.

Die vertikale Akzeptanz des Spektrometers wurde begrenzt durch den Magneten und die beiden Hodoskope HI und HII. Bei unveränderter Höhe des Targets von 15 cm unter der Mitte der Magnetöffnung hing sie wiederum entscheidend vom Verhältnis V_{PB} und der Entfernung zwischen Magnet und Target ab (Abb. 16).

Für die meisten Messungen wurden lediglich die obersten 11 Graycode-Kammern in Betrieb genommen. Zusammen mit einer geeigneten Blendeneinstellung wurde damit erreicht, daß das Hodoskop HI nur zu etwa einem Drittel, das Hodoskop HII jedoch überhaupt nicht im Bereich der direkten Sicht zum Target lag.

Bei $S_{MT} = 51$ cm wurden mit 11 Graycode-Kammern bei offener Blende Vertikalwinkel von -29° bis $+7^\circ$ akzeptiert, bei $S_{MT} = 102.4$ cm von -18.5° bis $+4^\circ$.

Die Abhängigkeit der entsprechenden akzeptierten Raumwinkelbereiche von V_{PB} ist in Abb. 17 dargestellt.

III.4.e Auflösung

Bei der Rekonstruktion der Teilchentrajektorien (Abschnitt IV.2. b) konnte die Ausdehnung des Targets nur über eine Korrektur berücksichtigt

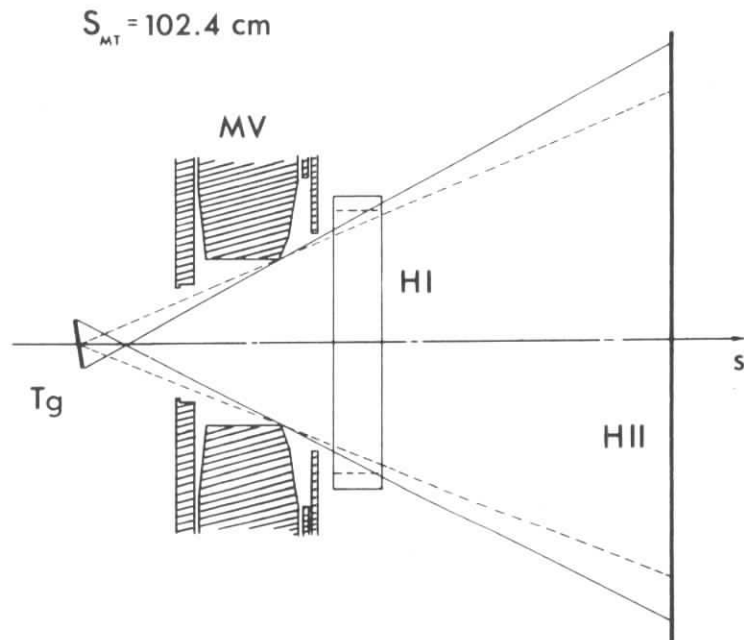
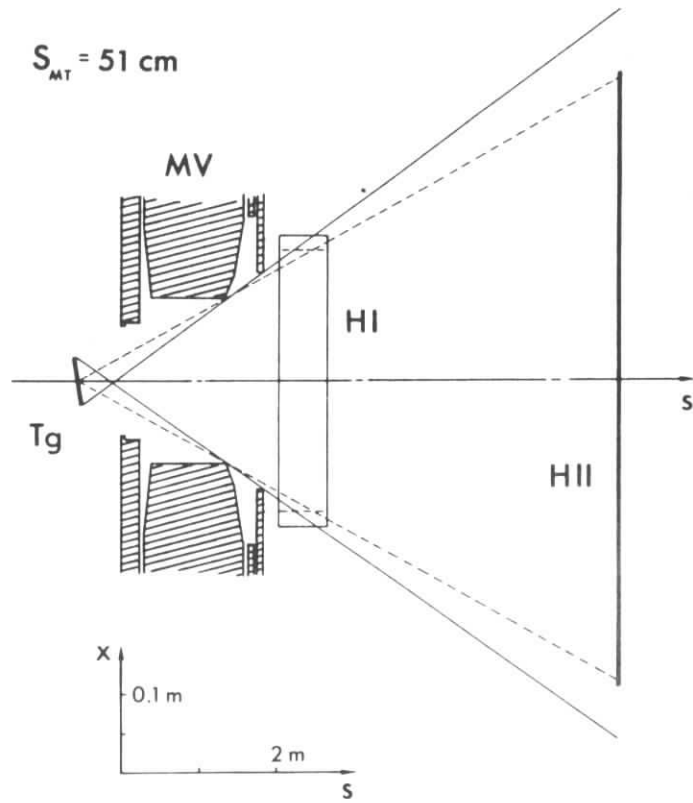


ABB. 14 BEGRENZUNG DER HORIZONTAL EN AKZEPTANZ

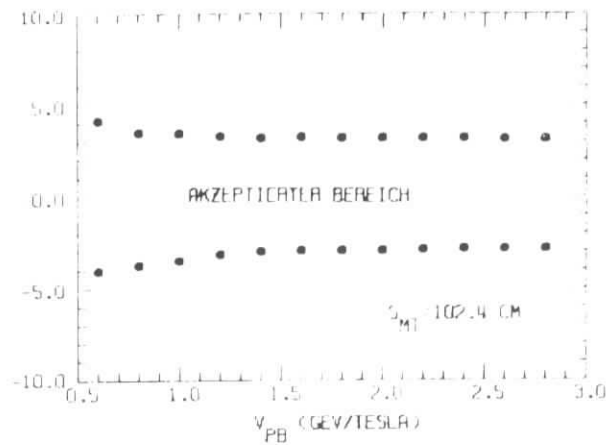
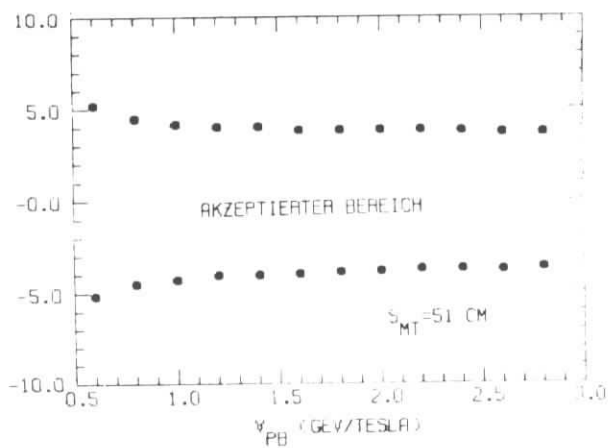


ABB. 15 HORIZONTALWINKEL-AKZEPTANZ ($^{\circ}$)

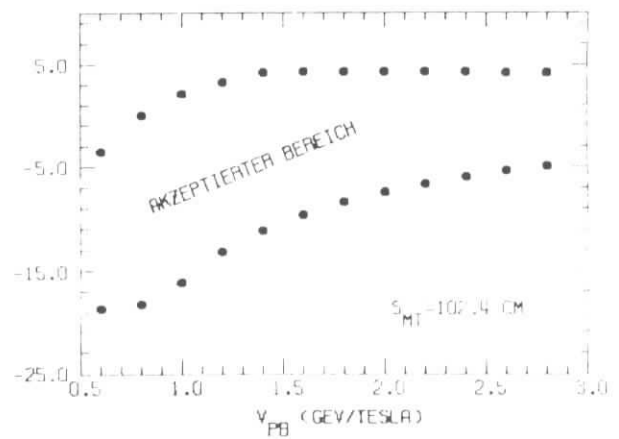
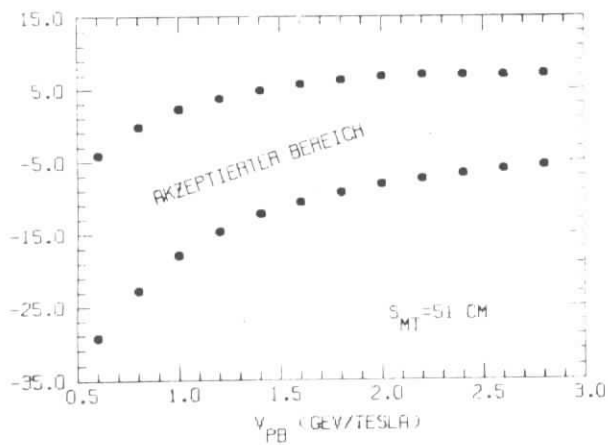


ABB. 16 VERTIKALWINKEL-AKZEPTANZ ($^{\circ}$)

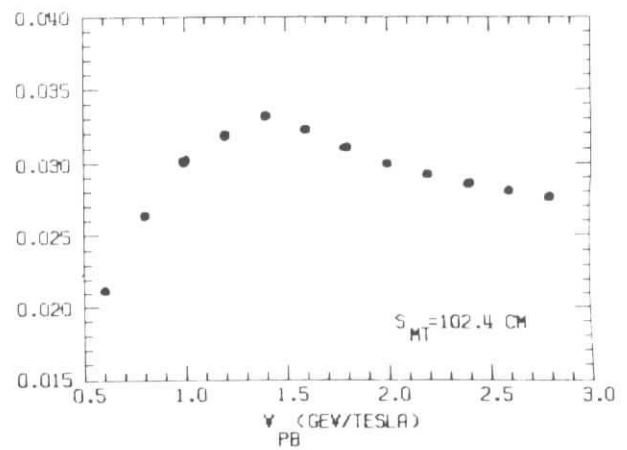
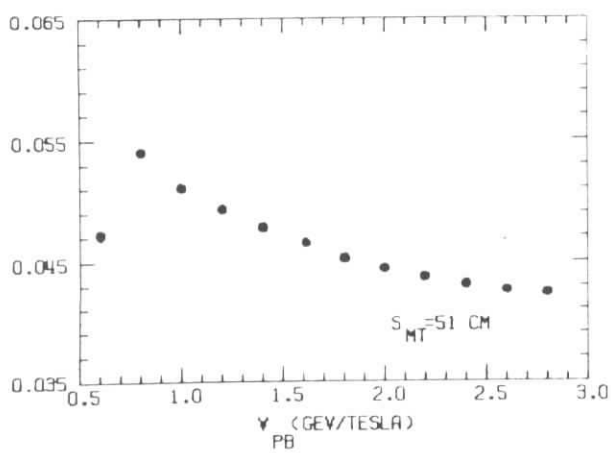


ABB. 17 RAUMWINKEL-AKZEPTANZ (sr)

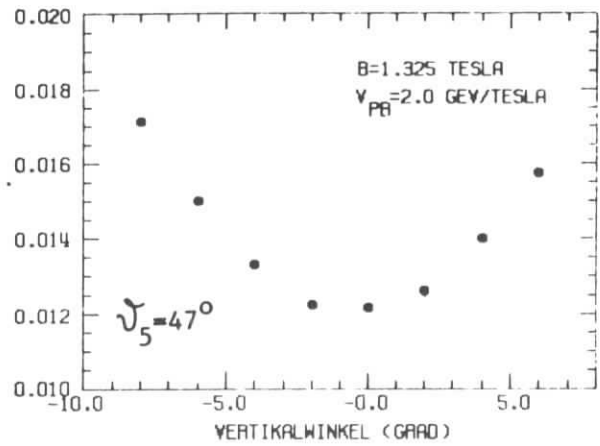
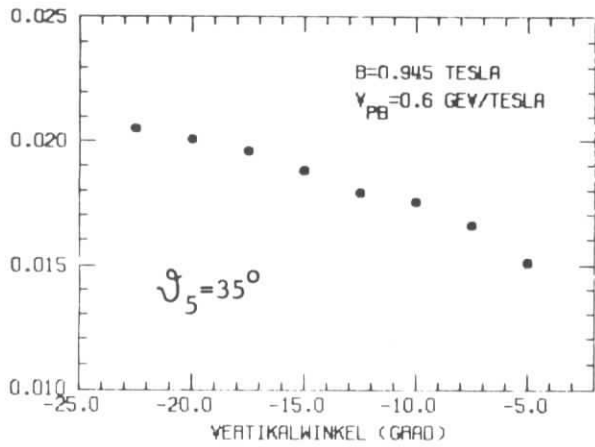


ABB. 18 IMPULSAUFLÖSUNG $\Delta P/P$ (%)

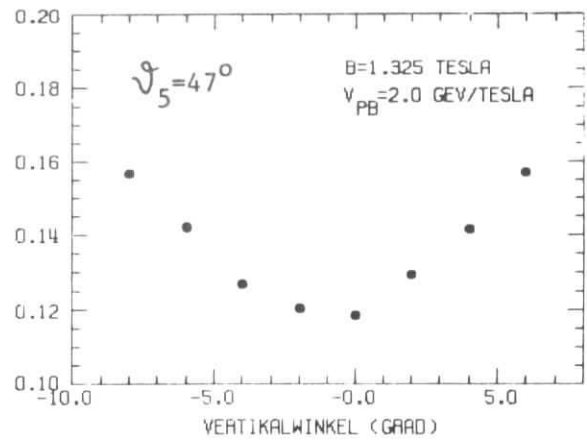
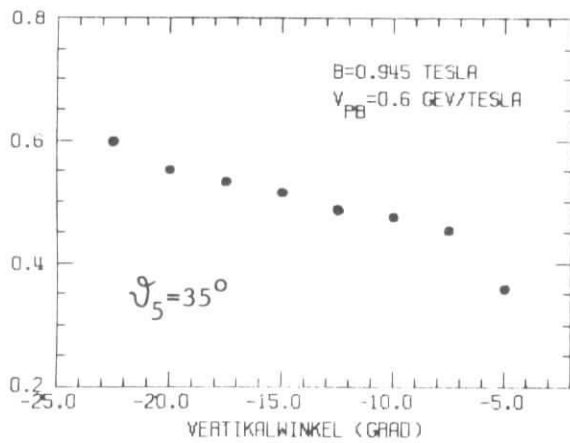


ABB. 19 VERTIKALWINKEL-AUFLÖSUNG ΔV (degrees)

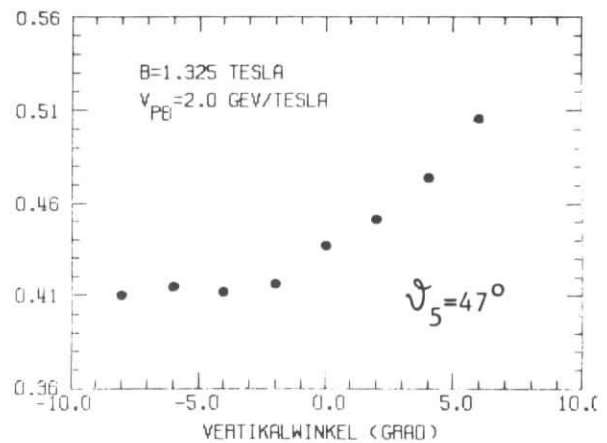
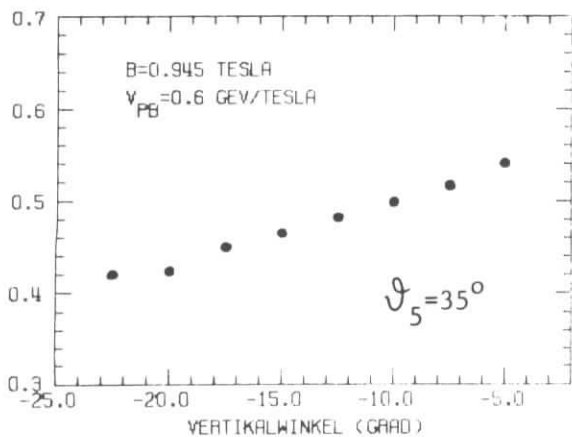


ABB. 20 HORIZONTALWINKEL-AUFLÖSUNG ΔH (degrees)

werden. Dies war die Hauptursache für die sich zu großen Vertikalwinkeln hin rapide verschlechternde Auflösung des Impulses und des Vertikalwinkels. Im Bereich der kleineren Vertikalwinkel beeinflussen die Vertikalkanal-Breite der Hodoskope HI und HII und die Vielfachstreuung in Target, HI und der Luft zwischen HI und HII diese beiden Auflösungen. Bei großen Impulsen überwiegt der Einfluß der Kanalbreite, bei kleinen Impulsen der der Vielfachstreuung³⁷.

Die Abhängigkeit der Impulsauflösung und der Vertikalwinkel-Auflösung vom Vertikalwinkel ist in den Abbildungen 18 und 19 für zwei Werte von V_{pB} und \mathcal{D}_p und Magnetfelder von 0.945 Tesla und 1.325 Tesla dargestellt. In gleicher Weise zeigt Abb. 20 die Auflösung des Horizontalwinkels, die in überwiegender Maße durch die geringe Auflösung von 8 cm in HII und wiederum die nur näherungsweise Berücksichtigung der Targetausdehnung zustande kommt³⁷.

III.5 Elektronik

III.5.a Elektron-Spektrometer

Die schnelle Elektronik und Logik des Elektron-Armes wurde schon bei früheren Experimenten verwendet und ist ausführlich bei May⁷ beschrieben. Abb. 21 zeigt eine schematische Darstellung.

Sämtliche Multipliersignale wurden in Emitterfolgern aufgeteilt, sodaß während der Messungen sowohl über Diskriminatoren Normpulse für die Logik als auch analoge Signale zur Überprüfung der einzelnen Multiplier zur Verfügung standen.

Die Hauptkoinzidenz HKE des Elektron-Arms war die 4-fach Koinzidenz zwischen Cerenkov-Zähler und den drei linear addierten Signalen des Elektron-Triggers, des Schauerzählers und der 6 Zähler des η -Hodoskops. Zeitbestimmend war der Elektron-Trigger. Aus den Pulsen HKE wurden dann 10 nsec breite Pulse EM erzeugt, ohne die die Zwischenspeicher (Buffer) für die Spektrometer-Information nicht gesetzt werden konnten. Ein sogenanntes Elektron-Master-Gate sorgte dafür, daß bis zur Ankunft eines im Anschluß an die Auslese sämtlicher gewünschter Buffer erzeugten Reset-Pulses keine weiteren Signale HKE akzeptiert wurden. Aus dem Verhältnis der Raten von EM

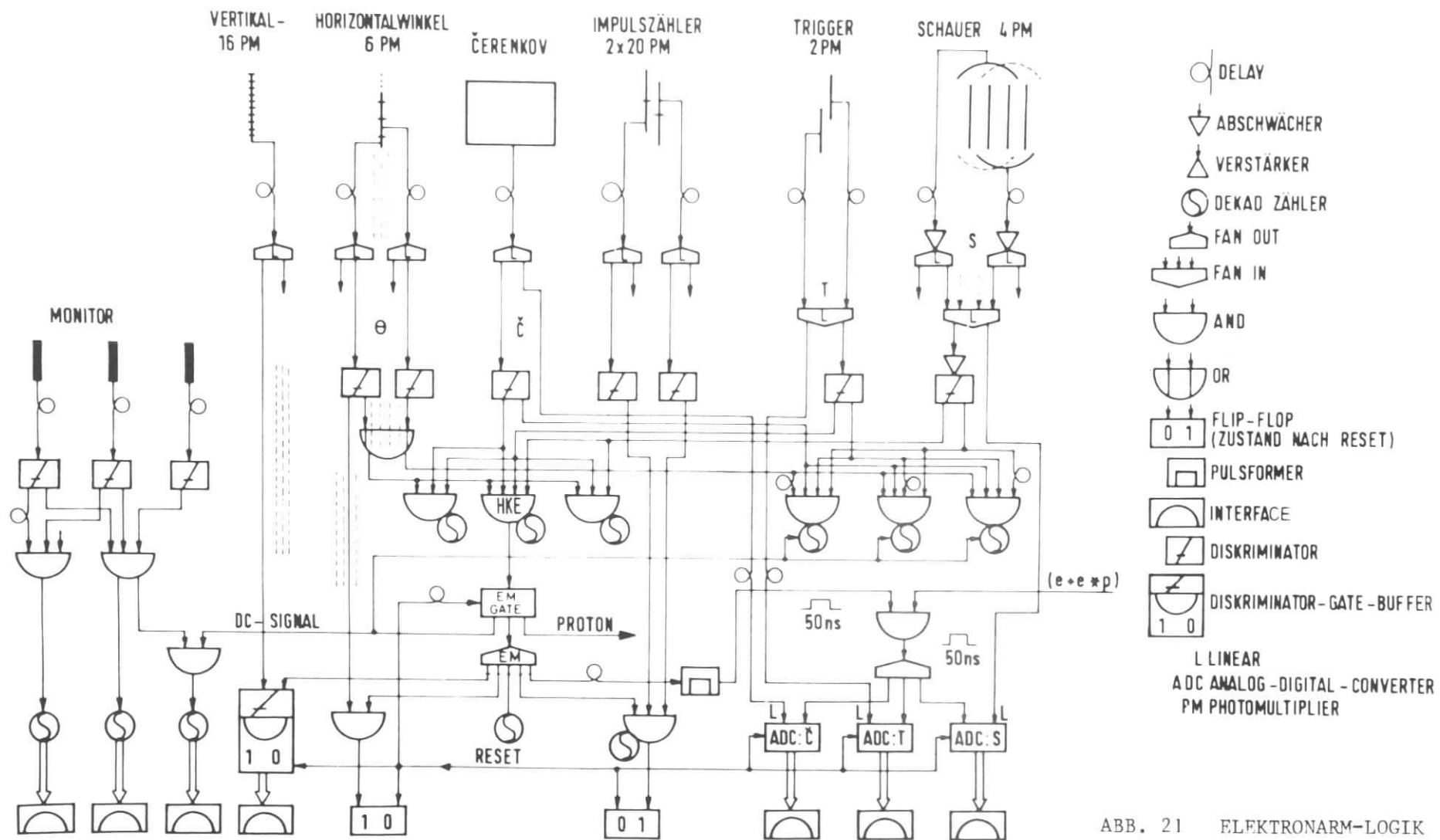


ABB. 21 ELEKTRONARM-LOGIK

zu HKE ließ sich die durch endliche Buffer-Auslese-Zeiten und Ausfälle der Apparatur verursachte Totzeit ermitteln.

III.5.b Proton-Spektrometer

Abb. 22 zeigt eine schematische Darstellung der Elektronik des Proton-Arms. Der Übersichtlichkeit halber erfolgte die Beschränkung auf nur einen Signaldraht in HI und nur einen Triggerzähler in HII. Für eine Vorstellung der gesamten Elektronik denke man sich die für den einen Draht gezeichnete Elektronik mit der Gesamtzahl der Signaldrähte multipliziert und die für den einen Trigger gezeigte Elektronik mit 16 multipliziert.

Der Verstärkung und logischen Weiterverarbeitung der Signale der einzelnen Signaldrähte des Hodoskops HI diente eine Entwicklung der DESY-Gruppe F56^{38,39,40}. Direkt auf den Rahmen einer jeden Signalebene waren 23 Vorverstärkerkarten mit je 32 etwa 3-fach verstärkenden Vorverstärkern für die 736 Drähte angebracht. 138 Hauptverstärkerkarten mit je 16 Hauptverstärkern, angeordnet in 9 je 16 Karten fassende Überrahmen bewirkten, daß die Drahtsignale zunächst eine weitere 2-fach Verstärkung erfuhren und dann auf Schmitt-Trigger mit einer Schwelle von 10 mV gegeben wurden. Deren invertierte Ausgangspulse wurden in entsprechenden One-Shots um etwa 300 nsec verzögert, um zeitliche Übereinstimmung mit demjenigen EM-Signal aus dem Elektron-Spektrometer zu erhalten, das physikalisch zu dem gerade in der Kammer registrierten Proton gehörte. Bei Koinzidenz zwischen der differenzierten Rückflanke des One-Shot-Pulses und dem EM-Signal, in dieser Funktion auch Strobe genannt, wurde ein dem jeweiligen Signaldraht entsprechender Flip-Flop gesetzt.

Für das Szintillationshodoskop ist die dem Triggerzähler N entsprechende Elektronik dargestellt. Seine beiden Multiplierpulse wurden zusammen mit dem Elektronmaster-Signal EM auf eine Koinzidenzeinheit gegeben. Das resultierende Ausgangssignal OLG diente als Gatesignal für die sogenannte Omnilogic-Einheit. Hier wurden die 8 Signale der ersten vier Multiplier der Graycode-Kammern N-1 und N einzeln auf Zweierkoinzidenz mit OLG geprüft und bei erfolgter Koinzidenz die Flip-Flops entsprechender Buffer gesetzt. Hatte mindestens eine der 8 Koinzidenzen, d.h. hatte sowohl der Triggerzähler als auch eine der beiden von ihm überdeckten Kammern als auch die Hauptkoinzidenz im Elektronspektrometer angesprochen, so lieferte die Omnilogic-Einheit

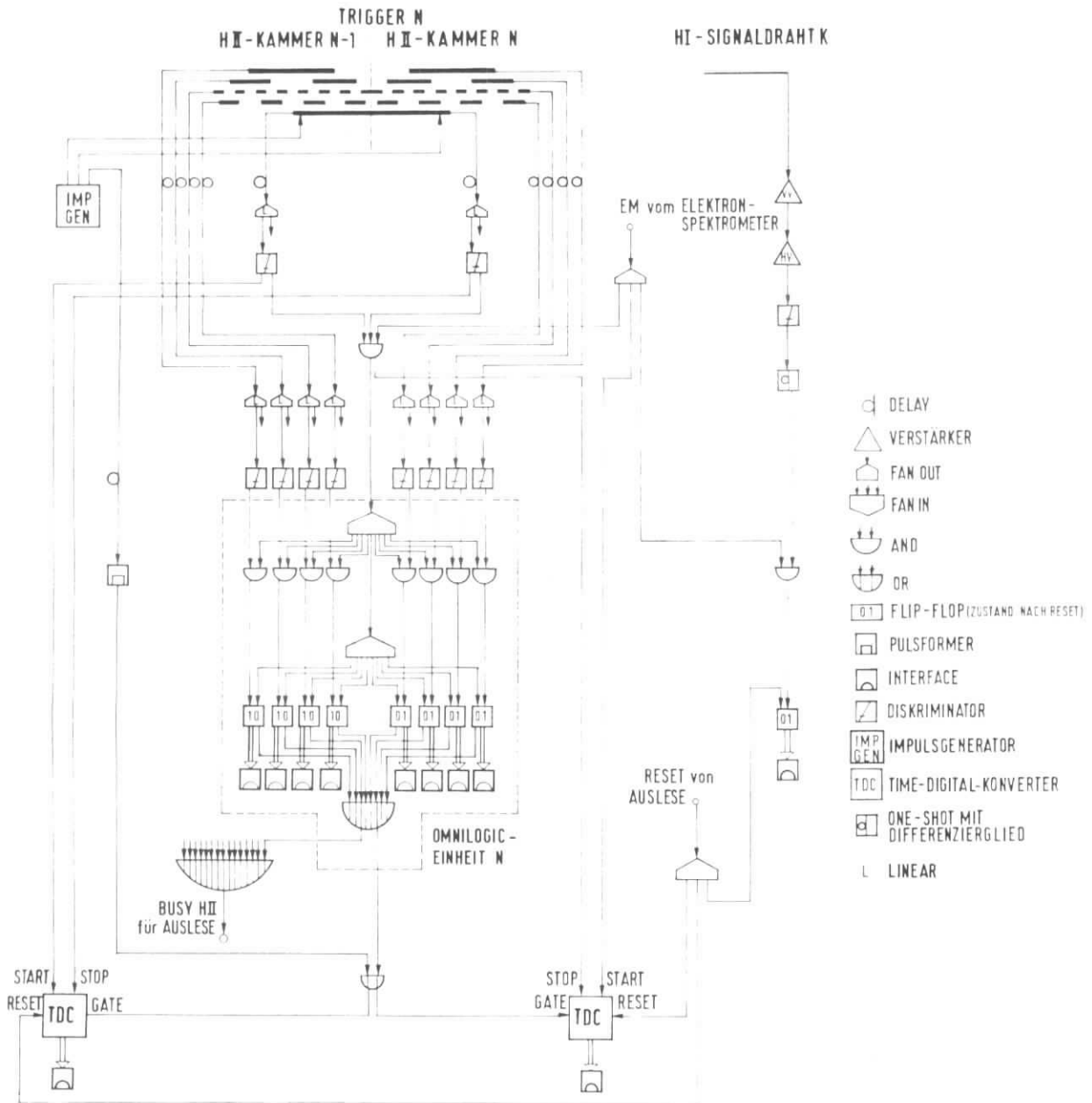


ABB. 22 PROTONARM-LOGIK

ein Ausgangssignal, das als Gate-Signal für zwei Time-Digital-Converter-Einheiten diene. Das erste dieser TDCs mit den beiden Multipliersignalen des Triggers als Startpuls bzw. Stoppuls mißt die Horizontalkoordinate, wie schon erwähnt. Das zweite TDC benutzt den Elektronmaster EM als Startpuls und OLG als Stoppuls und mißt daher die Flugzeit der Protonen.

Abb. 19 zeigt weiterhin die Möglichkeit, die Triggerzähler für Tests der Laufzeitmessung mit Leuchtdioden zu betreiben⁴¹. Ein nicht eingezeichneter astabiler Rechteckgenerator triggert als Muttergenerator 16 Kabelpulsler, die den Leuchtdioden der 16 Triggerzähler als Impulsgeneratoren zugeordnet sind. Da die Omnilogic-Einheit bei Tests keine Gatesignale für das Laufzeit-TDC liefern kann, geht ein Teil des Impuls-Generatorsignals auf einen Gategenerator, der dann das benötigte TDC-Gatesignal erzeugt. Nicht eingezeichnet wie der Muttergenerator ist auch ein von ihm geliefertes Test-Trigger-Signal, das ein zum Starten der Auslese benötigtes und normalerweise ebenfalls von der Omnilogic-Einheit geliefertes BUSY HII-Signal ersetzt.

III.6 Auslese und Datennahme

Die in den Buffern in Form von gesetzten und nichtgesetzten Flip-Flops anstehende Information wurde mittels eines PDP-8I-Kleinrechners weiterverarbeitet⁴². Seine Peripherie bestand aus einem Fernschreiber zur Eingabe von Befehlen, einer Schreibmaschine zum Ausdrucken von Information, einem Kathodenstrahl-Sichtgerät, 4 Bändeinheiten, einem Digitalvoltmeter, einem 14-Wort-Scanner, einem 1-Wort-Scanner und einer Online-Verbindung zu einer IBM-Rechenanlage des Typs 360/65.

Bei der normalen Koinzidenz-Datennahme erfolgte das Auslesen der Flip-Flop-Information der beiden Spektrometer durch die PDP nur dann, wenn gleichzeitig mindestens ein Elektron im Elektron-Arm und ein Teilchen im Hodoskop HII des Protonspektrometers registriert wurden. Nur wenn gleichzeitig ein BUSY HII-Signal, die Summe sämtlicher 16 Omnilogic-Einheiten-Ausgangssignale, vorlag, wirkte ein um 20 μ sec verzögerter Elektronmaster EM als Start-Scan-Signal für den 14-Wort-Elektron-Scanner. Die Information des Elektron-Arms lag, zusammengefaßt in 10 Worten à 12 Bit, parallel am Scanner und wurde auf das Start-Scan-Signal hin im Data-Break-Verfahren mit einem zusätzlichen elften Wort als Trennmarke in den Kernspeicher der PDP eingelesen.

Ein hierauf folgendes END-SCAN-ELECTRON-Signal in Koinzidenz mit BUSY HII setzte einen 32-fach-Multiplexer, auf den die 16 Ausgänge der Omnilogic-Einheiten gegeben waren, in Gang. Wurde ein Signal auf einem der Ausgänge gefunden, so wurden die Nummer des Triggerzählers, die mit ihm gemessene Flugzeit und Laufzeit sowie die Information der beiden ihm zugeordneten Graycode-Kammern in 3 Worte à 12 Bit angeordnet und nacheinander mit einem 1-Wort-Scanner in den Kernspeicher der PDP eingelesen. Zum Schluß folgte eine HII-Trennmarke aus ebenfalls 3 Worten und ein END HII-Signal.

Zum Auslesen der Information des Hodoskops HI wurden die Flip-Flops der Signaldrähte jedes der 9 Überrahmen auf je einen 256-fach-Multiplexer geführt³⁶. Hierzu waren 16 den einzelnen Hauptverstärkerkarten zugeordnete 16-fach-Hilfsauslese-Multiplexer zusammengeschaltet. Zusammen mit einem weiteren 16-fach-Hilfsauslese-Multiplexer, der mit den 16 Hauptverstärker-Multiplexern verbunden war, ergab sich so der 256-fach-Multiplexer. Alle 9 256-fach-Multiplexer waren wiederum so miteinander verschaltet, daß ein einziger 256-fach-Multiplexer resultierte. Zur Unterscheidung der einzelnen Überrahmen diente ein weiterer 16-fach-Neben-Multiplexer, der mit den 9 Hilfsauslese-Multiplexern verbunden war.

Auf das END HII-Signal hin wurde zunächst der 256-fach-Multiplexer von einem 8-Bit-Zähler durchgetaktet. Wurde ein gesetzter Flip-Flop gefunden, so taktete ein 4-Bit-Zähler den 16-fach-Neben-Multiplexer durch. Nachdem auch er einen gesetzten Flip-Flop gefunden hatte, wurden die beiden Zählerstände als ein 12-Bit-Wort vom 1-Wort-Scanner in den Kernspeicher der PDP eingelesen.

Nachdem so die Signaldraht-Information des Hodoskops HI ausgelesen war, versetzte ein END-OF-RECORD-Signal die gesamte Elektronik in den Anfangszustand. Das Elektron-Spektrometer konnte dann einen neuen Elektronmaster EM liefern und die Apparatur war für ein neues Ereignis empfindlich.

Bei der Einarm-Datennahme für die Messung des zu Normierungszwecken (Abschnitt IV. 4) benötigten totalen Wirkungsquerschnitts durfte die Auslese der Spektrometer-Information nicht vom Vorhandensein eines BUSY-HII-Signals abhängen. Zunächst wurden zu diesem Zweck alle acht Stunden Messungen durchgeführt, bei denen das Elektronmaster-Signal gleichzeitig auch das BUSY-HII-Signal lieferte. Während des letzten Teils der Messungen wurde das um einen

Faktor zwischen 1 und 99 untersetzte Elektronmaster-Signal zusätzlich zu den vom Hodoskop HII stammenden BUSY HII-Signalen zum Starten der Auslese verwendet. Auf diese Weise konnten Koinzidenz- und Einarm-Datennahme gleichzeitig erfolgen.

Der Kernspeicher der PDP, in den die Information der beiden Spektrometer eingelesen wurde, diente lediglich der Zwischenspeicherung der Daten. Zwei Puffer mit je 3600 12-Bit-Worten wurden abwechselnd beschrieben und über die Online-Verbindung auf einen Plattendatensatz des IBM-Rechners transferiert. Von den 400 direkt zugreifbaren Blöcken dieses Datensatzes entsprachen 391 je einem transferierten PDP-Puffer. Die restlichen enthielten vom Online-Programm benötigte Status-Information sowie von ihm nach jedem Transfer neu aus den Daten aufbereitete Informationen. Diese konnten während des Experiments jederzeit in Form von Tabellen oder graphischen Darstellungen auf dem Sichtgerät oder der Schreibmaschine abgerufen werden und dienten der Kontrolle der Apparatur.

Eine weitere Kontrolle der Apparatur erfolgte über das mit der PDP verbundene Digitalvoltmeter. Die Ströme sämtlicher Magnete des Transportsystems und der beiden Spektrometer, Hoch- und Versorgungsspannungen der 3 Kammern des Hodoskops HI, sowie die Multiplierhochspannungen sämtlicher Triggerzähler wurden laufend von der PDP registriert. Dies geschah über ein System von Selektor-Boxen⁴³ mit je 10 Meßstellen. Die gemessenen Ist-Werte wurden vom Online-Programm mit einer Tabelle von Sollwerten und Toleranzen verglichen. Bei Nicht-Übereinstimmung wurde die Datennahme durch Schließen des Elektronmastergates unterbrochen und der angefangene PDP-Datenpuffer sofort transferiert. Nach erneuter Übereinstimmung von Ist- und Sollwerten konnte die Datennahme unter besonderer Kennzeichnung des nächsten PDP-Puffer-Blocks wieder gestartet werden.

Die Meßzeit war in Abschnitte gleicher registrierter Primärstrahlladung, sogenannte Runs, eingeteilt. Dies geschah durch Vorwahl der gewünschten Ladung am dem Sekundäremissions-Monitor nachgeschalteten Integrator. Nach dem Start der Datennahme und gleichzeitig der Ladungsmessung von der PDP aus, wurde als erstes ein Block von 50 Zählerinhalten ausgelesen und zum IBM-Plattendatensatz transferiert. Nach Erreichen der vorgewählten Ladung wurde das Elektronmastergate geschlossen und im Anschluß an den Transfer des letzten PDP-Daten-Puffers wiederum ein Block dieser 50 Zählerstände

transferiert.

Die wichtigsten unter ihnen, die Koinzidenzrate des Monitor-Teleskops gated bzw. nicht-gated vom Elektronmastergate, die Raten von EM und HKE, sowie die digitalisierte Ladung von Faraday-Käfig und Sekundäremissions-Monitor, waren im sogenannten Monitor-Block enthalten. Um die Auswertung eines Runs auch bei einem Abbruch ohne abschließenden Transfer der Zählerinhalte durchführen zu können, wurde der Monitor-Block stets nach einer wählbaren Zahl von transferierten Datenblöcken ausgelesen und mit dem folgenden Datenblock zur IBM transferiert.

War der IBM-Plattendatensatz soweit beschrieben, daß nur noch eine vorgebbare Mindestzahl von Blöcken für weitere Transfers zur Verfügung stand, so wurde von den IBM-Operateuren ein Dump-Programm in Gang gesetzt. Es entlud den bereits beschriebenen Teil des Datensatzes auf ein Magnetband.

IV. DATENREDUKTION UND AUSWERTUNG

Ziel der Auswertung war es, aus der während der Messungen auf Magnetband gespeicherten Information über die Zähler der beiden Spektrometer differentielle Wirkungsquerschnitte zu berechnen. Dies geschah in drei Schritten.

Als erstes wurde die binäre Information der Magnetbänder blockweise dekodiert und zur bequemeren Weiterverarbeitung in Matrizen gespeichert.

Inhalt des zweiten Schrittes war die Reduktion der Ereignisse auf ep-Koinzidenzen mit der Missing Mass eines π^0 -Mesons. Zunächst wurde die Elektronarm-Information jedes Ereignisses daraufhin untersucht, ob ein "gutes", d.h. gewisse Kriterien erfüllendes, Elektron nachgewiesen wurde. Anschließend wurde geprüft, ob die Protonarm-Information die Rekonstruktion einer Trajektorie erlaubte, deren zugehöriges Teilchen ein der Masse des Protons entsprechendes Verhältnis von Flugzeit zu Impuls hatte. Für jede Koinzidenz eines solchen "guten" Protons mit einem "guten" Elektron wurde schließlich die Missing Mass nach Gleichung (5) ausgerechnet. Lag sie innerhalb eines gewissen Bereichs um die Masse des π^0 , so wurde das Ereignis als π^0 -Ereignis gewertet und in einer 3-dimensionalen Matrix nach W , $\cos^2 \theta_6^*$ und ϕ abgespeichert.

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts an einem festen Punkt im 5-dimensionalen $(W, q^2, \epsilon, \cos^2 \theta_6^*, \phi)$ -Raum wurden die von der Apparatur registrierten Ereignisse in einer möglichst engen, aber trotzdem noch statistisch sinnvollen Umgebung um diesen Punkt herangezogen. Es werden jedoch niemals wirklich alle tatsächlich in dieser Umgebung entstandenen Ereignisse auch von der Apparatur registriert. Daher wurden zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts Akzeptanzwahrscheinlichkeiten der Apparatur für solche Umgebungen benötigt. Sie analytisch unter Berücksichtigung von Targetausdehnung, Vielfachstreuung, Aperturen, Zählergrößen, Zähleransprechwahrscheinlichkeiten, Energieverlust und Kernabsorption in Materie zu berechnen, ist außerordentlich schwierig und bei den benutzten Spektrometern in der Praxis nicht durchführbar. Einfacher ist es, die Akzeptanzen über eine Monte-Carlo-Simulation des Experiments zu bestimmen.

Im dritten Schritt wurde daher das Experiment mit einem Monte-Carlo-Programm (MC-Programm) simuliert. Die resultierende Spektrometer-Information wurde der gleichen Analyse wie die Experimentedaten unterzogen. Auf diese Weise erhaltene π^0 -Ereignisse wurden ebenfalls in einer 3-dimensionalen Matrix nach W , $\cos^2 \theta^*$ und ϕ abgespeichert. Aus ihr und der Zahl der MC-Versuche für jedes der W -Bins folgten die Akzeptanzwahrscheinlichkeiten.

Dieses Verfahren bietet den Vorteil, daß von der Kinematik abhängige Strahlungseffekte in die Simulation eingebaut werden können. Somit ergaben sich durch Strahlung modifizierte, also nicht rein apparative Akzeptanzwahrscheinlichkeiten.

Ein weiterer Vorzug liegt darin, daß Schnitte und Korrekturen an die experimentellen Daten sehr bequem angebracht werden können. Berücksichtigt man sie in gleicher Weise auch in der MC-Simulation, so gehen sie in die Akzeptanzwahrscheinlichkeiten ein und die Wirkungsquerschnitte werden nicht verfälscht.

IV.1 Testmessungen und Eichungen

Neben dem Testen und zeitlichen Abstimmen der Koinzidenzen der Spektrometerelektronik vor den eigentlichen Meßschichten sowohl mit Impulsgeneratoren als auch mit dem Elektronenstrahl wurden einige spezielle Tests und Eichungen durchgeführt, auf die etwas näher eingegangen werden soll.

IV.1.a Elastische Tests

Die elastische Elektron-Proton-Streuung hat eine ganz charakteristische Struktur sowie Wirkungsquerschnitte, die in einem großen kinematischen Bereich sehr genau bekannt sind. Der Vergleich von Daten aus Messungen der elastischen ep-Streuung mit MC-Simulationen dieses Prozesses eignet sich daher hervorragend zur Entscheidung der Frage, ob die Apparatur im MC-Programm gut simuliert wird. Nur wenn dies der Fall ist, können die für die inelastische Streuung berechneten Akzeptanzen korrekt sein.

Deshalb wurden zu Beginn jeder längeren zusammenhängenden Periode von inelastischen Messungen gleicher Primärenergie und Elektronspektrometer-

Einstellung elastische Messungen durchgeführt. Solche Daten bei verschiedenen Werten des Magnetfeldes und des Winkels für das Protonenspektrometer erwiesen sich als sehr nützlich bei der Überprüfung des Protonenspektrometers und insbesondere der Laufzeiteichung (Abschnitt IV.1.b).

Auch die exakte Primärenergie wurde anhand dieser elastischen Messungen bestimmt. Dazu wurde die Primärenergie der MC-Rechnung so gewählt, daß die vom Impulshodoskop im Elektronenspektrometer gemessene Verteilung mit ihrem charakteristischen "elastischen Peak" genau mit der entsprechenden Verteilung der experimentellen elastischen Daten übereinstimmte.

Einmal in jeder Meßschicht, also alle acht Stunden, wurde eine elastische Einarm-Messung, bei der für jedes Elektronmaster-Signal die Spektrometer ausgelesen werden, durchgeführt. Sie diente der Überprüfung des Elektronenspektrometers und der Primärenergie. Wegen der Dominanz der elastischen Streuung über die inelastische bei dieser Kinematik reicht schon eine Einarm-Messung zur Lokalisierung des elastischen Peaks und damit zur Energiebestimmung.

IV.1.b Laufzeit-Eichung

Die Eichung der Laufzeitähler erfolgte vor Beginn der eigentlichen Meßschichten nach einer Methode, die sich aus im Einzelnen bei Wagner⁴¹ geschilderten Untersuchungen ergab.

Als erstes wurden die Hochspannungen der beiden Multiplier jedes der 16 Triggerzähler so eingestellt, daß bei auf der Zählermitte positioniertem β -Präparat der in Abschnitt III.4.c beschriebenen Testapparatur die Ausgangsspannung 10 Volt beträgt. Nachdem hierauf die zur Laufzeitmessung gehörende Elektronik (Abb. 22) endgültig zeitlich eingestellt worden war, wurden drei Präparatmessungen vorgenommen. Die erste verlief längs der Mitte der 16 Triggerzähler, die zweite parallel links hierzu in einem Abstand von 25 cm und die dritte parallel rechts hierzu im gleichen Abstand. Für jeden der 16 Triggerzähler wurde durch Auftragen der drei Orte der Präparatmessungen gegen die entsprechenden Lichtlaufzeit-Differenzen bzw. die Kanäle des Laufzeit-TDCs eine Eichgerade gewonnen (Abb. 23). Zum Schluß wurden die 16 Impulsgeneratoren für die Leuchtdioden eingeschaltet

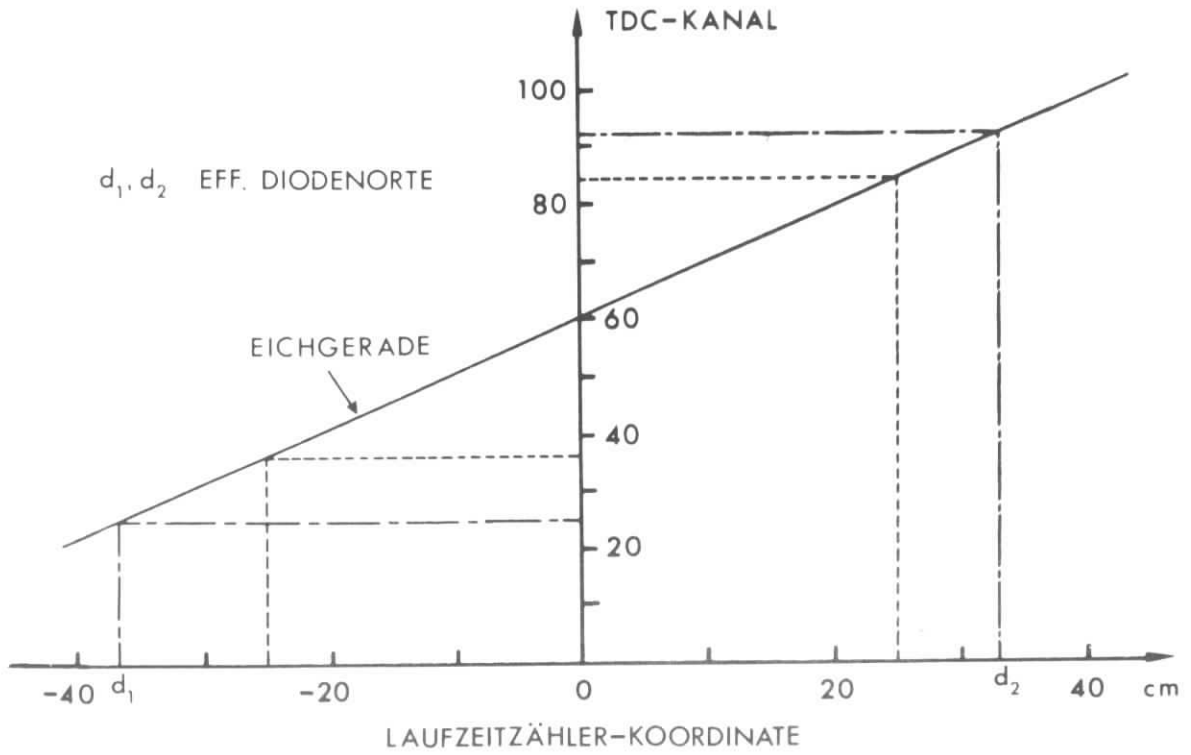


ABB. 23 EICHUNG EINES LAUFZEITZÄHLERS

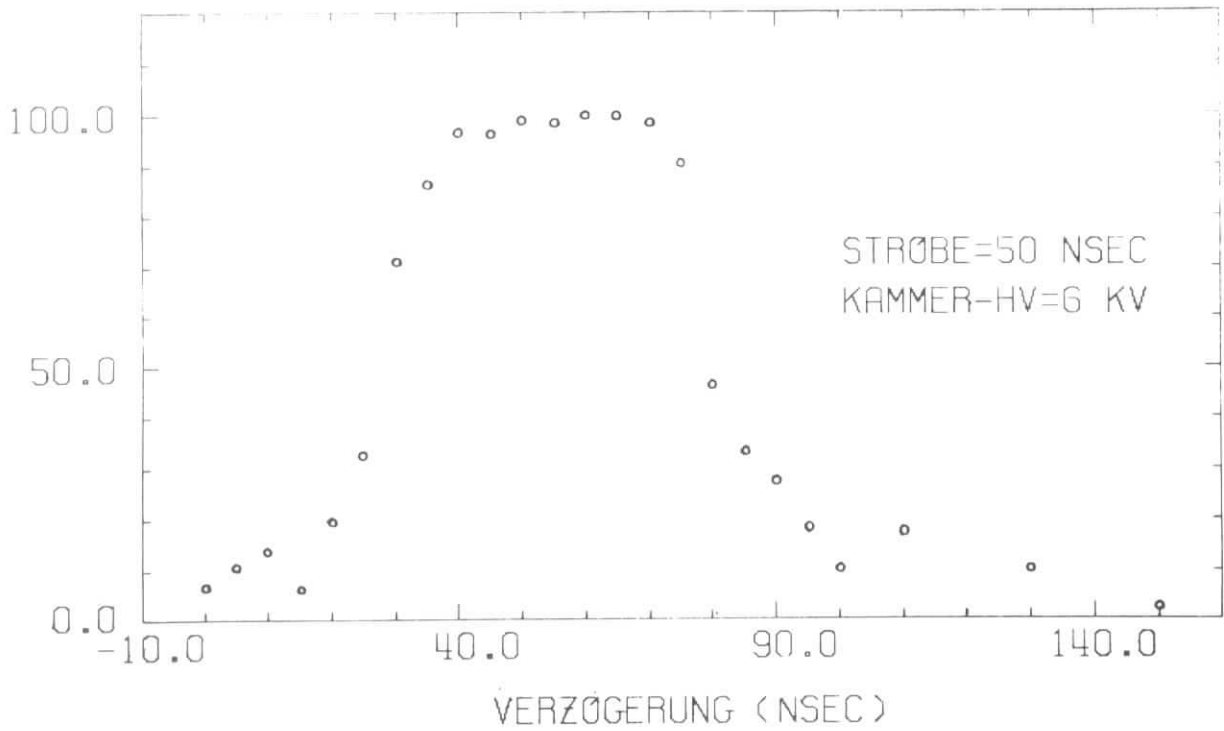


ABB. 24 WIRKUNGSGRAD DES HODOSKOPS HI (%) MIT π^+ -MESONEN

und für jeden Triggerzähler mittels seiner Eichgeraden ein effektiver Diodenort für die linke Diode und ebenso ein effektiver Diodenort für die rechte Diode bestimmt (Abb. 23).

Während der Meßperioden wurden in regelmäßigen Abständen solche Leuchtdioden-Tests durchgeführt. Die beiden effektiven Diodenorte verhielten sich jedoch derartig stabil, daß die ursprünglichen Präparat-Eichgeraden in den Auswertungs-Programmen Verwendung fanden. Zur optimalen Anpassung an die Apparatur wurde nur die Steigung der Eichgeraden aus den Präparatmessungen entnommen. Ihre Verknüpfung mit dem Ort auf dem Triggerzähler geschah durch Inspektion der TDC-Kanalverteilungen der einzelnen Triggerzähler für die inelastischen Messungen und Ermittlung desjenigen Kanals, der der Akzeptanzmitte des Triggerzählers und damit auch seiner geometrischen Mitte entsprach.

IV.1.c Zeitliche Einstellung der Proportionaldrahtkammern

Ebenfalls vor Beginn der eigentlichen Meßschichten wurde das Timing des Strobepulses gegen die Signaldrahtpulse der Proportionaldrahtkammern durchgeführt. Dazu wurde eine Flugzeitverteilung der im Protonenspektrometer registrierten Teilchen aufgenommen, auf der deutlich die beiden Peaks der Protonen und der π^+ -Mesonen zu erkennen waren (Abb. 25).

Trotz der Flugzeit-Gleichheit der relativistischen Pionen bewirkte der Time-jitter der Proportionaldrahtkammern³⁴ unterschiedliche Zeitdifferenzen zwischen den Signaldraht-Impulsen und den zugehörigen Elektronenmaster-Impulsen. Deshalb wurde der Strobepuls auf eine Breite von 50 nsec eingestellt und durch seine Verzögerung eine Delaykurve des Wirkungsgrads des Kammer-systems für π^+ -Mesonen aufgenommen (Abb. 24). Der Wirkungsgrad ergab sich aus dem Verhältnis der Zahl von Ereignissen, bei denen alle drei Ebenen angesprochen hatten, zur Gesamtzahl der Ereignisse.

Um sowohl alle π^+ -Mesonen als auch alle Protonen in den Proportionaldrahtkammern nachweisen zu können, wurde die Strobepuls-Verzögerung etwa 10 nsec kleiner als der Maximalwert des Delaykurven-Plateaus eingestellt.

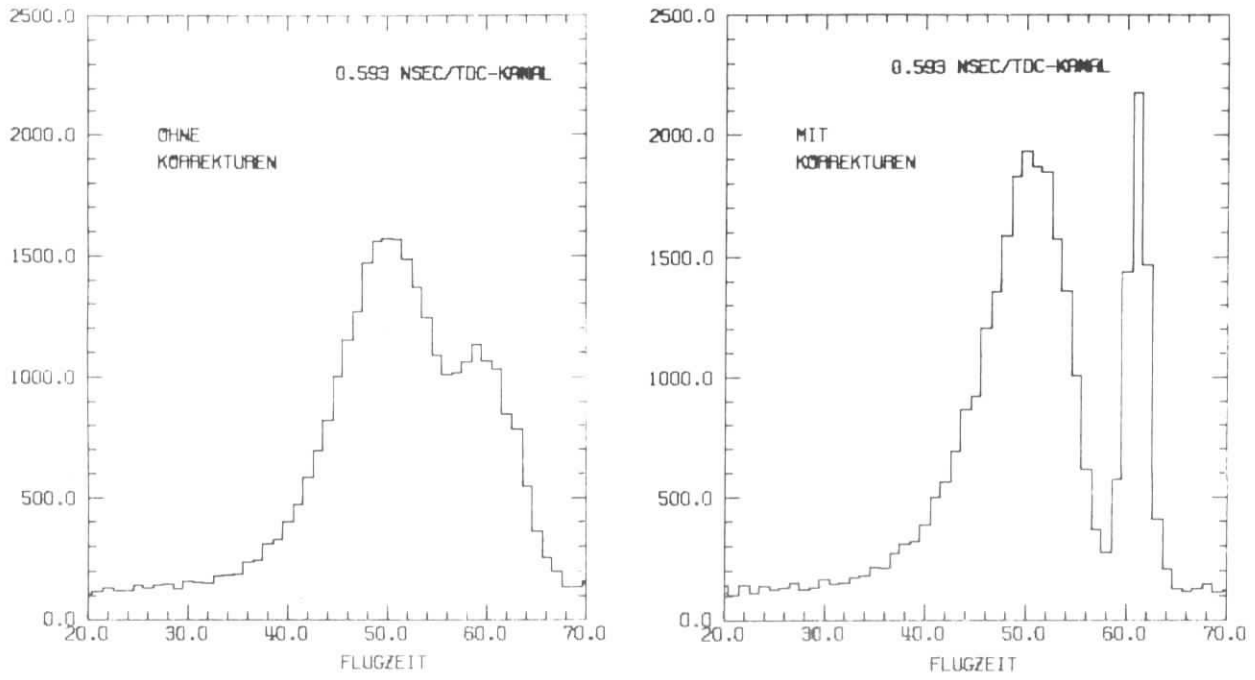


ABB. 25 FLUGZEITSPEKTRUM (KORREKTUREN NACH ABSCHN. IV.2.c)

$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$, 2. RESONANZ

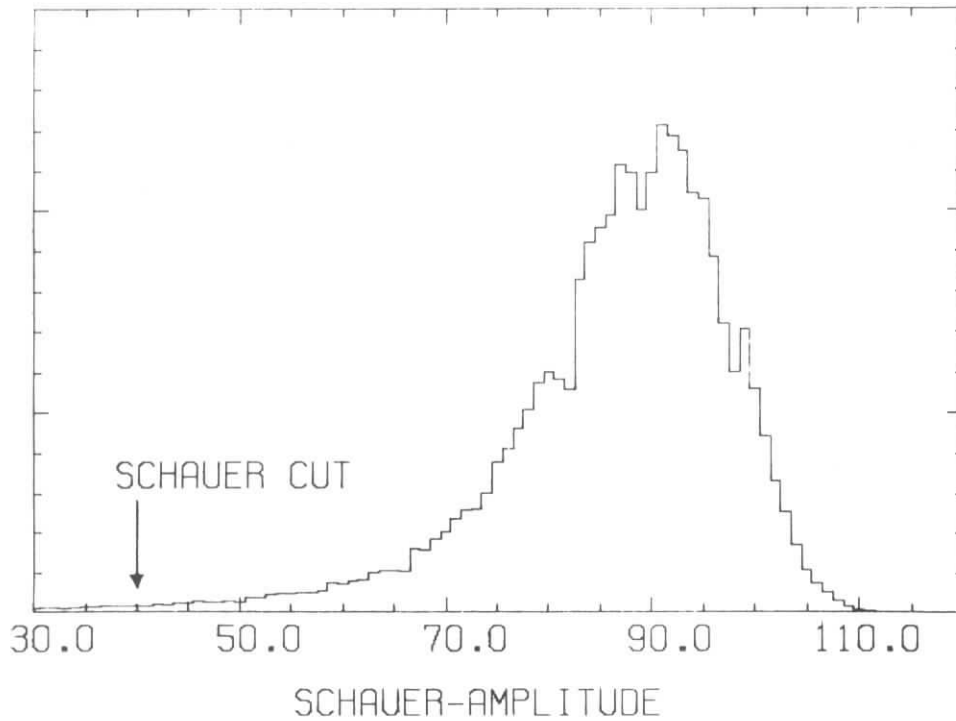


ABB. 26 ADC-KANAL-SPEKTRUM DES SCHAUERZÄHLERS

Nachdem wieder Teilchen beliebiger Flugzeit zugelassen worden waren, sank der Wirkungsgrad von den fast 100 % auf Werte zwischen 60 % und 80 %, da jetzt mehr unkorrelierte Treffer im Elektronspektrometer und im Hodoskop HII des Protonspektrometers als Ereignisse ausgelesen wurden. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei diesen Ereignissen auch alle drei Ebenen des Hodoskops HI ansprechen, ist sehr gering. Sie trugen daher nur zur Gesamtzahl der registrierten Ereignisse bei und verminderten damit den Wirkungsgrad.

IV.2 Reduktion auf $e\pi^0$ -Ereignisse

Aus der Masse der ausgelesenen und auf Magnetband geschriebenen Koinzidenzereignisse interessierten nur diejenigen, bei denen die inelastische Streuung eines im Elektronspektrometer nachgewiesenen Elektrons an einem im Protonspektrometer nachgewiesenen Proton zur Erzeugung genau eines π^0 führte.

IV.2.a Reduktion der Elektronarm-Information

Bedingt durch die Definition der Hauptkoinzidenz HKE des Elektronarms (Abschnitt III.5.a) hatte für jedes Elektron eines Koinzidenzereignisses mindestens einer der Zähler des \mathcal{V} -Hodoskops, der Elektrontrigger, der Cerenkovzähler und der Schauerzähler angesprochen. Für die weitere Auswertung wurden jedoch nur Ereignisse zugelassen, bei denen genau ein \mathcal{V} -Zähler, genau ein ϕ -Zähler und genau ein Impulskanal des P-Hodoskops angesprochen hatten und überdies die Amplitude des Schauerzählers oberhalb einer sich aus seinem Amplitudenspektrum ergebenden Schwelle lag (Abb. 26).

Für die auszuwertenden Ereignisse wurde also eine 7-fach-Koinzidenz im Elektronspektrometer gefordert, sodaß der Anteil zufälliger Koinzidenzen innerhalb des Elektronspektrometers vernachlässigbar war. Zu berücksichtigen dagegen war die Tatsache, daß bei etwa jedem vierten ausgelesenen Ereignis mehr als je ein Zähler in den drei Elektronarm-Hodoskopen ansprach und dieses Ereignis damit von der Auswertung ausgeschlossen wurde. Das Sekundärelektron verursacht diese mehrdeutigen Ereignisse durch Bildung von Schauern und Anstoßelektronen an der Materie des Spektrometers. Lag es ur-

sprünglich innerhalb der Spektrometerakzeptanz, so mußte das zugehörige Ereignis für die Berechnung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt, andernfalls verworfen werden. Untersuchungen nach einem bei Fehrenbach⁴⁴ ausführlich beschriebenen Verfahren ergaben eine gleichmäßige Verteilung der zu berücksichtigenden Elektronereignisse über sämtliche Zähler der 3 Hodoskope. Damit konnten diese Vielfachereignisse für jede Einstellung von Elektron- und Proton-Spektrometer durch eine pauschale Korrektur des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden.

IV.2.b Reduktion der Protonarm-Information

Um zu entscheiden, ob es sich bei dem betrachteten Ereignis um eine ep-Koinzidenz handelte, mußte zunächst untersucht werden, ob die Information der beiden Hodoskope HI und HII die Rekonstruktion einer Teilchen-Trajektorie vom Target durch den Magneten und die beiden Hodoskope zuließ.

Bei 7.5% bis 17.5% der Ereignisse mit gutem Elektron hatten nur 2 Ebenen, bei 2.5% bis 13.5% nur 1 Ebene und bei 0.5% bis 8.5% überhaupt keine Ebene des Hodoskops HI angesprochen. Diese HI-unvollständigen Ereignisse wurden sofort von der weiteren Analyse ausgeschlossen.

Der Anteil der HI-vollständigen Ereignisse mit unsinniger Laufzeitinformation überstieg selten, und dann nur geringfügig, typische Werte von 0.7 %. Dagegen hatten für einige Meßperioden bis zu 7 % der Ereignisse unbrauchbare Flugzeitinformation. Nachdem als erstes diese Ereignisse ausgeschieden worden waren, wurden aus der Graycode- und Laufzeit-Information Orte von Teilchendurchgängen durch das Hodoskop HII bestimmt. Berücksichtigt wurden bis zu 5 Graycode-Kammern, d.h. bis zu 5 verschiedene Teilchendurchgänge.

Als nächstes wurde die HI-Signaldraht-Information untersucht. Für jede Ebene von HI wurden aus den im Mittel 4-4.5 pro Ereignis ansprechenden Drähten Gruppen, sogenannte Cluster, gebildet, die durch mindestens zwei nicht getroffene Drähte getrennt waren (Abb. 27). Bei mittleren Clusterlängen von 2.1-2.6 Drähten (Abb. 28) ergaben sich im Mittel 2.5-3.5 Cluster pro Ebene (Abb. 29). Die mittleren Orte von maximal 18 Clustern für jede Ebene wurden berechnet und abgespeichert. Für alle

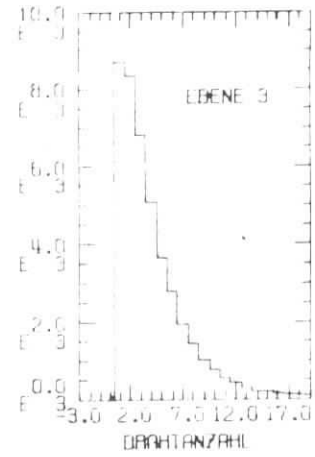
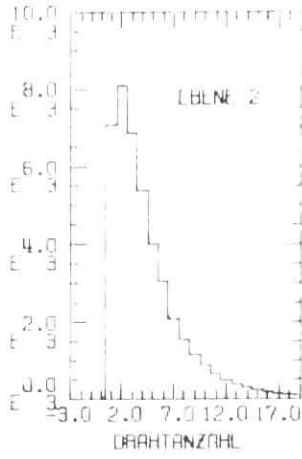
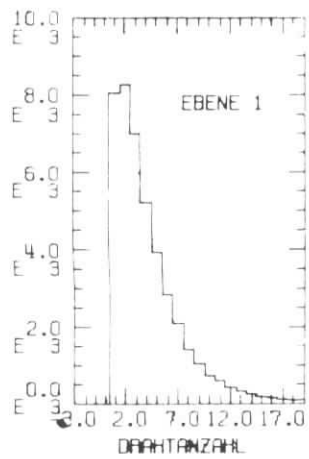


ABB. 27 ZAHLE DER DRÄHTE PRO EBENE DES HODOSKOPS HI

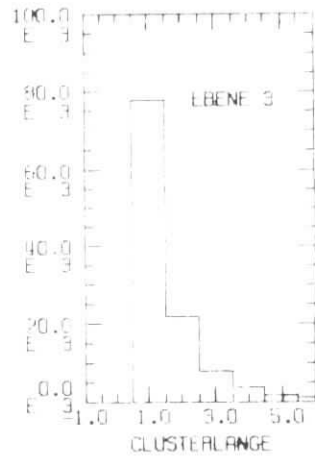
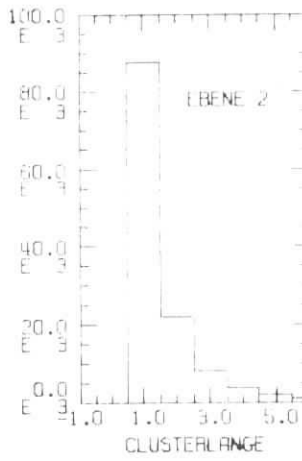
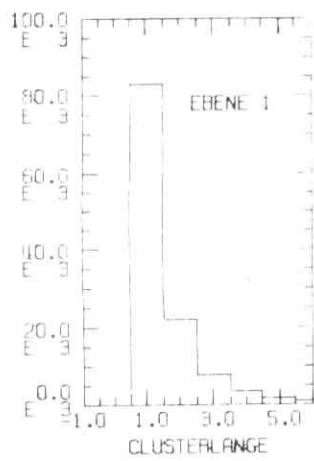


ABB. 28 CLUSTERLÄNGE DES HODOSKOPS HI

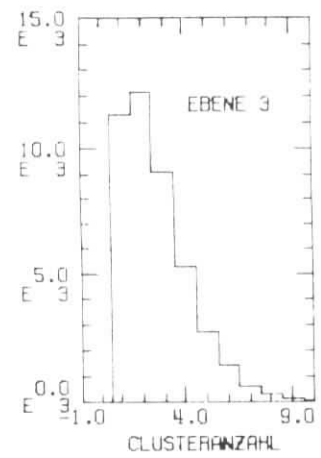
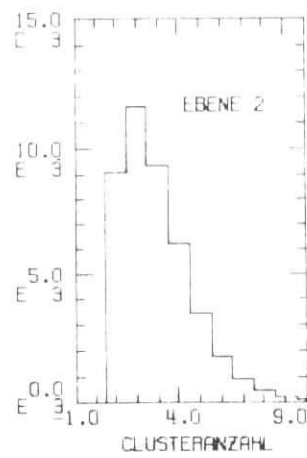
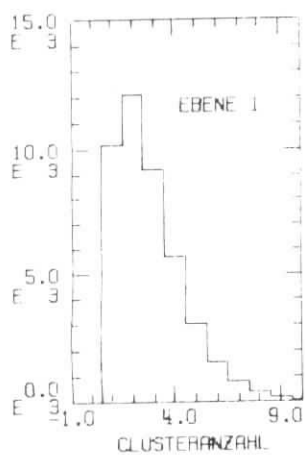


ABB. 29 ZAHLE DER CLUSTER DES HODOSKOPS HI

Kombinationen der verschiedenen Cluster der 2. und 3. Ebene wurde der Schnittpunkt der mittleren Orte berechnet. Jeder solche Schnittpunkt innerhalb der beiden Ebenenrahmen wurde wiederum mit jedem mittleren Ort der 1. Ebene kombiniert. Lag der vertikale Abstand zwischen Schnittpunkt und mittlerem Ort, also die Höhe des aus den drei beteiligten mittleren Orten gebildeten und in die 1. Ebene projizierten Dreiecks, zwischen -20 mm und 20 mm, so definierte dies einen möglichen Teilchendurchgang. Es ergab sich pro HI-vollständiges Ereignis ein typischer mittlerer Wert von 1.5 solcher Teilchendurchgänge. Ihre Koordinaten wurden abgespeichert. Dabei waren auch solche Fälle zugelassen, in denen der mittlere Ort eines Clusters einer der drei Ebenen zu mehr als einer erfolgreichen Dreiecks konstruktion, d.h. zu mehr als einem möglichen Teilchendurchgang, beitrug. Von den 70 % - 90 % der Ereignisse, für die Teilchendurchgänge ermittelt werden konnten, waren wiederum zwischen 15 % und 25 % derartig HI-zweideutig.

Die große Mehrheit der Ereignisse hatte lediglich je einen Teilchendurchgang in den Hodoskopen HI und HII. Bei Berücksichtigung lediglich der Ereignisse mit eindeutigen Dreiecks konstruktionen war die Zahl der Teilchendurchgänge für 75 % - 87 % eins in HII und eins in HI, für 8.5 % - 12.5 % eins in HII und zwei in HI und für 3 % - 8.5 % zwei in HII und eins in HI. Zwischen etwa 1 % und 2.5 % der Ereignisse hatten je zwei Teilchendurchgänge in beiden Hodoskopen. Bei allen anderen Kombinationen von Multiplizitäten lag der Prozentsatz um 1 % und weniger. Höhere Multiplizitäten als 3 waren vernachlässigbar.

Im letzten Schritt wurde versucht, mit sämtlichen Kombinationen der Teilchendurchgangsorte von HI und HII eine Teilchen-Trajektorie vom Target durch Magnet und Hodoskope zu rekonstruieren. Für jeden dieser Rekonstruktionsversuche wurde zunächst unter Berücksichtigung des Vertikalwinkels der Trajektorie gegen die HI-Ebenen-Normale erneut der Schnittpunkt der entsprechenden mittleren Orte berechnet und in einem zweiten, strengerem Dreieckshöhen-Test Dreieckshöhen zwischen -2.5 mm und 2.5 mm gefordert.

Mit der Projektion der sich aus HI- und HII-Information ergebenden potentiellen Trajektorie hinter dem Magneten auf die Vertikalebene wurde dann geprüft, ob die Bedingungen für eine wirkliche Trajektorie in dieser Ebene

erfüllt waren. Dazu wurde zunächst der Schnittpunkt der Projektion mit der Ebene senkrecht zur Magnetachse durch den Targetmittelpunkt berechnet. Lag er höher als das Target, wurde die Trajektorie verworfen. Sodann wurde geprüft, ob die Projektion vertikal durch die Öffnung der hinteren Spiegelplatte und das hintere Ende des Magnetgaps paßte. War dies der Fall, wurde ein Kreis durch den als homogenes Kastenfeld genäherten Magneten geschlagen. War der Radius der Kreisbahn größer als der Abstand vom Kreismittelpunkt zum Boden des Magnetgaps, so wurde die Trajektorie verworfen. Anderenfalls wurde geprüft, ob die potentielle Trajektorie vertikal durch den Anfang des Magnetgaps und die Öffnung der vorderen Spiegelplatte mit der vertikalen Blende paßte.

Für sämtliche potentiellen Trajektorien, deren Vertikalebeneprojektion alle diese Tests überstanden hatte, wurde dann die Projektion auf die Horizontalebene hinter dem Magneten gebildet und einer Reihe von Tests unterzogen. Paßte sie durch die Öffnung der hinteren Spiegelplatte, durch das hintere Ende des Magnetgaps, durch das von Windungen begrenzte vordere Ende des Magnetgaps und schließlich die Öffnung der vorderen Spiegelplatte, so waren alle Bedingungen für eine rekonstruierte Trajektorie erfüllt.

Für jede aus den verschiedenen Kombinationen der Teilchendurchgänge in HI und HII rekonstruierte Trajektorie wurde dann in erster Näherung der Impuls aus dem angenommenen homogenen Kastenfeld und dem Radius der Vertikalebeneprojektion, der Vertikalwinkel vor dem Magneten aus der entsprechenden Tangente an die Kreisbahn im Magneten und der Horizontalwinkel vor dem Magneten unter Berücksichtigung der beiden Endfelder des Magneten berechnet. Die Endfelder wirkten wie Quadrupollinsen. Auf positive Teilchen wie Protonen hatten beide Endfelder eine in der Horizontalebene stark vom Vertikalwinkel abhängige fokussierende Wirkung⁴⁵.

An diese vorläufigen Werte von Impuls, Vertikalwinkel und Horizontalwinkel wurden dann Korrekturen angebracht, die je wiederum von Impuls, Vertikalwinkel und Horizontalwinkel abhingen. Die Bestimmung dieser Korrekturen erfolgte mittels MC-Rechnungen, in denen die wahren Werte von Impuls, Vertikalwinkel und Horizontalwinkel mit den in erster Näherung nach der oben beschriebenen Methode rekonstruierten Werten verglichen wurden. Die Differenzen, d.h. die anzubringenden Korrekturen, wurden an eine Funktion mit

Gliedern bis zu 2. Grades in Impuls, Vertikalwinkel, Horizontalwinkel und horizontaler Ablage der Trajektorie vom Targetmittelpunkt in der Ebene senkrecht zur Spektrometerachse durch ihn angepaßt. Die alternative Verwendung einer Funktion mit Gliedern bis zu 2. Grades in den Horizontal- und Vertikalkoordinaten der beiden Hodoskope HI und HII erwies sich als gleich gut. Abb. 30 zeigt die Wirkung dieser Korrekturen auf das Spektrum der Missing Mass.

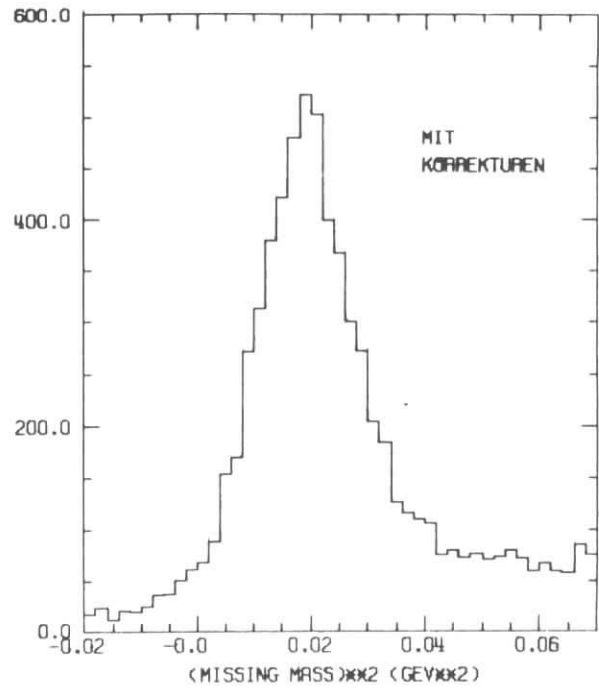
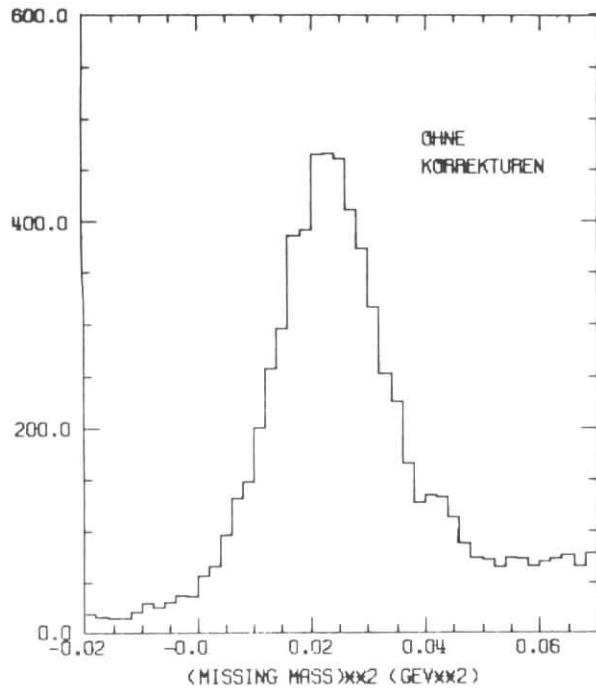
Sämtliche Ereignisse, deren Teilchendurchgang in HI oder HII zu mehr als 1 rekonstruierten Trajektorie beitrug, wurden unberücksichtigt gelassen. Für 65 % - 90 % der Ereignisse, mit denen Trajektorien-Rekonstruktionen versucht wurden, ergaben sich eindeutige Trajektorien. Von ihnen waren 0.4 % - 0.8 % ursprünglich HI-zweideutig.

Von den Ereignissen, für die eine oder mehrere Trajektorien rekonstruiert werden konnten, wurden nur die mit lediglich einer Trajektorie der weiteren Auswertung zugeführt. Die 3 % - 10 % Mehrfach-Trajektorien-Ereignisse wurden für jede Spektrometereinstellung pauschal berücksichtigt.

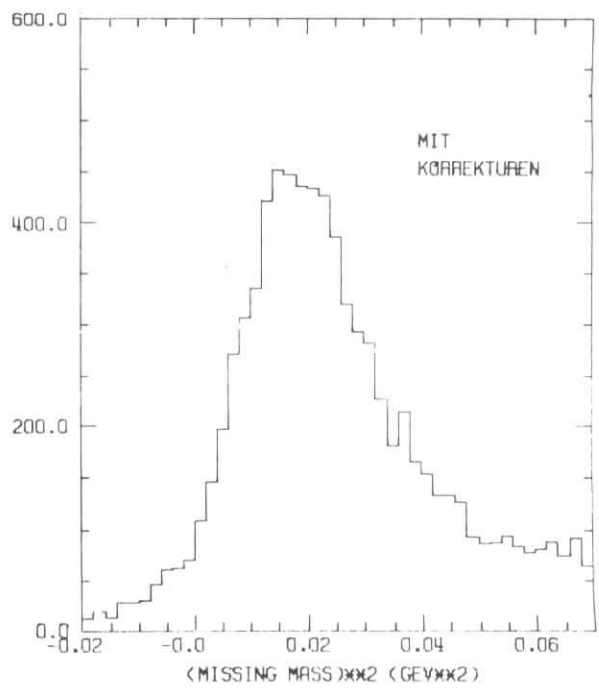
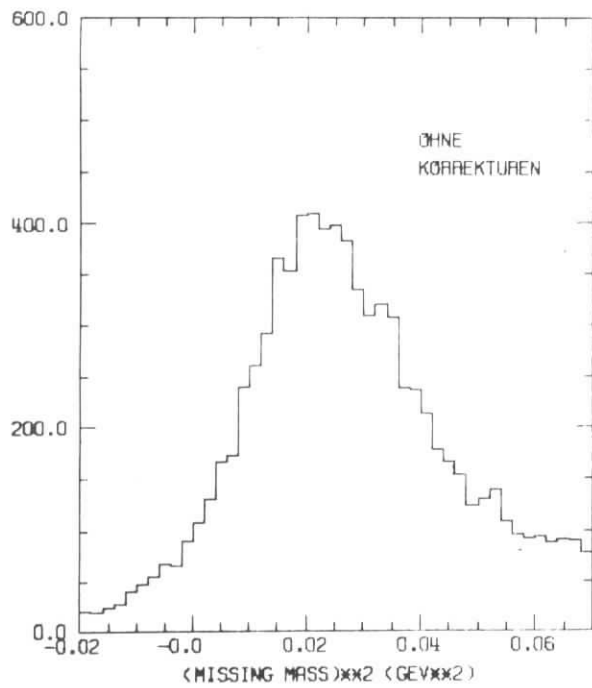
Von allen Trajektorien interessierten nur solche, die von Protonen stammten. Als Kriterium hierfür diente die Flugzeit, d.h. die Zeitdifferenz zwischen dem Elektrontrigger und dem jeweiligen Triggerzähler des Protonspektrometers. Sie wurde durch mehrere Effekte verfälscht, sodaß entsprechende Korrekturen angebracht werden mußten.

Die unterschiedlichen von den Protonen im Protonspektrometer zurückgelegten Wegstrecken verursachten eine Verschmierung des Flugzeitspektrums. Aus diesem Grunde wurde unter Berücksichtigung des Impulses eine Weglängenkorrektur an die Flugzeit angebracht.

Die Laufzeit des Szintillatorlichts hängt von der Entfernung des Durchgangsorts des Teilchens zur Multiplikatorkathode ab. Daher wurde eine Elektrontrigger-Laufzeitkorrektur in Abhängigkeit von den ν -Hodoskopzählern und für jeden Triggerzähler des Protonspektrometers eine Protontrigger-Laufzeitkorrektur in Abhängigkeit vom Laufzeit-TDC-Kanal durchgeführt. Zur Ermittlung dieser Korrekturen wurden Ereignisse verwendet, bei denen das Teilchen im Protonspektrometer ein durch seine Missing Mass und Flugzeit identifiziertes π^+ und damit relativistisch war.



BEREICH DER 2. RESONANZ



BEREICH DER 3. RESONANZ

ABB. 30 MISSING MASS-SPEKTRUM BEI $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$ UND $\vartheta_p = 35^\circ$

Eine größere Amplitude des Szintillatorlichts der Proton-Triggerzähler hat wegen des schnelleren Erreichens der nachfolgenden Diskriminator-schwelle eine scheinbar kleinere Flugzeit zur Folge. Die Korrektur der Flugzeit auf diesen Effekt hatte allerdings kaum merkliche Wirkung.

Um eine für alle Proton-Triggerzähler gleiche Flugzeit zu erhalten, wurden die korrigierten Flugzeit-Spektren der verschiedenen Triggerzähler durch Addition geeigneter Konstanten zur Flugzeit übereinandergeschoben. Abb. 31 zeigt eine für die Messungen bei $q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz typische Häufigkeitsverteilung der korrigierten Flugzeit TOF der Teilchen im Protonspektrometer und ihrem unter der Annahme, daß es sich um Protonen handelt, aus dem Impuls berechneten reziproken Wert von β . Man erkennt deutlich den Bereich der Protonen und den der Pionen. Eine entsprechende für $q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz gemessene Verteilung zeigt Abb. 32. Die zur Akzeptanz höherer Protonimpulse nötigen höheren Felder des Spektromettermagneten führten zu einer verringerten Akzeptanz kleiner Protonimpulse. Die Abbildungen 33, 34, 35 und 36 veranschaulichen die Wirkung der verschiedenen Korrekturen auf die Flugzeit der Abb. 32. Die Auflösung der Flugzeit konnte im Mittel von 3-4 nsec auf etwa 1.5 nsec verbessert werden (Abb. 25). Den größten Anteil lieferte dabei die Proton-trigger-Laufzeitkorrektur.

Für jede der verschiedenen Spektrometer-Einstellungen wurden den Abbildungen 31 und 32 entsprechende Protonbereiche ermittelt. Teilchen, die in diesen Bereichen lagen, wurden als Protonen betrachtet.

IV.2.c Identifizierung des $p\pi^0$ -Kanals

Aus der Information der beiden Spektrometer läßt sich nach Gleichung (5) das Quadrat der Missing Mass berechnen. Lag es für ein Proton zwischen -0.02 GeV^2 und 0.07 GeV^2 , so waren alle von der Auswertung gestellten Bedingungen für ein Einfach- π^0 -Produktionsereignis erfüllt. Entsprechend der Werte für W , $\cos^2 \theta_6^*$ und ϕ wurde das Ereignis in eine 3-dimensionale Ereignismatrix eingelesen. Die Breite der W -Bins war 30 MeV, die der ϕ -Bins 20° und die der $\cos^2 \theta_6^*$ -Bins 0.1 bis auf die zwei Bins von 0.03 und 0.07 nahe der Rückwärtsrichtung.

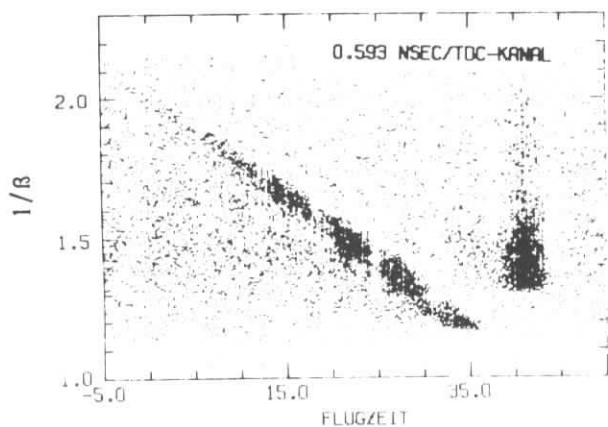


ABB. 31 KORRIGIERTE TOF-VERTEILUNG
($q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$, 2. Resonanz)

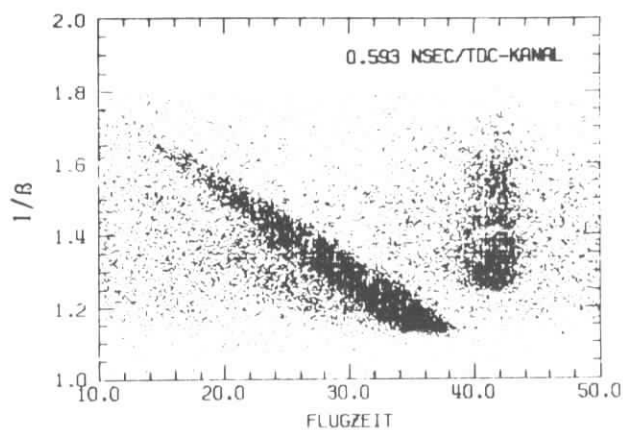


ABB. 32 KORRIGIERTE TOF-VERTEILUNG
($q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$, 2. Resonanz)

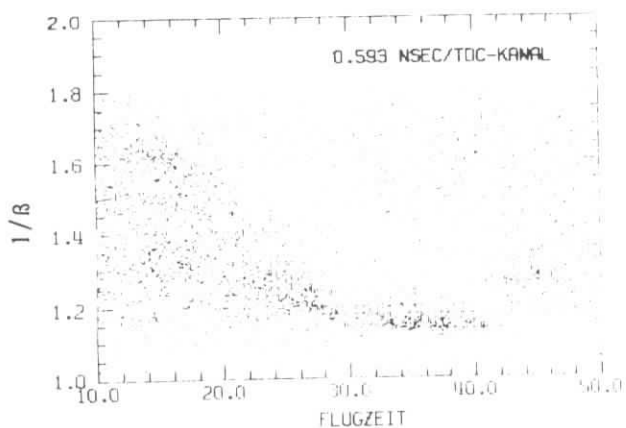


ABB. 33 WIE ABB. 32,
ABER OHNE PROTONTRIGGER-LAUFZEIT-KORREKTUR

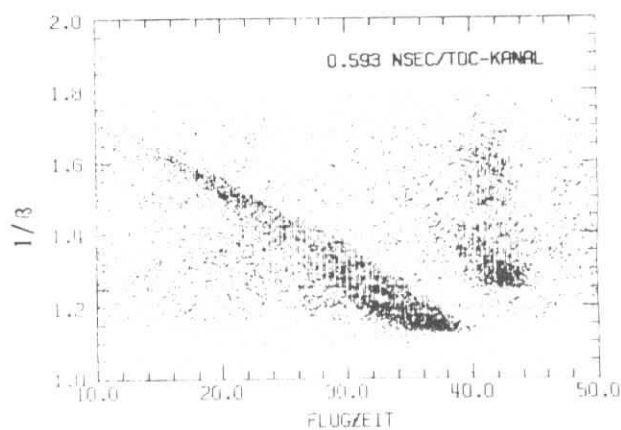


ABB. 34 WIE ABB. 32,
ABER OHNE WEGLÄNGEN-KORREKTUR

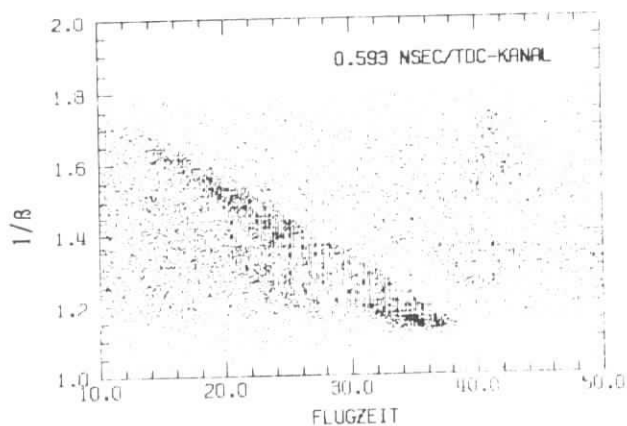


ABB. 35 WIE ABB. 32,
ABER OHNE ELEKTRONTRIGGER-
LAUFZEIT-KORREKTUR

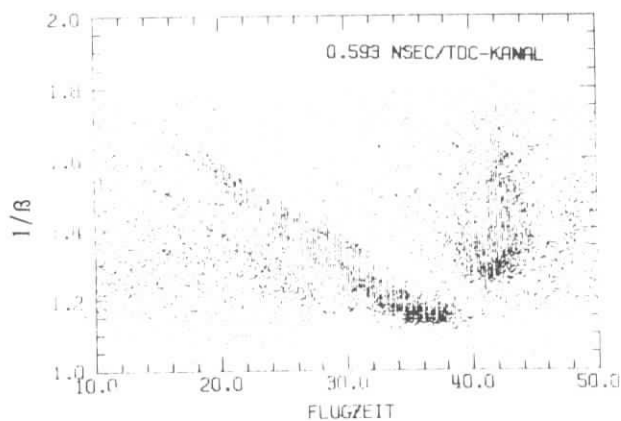


ABB. 36 WIE ABB. 32,
ABER OHNE PROTONTRIGGER-
AMPLITUDEN-KORREKTUR

Unkorrelierte positive Teilchen, die also physikalisch gar nicht zu dem Elektron des Ereignisses gehörten, sorgten für einen Untergrund, der unabhängig von der Flugzeit eine bestimmte Impulsverteilung besitzt, jedoch bezüglich der Flugzeit selbst gleichverteilt ist (Abb. 31, 32). Deshalb wurde ein dem Protonbereich entsprechender, gleichgroßer Bereich außerhalb von Proton- und Pion-Bereich definiert. Jedes in ihn fallende Teilchen mit einem Quadrat der Missing Mass zwischen -0.02 GeV^2 und 0.07 GeV^2 wurde entsprechend seiner Werte von W , $\cos^2 \theta_6^*$ und ϕ von der Ereignismatrix subtrahiert. Die resultierende Untergrundkorrektur lag im Mittel zwischen 2% und 16%.

Von der Ermittlung differentieller Wirkungsquerschnitte mußten solche Messungen ausgeschlossen werden, deren sinnvolle Auswertung durch nicht sofort erkannte Fehler in der Apparatur oder der Datenübertragung zur IBM-Rechenanlage zweifelhaft erschien. Diesem Zweck diente die Bestimmung einer Reihe auf die registrierte Primärstrahlladung bezogener charakteristischer Werte für jeden Run. Ermittelt wurden für jeden Triggerzähler des Protonspektrometers die Zahlen der Ereignisse, die durch die verschiedenen Reduktionskriterien ausgeschieden wurden, die Zahl der Ereignisse mit einer rekonstruierten Trajektorie sowie die mit mehreren rekonstruierten Trajektorien, die Zahl der getroffenen Graycode-Zähler, die Einzelraten der Multiplier des Hodoskops HII, die Einarmrate des Elektronspektrometers und die Zahl der $p\pi^0$ -Koinzidenzen. Für jede der Spektrometereinstellungen wurden die zugehörigen Runs verglichen. Als Ergebnis dieser Analyse wurden einige wenige Runs von der Auswertung ausgeschlossen.

IV.3 Monte Carlo-Simulation

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für den durch den Graphen der Abb. 1 dargestellten Prozeß kann nicht unmittelbar gemessen werden. Da bei der Streuung immer auch zusätzlich Photonen erzeugt werden, entsprechen die Vierervektoren p_1 und p_4 des von den Spektrometern gemessenen Prozesses niemals den nominellen Werten p_{10} des Primärstrahls und p_{40} des vom Elektronspektrometer registrierten Sekundärelektrons. Deshalb müssen

diese Strahlungseffekte bei der Monte Carlo-Simulation des Prozesses und bei der darauf folgenden Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden. Hierzu wurde eine auf Arbeiten von L.W. Mo⁴⁶, Y. Tsai^{46,47} und G. Miller⁴⁸ basierende Methode verwendet, die im wesentlichen auch schon bei der Auswertung eines früheren Experiments^{6,7} benutzt wurde.

IV.3.a Simulation der Elektronen

Da die Strahlungsprozesse sich innerhalb der kleinen Elektronenspektrometer-Akzeptanz nur geringfügig ändern, bedeutet die Annahme eines konstanten Elektron-Streuwinkels \mathcal{V}_4 für die folgenden Überlegungen keine Einschränkung.

Aus Abb. 37 wird deutlich, daß bei Berücksichtigung von interner Strahlung der differentielle Wirkungsquerschnitt für π^0 -Produktion

$$\sigma_{\text{rad}}(E_{10}, E_{40}) \equiv \frac{d\sigma_{\text{rad}}(E_{10}, E_{40}, \mathcal{V}_4 = \text{const})}{dE_4 d\Omega_4}$$

am Punkt (E_{10}, E_{40}) durch Elektroproduktion im gesamten schraffierten Bereich entsteht. E_{1s} ist der kleinstmögliche aus der Forderung nach Produktion eines π^0 sich ergebende Wert von E_1 und E_{4s} der entsprechend größtmögliche Wert von E_4 . Zur analytischen Berechnung eines Ausdrucks für $\sigma_{\text{rad}}(E_{10}, E_{40})$ wurde die Peaking-Approximation verwendet, d.h. die Annahme, daß das Photon parallel zu \vec{p}_1 oder \vec{p}_4 emittiert wird. Zur Vermeidung von Infrarot-Divergenzen wurde vom schraffierten Bereich in Abb. 37 nochmal ein Bereich für Energien des emittierten Photons unter einem Wert $\Delta = 10$ MeV, der klein genug war, um die Elektron-Kinematik unbeeinflusst zu lassen, abgetrennt und für ihn $\sigma_{\text{rad}}(E_{10}, E_{40})$ gesondert berechnet⁴⁹. Unter Berücksichtigung der Tatsache, daß zu jedem Photon stets auch mehrere niederenergetische Photonen emittiert werden, folgte schließlich ein sich in eine Soft-Photon-Korrektur, einen Anteil des Primärpeaks und einen Anteil des Sekundärpeaks aufspaltender Ausdruck für $\sigma_{\text{rad}}(E_{10}, E_{40})$ ⁷.

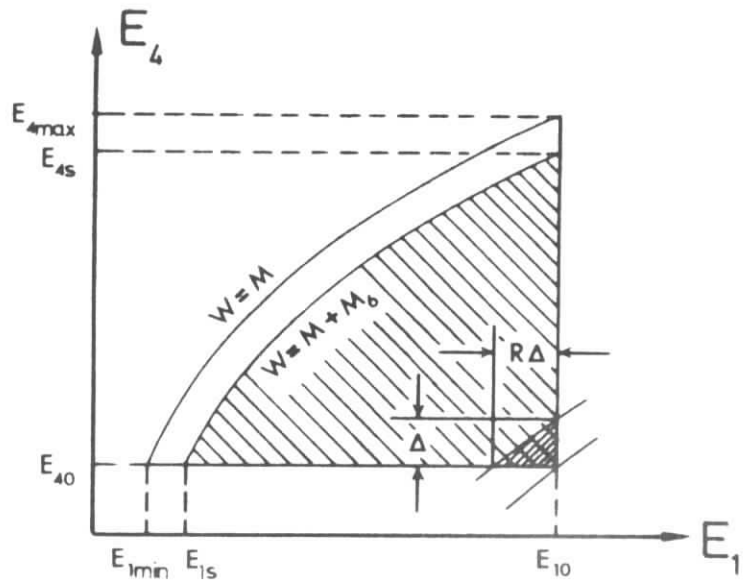


ABB. 37 WIRKUNG DER INTERNEN STRAHLUNG AUF DEN GEMESSENEN WIRKUNGSQUERSCHNITT

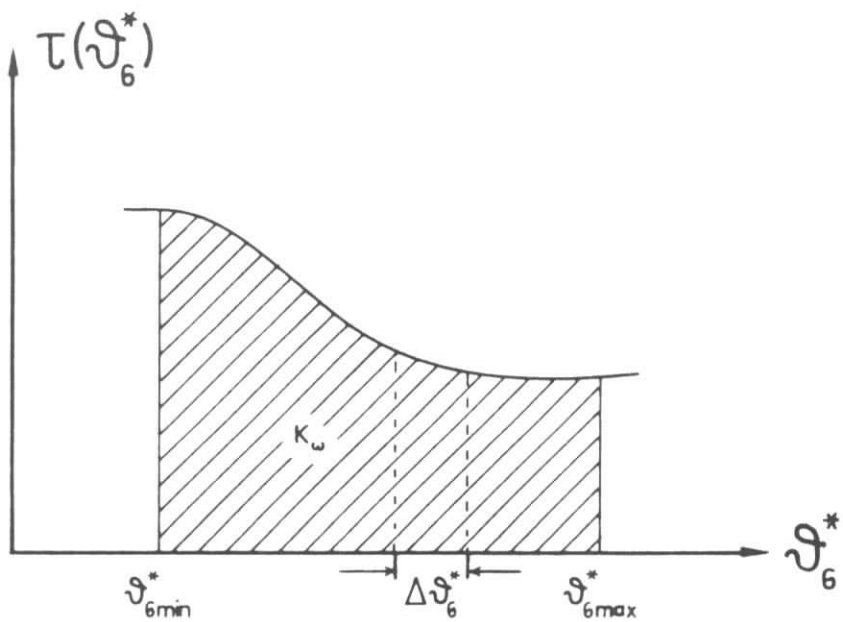


ABB. 38 HYPOTHETISCHE VERTEILUNGSFUNKTION FÜR DIE MC-SIMULATION

(PROJEKTION IN DIE \mathcal{V}_6^* -EBENE.)

Die Berechnung der Elektronenergien der MC-Simulation erfolgte bei konstantem Streuwinkel nach dem Ansatz

$$\frac{d\sigma(E_{10}, E_{4\min}, t)}{d\Omega_4} = \int_{E_{4\min}}^{E_{4s}(E_{1\max})} dE_4 \int_{E_{1s}(E_4)}^{E_{1\max}} dE_1 p(E_{10}, E_1) \int_{E_{1s}(E_4)}^{E_1} dE_1' I(E_1, E_1', t) \int_{E_{1s}(E_4)}^{E_1'} dE_1'' \int_{E_4}^{E_{4s}(E_1')} dE_4' \sigma_{\text{rad}}(E_1'', E_4')$$

für den totalen experimentell gemessenen π^0 -Produktions-Wirkungsquerschnitt ohne Berücksichtigung externer Prozesse des Sekundärelektrons. Hierbei ist $E_{1\max}$ die entsprechend einer trapezförmigen, dem Flat-Top-Spill des Synchrotrons angepaßten Energieverteilung $p(E_{10}, E_1)$ maximal mögliche Primärenergie und $E_{4\min}$ die durch die Elektronenspektrometer-Akzeptanz bedingte kleinste interessierende Sekundärenergie. $I(E_1, E_1')$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust $\Delta E = E_1' - E_1$ durch externe Bremsstrahlung in t Strahlungslängen Materie.

Der interessierende Bereich der (E_1, E_4) -Ebene wurde mit einem 80×80 -Raster überzogen. Mit

$$\sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_4) = \int_{E_{4\min}}^{E_4} dE_4' \sigma_{\text{rad}}(E_1'', E_4')$$

wurde unter Berücksichtigung des experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{\text{exp}}(E_1, E_4, \cos\theta_4 = \text{const}) / dE_4 d\Omega_4$ für jeden Rasterpunkt (I, J) ein Wert für $\sigma_{\text{rad}}(E_1(I), E_4(J))$ und $\sigma'_{\text{rad}}(E_1(I), E_4(J))$ berechnet. Für jedes Elektron wurde ein Vertexpunkt im Target und anschließend aufgrund der Trapezverteilung und der Bremsstrahlungs-Wahrscheinlichkeit eine Primärenergie E_1'' gewürfelt. Mit der Zufallszahl z zwischen 0 und 1 wurde dann nach

$$z \times \sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_{4\text{max}}) = \sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_4)$$

eine Sekundärenergie E_4 berechnet, die durch externe Bremsstrahlung im Target weiter auf einen Wert E_4'' reduziert wurde. E_4'' war dann die Energie des das Target verlassenden Sekundärelektrons der Monte Carlo-Simulation. Die Wahrscheinlichkeit, daß E_4'' durch interne Strahlung im Primärpeak, im Sekundärpeak oder durch den Soft-Photon-Anteil entstanden war, ergab sich aus dem Anteil der drei Strahlungsmoden an $\sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_4)$. So entsprach jeder Wert von z einem der drei Strahlungsmoden, dementsprechend sich dann die Werte E_{1k} und E_{4k} zur Festlegung der Streukinematik errechneten.

Die Berechnung von $\sigma_{\text{rad}}(E_1, E_4)$ war für einen mittleren Wert von $\cos\vartheta_4$ erfolgt. Daher wurde jedem Elektron schließlich noch ein Wert für $\cos\vartheta_4$ nach

$$x \times \int_{\cos\vartheta_{4\text{min}}}^{\cos\vartheta_{4\text{max}}} d\cos\vartheta_4 \frac{d\sigma_{\text{exp}}(E_{1k}, E_{4k}, \vartheta_4)}{dE_4 d\Omega_4} = \int_{\cos\vartheta_{4\text{min}}}^{\cos\vartheta_{4\text{max}}} d\cos\vartheta_4 \frac{d\sigma_{\text{exp}}(E_{1k}, E_{4k}, \vartheta_4)}{dE_4 d\Omega_4}$$

mit einer Zufallszahl x zwischen 0 und 1 zugeordnet.

Diese Elektronen wurden mit einem gleichverteilten Azimutalwinkel versehen durch das simulierte Elektronenspektrometer geschickt. Gleichzeitig dienten sie dazu, den dem Elektronenspektrometer angebotenen differentiellen MC-Einarmquerschnitt für jedes der W -Bins bei einem mittleren Wert von W und q^2 zu berechnen.

IV.3.b Simulation der Protonen

Für jeden Treffer im Elektronenspektrometer wurde im Mittel 40 mal mit zunächst gleichverteilten Werten von ϕ und $\cos\vartheta_5$ π^0 -Produktion simuliert und die Rückstoßprotonen durch das Protonenspektrometer geschickt. Dabei wurde das Magnetfeld des Spektrometernagneten durch die im Abschnitt III.4.a erwähnten Feldmatrizen beschrieben. Wegen des geringen Sättigungseffekts auch beim höchsten benutzten Feld von 1.836 Tesla konnte für sämtliche Spektrometer-Einstellungen die bei 1.0 Tesla vermessene Matrix verwendet werden. In ihrer end-

Die Berechnung der Elektronenergien der MC-Simulation erfolgte bei konstantem Streuwinkel nach dem Ansatz

$$\frac{d\sigma(E_{10}, E_{4\min}, t)}{d\Omega_4} = \int_{E_{4\min}}^{E_{4s}(E_{1\max})} dE_4 \int_{E_{1s}(E_4)}^{E_{1\max}} dE_1 p(E_{10}, E_1) \int_{E_{1s}(E_4)}^{E_1} dE_1' I(E_1, E_1', t) \int_{E_{1s}(E_4)}^{E_1'} dE_1'' \int_{E_4}^{E_{4s}(E_1')} dE_4' \sigma_{\text{rad}}(E_1'', E_4')$$

für den totalen experimentell gemessenen π^0 -Produktions-Wirkungsquerschnitt ohne Berücksichtigung externer Prozesse des Sekundärelektrons. Hierbei ist $E_{1\max}$ die entsprechend einer trapezförmigen, dem Flat-Top-Spill des Synchrotrons angepaßten Energieverteilung $p(E_{10}, E_1)$ maximal mögliche Primärenergie und $E_{4\min}$ die durch die Elektronenspektrometer-Akzeptanz bedingte kleinste interessierende Sekundärenergie. $I(E_1, E_1')$ beschreibt die Wahrscheinlichkeit für einen Energieverlust $\Delta E = E_1' - E_1$ durch externe Bremsstrahlung in t Strahlungslängen Materie.

Der interessierende Bereich der (E_1, E_4) -Ebene wurde mit einem 80×80 -Raster überzogen. Mit

$$\sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_4) = \int_{E_{4\min}}^{E_4} dE_4' \sigma_{\text{rad}}(E_1'', E_4')$$

wurde unter Berücksichtigung des experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma_{\text{exp}}(E_1, E_4, \cos\vartheta_4 = \text{const}) / dE_4 d\Omega_4$ für jeden Rasterpunkt (I, J) ein Wert für $\sigma_{\text{rad}}(E_1(I), E_4(J))$ und $\sigma'_{\text{rad}}(E_1(I), E_4(J))$ berechnet. Für jedes Elektron wurde ein Vertexpunkt im Target und anschließend aufgrund der Trapezverteilung und der Bremsstrahlungs-Wahrscheinlichkeit eine Primärenergie E_1'' gewürfelt. Mit der Zufallszahl z zwischen 0 und 1 wurde dann nach

$$z \times \sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_{4\text{max}}) = \sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_4)$$

eine Sekundärenergie E_4 berechnet, die durch externe Bremsstrahlung im Target weiter auf einen Wert E_4'' reduziert wurde. E_4'' war dann die Energie des das Target verlassenden Sekundärelektrons der Monte Carlo-Simulation. Die Wahrscheinlichkeit, daß E_4'' durch interne Strahlung im Primärpeak, im Sekundärpeak oder durch den Soft-Photon-Anteil entstanden war, ergab sich aus dem Anteil der drei Strahlungsmoden an $\sigma'_{\text{rad}}(E_1'', E_4)$. So entsprach jeder Wert von z einem der drei Strahlungsmoden, dementsprechend sich dann die Werte E_{1k} und E_{4k} zur Festlegung der Streukinematik errechneten.

Die Berechnung von $\sigma'_{\text{rad}}(E_1, E_4)$ war für einen mittleren Wert von $\cos\vartheta_4$ erfolgt. Daher wurde jedem Elektron schließlich noch ein Wert für $\cos\vartheta_4$ nach

$$x \times \int_{\cos\vartheta_{4\text{min}}}^{\cos\vartheta_{4\text{max}}} d\cos\vartheta_4 \frac{d\sigma_{\text{exp}}(E_{1k}, E_{4k}, \vartheta_4)}{dE_4 d\Omega_4} = \int_{\cos\vartheta_{4\text{min}}}^{\cos\vartheta_4} d\cos\vartheta_4 \frac{d\sigma_{\text{exp}}(E_{1k}, E_{4k}, \vartheta_4)}{dE_4 d\Omega_4}$$

mit einer Zufallszahl x zwischen 0 und 1 zugeordnet.

Diese Elektronen wurden mit einem gleichverteilten Azimuthalwinkel versehen durch das simulierte Elektronenspektrometer geschickt. Gleichzeitig dienten sie dazu, den dem Elektronenspektrometer angebotenen differentiellen MC-Einarmquerschnitt für jedes der W -Bins bei einem mittleren Wert von W und q^2 zu berechnen.

IV.3.b Simulation der Protonen

Für jeden Treffer im Elektronenspektrometer wurde im Mittel 40 mal mit zunächst gleichverteilten Werten von ϕ und $\cos\vartheta_5^*$ π^0 -Produktion simuliert und die Rückstoßprotonen durch das Protonenspektrometer geschickt. Dabei wurde das Magnetfeld des Spektromettermagneten durch die im Abschnitt III.4.a erwähnten Feldmatrizen beschrieben. Wegen des geringen Sättigungseffekts auch beim höchsten benutzten Feld von 1.836 Tesla konnte für sämtliche Spektrometer-Einstellungen die bei 1.0 Tesla vermessene Matrix verwendet werden. In ihrer end-

gültig durch Interpolation gewonnenen Form bestand sie aus 98 Ebenen in dem Gradienten des Feldes entsprechenden Abständen von 1 cm bis 10 cm. Der Abstand der Matrixpunkte in horizontaler Richtung war 2.375 cm, der in vertikaler Richtung 10 cm.

Ebenfalls bei der MC-Simulation berücksichtigt wurde ein aus den Missing Mass-Verteilungen der experimentellen Daten ermittelter Anteil von 2-Pionen-Untergrundereignissen. Wegen des Missing Mass-Schnitts bei 0.07 GeV^2 (Abschnitt IV.2.c) erfolgte die Beschränkung auf 2-Pionen-Erzeugung nahe der Schwelle mit gleichverteilten Werten von ϕ und $\cos^2 \theta_5^*$ für die zugehörigen Protonen. Die Missing Mass der beiden Pionen wurde nach einer entsprechenden Phasenraumverteilung gewürfelt.

IV.3.c Auswertung der MC-Daten

Die bei dieser Simulation entstehende Zähler- und Signaldraht-Information wurde genau wie die experimentellen Daten ausgewertet. Es wurde also entsprechend der Ereignismatrix der experimentellen Daten eine Ereignismatrix der Monte Carlo-Daten erzeugt.

Für das Hodoskop HI wurden zwei aus den experimentellen Daten gewonnene Korrekturen bereits in der Auswertung der Monte Carlo-Daten berücksichtigt. Zum einen wurden Signaldrähte, die während der Meßschichten defekt waren und daher keine Signale lieferten, auch in der Monte Carlo-Auswertung nicht berücksichtigt. Zum anderen wurde die Totzeit der Proportionaldrahtkammern berücksichtigt. Wie schon in Abschnitt III.5.b beschrieben, bewirkte jeder Elektronmaster einen Strobe-Puls von 50 nsec Dauer, während der Signaldraht-Flip-Flops gesetzt wurden. Bevor die einzelnen Drahtsignale mit dem Strobe-puls verglichen wurden, erfuhren sie durch One-shots eine Verzögerung von 300 nsec, während denen keine weitere Drahtinformation verarbeitet werden konnte. Die Signaldrähte der drei Kammern wurden daher zu Gruppen von 16 Drähten zusammengefaßt und für jede ein mittlerer Wert für den Totzeitverlust pro Draht und pro Elektronmaster berechnet. Die resultierenden Werte betragen bis zu 7.7 %, lagen jedoch i.a. unter 5 %. Entsprechend oft wurden die einzelnen Drähte in der Monte Carlo-Auswertung unberücksichtigt gelassen.

Eine Iteration der MC-Simulation, bei der die Verteilungen von ϕ und $\cos^2 \vartheta_5^*$ dem Verlauf des mit gleichverteilten Werten von ϕ und $\cos^2 \vartheta_5^*$ ermittelten Wirkungsquerschnitts (Abschnitt IV.4) entsprachen, ergab vernachlässigbare Änderungen der endgültigen Wirkungsquerschnitte. Dies stimmt mit bei Gayler⁶ beschriebenen Ergebnissen für Messungen im Bereich der 1. Resonanz überein. Es wurde daher allgemein auf einen weiteren Iterationsschritt verzichtet.

IV.4 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Die im Experiment gemessene Zahl von Ereignissen in einem Bin

$$\Delta V = (\Delta W, \Delta q^2, \Delta \varepsilon, \Delta \cos^2 \vartheta_6^*, \Delta \phi)$$

ist gegeben durch

$$N_{\text{exp}}(\Delta V) = N_p \cdot N_e \cdot A(\Delta V) \int_{\Delta V} \frac{d^5 \sigma_{\text{gem}}(E_1, E_4, \vartheta_4, \vartheta_6^*, \phi)}{dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^*} dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^* \quad (15)$$

mit der Zahl der primären Elektronen N_e , der Zahl der Targetatome N_p pro cm und der Akzeptanzwahrscheinlichkeit $A(\Delta V)$ der Apparatur für das Bin ΔV .

Werden in der Monte Carlo-Simulation die Ereignisse gleichverteilt über sämtliche Bins ΔV erzeugt, so ergibt sich mit $N_{\text{MCT}}(\Delta V)$ akzeptierten Ereignissen bei $N_{\text{MCV}}(\Delta V)$ Versuchen im Bin ΔV eine MC-Akzeptanzwahrscheinlichkeit für das Bin ΔV

$$A_{\text{MC}}(\Delta V) = N_{\text{MCT}}(\Delta V) / N_{\text{MCV}}(\Delta V)$$

die entsprechend der Genauigkeit der Simulation des Experiments mit dem wahren $A(\Delta V)$ übereinstimmt. Wählt man zum Zweck der besseren Simulation eine dem experimentellen Wirkungsquerschnitt möglichst ähnliche Verteilungsfunktion (Abb. 38)

$$\tau(E_1, E_4, \vartheta_4, \vartheta_6^*, \phi) = \omega_e(W, q^2, \varepsilon) \omega_p(W, \vartheta_6^*, \phi)$$

mit dem Normierungsintegral

$$K_\omega = \int \tau(E_1, E_4, \vartheta_4, \vartheta_6^*, \phi) dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^*$$

so folgt

$$A_{MC}(\Delta V) = \frac{\sum_{i=1}^{N_{MCT}(\Delta V)} K_{\omega} / \omega_e(W_i, q_i^2, \epsilon_i) \omega_p(W_i, \vartheta_{6,i}^*, \phi_i)}{\sum_{k=1}^{N_{MCV}(\Delta V)} K_{\omega} / \omega_e(W_k, q_k^2, \epsilon_k) \omega_p(W_k, \vartheta_{6,k}^*, \phi_k)} \quad (16)$$

Für die insgesamt über alle ΔV -Bins gewürfelten Versuche N_{MCVG} gilt

$$N_{MCV}(\Delta V) = \frac{N_{MCVG}}{K_{\omega}} \int_{\Delta V} \tau(E_1, E_4, \vartheta_4, \vartheta_6^*, \phi) dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^* \quad (17)$$

Setzt man in Gleichung (16) ein mittleres

$$\omega_e(W_o, q_o^2, \epsilon_o)_{\Delta V} \omega_p(W_o, \vartheta_{6,o}^*, \phi_o)_{\Delta V} = 1 / (\Delta E_4 \Delta \Omega_4 \Delta \Omega_6^*)_{\Delta V} \int_{\Delta V} \tau(E_1, E_4, \vartheta_4, \vartheta_6^*, \phi) dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^*$$

ein, so erhält man mit Gleichung (17) und der Annahme $A(\Delta V) = A_{MC}(\Delta V)$

$$\begin{aligned} & \frac{1}{(\Delta E_4 \Delta \Omega_4 \Delta \Omega_6^*)_{\Delta V}} \int_{\Delta V} \frac{d^5 \sigma_{gem}(E_1, E_4, \vartheta_4, \vartheta_6^*, \phi)}{dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^*} dE_4 d\Omega_4 d\Omega_6^* = \\ & = \frac{1}{N_e N_p} \frac{N_{exp}(\Delta V)}{N_{MCT}(\Delta V)} \frac{N_{MCVG}}{K_{\omega}} \cdot \omega_e(W_o, q_o^2, \epsilon_o)_{\Delta V} \omega_p(W_o, \vartheta_{6,o}^*, \phi_o)_{\Delta V} \end{aligned}$$

Auf der linken Seite der Gleichung steht der über das ΔV -Bin gemittelte differentieller Wirkungsquerschnitt. Die entsprechenden mittleren Werte von $W, q^2, \epsilon, \cos \vartheta_6^*$ und ϕ des ΔV -Bins sind dann $W_o, q_o^2, \epsilon_o, \cos \vartheta_{6,o}^*$ und ϕ_o . Ist Z_p die Zahl der simulierten Protonen pro simuliertes Elektron (Abschnitt IV.3.b), so gilt

$$\frac{d\sigma_{MC}}{dE_4 d\Omega_4} \sim N_e N_p \frac{N_{MCVG}}{Z_p} \omega_e(W_o, q_o^2, \epsilon_o)$$

für den dem Elektranspektrometer angebotenen differentiellen MC-Einarmwirkungsquerschnitt für das Bin ΔV (Abschnitt IV.3.a). Mit einem mittleren $\Gamma_t(\Delta V)$ folgt schließlich nach Gleichung (9)

$$\frac{1}{(\Delta \Omega_6^*)_{\Delta V}} \int_{\Delta V} \frac{d\sigma_v}{d\Omega_6^*} d\Omega_6^* = \frac{1}{\Gamma_t(\Delta V)} \frac{N_{exp}(\Delta V)}{N_{MCT}(\Delta V)} \frac{N_{MCVG}}{N_e N_p K_{\omega}} \omega_e(W_o, q_o^2, \epsilon_o)_{\Delta V} \omega_p(W_o, \vartheta_{6,o}^*, \phi_o)_{\Delta V} \quad (18)$$

Die Größe N_e wurde nicht unmittelbar aus dem SEM-Wert, sondern auf dem Umweg über die Einarmrate des Elektronenspektrometers bestimmt. Dazu wurde der Einarmquerschnitt für die jeweilige Spektrometereinstellung mit Fits an frühere Einarmdaten mehrerer Laboratorien⁵ verglichen und so dem SEM-Wert für die Koinzidenzmessung ein Wert für N_e zugeordnet. Die Differenz zwischen den gemessenen Einarmquerschnitten und den Fits war stets kleiner als 6%. An die nach Gleichung (18) berechneten Werte wurde eine Reihe von Korrekturen angebracht.

Gleichung (18) ergibt nicht den gewünschten nur durch 1-Photon-Austausch nach Abb. 1 erzeugten differentiellen Wirkungsquerschnitt, sondern einen mittleren gemessenen Querschnitt mit interner und externer Strahlung. Deshalb wurde mit einer MC-Simulation das Verhältnis des entsprechenden mittleren Einarmquerschnitts

$$\frac{d\sigma_{\text{gem}}(E_{10}, E_{40}, \nu_4 = \text{const})}{dE_4 d\Omega_4} = \int_0^T \frac{dt}{T} \int_{E_{1s}}^{E_{10}} dE_1 I(E_{10}, E_1, t) \int_{E_{40}}^{E_{4s}} dE_4 I(E_4, E_{40}, T-t) \sigma_{\text{rad}}(E_1, E_4)$$

zum mittleren Einarmquerschnitt $d\sigma_{\text{exp}}(E_1, E_4, \nu_4 = \text{const})/dE_4 d\Omega_4$ ohne Strahlung für das jeweilige Bin ΔV berechnet. Dabei war T die Länge des Targets in Strahlungslängen. Es ergaben sich Strahlungskorrekturen zwischen etwa 5 % und 20 %.

Für die nicht zur Auswertung zugelassenen Mehrfachereignisse im Elektronenspektrometer wurde eine Korrektur von im Mittel 17 % angebracht. Die Korrektur für die ebenfalls nicht ausgewerteten Mehrfachtrajektorien im Protonenspektrometer betrug zwischen 3.1 % und 9.6 %. Ihr lagen Untersuchungen der Mehrfachtrajektorien zugrunde, die den gleichen Prozentsatz von $e\pi^0$ -Koinzidenzen wie für die Einfach-Trajektorien ergaben. Kernabsorption von Protonen im Protonenspektrometer wurde durch eine Korrektur von 1.4 % berücksichtigt.

Aus dem Vergleich zwischen Messungen mit leerer und gefüllter Targetzelle wurde eine Leertarget-Korrektur von 0.5 % berechnet. Abweichungen von einigen mm von der nominellen Targetlänge 12 cm führten zu Korrekturen von maximal 1.2 %.

Die in den Tabellen und Abbildungen des nächsten Abschnitts enthaltenen Wirkungsquerschnitte entsprechen der mit diesen Korrekturen versehenen linken Seite der Gleichung (18). Durch eine Reihe von Unsicherheiten (Tabelle 3) sind sie mit einem allgemeinen systematischen Fehler von rund 6 % behaftet.

Akzeptanz des Proton-Spektrometers	1 ^σ
Ansprechwahrscheinlichkeit der HII-Zähler	0.5%
Laufzeit-Eichung	1%
Ereignisse mit weniger als 3 HI-Ebenen	2%
Mehrfach-Trajektorien im Proton-Spektrometer	1%
Flugzeit-Schnitte	0.5%
Korrektur für Zufälligen-Untergrund	1%
2-Pionen-Untergrund	0.5%
Normierung der Einarmquerschnitte	3%
Strahlungskorrektur	3%
<hr/>	
Quadratisch addierter Gesamtfehler	≈5.5%

TABELLE 3

V. ERGEBNISSE

V.1 Ergebnisse des Experiments

V.1.a Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Tabellen 4 und 5 enthalten sämtliche aus den Daten des Experiments nach Abschnitt IV.4 ermittelten differentiellen Wirkungsquerschnitte. Für jedes der W -Bins wurden diese Werte an die Parameter \bar{A}_i , C_i und D_i der Gleichungen (12) und (13) angepaßt. Wegen der genügend großen Ereigniszahlen in den Bins der beiden Ereignismatrizen (Abschnitt IV.2.c und IV.3.c) konnte die Methode der kleinsten Quadrate hier wie auch für alle weiteren Anpassungen der Daten verwendet werden. Die Minimalisierung einer der Poisson-Verteilung der Ereignisse entsprechenden Maximum-Likelihood-Funktion liefert unter diesen Bedingungen nur vernachlässigbare Unterschiede. Erst ab $W \approx 1.595$ GeV wurde die volle Entwicklung mit 12 Parametern benutzt. Im Bereich kleinerer Werte von W ergab sich durch Vernachlässigung der F -Wellen und damit der Parameter \bar{A}_4 , C_2 und D_3 eine Reduktion auf 9 Parameter.

Abb. 39 zeigt für drei Werte von W und je ϕ -Werte von 50° , 90° und 130° die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von $\cos^2 \frac{\theta}{6}$ bei $q^2 \approx 0.6$ GeV² im Bereich der 2. Resonanz. Die durchgezogenen Kurven sind das Ergebnis der Anpassung. Um zu verhindern, daß der von diesen Messungen relativ kleine erfaßte Winkelbereich (Abschnitt II.3) zu unrealistischen Werten der Fitfunktion führen konnte, wurden Vorwärtswirkungsquerschnitte zwischen 0 und 10 μb verlangt. Ebenfalls enthalten in Abb. 39 sind vergleichbare Daten eines bei NINA durchgeführten Experiments⁹. Es zeigt sich sehr gute Übereinstimmung.

Differentielle Wirkungsquerschnitte für $q^2 \approx 1.0$ GeV² im Bereich der 2. und 3. Resonanz sind in Abb. 40 für 6 Werte von W und wiederum je 3 Werte von ϕ dargestellt. Auch hier ist der angepaßte Verlauf eingetragen. Da die Winkelakzeptanz in diesem Bereich besser war, konnte die Anpassung ohne Nebenbedingung durchgeführt werden. Im Gegensatz zu $q^2 \approx 0.6$ GeV² ist aus dem gleichen Grund die Angabe der Parameter \bar{A}_i , C_i und D_i für $q^2 \approx 1.0$ GeV² sinnvoll. Sie sind in Tabelle 8 aufgeführt.

$q^2 = 0.10$ $k = 0.95$ $q^2 = 0.50$

$\cos^2 \theta$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$
0.00	1.00	1.00
0.05	1.01	1.01
0.10	1.02	1.02
0.15	1.03	1.03
0.20	1.04	1.04
0.25	1.05	1.05
0.30	1.06	1.06
0.35	1.07	1.07
0.40	1.08	1.08
0.45	1.09	1.09
0.50	1.10	1.10
0.55	1.11	1.11
0.60	1.12	1.12
0.65	1.13	1.13
0.70	1.14	1.14
0.75	1.15	1.15
0.80	1.16	1.16
0.85	1.17	1.17
0.90	1.18	1.18
0.95	1.19	1.19
1.00	1.20	1.20

$q^2 = 0.10$ $k = 0.95$ $q^2 = 0.50$

$\cos^2 \theta$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$
0.00	1.00	1.00
0.05	1.01	1.01
0.10	1.02	1.02
0.15	1.03	1.03
0.20	1.04	1.04
0.25	1.05	1.05
0.30	1.06	1.06
0.35	1.07	1.07
0.40	1.08	1.08
0.45	1.09	1.09
0.50	1.10	1.10
0.55	1.11	1.11
0.60	1.12	1.12
0.65	1.13	1.13
0.70	1.14	1.14
0.75	1.15	1.15
0.80	1.16	1.16
0.85	1.17	1.17
0.90	1.18	1.18
0.95	1.19	1.19
1.00	1.20	1.20

$q^2 = 0.10$ $k = 0.90$ $q^2 = 0.50$

$\cos^2 \theta$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$
0.00	1.00	1.00
0.05	1.01	1.01
0.10	1.02	1.02
0.15	1.03	1.03
0.20	1.04	1.04
0.25	1.05	1.05
0.30	1.06	1.06
0.35	1.07	1.07
0.40	1.08	1.08
0.45	1.09	1.09
0.50	1.10	1.10
0.55	1.11	1.11
0.60	1.12	1.12
0.65	1.13	1.13
0.70	1.14	1.14
0.75	1.15	1.15
0.80	1.16	1.16
0.85	1.17	1.17
0.90	1.18	1.18
0.95	1.19	1.19
1.00	1.20	1.20

$q^2 = 0.10$ $k = 0.90$ $q^2 = 0.50$

$\cos^2 \theta$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$
0.00	1.00	1.00
0.05	1.01	1.01
0.10	1.02	1.02
0.15	1.03	1.03
0.20	1.04	1.04
0.25	1.05	1.05
0.30	1.06	1.06
0.35	1.07	1.07
0.40	1.08	1.08
0.45	1.09	1.09
0.50	1.10	1.10
0.55	1.11	1.11
0.60	1.12	1.12
0.65	1.13	1.13
0.70	1.14	1.14
0.75	1.15	1.15
0.80	1.16	1.16
0.85	1.17	1.17
0.90	1.18	1.18
0.95	1.19	1.19
1.00	1.20	1.20

$q^2 = 0.10$ $k = 0.85$ $q^2 = 0.50$

$\cos^2 \theta$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$
0.00	1.00	1.00
0.05	1.01	1.01
0.10	1.02	1.02
0.15	1.03	1.03
0.20	1.04	1.04
0.25	1.05	1.05
0.30	1.06	1.06
0.35	1.07	1.07
0.40	1.08	1.08
0.45	1.09	1.09
0.50	1.10	1.10
0.55	1.11	1.11
0.60	1.12	1.12
0.65	1.13	1.13
0.70	1.14	1.14
0.75	1.15	1.15
0.80	1.16	1.16
0.85	1.17	1.17
0.90	1.18	1.18
0.95	1.19	1.19
1.00	1.20	1.20

$q^2 = 0.10$ $k = 0.85$ $q^2 = 0.50$

$\cos^2 \theta$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega d^3x}$
0.00	1.00	1.00
0.05	1.01	1.01
0.10	1.02	1.02
0.15	1.03	1.03
0.20	1.04	1.04
0.25	1.05	1.05
0.30	1.06	1.06
0.35	1.07	1.07
0.40	1.08	1.08
0.45	1.09	1.09
0.50	1.10	1.10
0.55	1.11	1.11
0.60	1.12	1.12
0.65	1.13	1.13
0.70	1.14	1.14
0.75	1.15	1.15
0.80	1.16	1.16
0.85	1.17	1.17
0.90	1.18	1.18
0.95	1.19	1.19
1.00	1.20	1.20

TABELLE 4b DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE

$$q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$$

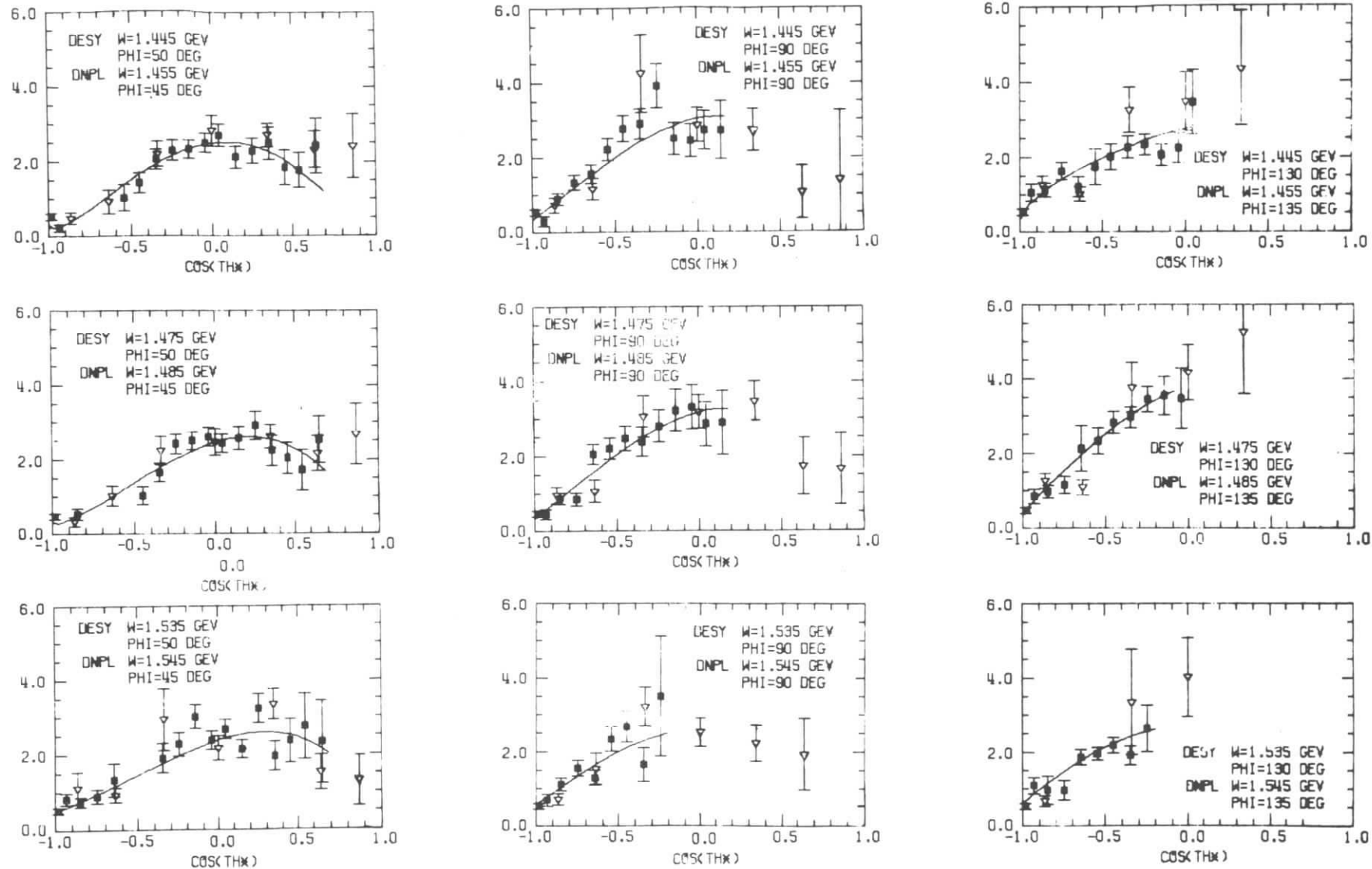


ABB. 39 DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE $d\sigma_V/d\Omega_6^*$ ($\mu\text{b/sr}$)
 $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$

• DESY ▽ DNPL

DESY

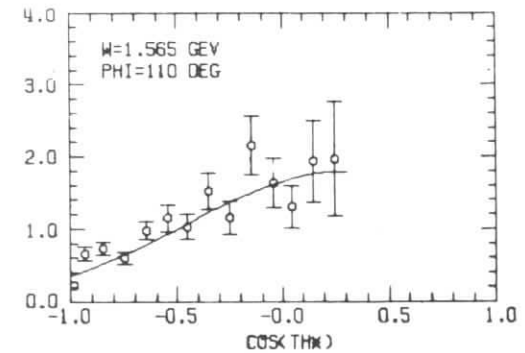
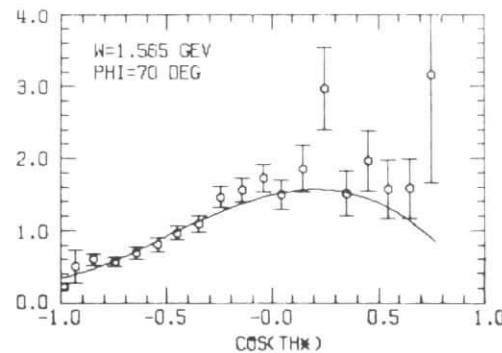
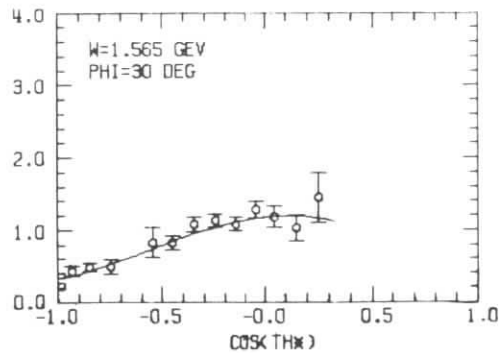
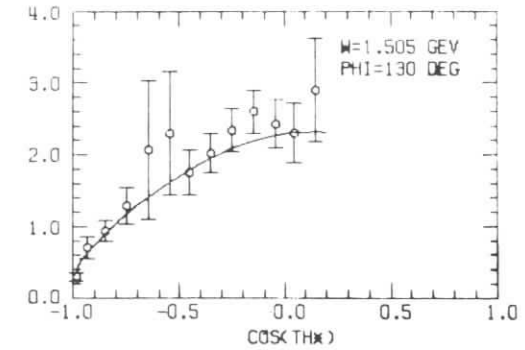
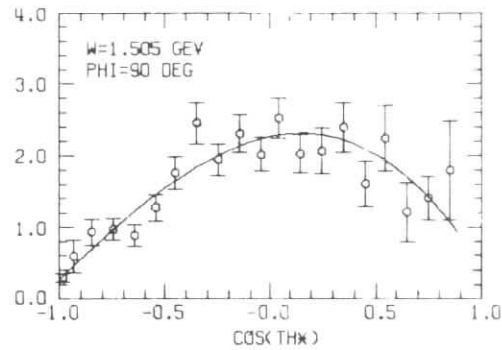
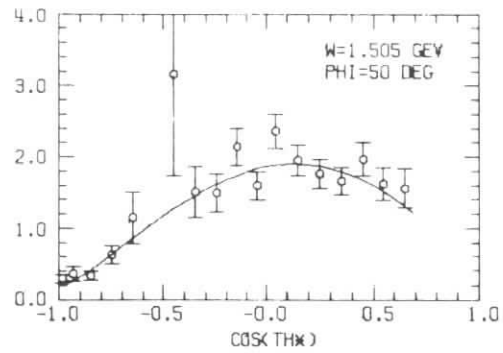
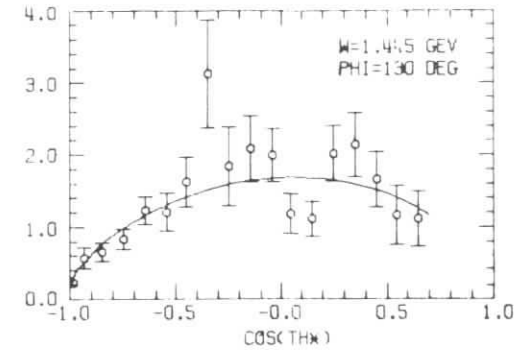
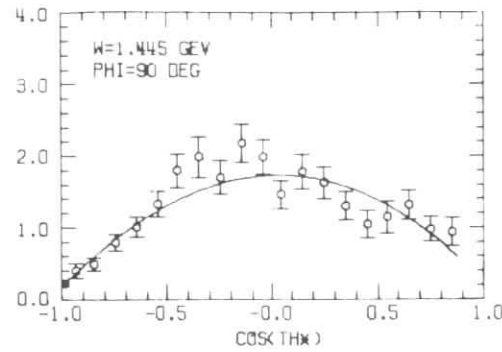
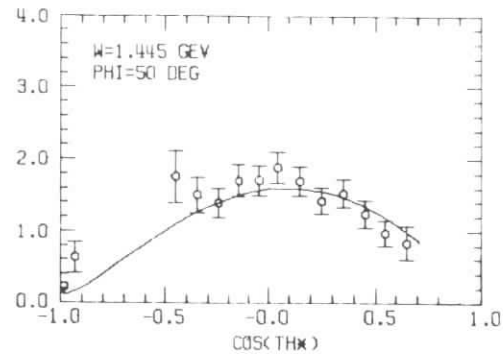


ABB. 40a DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE $d\sigma_V/d\Omega_6^+$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

DESY

24618

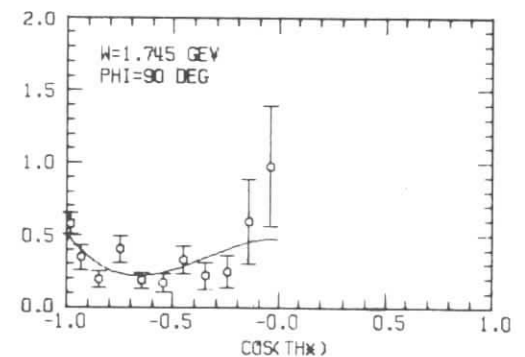
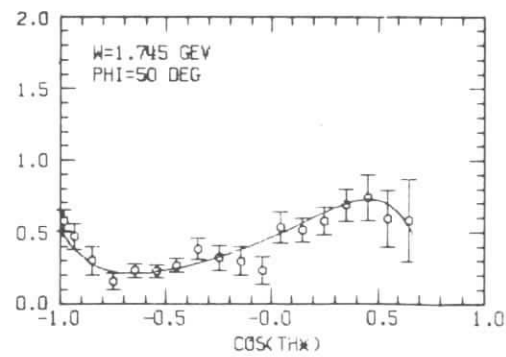
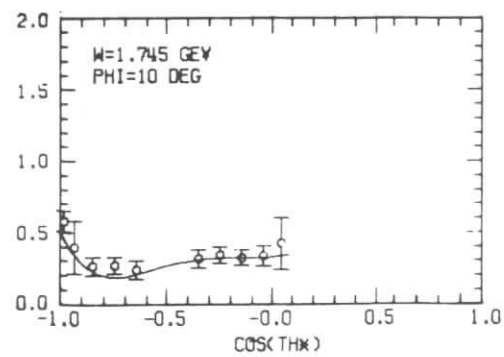
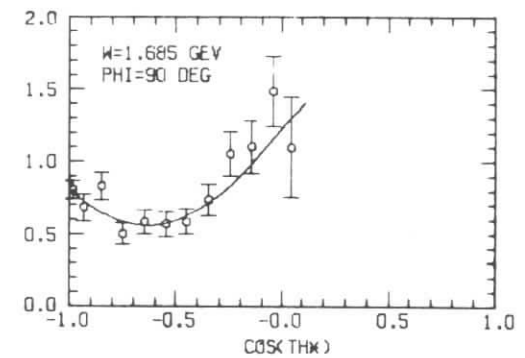
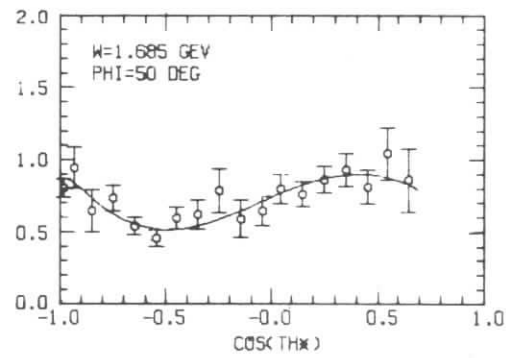
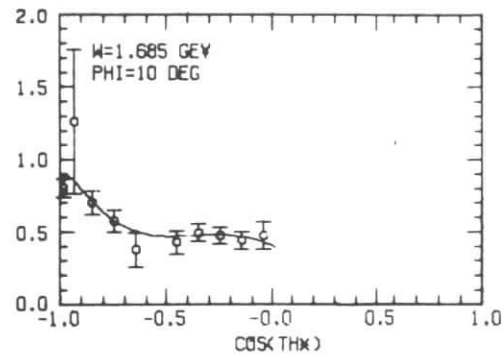
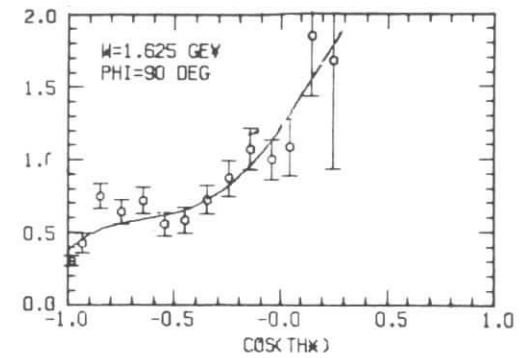
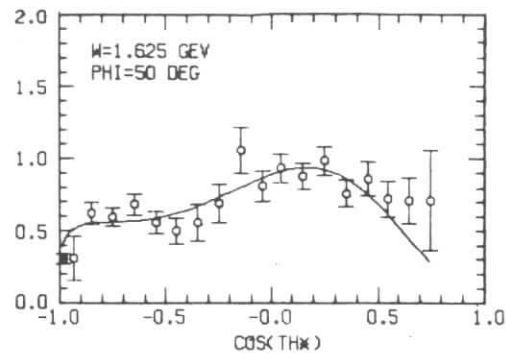
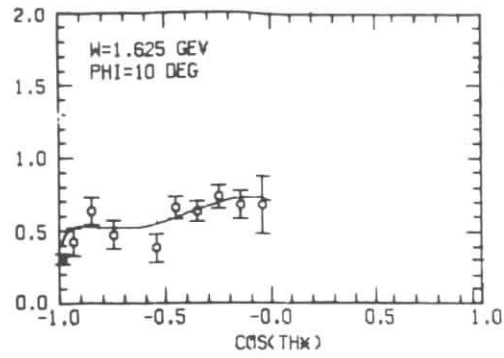


ABB. 40b DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITTE $d\sigma_V/d\Omega_6^+$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

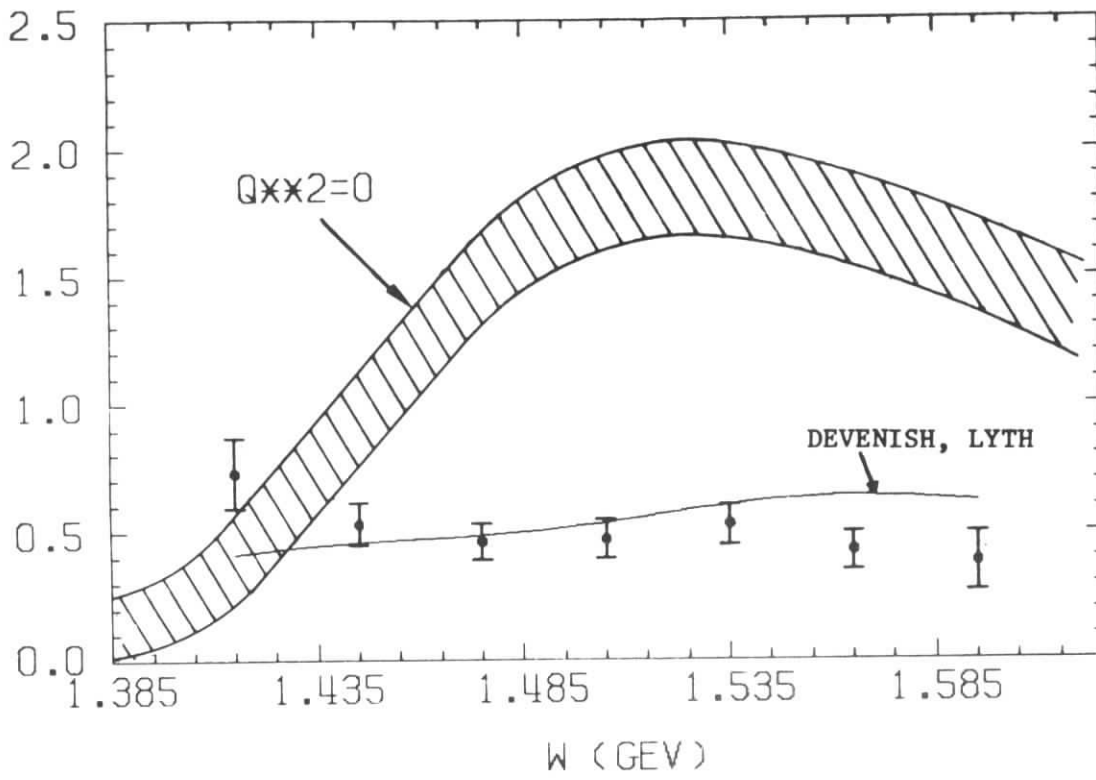


ABB. 41 RÜCKWÄRTSWIRKUNGSQUERSCHNITT $d\sigma_v(\nu_6^* \approx 171^\circ)/d\Omega_6^*$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)
 $q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$

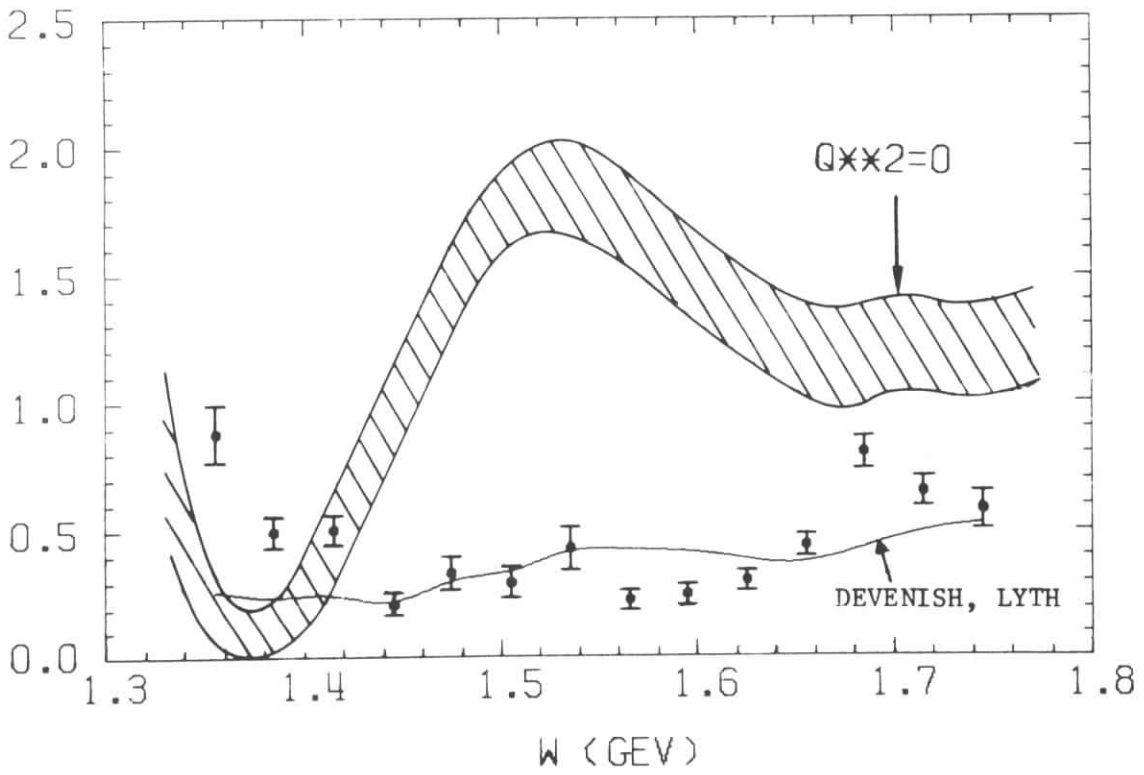


ABB. 42 RÜCKWÄRTSWIRKUNGSQUERSCHNITTE $d\sigma_v(\nu_6^* \approx 171^\circ)/d\Omega_6^*$ ($\mu\text{b}/\text{sr}$)
 $q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$

Im Bereich der 2. Resonanz sind für beide Werte von q^2 die Rückwärtswirkungsquerschnitte klein (Abb. 41, 42). Nach kleineren \mathcal{V}_6^* -Werten hin steigen sie bis etwa 90° an, um dann wieder abzufallen. Im Bereich der 3. Resonanz sind die Rückwärtswirkungsquerschnitte größer. Hier zeigen die differentiellen Wirkungsquerschnitte nicht mehr den näherungsweise zu mittleren \mathcal{V}_6^* -Werten symmetrischen Verlauf im Bereich der 2. Resonanz.

V.1.b Separierte Wirkungsquerschnitte

Zur Ermittlung der ϕ -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte wurde eine Anpassung an Gleichung (10) durchgeführt. Dabei wurde bei festem W und $\cos\mathcal{V}_6^*$ ein überdeckter ϕ -Bereich von mindestens 100° gefordert. Tabelle 6 enthält die resultierenden Werte von $A+\epsilon B$, C und D für beide Werte von q^2 .

In den Abbildungen 43 und 46 ist die Abhängigkeit der drei separierten Wirkungsquerschnitte von $\cos\mathcal{V}_6^*$ aufgetragen. Den aus den 9 bzw. 12 Fitparametern (Gleichung (10)) berechneten Verlauf von $A+\epsilon B$, C und D stellen die glatten Kurven dar. Die gleichen separierten Wirkungsquerschnitte sind in den Abbildungen 45 und 48 noch einmal in Abhängigkeit von W für feste Werte von $\cos\mathcal{V}_6^*$ aufgetragen.

Der größte Beitrag des Wirkungsquerschnitts wird von unpolarisierten transversalen Photonen entsprechend dem überwiegenden Anteil A^{51} des Terms $A+\epsilon B$ geliefert. Der Beitrag durch Interferenz zwischen polarisierten transversalen und longitudinalen Photonen D ist sehr klein und meist mit 0 verträglich. Wie der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigen auch die Anteile C und D im Bereich der 3. Resonanz ein sich änderndes \mathcal{V}_6^* -Verhalten.

Im Verlauf von $A+\epsilon B$ in Abhängigkeit von W (Abb. 45,48) sind deutlich dem Bereich der 2. und 3. Resonanz entsprechende Maxima zu erkennen. Im \mathcal{V}_6^* -Bereich zwischen 180° und 90° werden die beiden Maxima mit fallendem \mathcal{V}_6^* ausgeprägter. Dies rührt von Helizität $3/2$ -Anregung (Abschnitt V.3.b) her, die in Rückwärtsrichtung keinen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt liefert.

V.1.c Totaler Wirkungsquerschnitt

Integriert man die Gleichung (10) unter Berücksichtigung der Gleichungen (12) und (13) über den gesamten Raumwinkelbereich des π^0 , so ergibt sich

W	W	W	W	W	W	W	W	W	W
37	37	37	37	37	37	37	37	37	37
38	38	38	38	38	38	38	38	38	38
39	39	39	39	39	39	39	39	39	39
40	40	40	40	40	40	40	40	40	40
41	41	41	41	41	41	41	41	41	41
42	42	42	42	42	42	42	42	42	42
43	43	43	43	43	43	43	43	43	43
44	44	44	44	44	44	44	44	44	44
45	45	45	45	45	45	45	45	45	45
46	46	46	46	46	46	46	46	46	46
47	47	47	47	47	47	47	47	47	47
48	48	48	48	48	48	48	48	48	48
49	49	49	49	49	49	49	49	49	49
50	50	50	50	50	50	50	50	50	50
51	51	51	51	51	51	51	51	51	51
52	52	52	52	52	52	52	52	52	52
53	53	53	53	53	53	53	53	53	53
54	54	54	54	54	54	54	54	54	54
55	55	55	55	55	55	55	55	55	55
56	56	56	56	56	56	56	56	56	56
57	57	57	57	57	57	57	57	57	57
58	58	58	58	58	58	58	58	58	58
59	59	59	59	59	59	59	59	59	59
60	60	60	60	60	60	60	60	60	60
61	61	61	61	61	61	61	61	61	61
62	62	62	62	62	62	62	62	62	62
63	63	63	63	63	63	63	63	63	63
64	64	64	64	64	64	64	64	64	64
65	65	65	65	65	65	65	65	65	65
66	66	66	66	66	66	66	66	66	66
67	67	67	67	67	67	67	67	67	67
68	68	68	68	68	68	68	68	68	68
69	69	69	69	69	69	69	69	69	69
70	70	70	70	70	70	70	70	70	70
71	71	71	71	71	71	71	71	71	71
72	72	72	72	72	72	72	72	72	72
73	73	73	73	73	73	73	73	73	73
74	74	74	74	74	74	74	74	74	74
75	75	75	75	75	75	75	75	75	75
76	76	76	76	76	76	76	76	76	76
77	77	77	77	77	77	77	77	77	77
78	78	78	78	78	78	78	78	78	78
79	79	79	79	79	79	79	79	79	79
80	80	80	80	80	80	80	80	80	80
81	81	81	81	81	81	81	81	81	81
82	82	82	82	82	82	82	82	82	82
83	83	83	83	83	83	83	83	83	83
84	84	84	84	84	84	84	84	84	84
85	85	85	85	85	85	85	85	85	85
86	86	86	86	86	86	86	86	86	86
87	87	87	87	87	87	87	87	87	87
88	88	88	88	88	88	88	88	88	88
89	89	89	89	89	89	89	89	89	89
90	90	90	90	90	90	90	90	90	90
91	91	91	91	91	91	91	91	91	91
92	92	92	92	92	92	92	92	92	92
93	93	93	93	93	93	93	93	93	93
94	94	94	94	94	94	94	94	94	94
95	95	95	95	95	95	95	95	95	95
96	96	96	96	96	96	96	96	96	96
97	97	97	97	97	97	97	97	97	97
98	98	98	98	98	98	98	98	98	98
99	99	99	99	99	99	99	99	99	99
100	100	100	100	100	100	100	100	100	100

TABELLE 6 SFAPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE

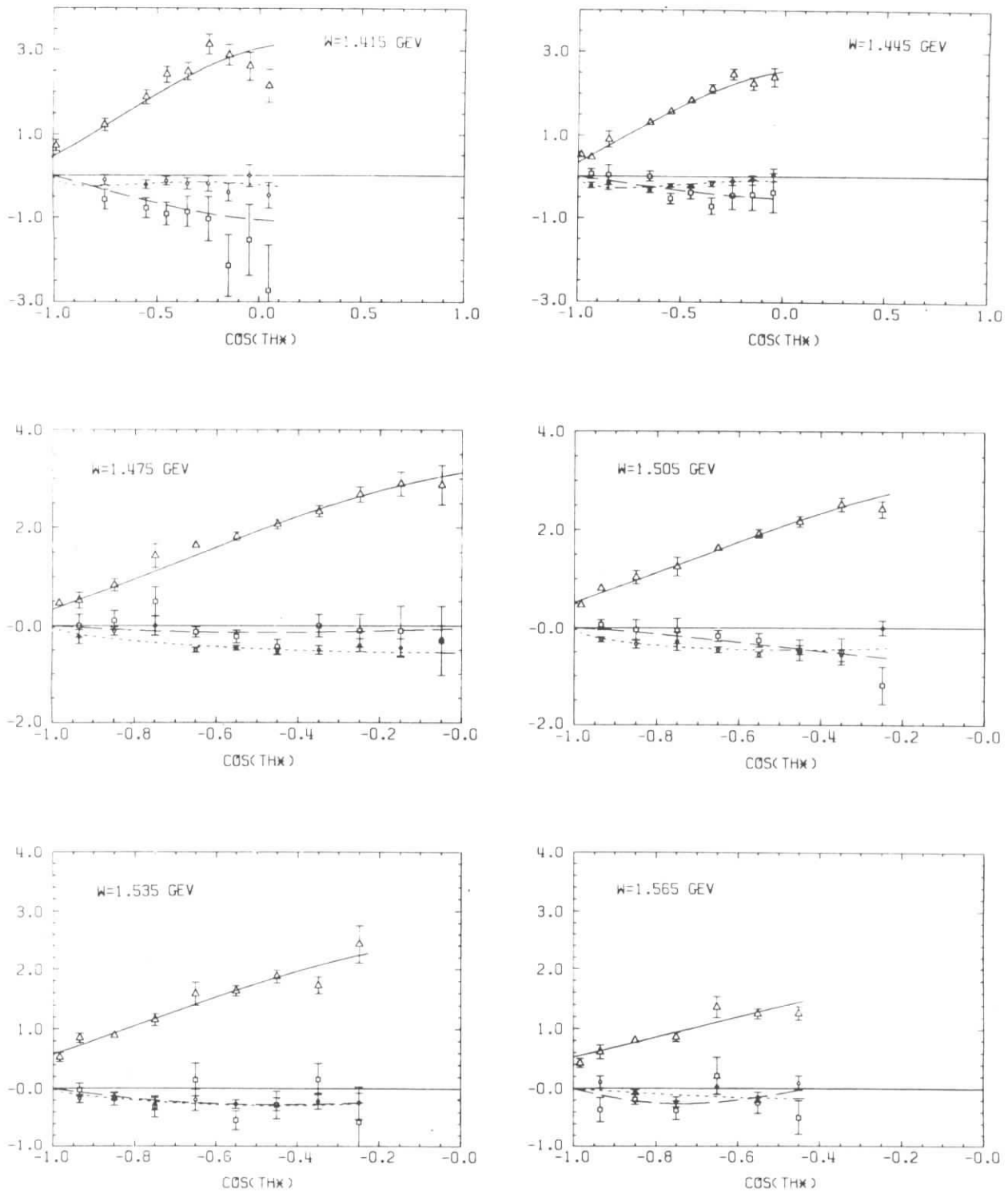


ABB. 43 SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (FITS NACH GL. (10))

$$q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$$

Δ $A+\epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

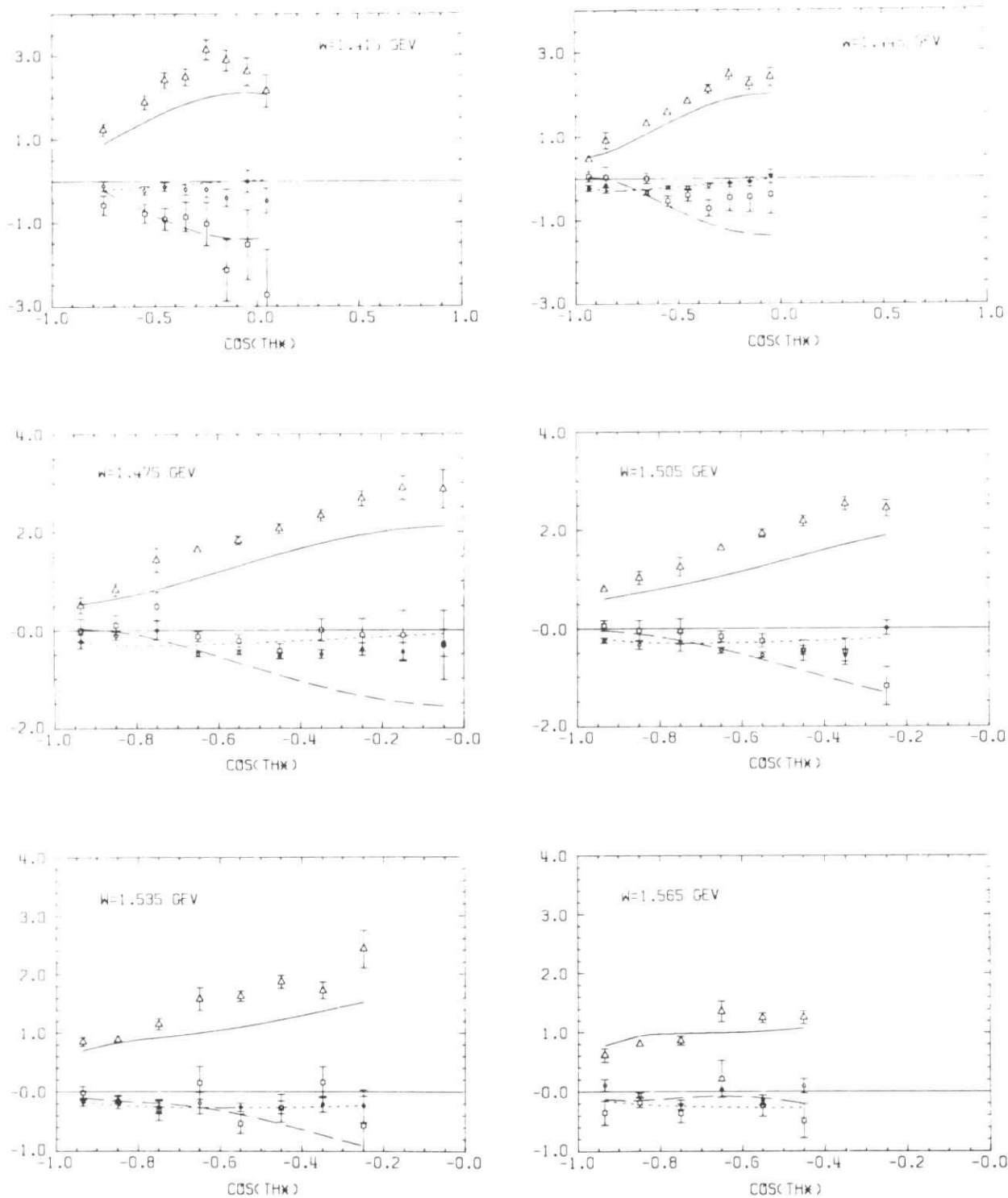


ABB. 44 SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (KURVEN: DEVENISH, LYTH)

$$q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$$

Δ $A+\epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

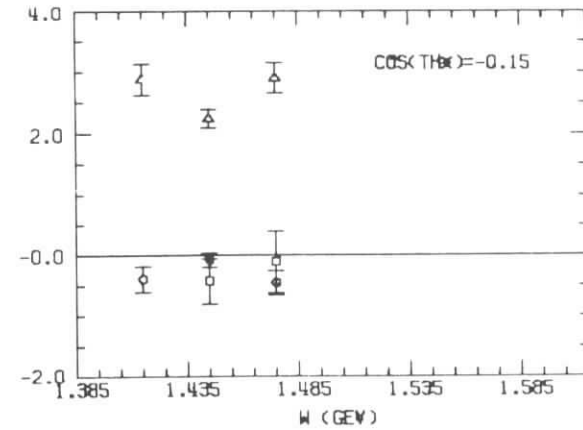
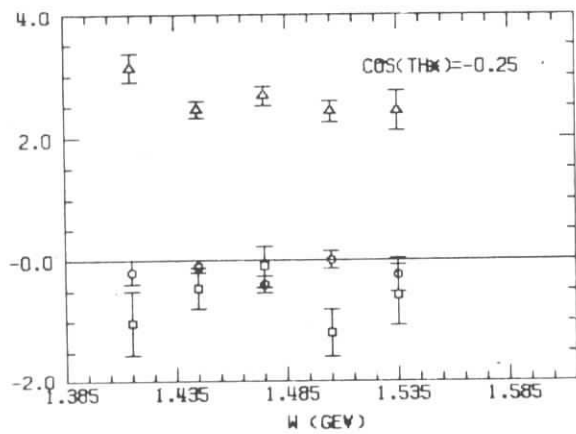
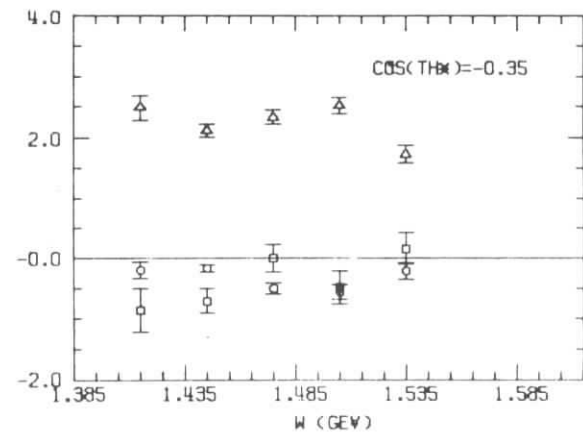
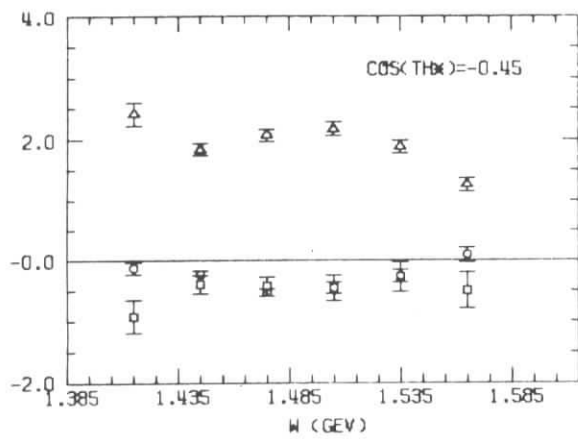
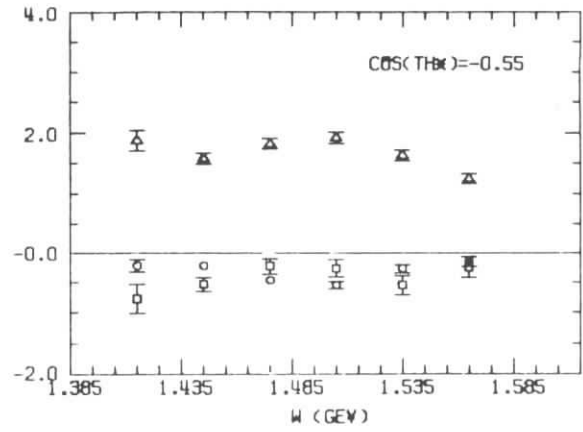
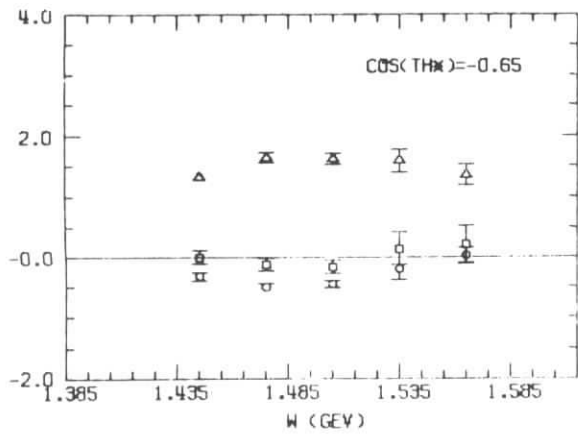


ABB. 45 SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE

$$q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$$

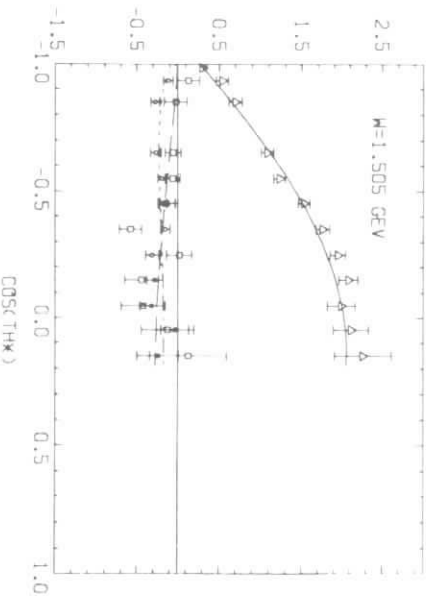
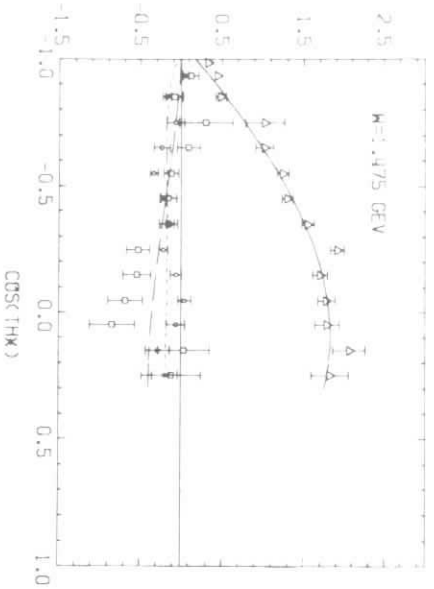
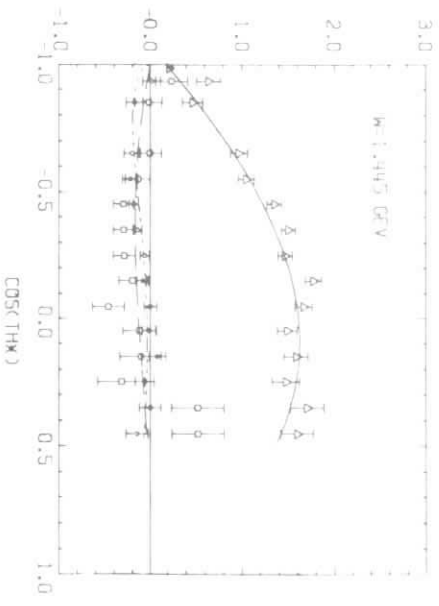
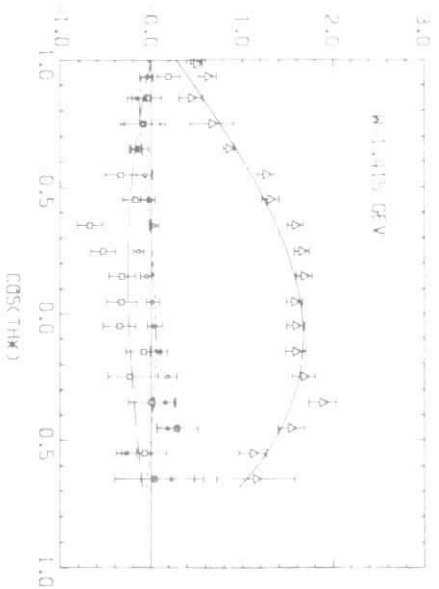
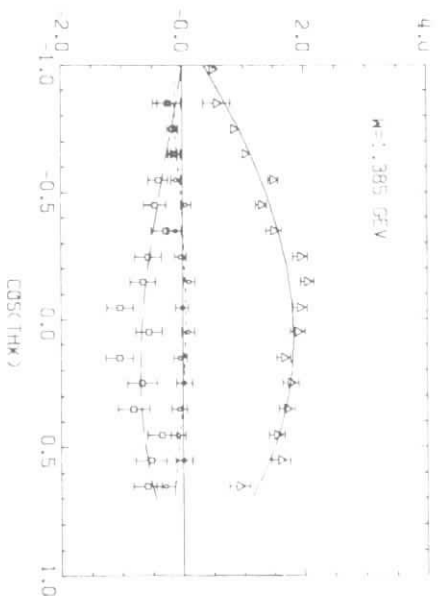
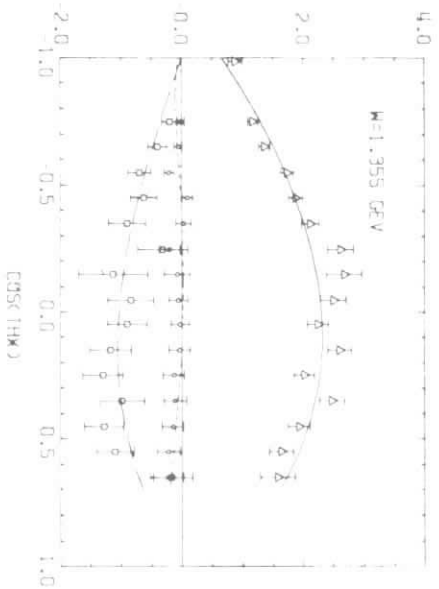
$\Delta A + \epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

$\square C$ [$\mu\text{b/sr}$]

$\circ D$ [$\mu\text{b/sr}$]

DESY

24616



АРР. 46а СЕРАРИЕРУЕ МІРКУД'УСГОІП'ЕРСЧ'ІТТЕ (FITS НАСН ГЛ. (10))

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ A+eB [$\mu\text{b}/\text{sr}$]

\square C [$\mu\text{b}/\text{sr}$]

\circ D [$\mu\text{b}/\text{sr}$]

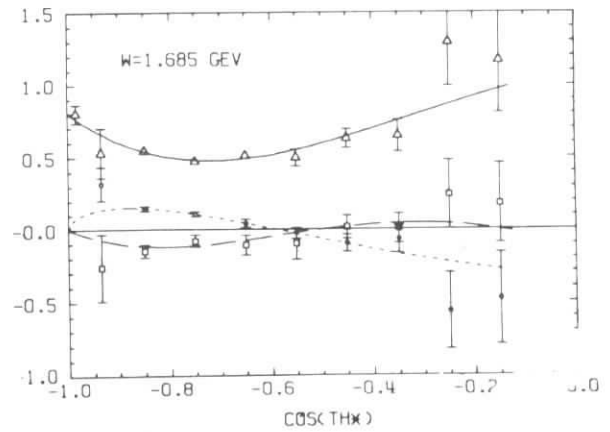
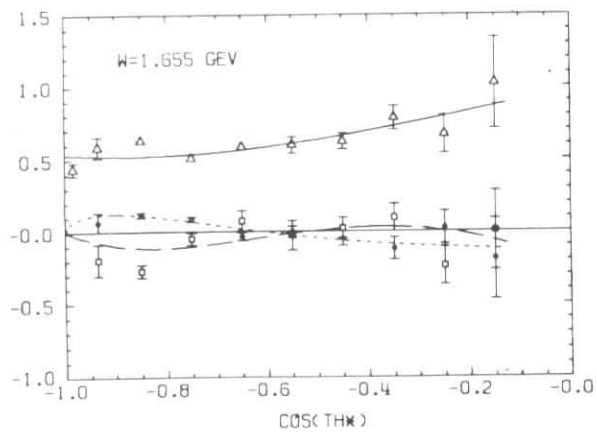
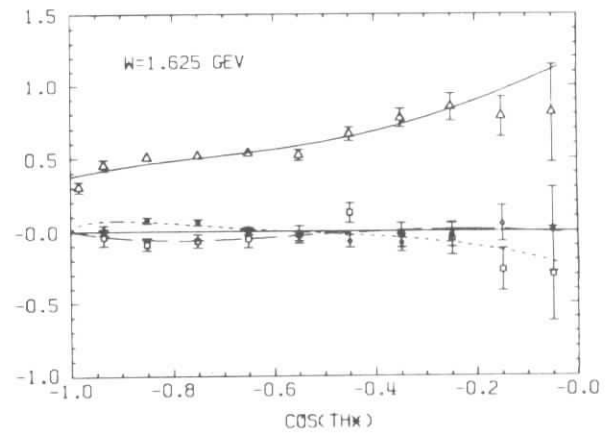
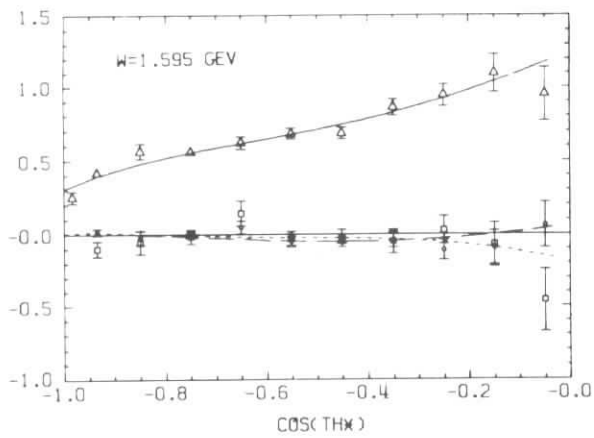
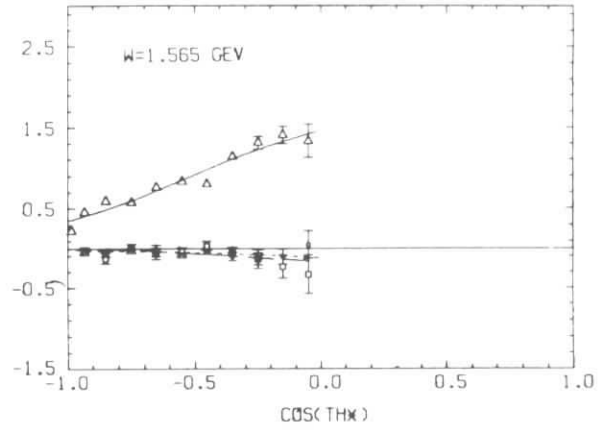
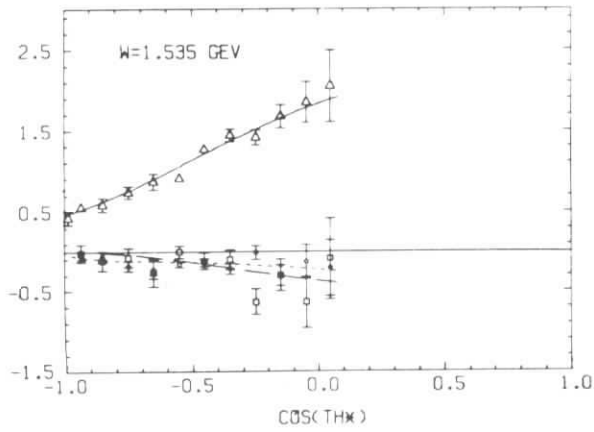


ABB. 46 b SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (FITTS NACH GL. (10))

$$q^2 = 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ A+cB [pb/sr]

\square C [μ b/sr]

\circ D [μ b/sr]

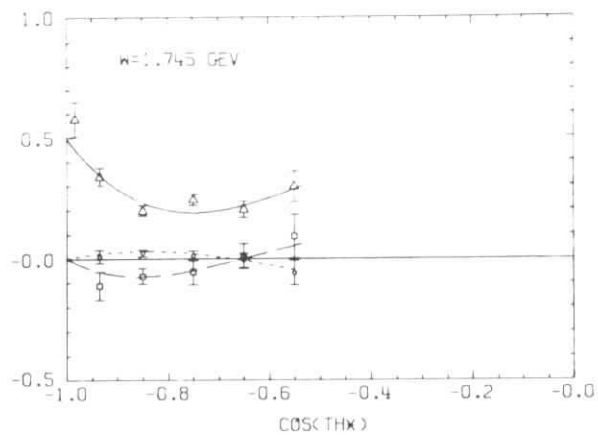
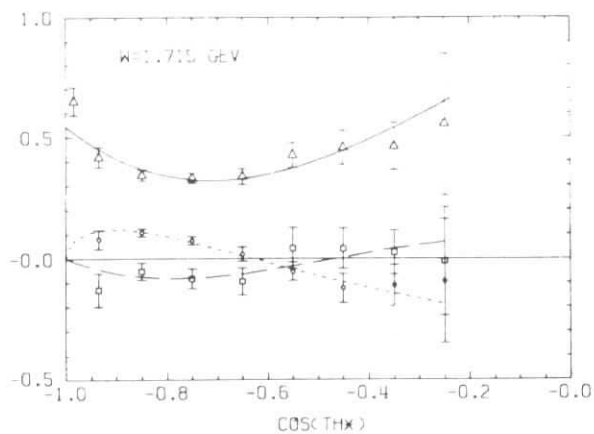


ABB. 46 c SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (FITS NACH GL. (10))

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ $A+\epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

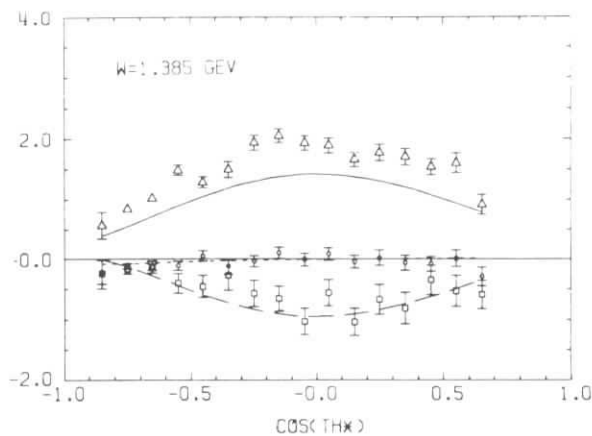
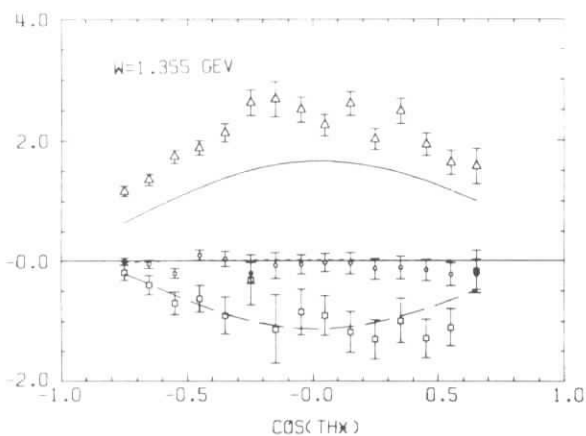


ABB. 47 a SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (KURVEN: DEVENISH, LYTH)

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ $A+\epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

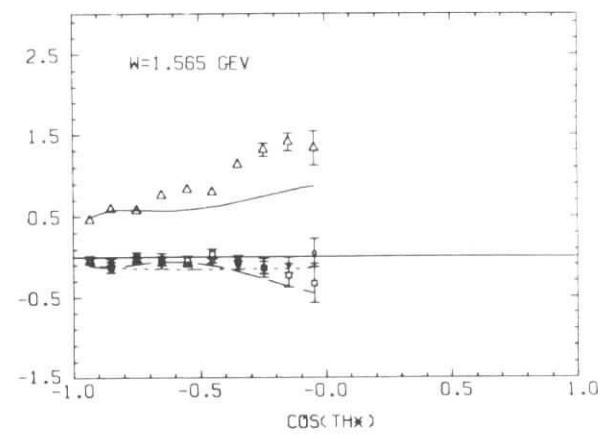
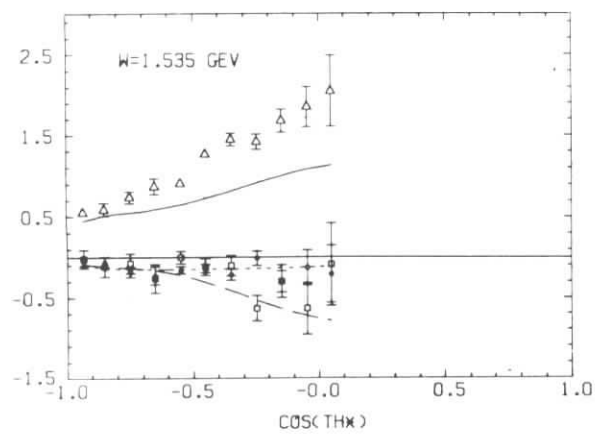
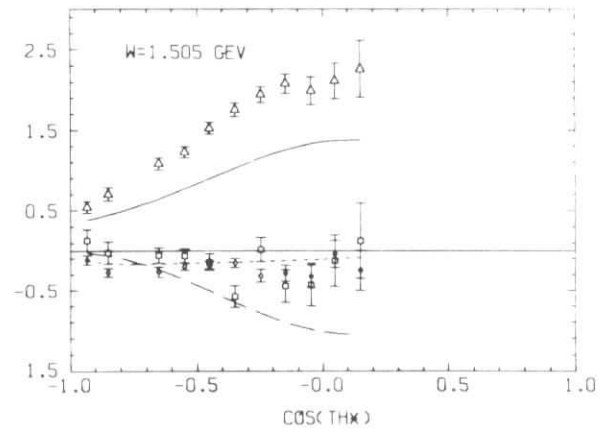
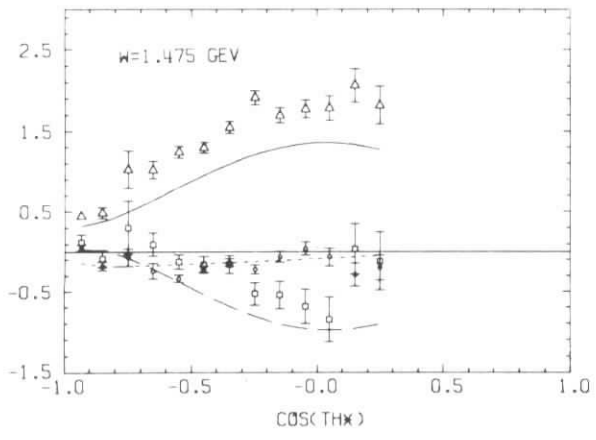
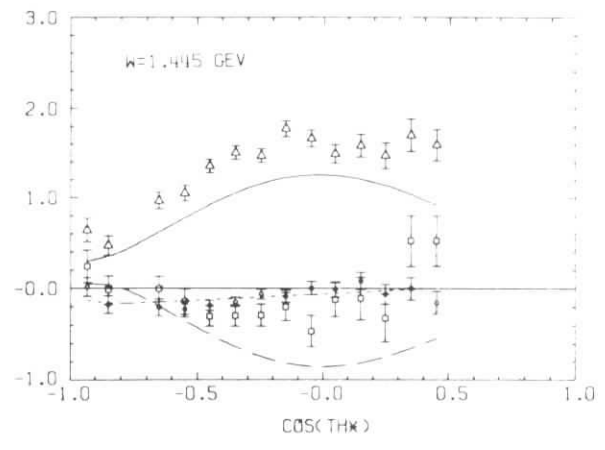
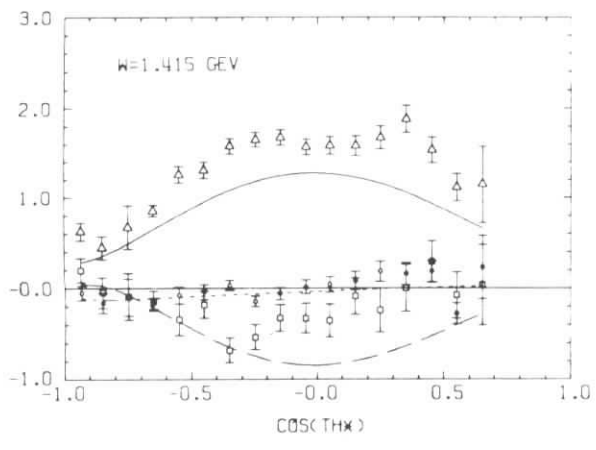


ABB. 47b SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (KURVEN: DEVENISH, LYTH)

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ $A + \epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

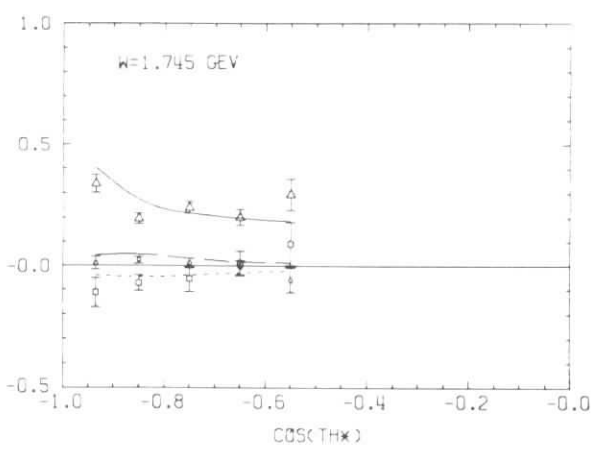
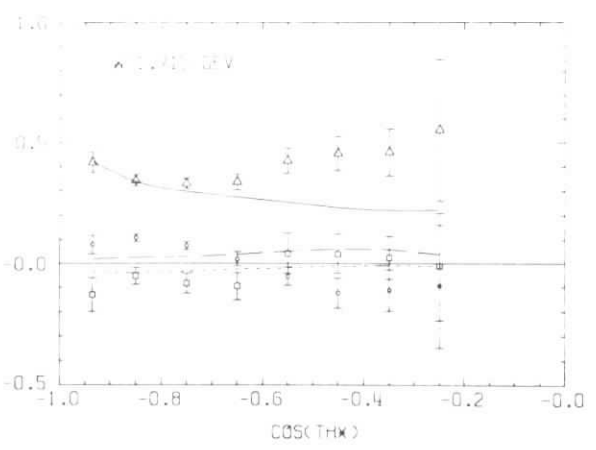
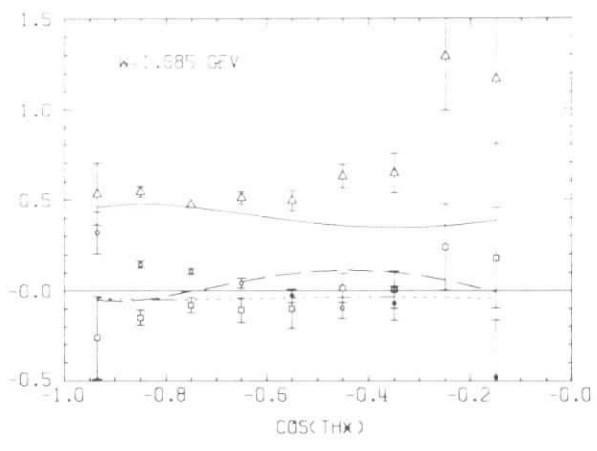
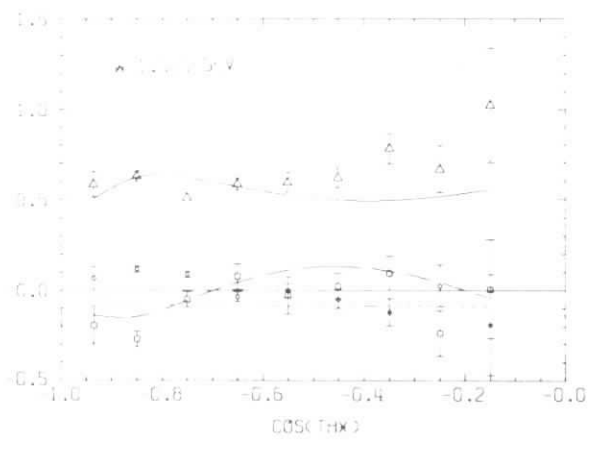
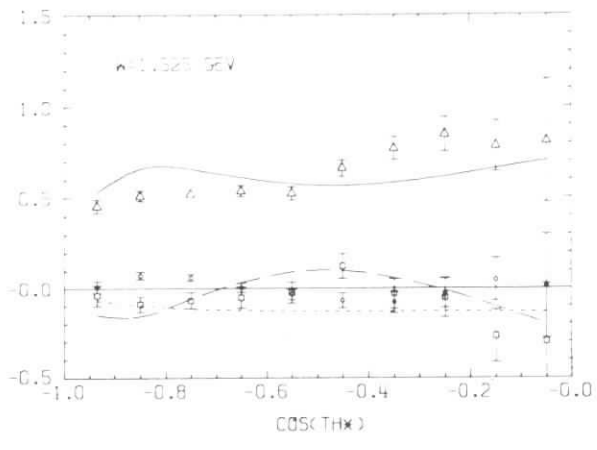
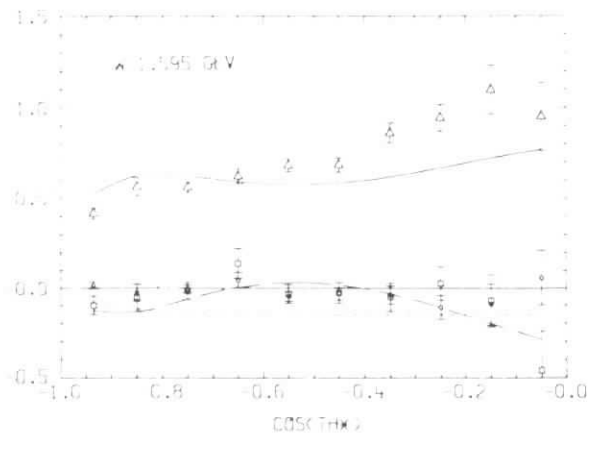


ABB. 47c SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (KURVEN: DEVENISH, LYTH)

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ $A + \epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

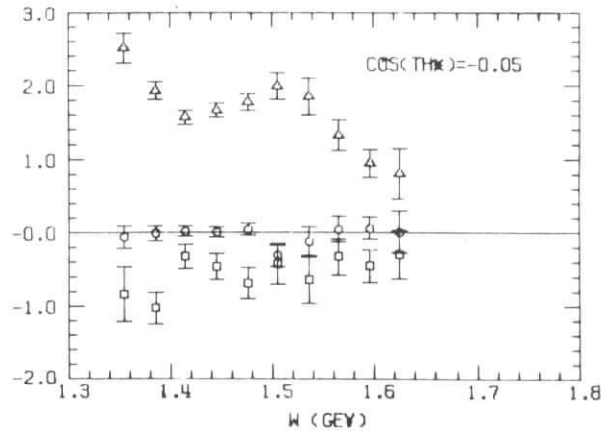
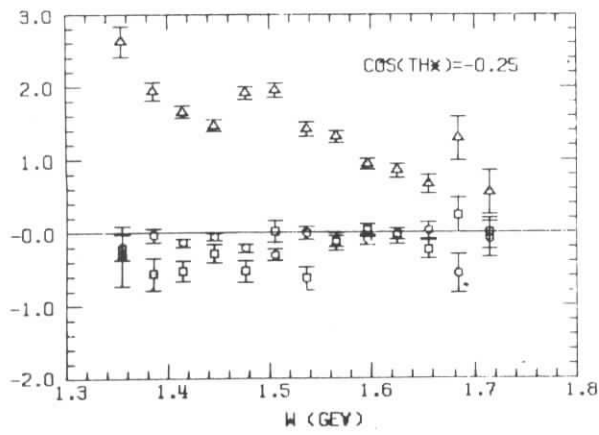
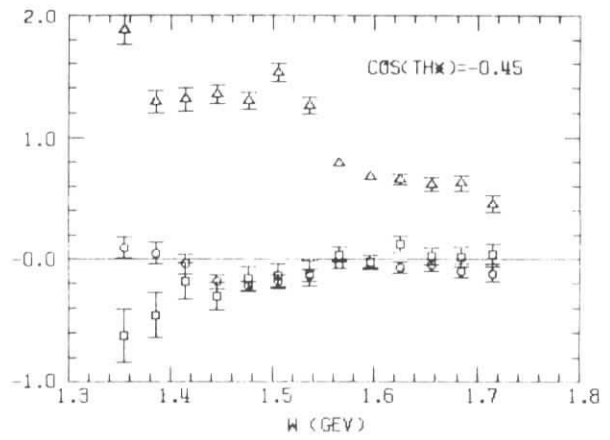
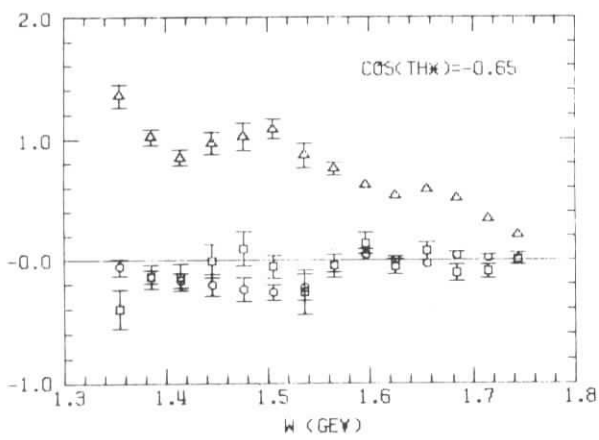
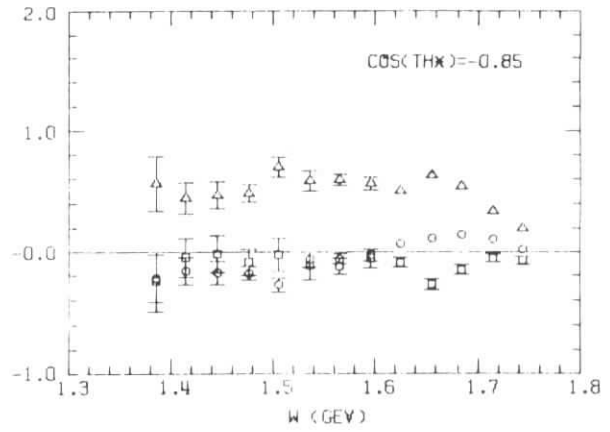
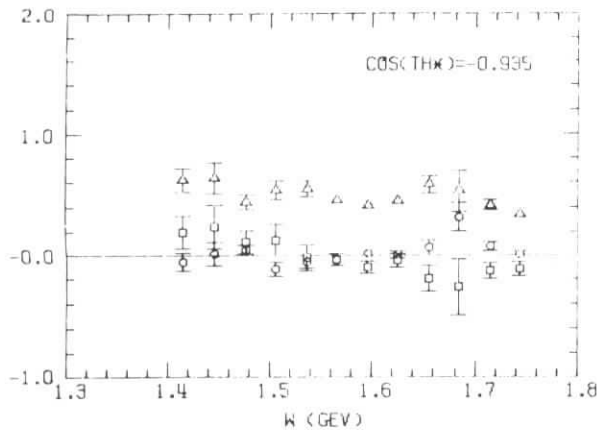


ABB. 48 SEPARIERTE WIRKUNGSQUERSCHNITTE

$$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$$

Δ $A+\epsilon B$ [$\mu\text{b/sr}$]

\square C [$\mu\text{b/sr}$]

\circ D [$\mu\text{b/sr}$]

DESY

24614

der totale Wirkungsquerschnitt für π^0 -Produktion. Entsprechend der Zahl der berücksichtigten Partialwellen folgt

$$\sigma_{\text{tot},9}(W, q^2) = 4\pi(\bar{A}_0 + \bar{A}_2/3)$$

für den 9-Parameter-Fit des W -Bereichs bis 1.565 GeV und

$$\sigma_{\text{tot},12}(W, q^2) = 4\pi(\bar{A}_0 + \bar{A}_2/3 + A_4/5)$$

für den 12-Parameter-Fit der höheren Werte von W . Durch geeignete Parameter-Transformationen wurden die beiden Anpassungsfunktionen so umgeschrieben, daß einer der Parameter dem totalen Wirkungsquerschnitt entsprach.

Tabelle 7 enthält die auf diese Weise ermittelten Werte des totalen Wirkungsquerschnitts. Für $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ sind die Fehler eines entsprechenden Fits ohne die Zusatzbedingung für den Vorwärtswirkungsquerschnitt angegeben.

W (GeV)	σ_{tot} (μb)	
	$q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$	$q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$
1.325		30.9 ± 2.7
1.355		22.2 ± 0.6
1.385		16.4 ± 0.4
1.415	26.5 ± 4.8	14.2 ± 0.4
1.445	21.9 ± 3.0	14.3 ± 0.4
1.475	26.8 ± 6.3	15.8 ± 0.6
1.505	27.2 ± 8.1	18.4 ± 1.0
1.535	22.3 ± 8.3	18.2 ± 1.5
1.565		13.2 ± 1.5
1.595		15.0 ± 3.4
1.625		16.6 ± 4.1
1.655		10.5 ± 5.1
1.685		10.1 ± 6.6
1.715		13.9 ± 7.4

TABELLE 7 TOTALER WIRKUNGSQUERSCHNITT $ep \rightarrow e\pi^0 p$

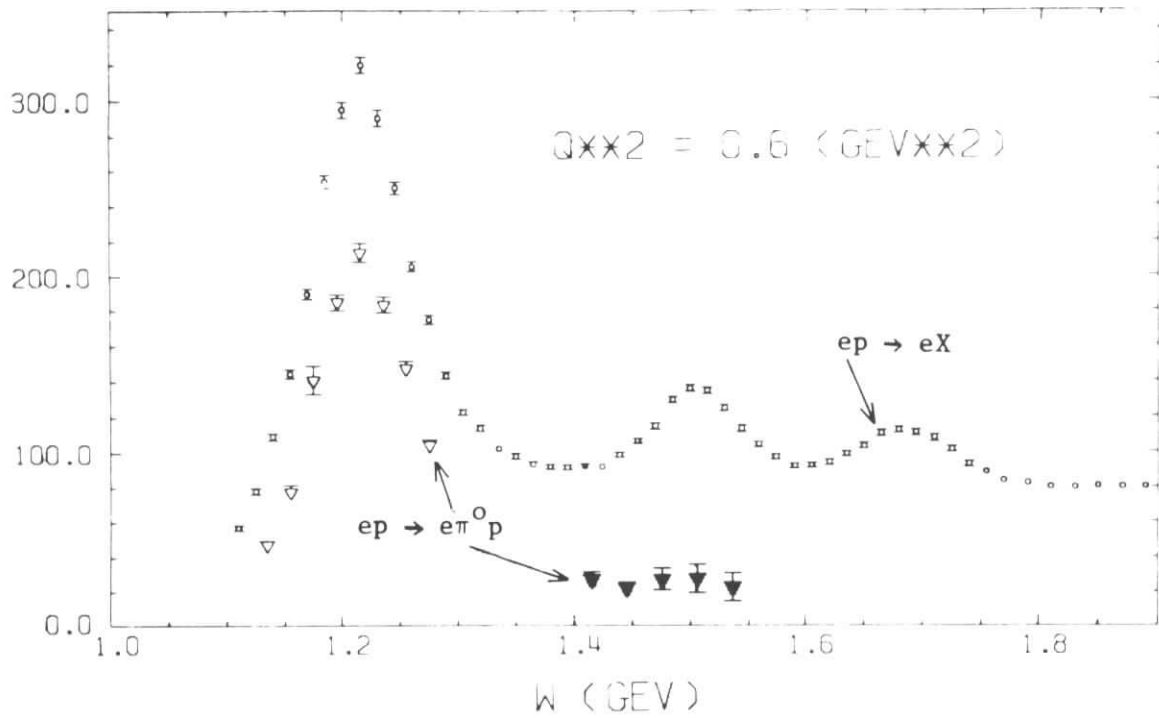


ABB. 49 TOTALE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (μb)
 $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$

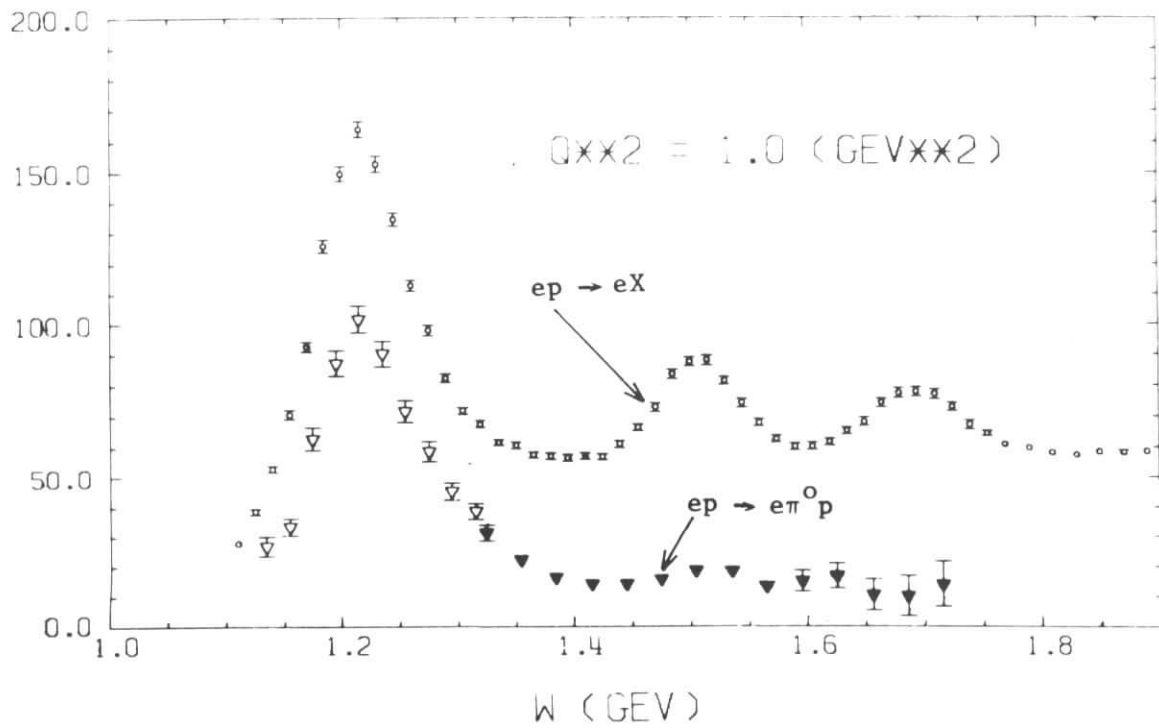


ABB. 50 TOTALE WIRKUNGSQUERSCHNITTE (μb)
 $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$

W(GeV)	\bar{A}_0	\bar{A}_1	\bar{A}_2	\bar{A}_3	\bar{A}_4	C_0	C_1	C_2	D_0	D_1	D_2	D_3	χ^2/Fg
1.325	3.38±0.25	1.49±0.60	-2.78±0.54	-2.17±0.86		-0.76±0.48	-0.16±1.05		-0.22±0.17	-0.26±0.44	-0.19±0.79		
1.355	2.32±0.06	0.30±0.14	-1.65±0.15	-0.29±0.23		-1.03±0.09	-0.32±0.20		0.02±0.05	-0.11±0.11	-0.43±0.21		1.3
1.385	1.82±0.04	0.21±0.10	-1.53±0.11	-0.28±0.15		-0.66±0.06	-0.32±0.14		0.05±0.03	-0.04±0.07	-0.46±0.12		1.2
1.415	1.65±0.03	0.31±0.09	-1.57±0.09	-0.51±0.14		-0.26±0.06	0.10±0.13		0.05±0.03	0.06±0.07	-0.35±0.11		1.5
1.445	1.61±0.04	0.26±0.10	-1.41±0.11	-0.25±0.15		-0.13±0.06	0.17±0.14		-0.04±0.03	0.08±0.07	-0.37±0.12		1.1
1.475	1.81±0.05	0.32±0.13	-1.67±0.14	-0.35±0.19		-0.36±0.08	-0.23±0.18		-0.18±0.03	-0.06±0.10	-0.24±0.14		1.4
1.505	2.03±0.07	0.47±0.19	-1.68±0.19	-0.39±0.23		-0.26±0.11	-0.14±0.24		-0.18±0.05	0.03±0.15	-0.25±0.17		1.0
1.535	1.84±0.09	1.05±0.24	-1.18±0.24	-0.85±0.26		-0.37±0.12	-0.38±0.25		-0.23±0.07	-0.27±0.21	-0.26±0.20		0.9
1.565	1.46±0.07	0.68±0.21	-1.21±0.23	-0.78±0.18		-0.17±0.09	-0.16±0.17		-0.13±0.06	-0.20±0.20	-0.15±0.17		1.7
1.595	1.25±0.12	1.48±0.53	0.50±0.69	-1.15±0.57	-1.11±0.50	0.06±0.13	0.50±0.52	0.47±0.56	-0.19±0.09	-0.86±0.38	-1.55±0.66	-0.94±0.43	1.2
1.625	1.20±0.15	1.74±0.65	0.90±0.78	-0.90±0.60	-0.89±0.52	-0.02±0.15	-0.29±0.56	-0.62±0.56	-0.26±0.12	-1.10±0.48	-1.86±0.78	-1.30±0.49	1.2
1.655	0.97±0.20	0.68±0.82	-0.32±0.96	-0.72±0.71	-0.16±0.59	-0.26±0.17	-1.56±0.61	-2.06±0.57	-0.14±0.16	-0.15±0.62	-0.33±0.96	-0.78±0.60	1.5
1.685	1.10±0.27	0.66±1.04	-1.37±1.21	-0.93±0.88	0.81±0.71	-0.13±0.20	-1.14±0.68	-1.75±0.61	-0.32±0.21	-0.18±0.80	0.62±1.18	-0.01±0.72	0.7
1.715	0.96±0.28	1.31±1.10	0.16±1.33	-0.26±0.91	0.48±0.68	0.09±0.19	-0.10±0.67	-0.62±0.59	-0.30±0.22	-0.47±0.86	-0.42±1.27	-0.67±0.74	0.9
1.745	0.27±0.39	-1.67±1.36	-4.09±1.43	-1.24±1.03	1.40±0.82	-0.23±0.25	-1.66±0.78	-2.01±0.66	0.14±0.31	1.76±1.05	3.64±1.37	1.97±0.75	1.2

TABELLE 8 WINKELVERTEILUNGS-KOEFFIZIENTEN ($\mu\text{b}/\text{sr}$) FÜR $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$

Die Abbildungen 49 und 50 zeigen den Verlauf des totalen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von W . Zusätzlich sind jeweils Werte für den Bereich der 1. Resonanz aus einem früheren Experiment^{6,7} sowie der totale Einarmquerschnitt⁵¹ aufgetragen.

V.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Die gute Übereinstimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit den entsprechenden Daresbury-Daten⁹ bei $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz wurde bereits im vorigen Abschnitt erwähnt.

Für den totalen π^0 -Wirkungsquerschnitt liegen die Daresbury-Werte etwa 15 % höher. Der Unterschied rührt vom Bereich kleiner Werte von $\cos^2 \vartheta_6^*$ her. Während dort die Akzeptanz des vorliegenden Experiments nicht sehr groß ist, liegen die Daresbury-Werte meist relativ hoch (Abb. 39).

Eine andere DESY-Gruppe¹⁰ führte Messungen im Bereich der 3. Resonanz bei Werten von q^2 zwischen 0.47 GeV^2 und 0.97 GeV^2 durch. Ein aus diesen Daten stammender Wert von $10.2 \text{ } \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ für $d\sigma_v/du$ bei $\varepsilon=0.91$, $q^2=0.59 \text{ GeV}^2$, $W=1.61 \text{ GeV}$ und $u=0.1 \text{ GeV}^2$ stimmt mit den Ergebnissen des vorliegenden Experiments gut überein.

Bereits im Resonanzbereich existieren erste Anzeichen für das Verhalten vieler Prozesse bei noch höheren Energien⁵². Im Fall der Photoproduktion von π^0 -Mesonen zeigt der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit vom 4-Impulsübertrag auf das Proton t schon im Bereich der 3. Resonanz bei $t \approx -0.5 \text{ GeV}^2$ einen Dip sowie einen darauffolgenden Anstieg und Buckel bei größeren Werten von t ⁵³. Abb. 40 zeigt bei $W = 1.685 \text{ GeV}$ ein entgegengesetztes Verhalten des Wirkungsquerschnitts. Zwischen $\cos^2 \vartheta_6^* \approx 0.65$ ($t \approx -0.5 \text{ GeV}^2$) und $\cos^2 \vartheta_6^* \approx -0.15$ ($t \approx -1.4 \text{ GeV}^2$) fällt der differentielle Wirkungsquerschnitt. Dieses Verhalten stimmt überein mit der Tatsache, daß ein kürzlich abgeschlossenes Experiment⁵⁴ zur π^0 -Elektroproduktion bei $W \approx 2.55 \text{ GeV}$ und q^2 -Werten von 0.22 GeV^2 , 0.55 GeV^2 und 0.85 GeV^2 keinen der Photoproduktion entsprechenden Dip bei $t \approx -0.5 \text{ GeV}^2$ nachweisen konnte.

V.3 Vergleich mit theoretischen Voraussagen

Im Bereich der 1. Resonanz ermöglicht die Dominanz des Resonanzzustands $P_{33}(1236)$ eine lediglich seine Anregung zugrundelegende Multipolanalyse^{6,7}. Im Bereich der 2. und 3. Resonanz ist die Situation sehr viel komplizierter. Hier tragen gleich mehrere Resonanzzustände zur π^0 -Produktion bei. Außerdem zeigen die Abbildungen 49 und 50, daß selbst im Bereich der 2. Resonanz höchstens etwa 50% des totalen Wirkungsquerschnitts resonanten Ursprungs ist.

Im Bereich der 2. Resonanz sind die $P_{11}(1470)$, die $D_{13}(1520)$ und die $S_{11}(1535)$ zu berücksichtigen. Die Position und Breite des entsprechenden Maximums des totalen Einarmwirkungsquerschnitts (Abb. 49, 50) zusammen mit der Tatsache, daß in der Photoproduktion etwa 70% des totalen resonanten Wirkungsquerschnitts von der $D_{13}(1520)$ herrühren⁶⁴, läßt hier jedoch die Dominanz der $D_{13}(1520)$ erwarten⁵⁶. Im Bereich der 3. Resonanz sind mindestens die Resonanzzustände $D'_{13}(1680)$, $D_{33}(1650)$ und $F_{15}(1688)$ zu berücksichtigen. Wie in der Photoproduktion, wo sie rund 70% des resonanten Wirkungsquerschnitts liefert⁶⁴, könnte die $F_{15}(1688)$ auch in der Elektroproduktion überwiegen.

Eine lediglich die vorliegenden Daten berücksichtigende rein empirische Multipolanalyse ist unmöglich. Stattdessen sollen die Daten mit den Ergebnissen einer Dispersionsrelations-Analyse für Elektroproduktions-Koinzidenzdaten des Resonanzbereichs von verschiedenen Laboratorien verglichen werden.

V.3.a Dispersionsrelations-Analyse

Die Abbildungen 44 und 47 zeigen einen Vergleich der separierten Wirkungsquerschnitte mit entsprechenden nach einer Dispersionsrelations-Analyse von Devenish und Lyth⁵⁷ erwarteten Werten. Dabei wurde aus der Parametrisierung des Imaginärteils der Amplituden einer Partialwellen-Entwicklung für die Reaktion $eN \rightarrow eN\pi$ über Dispersionsrelationen bei festem 4-Impulsübertrag auf das Nukleon t der Realteil der Amplituden berechnet. Die vollständigen Amplituden wurden dann an Elektroproduktions-Koinzidenz-

daten des Resonanzbereichs von NINA, CEA und DESY angepaßt und damit Resonanz-Formfaktoren ermittelt.

Unter den verwendeten experimentellen Daten befand sich auch eine beschränkte Menge vorläufiger Ergebnisse des vorliegenden Experiments für $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$, $\phi \approx 90^\circ$ und \mathcal{J}_6^* zwischen 90° und 180° , sodaß die Analyse nicht ganz unabhängig von den vorliegenden Daten war. Während Devenish und Lyth die Form der \mathcal{J}_6^* -Abhängigkeit der separierten Wirkungsquerschnitte gut wiedergeben, sind die von ihnen berechneten Wirkungsquerschnitte generell zu niedrig.

Eine bessere Übereinstimmung der Dispersionsrelations-Analyse mit den experimentellen Daten wird von einer zur Zeit durchgeführten Verbesserung der eingehenden Parametrisierungs-Ansätze erwartet⁵⁸.

V.3.b Symmetrisches Quarkmodell

Im Fall der Photoproduktion werden die beiden dominierenden Resonanzzustände $D_{13}(1520)$ und $F_{15}(1688)$ des Bereichs der 2. und 3. Resonanz hauptsächlich durch den Helizitäts $3/2$ -Zustand des einlaufenden γp -Systems angeregt. Dies ergibt sich aus der fehlenden Resonanzstruktur der Vorwärts- und Rückwärts-Wirkungsquerschnitte der Pion-Photoproduktion⁶³, zu denen nur Helizitäts $1/2$ -Anregung beitragen kann. Das symmetrische Quarkmodell^{59,60} sagt diesen Tatbestand voraus.

Ebenso sagt dieses Modell voraus, daß für die beiden Resonanzzustände bei $q^2 \neq 0$ auch Helizität $1/2$ -Anregung eine Rolle spielt^{61,62}. Im Gegensatz zur Situation bei $q^2 = 0$ heben sich dann Terme durch die Bahnbewegung der Quarks sowie durch deren magnetisches Moment nicht mehr auf. Diese Voraussage wird durch die Rückwärtswirkungsquerschnitte des vorliegenden Experiments qualitativ bestätigt. Die Abbildungen 41 und 42 zeigen den aus den vorliegenden Daten bestimmten Rückwärtswirkungsquerschnitt für $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ und $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$ zusammen mit dem entsprechenden π^0 -Rückwärtswirkungsquerschnitt der Photoproduktion⁶³ und Werten aus der Analyse von Devenish und Lyth⁵⁷. Die Struktur im Bereich der 2. Resonanz bei $q^2 = 0$ ist nicht auf die Anregung eines Resonanzzustandes zurückzuführen, sondern ist als ein durch Interferenz erzeugter Dip zu ver-

stehen^{63,65}. Im Gegensatz hierzu zeigt sich bei $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$ eine deutliche Resonanzstruktur, die im Bereich der 3. Resonanz ausgeprägter als im Bereich der 2. Resonanz ist. Bei $q^2 \approx 0.6 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz ist noch keine Resonanzstruktur zu erkennen. Bei $q^2 \approx 1.0 \text{ GeV}^2$ im Bereich der 2. Resonanz spricht der relativ große Wirkungsquerschnitt bei $W=1.535 \text{ GeV}$ jedenfalls nicht gegen eine Resonanzstruktur.

Der Helizität 1/2-Beitrag zur Anregung der $F_{15}(1688)$ und der $D_{13}(1520)$ scheint daher mit wachsendem q^2 zuzunehmen. Diese Zunahme scheint für die $F_{15}(1688)$ ausgeprägter zu sein. Genau das ist eins der Resultate der Analyse von Devenish und Lyth⁵⁷.

L I T E R A T U R V E R Z E I C H N I S

- 1 G. Weber; Proceedings of the 1967 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1967
- 2 R. E. Taylor; Proceedings of the 1967 International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1967
- 3 M. Gourdin; Nuovo Cimento 21 (1961) 1094
- 4 S. D. Drell, J. D. Walecka; Ann. Phys. 28 (1964) 18
- 5 F. Gilman; Proceedings of the 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool 1969
- 6 J. Gayler; Dissertation, Hamburg 1971
und DESY F21-71/2
- 7 J. May; Dissertation, Hamburg 1971
und DESY F21-71/3
- 8 J. C Alder, F. W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach, W. Flauger,
K. H. Frank, E. Ganssauge, J. Gayler, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz,
A. Courau, G. Tristam, J. Valentin; Nucl. Phys. B46 (1972) 573
- 9 W. J. Shuttleworth, A. Sofair, R. Siddle, B. Dickinson, M. Ibbotson,
R. Lawson, H. E. Montgomery, R. D. Hellings, J. Allison, A. B. Clegg,
F. Foster, G. Hughes, P. S. Kummer; Nucl. Phys. B45 (1972) 428
- 10 C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow, D. Schmidt,
G. Specht, J. Rathje; Nucl. Phys. B33 (1971) 84
- 11 J. C. Alder, F. W. Brasse, W. Fehrenbach, J. Gayler, R. Haidan, G. Glöe,
S. P. Goel, V. Korbel, W. Krechlok, J. May, M. Merkwitz, R. Schmitz,
W. Wagner; Nucl. Phys. B91 (1975) 386
- 12 J. C. Alder, H. Behrens, F. W. Brasse, W. Fehrenbach, J. Gayler,
S. P. Goel, R. Haidan, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz; DESY 75/29 (1975)
- 13 J. C. Alder, F. W. Brasse, W. Fehrenbach, J. Gayler, S. P. Goel,
R. Haidan, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz, A. Nurimba; DESY 75/41 (1975)
- 14 H. F. Jones; Phys. Rev. 124 (1961) 2000

- 15 E. Ganssaugue; DESY F21-68/3 (1968)
- 16 W. Bartel; Dissertation, Hamburg 1969
und DESY F22-69/3 (1969)
- 17 K. Heinloth; Herbstschule für Hochenergiephysik Maria Laach 1971
- 18 N. Dombey; Rev. Mod. Phys. 41 (1961) 236
- 19 L. N. Hand; Phys. Rev. 129 (1963) 1834
- 20 J. D. Bjorken, S. D. Drell; Relativistische Quantenmechanik, BI-Hoch-
schultaschenbücher-Verlag, Mannheim 1966
- 21 G. F. Chew, M. L. Goldberger, F. E. Low, Y. Nambu;
Phys. Rev. 106 (1957) 1345
- 22 P. Denner; Phys. Rev. 124 (1961) 2000
- 23 G. v. Gehlen; Nucl. Phys. B20 (1970) 102
- 24 N. Zagury; Nuovo Cimento 52A (1967) 506
- 25 F. W. Brasse, G. Hemmie, W. Schmidt; DESY 65/18 (1965)
- 26 W. Schmidt; DESY F22-69/2 (1969)
- 27 G. Hemmie; DESY S1-73/2 (1973)
- 28 E. Raquet; DESY 69/12
- 29 V. Eckardt; DESY 67/12 (1967)
- 30 A. Ladage, H. Pingel; DESY 65/12 (1965)
- 31 A. Ladage; DESY 65/16 (1965)
- 32 DESY Handbuch
- 33 K. H. Frank; DESY F21-72/1
- 34 H. Mehrgardt; Diplomarbeit, Hamburg 1971
- 35 W. Krechlok; Diplomarbeit, Hamburg 1971
- 36 G. Glöe; Diplomarbeit, Hamburg 1973
- 37 K. H. Frank; DESY F21-72/2
- 38 W. Neff; DESY F56-69/2 (1969)
- 39 W. Neff, H. J. Stuckenberg; DESY F56-70/3 (1970)

- 40 H. J. Stuckenberg; DESY F56-70/10 (1970)
- 41 W. Wagner; Diplomarbeit, Hamburg 1973
und DESY F21-73/1
- 42 R. Schmitz; Diplomarbeit, Hamburg 1973
- 43 C. Ott; Interne Notiz der DESY-Gruppe F58 (1971)
- 44 W. Fehrenbach; Dissertation, Hamburg 1973
und DESY F21-73/3
- 45 K. G. Steffen; High Energy Beam Optics, Interscience Publishers,
New York 1965
- 46 L. W. Mo, Y. S. Tsai; Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 205
- 47 Y. S. Tsai; SLAC-PUB-848 (1971)
- 48 G. Miller; Thesis, Stanford University 1971
- 49 N. Meister, D. R. Yennie; Phys. Rev. 130 (1963) 1210
- 50 F. W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K. H. Frank, J. Gayler,
V. Korbel, J. May, P. D. Zimmerman; DESY 71/2 (1971)
- 51 F. W. Brasse, W. Flauger, J. Gayler, S. P. Goel, R. Haidan,
M. Merkwitz, H. Wriedt; DESY 76/ (1976)
- 52 R. G. Moorhouse; Rapporteur's Talk, Palermo Conference, June 1975
- 53 J. S. Barton, P. S. L. Booth, L. J. Carroll, J. R. Holt,
J. N. Jackson, G. Moscati, J. R. Wormald; Nucl. Phys. B84 (1975) 449
- 54 F. W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, J. Gayler, S. P. Goel,
R. Haidan, U. Kötz, V. Korbel, D. Kreinick, J. Ludwig, J. May,
M. Merkwitz, K.-H. Meß, P. Schmüser, B. H. Wiik
- 55 R. L. Walker, Phys. Rev. 182 (1969) 1729
- 56 A. B. Clegg; Proceedings of the 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool 1969
- 57 R. C. E. Devenish, D. H. Lyth; Nucl. Phys. B93 (1975) 109
- 58 R. C. E. Devenish; mündliche Mitteilung
- 59 L. A. Copley, G. Karl, E. Obryk; Nucl. Phys, B13 (1969) 303

- 60 N. S. Thornber; Phys. Rev. D3 (1971) 787
- 61 F. E. Close, F. J. Gilman; Phys. Lett. 38B (1972) 541
- 62 C. F. Cho; Stanford University preprint, ITP-409 (1972)
- 63 R. L. Walker; Proceedings of the 4th International Symposium on
Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool 1969
- 64 R. C. E. Devenish, D. H. Lyth, W. A. Rankin;
Phys. Lett. 52B (1974) 227
- 65 R. C. E. Devenish, D. H. Lyth, W. A. Rankin;
Phys. Lett. 36B (1971) 394

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments, das am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg von der Gruppe F21 durchgeführt wurde.

Mein Dank geht an

Herrn Prof. Dr. G. Weber und Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann, die diese Arbeit ermöglicht und wohlwollend gefördert haben,

Herrn Dr. F. W. Brasse, dem Leiter unserer Experimentiergruppe, ohne dessen große Erfahrung und ständige Unterstützung mit Rat und Kritik diese Arbeit nicht möglich gewesen wäre,

Herrn Dr. J. Gayler, der dem Experiment entscheidende Impulse gab und dem ich viele Anregungen und Diskussionen verdanke, sowie Herrn Dr. J. May für die Überlassung eines Programms für Strahlungskorrekturen,

die Herren J. Koll, G. Singer, K. Thiele und H. Weiß für ihre sorgfältigen technischen Arbeiten beim Aufbau des Experiments,

Herrn Dr. R. C. E. Devenish für Erläuterungen seiner Dispersionsrelations-Rechnungen sowie die Überlassung des Programms, mit dem sie durchgeführt wurden,

Frau K. Schmöger für die schnelle und sorgfältige Ausführung der Schreibearbeit,

Herrn W. Knaut für die Anfertigung von 3 Zeichnungen,

Herrn J. Koll für seine große Hilfsbereitschaft und fachkundigen Rat-schläge bei der Anfertigung der restlichen Zeichnungen,

Herrn G. Hochweller und allen Mitgliedern seiner Gruppe für die im Zusammenhang mit dem PDP-8-Kleinrechner geleisteten Arbeiten,

die Operateure und Programmberater der DESY-Rechenanlage für ihre vorbildliche Unterstützung bei den Auswertungsrechnungen,

Herrn Dr. V. Blobel, dessen Plot-Programm IPSA die Anfertigung der Abbildungen in relativ kurzer Zeit ermöglichte,

alle Mitglieder der Gruppe F21 für stetige Anregung, fachliche Diskussionen und die im Verlauf des Experiments geleistete Arbeit.

