

Interner Bericht  
DESY F21-73/3  
Juli 1973

DESY-Bibliothek  
13. AUG. 1973

Einteilchenverteilungen in Vorwärtsrichtung von  $\pi^\pm$  und  $K^\pm$   
im Bereich tiefinelastischer Elektroproduktion

von

Werner Fehrenbach

1234567890

THE UNIVERSITY OF CHICAGO  
DEPARTMENT OF CHEMISTRY  
5408 S. UNIVERSITY AVENUE  
CHICAGO, ILL. 60637

1978

Einteilchenverteilungen in Vorwärtsrichtung von  $\pi^{\pm}$  und  $K^{\pm}$   
im Bereich tiefinelastischer Elektroproduktion

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Werner Fehrenbach  
aus Annaberg

Hamburg  
1 9 7 3

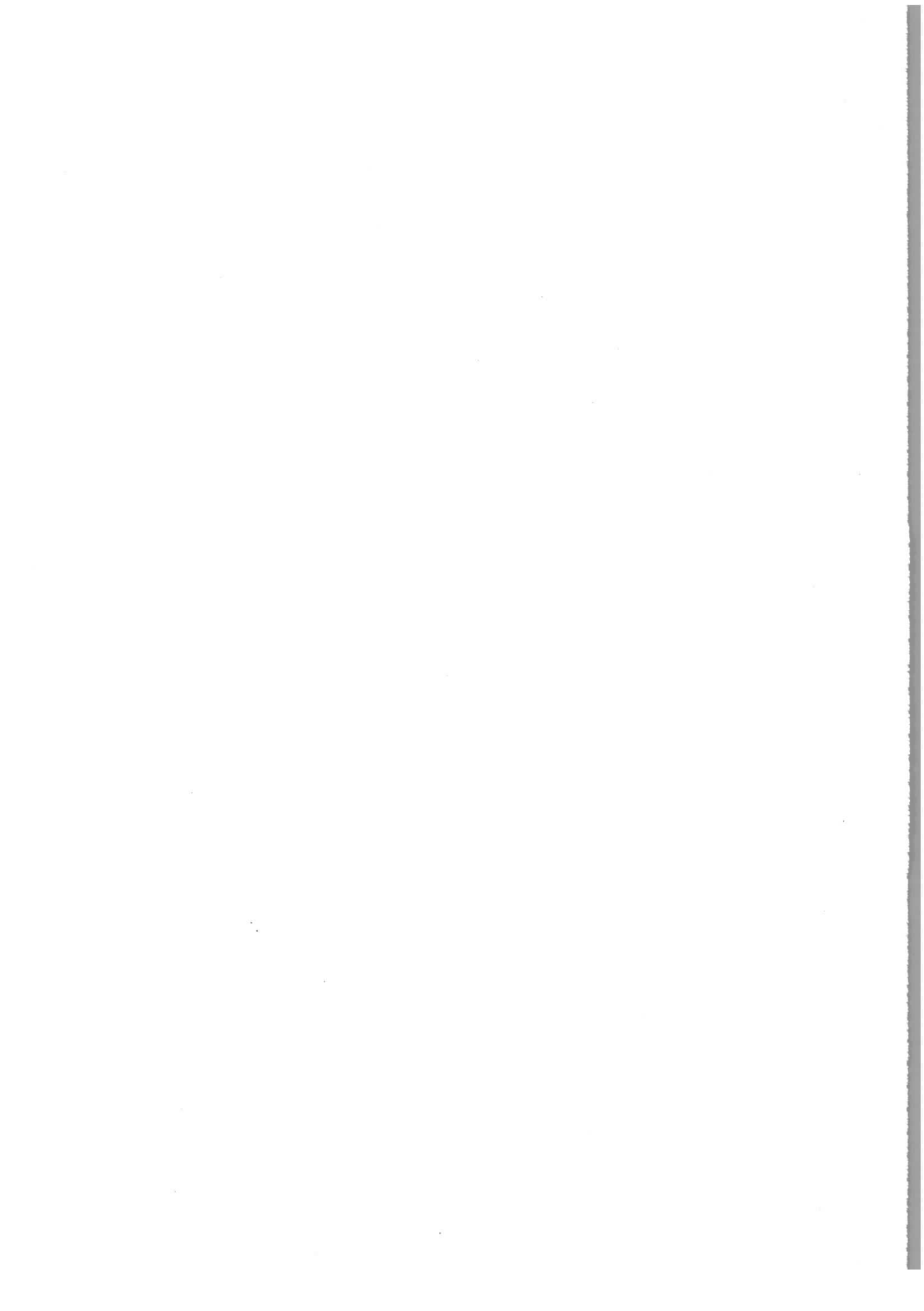
Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg  
auf Antrag von Prof. Dr. E. Lohrmann

Hamburg, den 30. Mai 1973

Prof. Dr. R. Hanesel  
Sprecher des Fachbereichs

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes  
der Gruppe F21 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in den Jahren 1970 - 1972.



## ZUSAMMENFASSUNG

Im tiefinelastischen Bereich der Elektron-Proton-Streuung ( $q^2 \sim 1.15 \text{ GeV}^2$ ,  $W \approx 2.6 \text{ GeV}$ ) wurden inklusive Einteilchenverteilungen für  $\pi^\pm$  und  $K^\pm$  in der Richtung des virtuellen Photons untersucht.

Die Identifikation der in Koinzidenz mit zwei magnetischen Spektrometern gemessenen Streuelektroden und Hadronen erfolgte über diskriminierende Zähler und Flugzeit.

Die kleinsten mit der Apparatur meßbaren Impulse  $p$  betragen für die Pionen  $0,4 \text{ GeV}$  ( $x = \frac{p_{\text{min}}^*}{p_{\text{max}}^*} \sim 0.1$ ) und für die Kaonen  $1.9 \text{ GeV}$  ( $x \sim 0.5$ ).

Die invarianten Impulsverteilungen  $F(x, \langle p_{\perp} \rangle \sim 0.047 \cdot p) = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp}$  der  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Mesonen sind strahlungskorrigiert. Ihr Verlauf zeigt, jeweils auf den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}$  normiert, im Vergleich zur Photoproduktion für  $x > 0.3$  einen starken Abfall und eine Ladungsasymmetrie.  $F_{\pi^+}$  ist im Bereich  $0.3 < x < 0.8$  etwa 2.5 mal so groß wie  $F_{\pi^-}$ . Für das  $\pi^+$  kann die Änderung zur Photoproduktion über die elastische  $\rho^0$ -Erzeugung erklärt werden, die mit  $q^2$  wesentlich steiler abfällt als  $\sigma_{\text{tot}}$ . Aus Missing-Mass-Verteilungen wurden die Zweikörperendzustände  $\pi^+ n$ ,  $\pi^+ \Delta^0$  und  $\pi^- \Delta^{++}$  abgetrennt und in ihrer  $t$ -Abhängigkeit untersucht. Für die Ein-Pion-Produktion fällt der Wirkungsquerschnitt mit  $\exp(7t)$  ab. Über alle  $t$  integriert ergibt sich der Anteil dieser Reaktion an  $\sigma_{\text{tot}}$  zu 1.5 %, der damit bei gleichem  $W$  größer ist als in der Photoproduktion ( $\sim 0.9$  %). In Vorwärtsrichtung ist  $\frac{d\sigma}{d(t-t_{\text{min}})}$  für  $\pi^+ \Delta^0$  etwa 20 % größer als bei  $\pi^- \Delta^{++}$ .

Für das  $K^+$ -Meson ergibt sich eine Erhöhung der auf  $\sigma_{\text{tot}}$  normierten Wirkungsquerschnitte gegenüber der Photoproduktion um etwa einen Faktor 2. Die Missing-Mass-Verteilung zeigt vor allem Zweikörperreaktionen wie  $K^+ \Lambda$ ,  $K^+ \left( \begin{smallmatrix} \Sigma 1385 \\ \Lambda 1405 \end{smallmatrix} \right) \text{MeV}$  und  $K^+ \Lambda (1520 \text{ MeV})$ .

Der Querschnitt des  $K^-$ -Mesons beträgt oberhalb der Paarerzeugungsschwelle für den gemessenen  $x$ -Bereich etwa ein Drittel des Wertes von  $K^+$ .



## INHALTSVERZEICHNIS

I.	EINLEITUNG	
	1. Kinematik und Wirkungsquerschnitte	1
	2. Einarmmessungen im tiefinelastischen Bereich	3
	3. Einteilchenverteilungen	6
II.	APPARATUR	
	1. Primärstrahl, Target, Ladungsmessung, Monitore	9
	2. Elektronspektrometer	10
	3. Hadronspektrometer	11
	3.1 Optik	11
	3.2 Hodoskope und Trigger	13
	3.3 Teilchendefinierende Zähler	14
	4. Logik	15
	5. Datennahme	16
III.	MESSUNGEN	
	1. Testmessungen	18
	1.1 Elastische Messungen	18
	1.2 Zähleruntersuchungen im Hadronspektrometer	18
	1.2.1 Cerenkovzähler	18
	1.2.2 Schauerzähler	20
	1.2.3 Hodoskope	21
	2. Inelastische Koinzidenzmessungen	21
IV.	AUSWERTUNG	
	1. Datenreduktion	23
	2. Trennung der $\Pi$ und K-Mesonen	23
	3. Korrekturen	26
	3.1 Mehrdeutige Elektronereignisse	26
	3.2 Mehrdeutige Hadronereignisse	28
	3.3 Zufällige, Totzeit	29
	3.4 Anstoßelektronen	29
	3.5 $\Pi$ und K-Zerfall	30
	3.6 Zusammenfassung aller Korrekturen	30

4.	Inklusive Wirkungsquerschnitte	31
5.	Strahlungskorrekturen	32
6.	Zweikörperendzustände	37
V. ERGEBNISSE		
1.	Inklusive Verteilungen	41
1.1	Pionquerschnitte	41
1.1.1	$x$ -Abhängigkeit	41
1.1.2	$q^2$ -Abhängigkeit	42
1.1.3	$p_{\perp}^2$ -Abhängigkeit	45
1.1.4	Missing-Mass-Spektren	46
1.2	Kaonspektren	46
2.	Zweikörperreaktionen	47
2.1	$\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ n$	47
2.2	$\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^{\pm} \Delta$	50
	Literaturverzeichnis	53



I.1 Kinematik und Wirkungsquerschnitte

Elektroproduktionsexperimente, d.h. die Erzeugung von Hadronen durch Streuung energiereicher Elektronen an Nukleonen, sind eine wesentliche Erweiterung der Photoproduktion, da nicht nur Kopplungskonstanten zwischen elektromagnetischen Feldern und Hadronströmen untersucht, sondern zusätzlich über die Viererimpulsvariation des virtuellen Photons Hadronformfaktoren oder allgemeiner Strukturfunktionen gemessen werden können. Für die Beschreibung macht man die experimentell bisher nicht widerlegten Annahmen, daß in guter Näherung die Wechselwirkung zwischen einem strukturlosen Elektron und dem Nukleon nur durch ein virtuelles Photon erfolgt.

Entsprechend dem in Abb. 1 dargestellten Diagramm hat das virtuelle Photon die Energie  $\nu = E_1 - E_4$ , das negative Massenquadrat  $Q^2 = -2E_1 \cdot E_4 (1 - \cos\theta_4) = -q^2$  sowie eine Polarisation

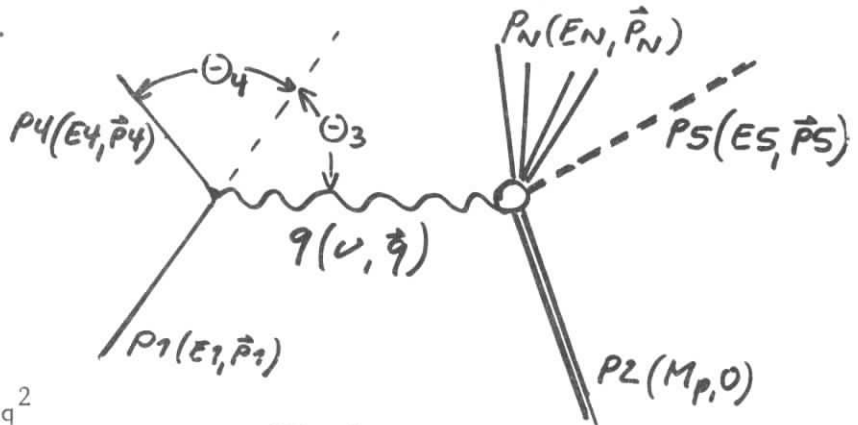


Abb. 1

$\epsilon = (1 + 2(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}) \tan^2 \frac{\theta_4}{2})^{-1}$  in transversaler Richtung. Das Massenquadrat des Photon-Nukleon-Systems beträgt  $W^2 = 2 M \nu + M^2 + Q^2$ . Dabei ist die Metrik  $a \cdot b = a_0 b_0 - \vec{a} \cdot \vec{b}$ . Für die Ausdrücke von  $q^2$  und  $\epsilon$  ist die Elektronmasse vernachlässigt.

Nach (BJO66, GOU65) ist der Wirkungsquerschnitt für die dargestellte Reaktion

$$dG = \frac{1}{(2\pi)^{3n-2}} \frac{1}{\sqrt{(P_1 \cdot P_2)^2 - M_1^2 \cdot M_2^2}} \frac{d^3 \vec{p}_4}{E_4} \left( \prod_{u=5}^n \frac{d^3 \vec{p}_u}{E_u} \right) \delta^4 \left( \sum_{u=5}^n P_u - P_2 - q \right) |\bar{M}_{fi}|^2$$

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

Der den Elektronvertex beschreibende Tensor  $L^{\mu\nu}$  ist nach den Regeln der Quantenelektrodynamik (QED) bekannt, die eigentlich zu untersuchende Physik steckt in dem Hadrontensor  $T_{\mu\nu}$

$$T_{\mu\nu} = \sum_{S, S'} \langle P_5, P_6 \dots P_n | \hat{j}_\mu^+ | P_2 \rangle \langle P_2 | \hat{j}_\nu^- | P_5, P_6 \dots P_n \rangle$$

Dabei ist über die einlaufenden Spins zu mitteln und über die auslaufenden zu summieren.

Für den Fall, daß man zum Elektron (P4) in Koinzidenz nur ein Hadron mit (P5) nachweist, ergibt sich der 4-fach differentielle Wirkungsquerschnitt zu (BER64),

$$\frac{d^4\sigma}{d\Omega_4 dP_4 d\Omega_5 dP_5} = \Gamma_t \frac{d^4\sigma}{d\Omega_5 dP_5}$$

$$= \Gamma_t \left( \frac{d\sigma_U}{d\Omega_5 dP_5} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{d\Omega_5 dP_5} + \epsilon \frac{d\sigma_T}{d\Omega_5 dP_5} \cdot \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{d\Omega_5 dP_5} \cdot \cos \phi \right)$$

Der Faktor

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi} \frac{E_4}{E_1 \cdot |Q^2|} \cdot \frac{(\nu - \frac{1}{2}M^2)}{(1-\epsilon)}$$

gibt die Anzahl der virtuellen Photonen pro einlaufendes Elektron an.

Die Elektroproduktion eines Hadrons wird damit als Photoproduktion mit virtuellen Photonen dargestellt.  $G_U$  entspricht dem Wirkungsquerschnitt für transversale unpolarisierte Photonen,  $\sigma_L$  dem für longitudinale Photonen,  $\sigma_T$  berücksichtigt transversale Polarisation und  $\sigma_I$  die Interferenz zwischen longitudinalen und transversalen Photonen. Zwei Grenzfälle sind wichtig:

- 1) Für  $q^2 = 0$  bleibt nur der erste und der dritte Term verschieden von Null, man hat Photoproduktion mit reellen Photonen.
- 2) Bei einer Integration über alle Impulse und Raumwinkel werden  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  zu Null.  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_4 dP_4} = \Gamma_t (\sigma_U + \epsilon\sigma_L)$  entspricht Einarm-Messungen, bei denen nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird.

Eine andere Darstellung beschreibt diesen Sonderfall über zwei ebenfalls nur von  $q^2$  und  $W$ -abhängige Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$ :

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_4 dE_4} = G_{\text{HOM}} \left\{ W_2(q^2, W) + 2 W_1(q^2, W) \tan^2 \frac{\Theta_4}{2} \right\}$$

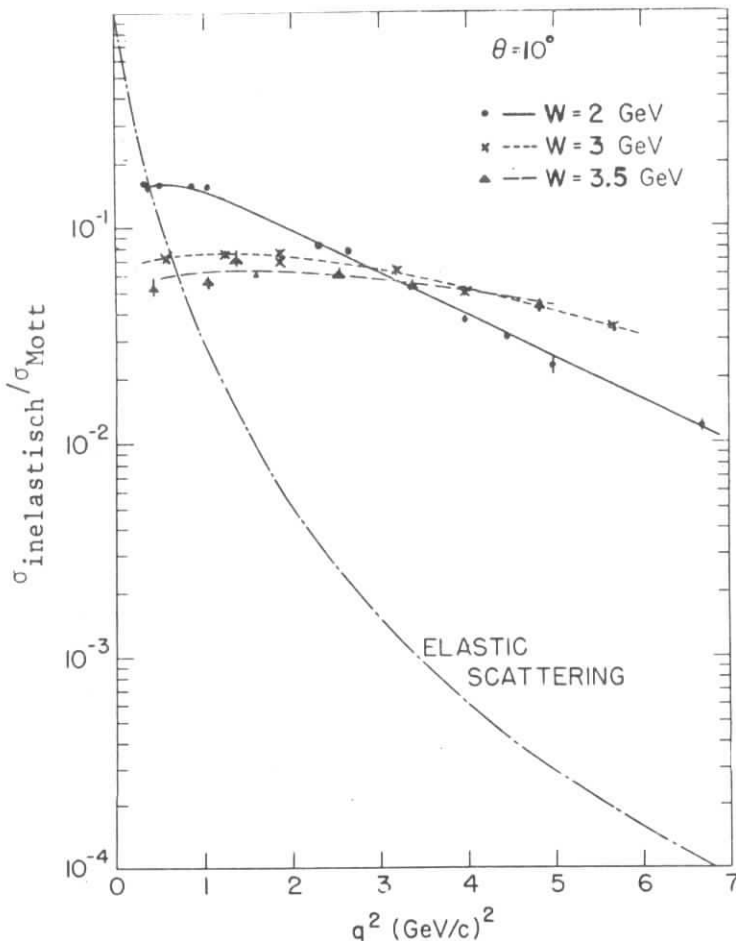
$$G_{\text{HOM}} = \frac{4\alpha^2}{|Q^4|} E_4^2 \cdot \cos^2 \frac{\Theta_4}{2}$$

ist der Wirkungsquerschnitt an einem unendlich schweren strukturlosen Proton.

I.2 Einarmmessungen im tiefinelastischen Bereich

Einarmmessungen am SLAC und DESY zeigten vor allem drei überraschende Ergebnisse:

- 1) Der Abfall von  $d\sigma/d\Omega dE^2$  mit  $q^2$  wird bei wachsendem  $W$  sehr schwach und nähert sich dem Mott-Querschnitt (Abb. 2a).
- 2) Bjorken Scaling, d.h. im tiefinelastischen Bereich ( $W \gtrsim 2 \text{ GeV}$ ,  $q^2 \gtrsim 1 \text{ GeV}^2$ ) läßt sich  $W_1$  und  $W_2$  in Abhängigkeit von nur einer Variablen  $\omega = 2Mv/q^2$  beschreiben (Abb. 2b).
- 3) Das Verhältnis aus Proton und Neutron-Wirkungsquerschnitt wird mit  $\frac{1}{\omega}$  größer.



Verschiedene Modelle versuchen, dieses Verhalten zu erklären. Bjorken (BJO69) baut nach Vorstellungen von Feynman (FEY69) das Nukleon aus sogenannten Partonen mit punktförmiger Ladung auf. Bei sehr großen Elektronenenergien geht im Schwerpunktsystem von virtuellem Photon und Nukleon der Impuls  $P$  des Partonensystems näherungsweise gegen unendlich mit vernachlässigbar kleinen Transversalimpulsen für die einzelnen Partonen, die als freie Teilchen betrachtet werden können. Das virtuelle Photon wird nur von einem Parton mit der Ladung  $Q_i$  und dem Impuls  $P_i = x_i \cdot P$  absorbiert, wobei  $x_i$  den Anteil des Partons  $i$  am Gesamtimpuls  $P$  angibt.  $\nu W_2(\nu, q^2)$  kann durch eine Summation über die Wahrscheinlichkeit  $\sum_{N=1}^Z P(N)$  im

Abb. 2a: Wirkungsquerschnitt, normalisiert auf den Mott-Wirkungsquerschnitt, für verschiedene Massen  $W$  und elastische Streuung

Nukleon N Partonen zu finden und Integration über deren Longitudinalimpulsverteilungen  $f_N(x)$  berechnet werden.

$$vW_2(q^2, \nu) = \nu \sum_N P(N) \left( \sum_{i=1}^N \varphi_i \right) \int_0^1 dx \cdot f_N(x) \cdot \delta\left(\nu - \frac{q^2}{2Mx}\right)$$

Das Argument der  $\delta$ -Funktion entspricht dabei der elastischen Streuung.

Helizitätserhaltung fordert für  $\sigma_e \neq 0$  spinlose Partonen und für  $\sigma_T = 0$  halbzahlichen Spin.

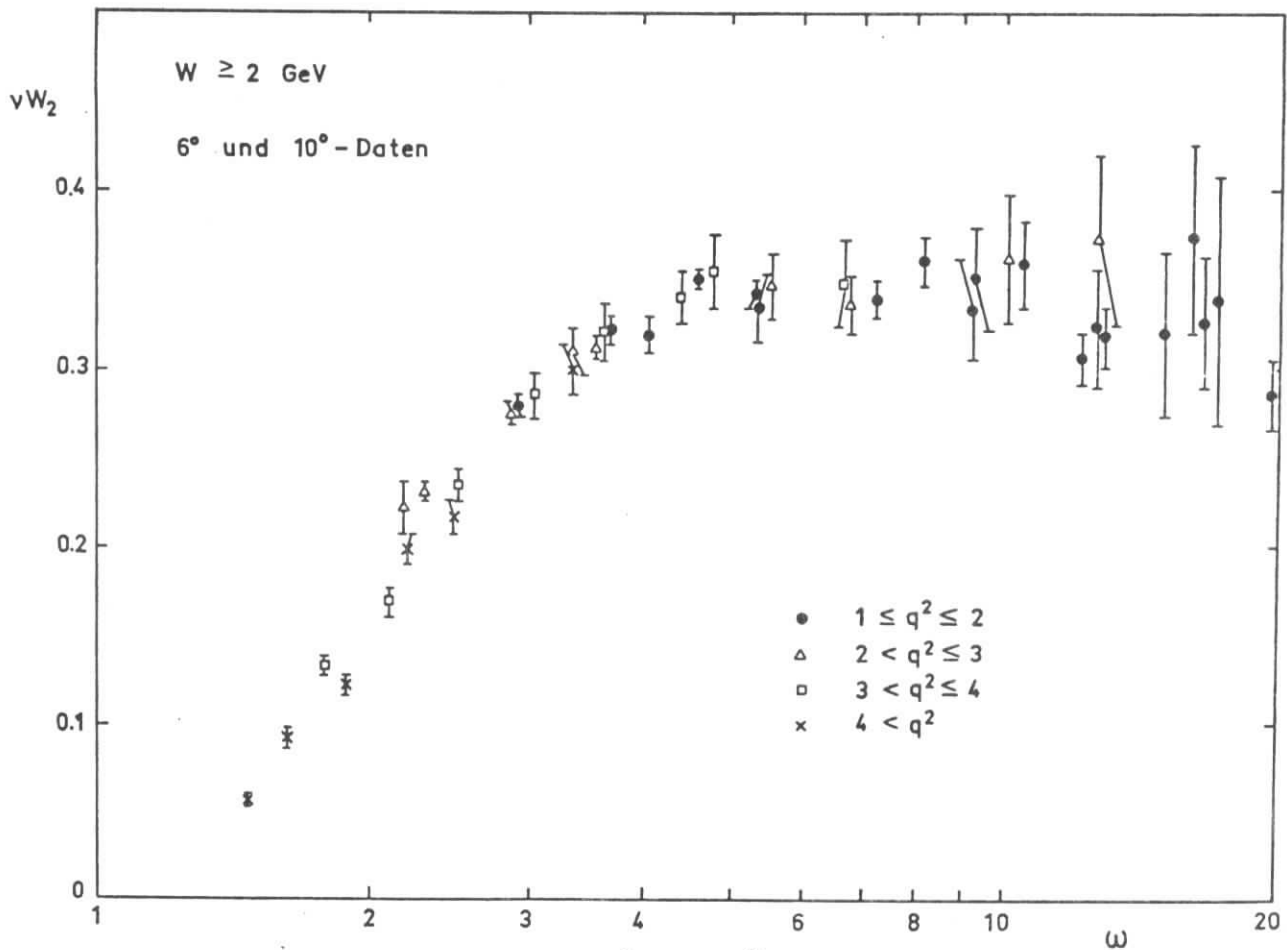
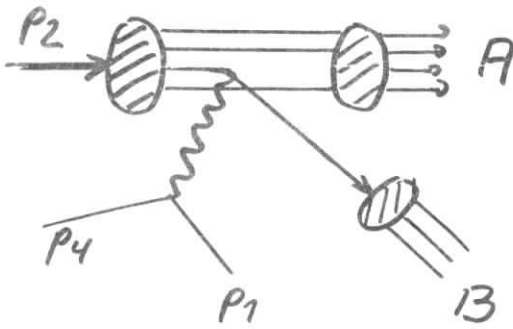


Abb. 2b:  $vW_2$  als Funktion von  $\omega$  für  $6^\circ$  und  $10^\circ$   
Daten mit  $R = 0.2$

Während im Bjorken Modell das gestreute Parton mit den ungestreuten Partonen noch in Verbindung tritt, schließen Drell und Yan (DRE70) in ihrem feldtheoretischen Partonmodell eine Endwechselwirkung zwischen den beiden Partongruppen A und B nach nebenstehender Skizze aus.



Den 4-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt für das Hadron mit dem Viererimpuls  $p_5$  beschreiben sie durch zwei Strukturfunktionen  $\tilde{W}_1(q^2, \nu, \omega_5, \omega_5)$  und  $\tilde{W}_2(q^2, \nu, \omega_5, \omega_5)$ .  
 Dabei ist  $\omega_5 = p_2 \cdot p_5 / M_p$   
 und  $\nu_5 = p_5 \cdot q / M_5$   
 Für den Bjorken limes ( $\nu \rightarrow \infty$ ,  $\omega$  und  $\omega_5 = \nu / \omega_5$  fest) erhalten

sie Scaling von  $M\nu^2 \tilde{W}_1$  und  $\nu^3 \tilde{W}_2$  als Funktion von  $\omega$  und  $\omega_5$ , wenn das Teilchen mit  $p_5$  zur Gruppe B gehört. In der Richtung des virtuellen Photons erwarten sie für B schnelle Baryonen und Antibaryonen innerhalb eines Impulskegels von  $p_{1\max}$  400 MeV, während die Teilchen aus A Longitudinalimpulse  $\tilde{\omega} p_{1\max}$  haben sollen.

Während in den Partonbildern zur Erklärung des Scaling die starke Wechselwirkung weitgehend umgangen wird, greifen die Diffraktionsmodelle auf den Formalismus zur Beschreibung von rein hadronischen Streuamplituden zurück. Das Photon kann unter Verletzung des Energiesatzes virtuell für eine Zeit  $\Delta t$  nach der Unbestimmtheitsrelation in ein Teilchen mit gleichen Quantenzahlen der Masse  $m$  übergehen. Es ist

$$\Delta E = \sqrt{\nu^2 + Q^2 + m^2} - \nu \sim (Q^2 + m^2) / 2\nu \quad \text{bzw.} \quad \Delta t \sim \frac{2\nu}{Q^2 + m^2}$$

Der diffraktive Charakter von  $\sigma_{\text{tot}}$  wird danach mit wachsender Photonenergie  $\nu$  zunehmen, mit  $q^2$  dagegen abnehmen (NIS 70).

Nach Harari (HAR 69) ergibt sich  $\nu W_2$  als Summe von Trajektorien, die mit verschiedener  $q^2$ -Abhängigkeit an das virtuelle Photon koppeln

$$\nu W_2 = \sum_{P, P', A_2, \dots} b_i \omega^{\alpha_i - 1}$$

Das  $A_2$ -Meson liefert die Differenz von Proton und Neutronquerschnitt durch Isospin 1-Austausch. Alle Trajektorien bis auf die des Pomerons  $P$  sterben mit wachsendem  $q^2$  schnell aus, so daß für sehr großes  $q^2$  und  $\nu$  und  $\nu \gg q^2$  nur die diffraktive Streuung übrigbleibt. Harari erwartet in diesem Bereich im Endzustand Pionen aus dem Vektormesonzerfall.

Ein spezieller Typ der Diffraktionsmodelle ist das Vektordominanzmodell (SAK 69),

das allerdings im Widerspruch zu den experimentellen Daten ein zu großes  $\sigma_e$  ergibt. Dagegen gibt ein verallgemeinertes Vektordominanzmodell (SAK 72), das sich nicht nur auf die Vektormesonen  $\rho, \omega$  und  $\Phi$ , beschränkt, sondern auch höhere Massen wie  $\rho'$  einschließt und nicht resonante hadronische Endzustände mit  $J^P = 1^-$  berücksichtigt, die Verhältnisse richtig wieder.

### I.3 Einteilchenverteilungen

Die bisher erwähnten Modelle machten vor allem Aussagen über den totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(s, q^2)$ . Für spezielle Endzustände der inelastischen e-p-Streuung gibt es bisher fast nur Berechnungen von Zweikörperreaktionen wie  $\pi^+ n, \pi^+ \Delta, p\rho, K^+ \Lambda \dots$

Wegen der experimentellen und theoretischen Schwierigkeiten mit Vielkörperreaktionen bei hohen Energien, werden seit einigen Jahren Modelle entwickelt und sogenannte inklusive Messungen gemacht, die zwar den Einzelprozeß nicht beschreiben, aber z.B. Aussagen über Longitudinal- und Transversalimpulsverteilungen sowie Multiplizitäten von speziellen Hadronen c der Reaktion  $a + b \rightarrow c + X$  bei großen Schwerpunktsenergien S erlauben. X steht dabei für alle zusätzliche erzeugten Teilchen.

Allgemein läßt sich der invariante differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Teilchens c als Produkt aus dem lorentzinvarianten Phasenraum  $d^3p/E_c$  und einer die Dynamik enthaltene Strukturfunktion  $g(S, P_{||}, P_{\perp})$  darstellen, wenn Spin und Polarisation von c nicht berücksichtigt werden.

$$d\sigma = \frac{d^3p}{E} \cdot g(S, P_{||}, P_{\perp})$$

Ausgehend von den experimentellen Ergebnissen,  $\langle p_{\perp}^2 \rangle \lesssim 0,4 \text{ GeV}^2$  unabhängig von S,  $\lim_{S \rightarrow \infty} \sigma_{tot} \sim \text{const}$  und einem  $s^2(\alpha_0 + 0.95 \cdot t)^{-2}$  Verhalten für Reaktionen mit Quantenzahltausch ( $= \alpha_0$ ) kommt Feynman (FEY 69) in seinem Bremsstrahlungsmodell zu dem Ergebnis

$$\lim_{s \rightarrow \infty} g(s, P_{||}, P_{\perp}) = f(x, P_{\perp})$$

X ist dabei das Verhältnis aus longitudinalem Schwerpunktsimpuls  $P_{||}^*$  und  $\sqrt{s}$  und wird hier über  $x = \frac{P_{||}^*}{P_{||}^* \text{max}}$  definiert. Dieses Feynman-Scaling soll für alle x und  $0 < p_{\perp}^2 \leq \infty$  Gültigkeit haben. Für kleine x oberhalb der "Wee x" gelangt er weiter zu dem Ergebnis, daß sich die erzeugte mittlere Hadronenzahl für die Reaktion  $a + b$  mit  $dx/x$  ändert und die Wahrscheinlichkeit für Teilchen c nach

$(1-x)^{1-2\alpha(t)}$  dx variiert, mit  $\alpha(t)$  als dominierender Trajektorie.

Beneke, Chou, Yang und Yen (BEN 70) kommen in ihrer "Hypothesis of limiting fragmentation" im Grenzfall hoher Energien für das Teilchen  $a$  im Ruhesystem des Targetteilchens  $b$  (Laborsystem) auch zu einer  $s$ -Unabhängigkeit der Strukturfunktion  $f_b$  sowie von  $f_c$  im Ruhesystem des Projektils, unterscheiden sich aber im Gebiet  $x \sim 0$  (Zentralbereich) von Feynman, für das sie  $(E \frac{d^3\sigma}{dp^3}) \sim 0$  erhalten. Zusätzlich machen sie die Aussage, daß  $f$  für  $x < 0$  unabhängig vom Beam ist.

Weitere grundlegende Vorstellungen über inklusive Reaktionen lieferten das Multiperiphere Modell (AMA 62) und das verallgemeinerte optische Theorem (MUE 70) und (CHA 71). Obwohl ursprünglich für Hadron-Hadron-Wechselwirkung entwickelt, sind die Überlegungen von Feynman, Yan und anderen für die Elektroproduktion anwendbar (SAT 71) und hier wegen der variierbaren Projektilmasse besonders für den Beamfragmentationsbereich interessant.

In einem einfachen Bild erwartet Bjorken (BJO 71), daß sich die transversale Ausdehnung der virtuellen Hadronenwolke, die das Photon nach Vektordominanz-Vorstellungen umgibt, mit wachsender Photonmasse proportional  $\frac{1}{q^2}$  bis zum Grenzfall eines punktförmigen Photons verkleinert. Damit müßte sich die aus der Hadron-Hadron-Wechselwirkung und der Photoproduktion bekannte Transversalimpulsverteilung mit wachsendem  $q^2$  ändern und einen größeren mittleren Transversalimpuls ergeben. Außerdem würde sich der Wirkungsquerschnitt am Nukleon aus geometrischen Gründen um maximal einen Faktor 4 verkleinern. Zu ähnlichen Ergebnissen kommen Chen und Wu mit QED-Berechnungen (CHE 69) und Abarbal + Kogut über Faktorisierung von Regge-Residuumsfunktionen (ABA 71).

Aussagen über das  $\frac{\pi^+}{\pi^-}$  und  $\frac{\pi^+}{K^+}$ -Verhältnis in der tiefinelastischen  $e$ - $p$ -Streuung werden über SU(3) von Kingsley (KIN 72) gemacht. Cleymans (CLE 72) beschreibt das Verhältnis  $\pi^+ / \pi^-$  als Funktion von  $q^2$  mit Hilfe von Müllers Regge Analysis und Mittner (MIT 72) verwendet Einpionenaustausch und Eichinvarianz zur Interpretation inklusiver Pionspektren. Zu sehr weitreichenden Aussagen kommt Wilson (WIL 71) in seinem Multiple Parton Modell. In diesem bestehen die Protonen aus größeren Partonclustern, die sich aus kleineren Clustern (Hadronpaaren) zusammensetzen. Während die meist periphere Wechselwirkung von reellen Photonen nicht ausreicht, um ein Cluster aufzubrechen, erwartet Wilson, daß virtuelle Photonen je nach ihrer Ausdehnung ( $q^2$ ) vorwiegend entsprechende Cluster knacken. Für den  $q^2$ -Bereich von  $1 \text{ GeV}^2$  sollte etwa die Hälfte aller Endzustände ein K-

Meson enthalten und bei  $q^2 \sim 8 \text{ GeV}^2$  vor allem Baryonen und Antibaryonen auftreten. Bjorken-Scaling wäre mit diesem Modell auch erklärbar, müßte allerdings oberhalb  $8 \text{ GeV}^2$  zusammenbrechen.

Ziele dieses Experiments waren: Die Bestimmung der x-Abhängigkeit für Pionen, Protonen und Kaonen in der Richtung des virtuellen Photons zur Prüfung von theoretischen Modellvorhersagen (DRE 70) (HAR 69). Durch Vergleich mit der Photoproduktion die  $q^2$ -Abhängigkeit dieser inklusiven Verteilungen zu untersuchen und Aussagen über das  $\pi^+/\pi^-$ ,  $K^+/K^-$  und  $K^\pm/\pi^\pm$ -Wirkungsquerschnittsverhältnis (WIL 71). Schließlich konnten Zweikörperendzustände wie  $\pi^+n$ ,  $\pi\Delta$  und  $K\lambda$  abgetrennt und z.B. ihre t-Abhängigkeit untersucht werden. Diese Arbeit behandelt die Pion- und Kaon-Wirkungsquerschnitte, während die Protonverteilung bei Korbel (KOR 72) beschrieben wird.



## II. APPARATUR

Die Messung der in dieser Arbeit beschriebenen inklusiven Meson-Wirkungsquerschnitte am Proton wurde am DESY mit dem externen Elektronenstrahl 20, einem Wasserstofftarget, zwei teilchendefinierenden Spektrometern mit Impuls und Winkelauslösung zum Nachweis von Elektronen und Hadronen in Koinzidenz und einem Sekundär-Emissions-Vervielfacher (SEM) sowie Faradaykäfing zur Ladungsintegration durchgeführt (Abb. 3).

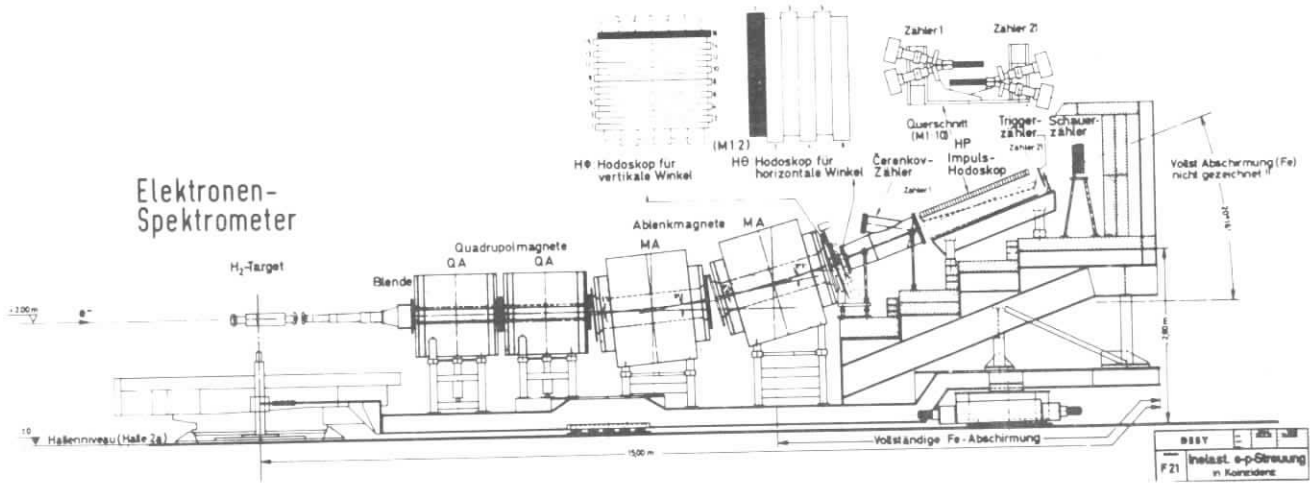
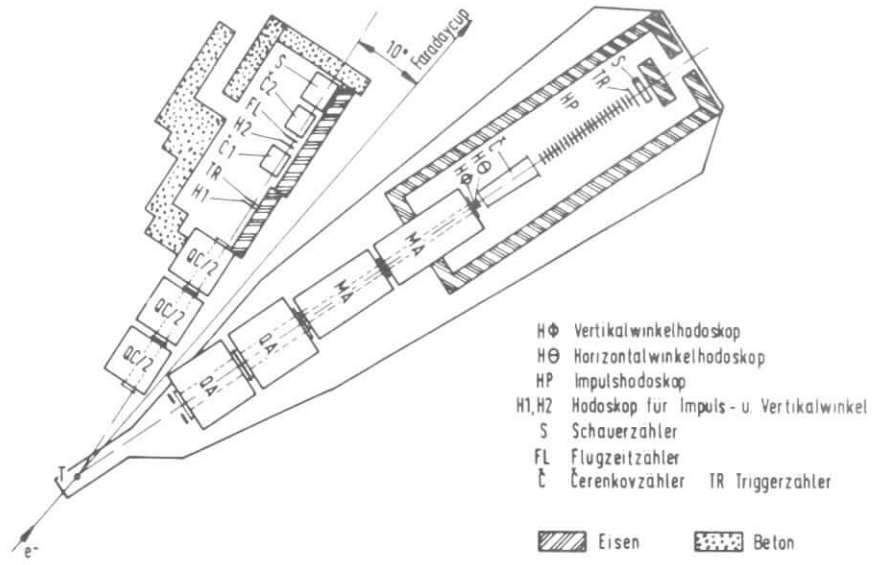
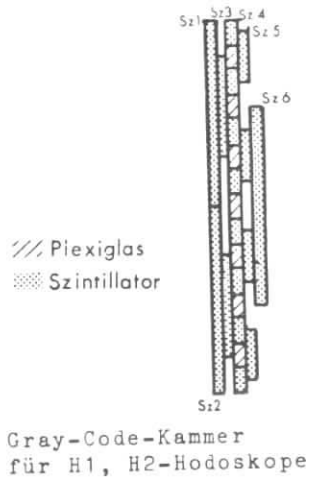
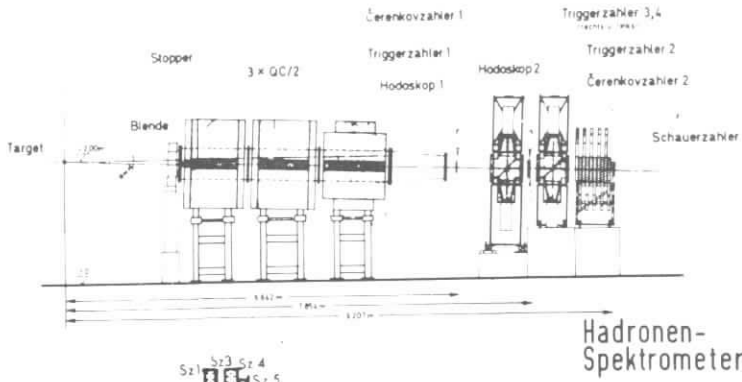
### II.1 Primärstrahl, Target, Ladungsmessung, Monitore

Die maximale Energie des nach der "beam bump"-Methode effizienten Elektronenstrahls (HEM 70) war für die geforderte Intensität auf 6.5 GeV begrenzt. Das Transportsystem zwischen Synchrotron und Target bestand aus 4 Ablenkmagneten und 10 Quadrupolen. Die Strahlausdehnung am Target betrug für 50 % der Intensität vertikal 1,5 mm und horizontal 3 mm, für 99 % aller Elektronen 4 mm, bzw. 8 mm volle Breite. Eine Spildauer von durchschnittlich 770  $\mu$ sec Halbwertsbreite erlaubte, begrenzt durch die Zufälligenrate zwischen den beiden Spektrometern, etwa proportional mit dem zentralen Hadronspektrometerimpuls ansteigend, maximal  $2,5 \cdot 10^{10}$  Elektronen am Target pro Puls.

Da der Zeitpunkt jedes Ereignisses über eine Energieuhr relativ zum maximalen Synchrotronmagnetfeld gemessen wurde, konnte die Elektron-Primärenergie zum Zeitpunkt des Ereignisses auf ein MeV genau bestimmt werden.

Die zylindrische über dem Drehpunkt der beiden Spektrometer montierte Targetzelle aus 75  $\mu$ m dicker Polyimidfolie hatte einen Durchmesser von 50 mm und war in Strahlrichtung 90 mm lang. Die Wasserstoffdichte betrug bei Solldampfdruck (0.4 ata) und Solltemperatur  $3,97 \cdot 30^{23}$  Protonen pro  $\text{cm}^2$ , wobei infolge Bläschenbildung, für Targetlänge und Wasserstoffdichte ein Fehler von  $\pm 1$  % angenommen werden muß. Technische Einzelheiten des Kühlkreislaufes sind bei (MAY 71) beschrieben.

Die das Target passierende Elektronenladung wird mit einem (SEM) Sekundär-Emissions-Vervielfacher (DESYH), sowie einem Faradaykäfing (DESYH) gemessen. Lage und Ausdehnung des Strahls können am Target und am Faradaykäfing über Leuchtschirme und Fernsehkameras, sowie hinter dem SEM mit einem Streifenmonitor (RAQ 69, DES 68) in beiden Koordinaten kontrolliert werden.



### Inelastische e-p-Streuung

Abb 3: Die experimentelle Apparatur

Drei unter einem Winkel von  $60^\circ$  zum Primärstrahl hintereinander angeordnete Szintillationszähler, die mit Blei gegen niederenergetischen elektromagnetischen Untergrund abgeschirmt sind, überwachen die Ladungsmessung. Bei gegebener Primärenergie und konstanter Strahllage ist ihre Koinzidenzrate proportional dem Zeitintegral über die Intensität.

## II.2 Elektronspektrometer

Das bereits in früheren Experimenten (MAY 71) verwendete Elektronspektrometer ist doppelfokussierend mit magnetischer Ablenkung in vertikaler Richtung und mit Szintillationszählern ausgerüstet (Abb. 3). Die beiden Quadrupole sind vom Typ QA, die zwei in Serie geschalteten Ablenkmagnete vom Typ MA (DESYH).

Mit Rücksicht auf die Targetausdehnung (9 cm) werden monochromatische Teilchen mit gleichem Streuwinkel, aber verschiedenem Wechselwirkungspunkt in der horizontalen Ebene im Theta-Hodoskop  $H\Theta$  (6 Zähler mit einer Auflösung von je  $\pm 1,4$  mrad) fokussiert. (Strich auf Punkt Fokussierung)

Der zweite Quadrupol bewirkt eine punktförmige Targetabbildung in der Vertikalenebene, deren winkelunabhängige Targetbilder durch die Impulsdispersion der Magnete räumlich getrennt sind. In der Targetbildebene ist das in 20 Kanäle unterteilte Impulszählerhodoskop HP (Gesamtakzeptanz =  $0,1 \cdot$  Sollimpuls) montiert. Dieses liefert neben dem Impuls in Verbindung mit dem Hodoskop  $H\Phi$  (16 Kanäle, Gesamtakzeptanz = 29 mrad) den vertikalen Streuwinkel.

Ein Schwellen-Cerenkovzähler C ( $1,3$  at  $\text{CO}_2$ ) und ein Sandwich-Schauerzähler S mit fünf Strahlungslängen Blei definieren das gestreute Elektron, dessen Wechselwirkung im Target für Flugzeitmessungen (TOF) mit dem Hadronspektrometer über einen Triggerzähler TR zwischen HP und S gemessen wird. Sämtliche Zähler sind wegen des elektromagnetischen Untergrundes in einem 30 cm dicken Eisenhaus untergebracht. Das Spektrometer ist auf einer Lafette im horizontalen Winkelbereich zwischen  $15$  und  $57^\circ$  zum Primärstrahl fahrbar. Die Spektrometerakzeptanz als Integral über Raumwinkel und Impuls ( $\vec{p}_0 =$  Spektrometersollimpuls) wurde von (GAY 71) über Monte-Carlo-Verfahren zu  $A_{\Theta, \Phi} \rightarrow = \int \frac{d\vec{p}}{p_0} d\Omega = 0,0906 \text{ msr} \pm 0,3 \%$  berechnet.

Im Kap. IV.3.1 über die Elektronvielfachereignisse werden Spektren der teilchendifinierenden Zähler sowie Ansprechwahrscheinlichkeiten der Hodoskope auf Untergrund diskutiert. Genaue Angaben über die Optik und technische Einzelhei-

ten des Elektronenspektrometers werden bei (MAY 71) gemacht.

### II.3 Das Hadronspektrometer

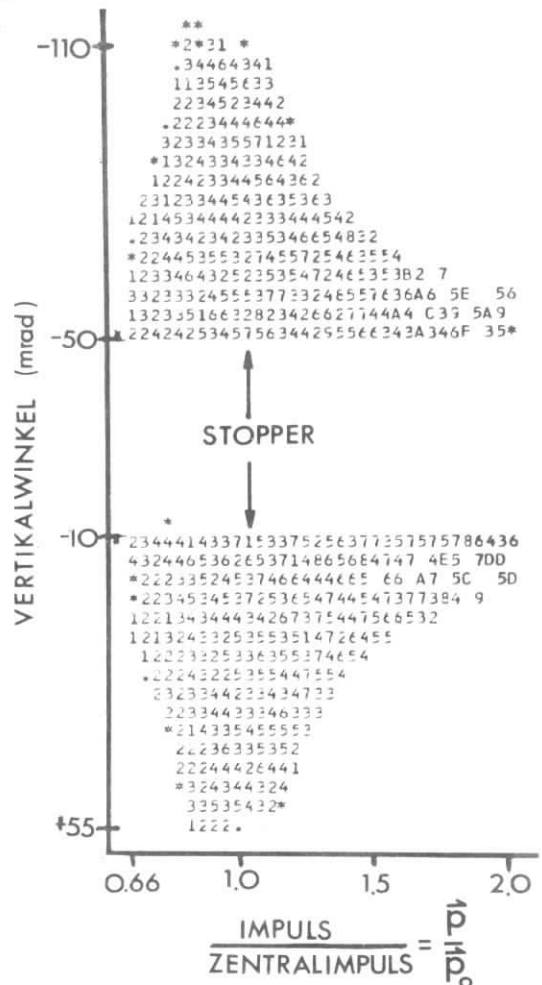
Für die Auslegung des nicht fahrbaren Hadronspektrometers waren eine möglichst große Impulsakzeptanz, ein kleiner Winkel zum Primärstrahl und teilchendifinierende Zähler zur Unterscheidung von p, K,  $\pi$  und e die wichtigsten Forderungen, eine unphysikalische Randbedingung verlangte die Verwendung bereits beim DESY vorhandener magnetischer Elemente.

#### II.3.1 Die Optik

Gewählt wurde eine sehr einfache Optik aus drei gleichgepolten halben Quadrupolen mit vertikaler Fokussierung. Zwei Szintillationszählerhodoskope bestimmten die vertikale Trajektorie und damit Impuls und vertikalen Winkel. Ein Stopper (104 Strahlungslängen Blei) in der horizontalen Ebene des ersten Quadrupols beseitigte die direkte Sicht zwischen Teilchendetektoren und Target und damit neutralen elektromagnetischen Untergrund. Um trotzdem in der Elektronenstreuungsebene emittierte Hadronen messen zu können, wurde das Hadronspektrometer um 30 mrad nach unten geneigt. Horizontal akzeptiert das Spektrometer zwischen 168 und 186 mrad zum Primärstrahl.

In Abb. 4 ist dreidimensional die vertikale Winkelakzeptanz gegen das Verhältnis aus Teilchenimpuls  $\vec{p}$  und zentralem Spektrometerimpuls  $\vec{p}_0$  im für die Auswertung zugelassenen Bereich von  $0,66 \leq \vec{p}/\vec{p}_0 \leq 2,0$  und  $\theta = 125$  mrad aufgetragen. Die Raumwinkelakzeptanz hat für den zentralen Impuls  $\vec{p}/\vec{p}_0 = 1$  ein Maximum von 1,1 msr und fällt zu  $0,4$  msr bei  $0,66$  und  $2,0$  mrad jeweils auf  $0,2$  msr ab.

Abb. 4: Vertikalwinkel-Impulsakzeptanz



Eine ähnlich starke Abhängigkeit vom zentralen Spektrometerimpuls  $\vec{p}_0$  zeigt die Impuls- und Winkelauflösung. Als Beispiel ist in Abb. 5 die mit einem Monte-Carlo-Programm berechnete Missing-Mass-Verteilung des Neutrons gegen den im Programm "gemessenen" Pionimpuls für den Fall der Einpionproduktion dargestellt. Primär- und Streuenergie des Elektrons, sowie die Polarwinkel von Lepton und Pion wurden mit den Spektrometermittelwerten konstant gewürfelt. Bei beliebiger Auflösung der Gesamtapparatur müßten alle Ereignisse in Abb. 5 einen Impuls von 3.8 GeV und eine Missing Mass von 0.94 GeV haben. Für das Impulsverhältnis  $\frac{p_\pi}{p_0} = 1.00$  ist das für etwa 60 % aller Pionen der Fall. Die Auflösungsänderungen für die verschiedenen zentralen Spektrometerimpulse sind hauptsächlich auf die Optik zurückzuführen.

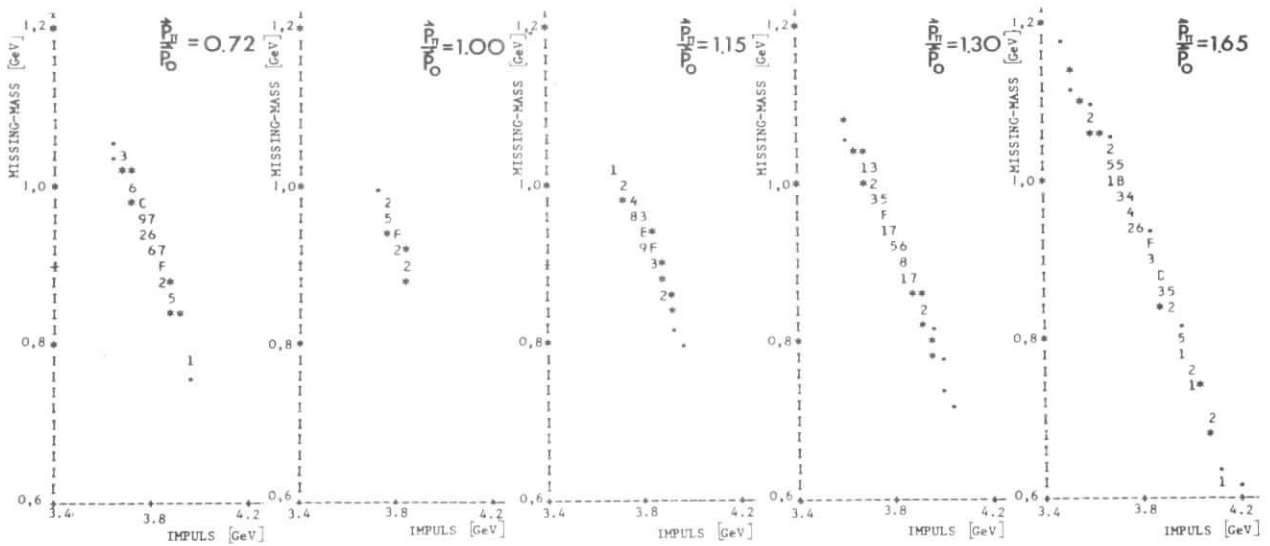


Abb. 5: Missing-Mass gegen Impulsauflösung des Hadronspektrometers für die Einpionproduktion in Abhängigkeit von Pionimpuls/zentraler Spektrometerimpuls

### II.3.2 Hodoskope und Triggerzähler

Die Begrenzung der Primärstrahlintensität war durch das Hadronspektrometer gegeben, dessen Impulsakzeptanz wesentlich größer als beim Elektronarm war, und das außerdem unter einem Winkel von  $10^{\circ}$  näher zur Primärstrahlrichtung stand. Für die impuls- und winkelmessenden Hodoskope kamen deshalb nur Szintillationszähler in Frage, da beim Aufbau der Apparatur geeignete Proportionalkammern noch nicht entwickelt waren.

Monte-Carlo-Rechnungen ergaben unter Berücksichtigung der Elektronenspektrometerauflösung, der Targetausdehnung, sowie der Vielfachstreuung im Target, in der Luft und im Helium zwischen Target und  $\rightarrow$  Quadrupolen und 10 mm Szintillator pro Hodoskop für schnelle Pionen und  $\frac{p}{p_0} = 1$  eine Ortsauflösung von  $\pm 1,6$  mm.

Da Zähler mit guter Ansprechwahrscheinlichkeit aus dünnen 320 mm langen Szintillatorstreifen mit einer Breite von nur 3,2 mm aus optischen Gründen nicht realisierbar sind, wurden nach einem modifizierten Gray-Code gebaute Kammern benutzt, bei denen die kleinste Streifenbreite gleich der doppelten Ortsauflösung ist. In Abb. 3 ist der Querschnitt einer solchen Einheit zu sehen, in der sechs verschiedene optisch getrennte Szintillatoren in fünf Ebenen 30 Kanäle definieren. Diese Lösung hat gegenüber Hodoskopen aus Einzelzählern den zusätzlichen Vorteil, daß trotz erheblich kleineren elektronischen Aufwandes für jeden Ortskanal zwei Szintillatoren gefordert werden können, sowie geringere Spaltverluste auftreten.

Entscheidende Nachteile, die auch eine Anwendung wirtschaftlicherer Zählerkombinationen (z.B. binärer Code für 127 Kanäle aus 7 Multipliern) ausschließen, sind die zusätzliche Materie in der Teilchenbahn, optische Probleme bei zu großen Zählerflächen, die wachsende Schwierigkeit Mehrteilchenereignisse als solche zu erkennen und Fehlcodierungen bei zufälligem Ansprechen eines Zählers.

Das vordere Hodoskop H1 wurde aus zwei, H2 aus 3 Kammern zu je 30 Kanälen zusammengesetzt. Die Ortsauflösung beträgt  $\pm 1,6$  mm bei einer Szintillatordicke (Nuplex 3) von 3 mm, das sind im Mittel  $1,18 \text{ g/cm}^2$  Materie pro Kanal. Untersuchungen zu den benutzten Kammern sind bei (FEH70) beschrieben.

Zwei 200 mm breite Triggerzähler T1 hinter H1 und T2 hinter H2 definieren die horizontale Spektrometerakzeptanz und erzeugen Gatesignale für alle Hadronzähler. Zusätzlich wird mit T2 (10 mm-Szintillator) die Flugzeit relativ zum Elektron (TOF-T2) gemessen, sowie mit T1 (3 mm-Szintillator) die Flugzeit der Hadronen zwischen den beiden Triggerzählern (TOF-T1-T2). Damit können zufällige Koinzidenzen zwischen beiden Spektrometern, sowie im Hadronarm selbst unterschieden werden. Direkt vor T2 befinden sich links und rechts zwei 45 mm breite Zähler, die in Verbindung mit dem Trigger T2 eine horizontale Winkelmessung ermöglichen. Für langsame Protonen kann T2 außerdem über seine Signalamplitude zur Teilchentrennung benutzt werden.

### II.3.3 Teilchendefinierende Zähler

Für den zu messenden Impulsbereich zwischen 0,4 und 4. GeV war eine Teilchenidentifizierung bis etwa 1.5 GeV mit Flugzeit möglich. Für  $\bar{p} > 0.9$  GeV konnten Pionen und oberhalb von 1.9 GeV Kaonen mit zwei Cerenkovzählern nachgewiesen werden. Eine Unterscheidung zwischen Leptonen und Hadronen war für den gesamten Impulsbereich durchführbar.

Die zwei Schwellencerenkovzähler sind bis auf die Druckfensterstärke ( $C1 = 1.5$  mm,  $C2 = 5$  mm) gleich. Sie haben eine wirksame Gaslänge von 460 mm bei 300 mm Öffnungsdurchmesser. Über eine diagonal gespannte 50  $\mu$  starke Aluminiumfolie wird das erzeugte Cerenkovlicht nach oben und unten in je eine Lichttüte reflektiert, an deren Ende sich ein Quarzdruckglas befindet, das über Dimethylpolysiloxon (Dow Corning 2000 fluid) an die Kathode eines 58 UVP-Multipliers koppelt. Messungen von (HAI 73) ergaben für den benutzten optischen Kitt eine gute Transmission bis zu Wellenlängen von  $\sim 2000 \text{ \AA}$ .

Die Lichtausbeute der 58 UVP-Kathode fällt außerhalb des Wellenlängenbereiches  $\Lambda_1 = 2200 \text{ \AA}$  und  $\Lambda_2 = 5200 \text{ \AA}$  auf weniger als 5 % ab (VALV). Da die Quantenanzahl mit  $\frac{1}{\Lambda^2}$  ansteigt, sollte das Radiatorgas bis zu Wellenlängen von  $\Lambda_1$  nicht absorbieren, bei maximalem zulässigen Zählerdruck aber einen großen Brechungsindex haben, um K-Mesonen in einem möglichst großen Impulsbereich messen zu können. Da Frigen13 ( $\text{CCl F}_3$ ) diesen Forderungen am nächsten kommt (GAR 71, HAI 73) wurden beide Cerenkovzähler an die DESY-F13-Füllanlage angeschlossen, die eine schnelle Änderung des Schwellendruckes für den jeweiligen minimalen Spektrometerimpuls erlaubte. Zur Verringerung der Vielfachstreuung befand sich der Zähler mit dem kleineren Schwellendruck für den Pionnachweis zwischen den beiden Hodoskopen H1 und H2, C2 als Kaon-

detektor dahinter. Von beiden Zählern wurden außer logischen Signalen der einzelnen Multiplier zusätzlich die analogen Summenamplituden, sowie die Flugzeitdifferenz relativ zum Elektron gemessen.

Der Schauerzähler vom Sandwichtyp besteht aus 10 hintereinander angeordneten Segmenten mit je einem Photomultiplier, deren logische Information zur Reichweitebestimmung dient, während die aus den ersten fünf Einheiten (Röhren) linear summierte Amplitudenhöhe zur Unterscheidung zwischen Lepton und Hadron dient. Jedes Segment besteht aus 5 Szintillatoren und sechs Eisenplatten von insgesamt 1.54 Strahlungslängen. Da der Schauerzähler hinter dem Cerenkovzähler C2 steht, hat er bei einer Eintrittsfläche von 400x400 mm und 550 mm Länge eine kleinere Akzeptanz als das übrige Spektrometer.

#### II.4 Logik

Wegen ihres kleinen Wirkungsquerschnitts kann die Information der zu untersuchenden Reaktionen nur über eine geeignete schnelle Logik aus der enormen Datenmenge der 115 Spektrometerzähler abgetrennt und über Computer bei vertretbarem Arbeitsaufwand abgespeichert und ausgewertet werden.

In Abb. 6 ist die Logik des Elektronspektrometers und des Hadronspektrometers skizziert. Alle Multipliersignale werden über Verzögerungskabel zeitlich abgeglichen und in Emitterfolgern aufgeteilt, um gleichzeitig in Diskriminatoren (Schwelle  $\sim 100$  mV) Normpulse formen und ihre linearen Eigenschaften kontrollieren zu können.

Das Elektron wird durch eine 4x Koinzidenz des Elektron-Masters EM\* aus Cerenkov-, Schauer-, Trigger- und der Summe der  $\Theta$ -Zähler definiert, wobei der Trigger zeitbestimmend ist. Das nachfolgende EM-Gate erzeugt ein 10 nsec breites Signal EM und bleibt bis zu einem externen Reset nach der Auslese gesperrt. Alle Hodoskopzähler können nur über eine Koinzidenz mit EM (Auflösungszeit  $\sim 18$  nsec) in den Flip-Flop-Buffern gesetzt werden; weiter liefert EM ein 60 nsec breites Gate für die ADC's von Cerenkov-, Schauer- und Triggerzähler.



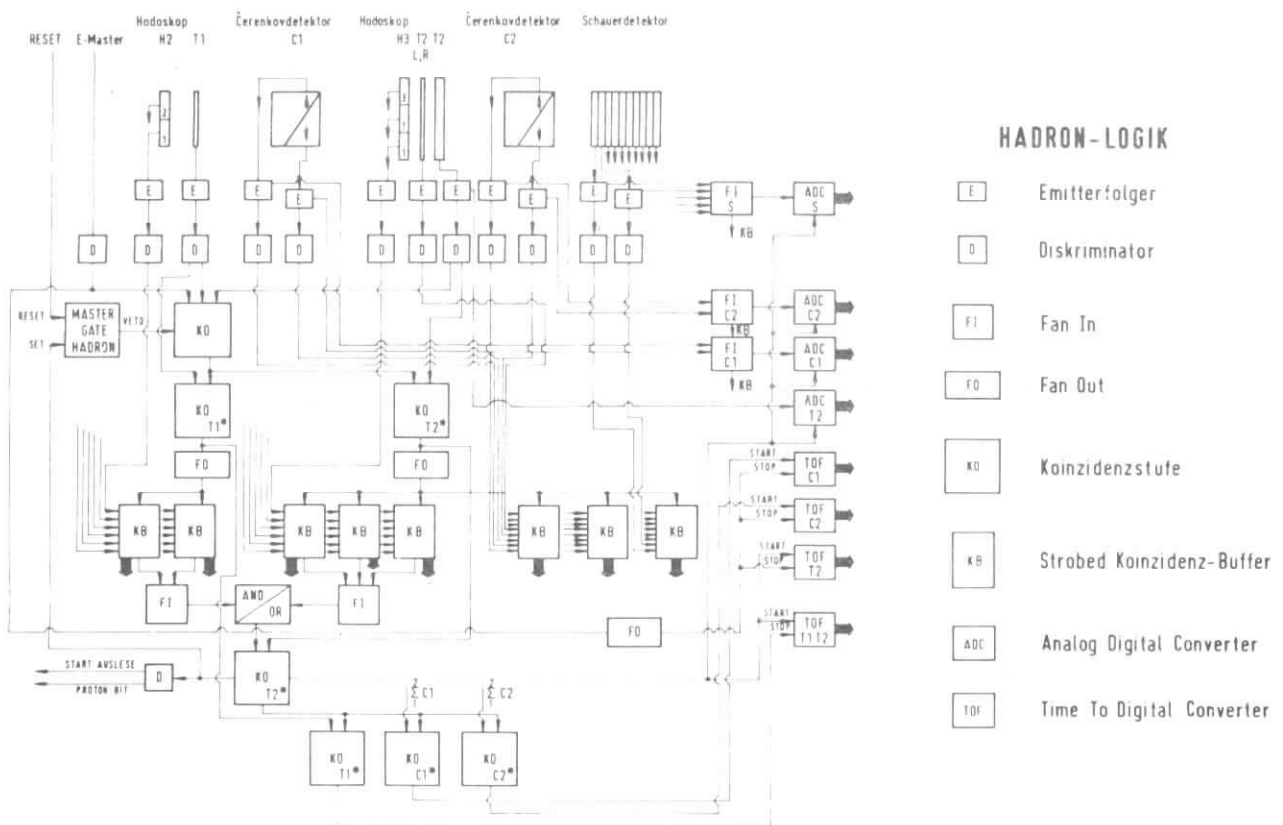
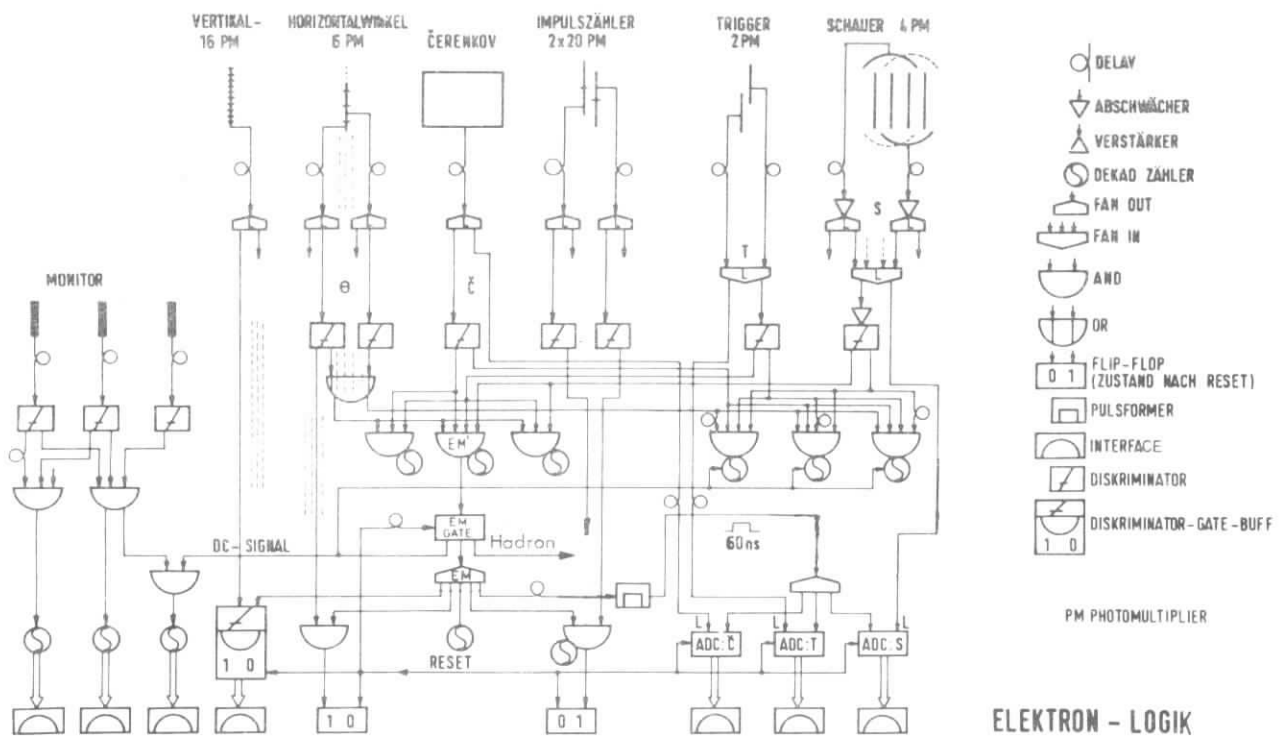


Abb. 6: Schematische Darstellung der Logik des Elektron- und des Hadronspektrometers

Die Koinzidenzrate der Hadrontrigger T1 und T2 wird durch den zusätzlich geforderten Elektronmaster EM\* stark reduziert, die zusammen den Koinzidenzmaster bilden. Die Auflösung dieses Koinzidenzmasters muß wegen langsamer Protonen etwa 60 nsec betragen. Seine Ausgangssignalbreite beträgt 250 nsec, um während dieser Totzeit logische Entscheidungen treffen zu können. Damit das Gate für die Hodoskopbuffer trotz der verschiedenen Teilchenflugzeiten möglichst schmal ist (~ 10 nsec), wird es für H1 (H2) in einer zusätzlichen Koinzidenzstufe aus den auf 25 nsec geklippten Mastersignal und dem geometrisch nächsten, die Zeit bestimmenden Trigger T1 (T2) erzeugt. Zu jeder Kammer gehört eine "Strobed Koinzidenz-Buffer"-Einheit, die ein schnelles Ausgangssignal beim Ansprechen von mindestens einem ihrer sechs Zähler liefert. Nur wenn in einem der Hodoskope oder wahlweise auch in beiden solch ein Signal vorliegt, wird das Hadron-Master Gate über KoT2 gesetzt und der Bufferinhalt aller Zähler ausgelesen. Ist das nicht der Fall, ist die Logik nach den 250 nsec Totzeit des Koinzidenz-Masters wieder bereit, Daten aufzunehmen. Um Information über Ansprechwahrscheinlichkeit und Totzeit der Kammerzähler zu haben, wird logisch das Ansprechen von mindestens zwei Szintillatoren in einer Kammer für jedes Hodoskop nicht verlangt, sondern erst bei der Auswertung. Die logischen Daten aller Schauer-, Cerenkov- und horizontal auflösenden Triggermultiplier werden von drei zusätzlichen Buffereinheiten abgespeichert.

Das durch den Trigger T2 zeitlich bestimmte Signal KoT2 liefert das ADC-Gate (60 nsec Breite) für sich selbst, die beiden Cerenkov- und den Schauerzähler. Weiter wird es für die Flugzeitmessung zwischen den Triggern T1 und T2 und den Zählern C1, C2, T2 relativ zum Elektron gefordert.

## II.5 Datennahme

Die Information der von der schnellen Logik akzeptierten Teilchen wird in einem Kleinrechner vom Typ PDP 8<sup>(\*)</sup> gesammelt, der mit einem IBM 360/65 Großrechner für Zwischenanalysen, Experimentkontrolle und Datenabspeicherung eine On-line-Verbindung hat. In Abb. 7 ist der Datenfluß für Koinzidenzmessungen skizziert. Diese beginnen immer mit dem Start der Faraday-SEM-Integratoren, wodurch gleichzeitig die Elektronik und die Zähler aufnahmebereit sind. Das erste Elektron schließt das Elektron-Mastergate. Die gesamte Lo-

---

(\*) PDP-8 von Digital Equipment Corp. Maynard, Mass., USA

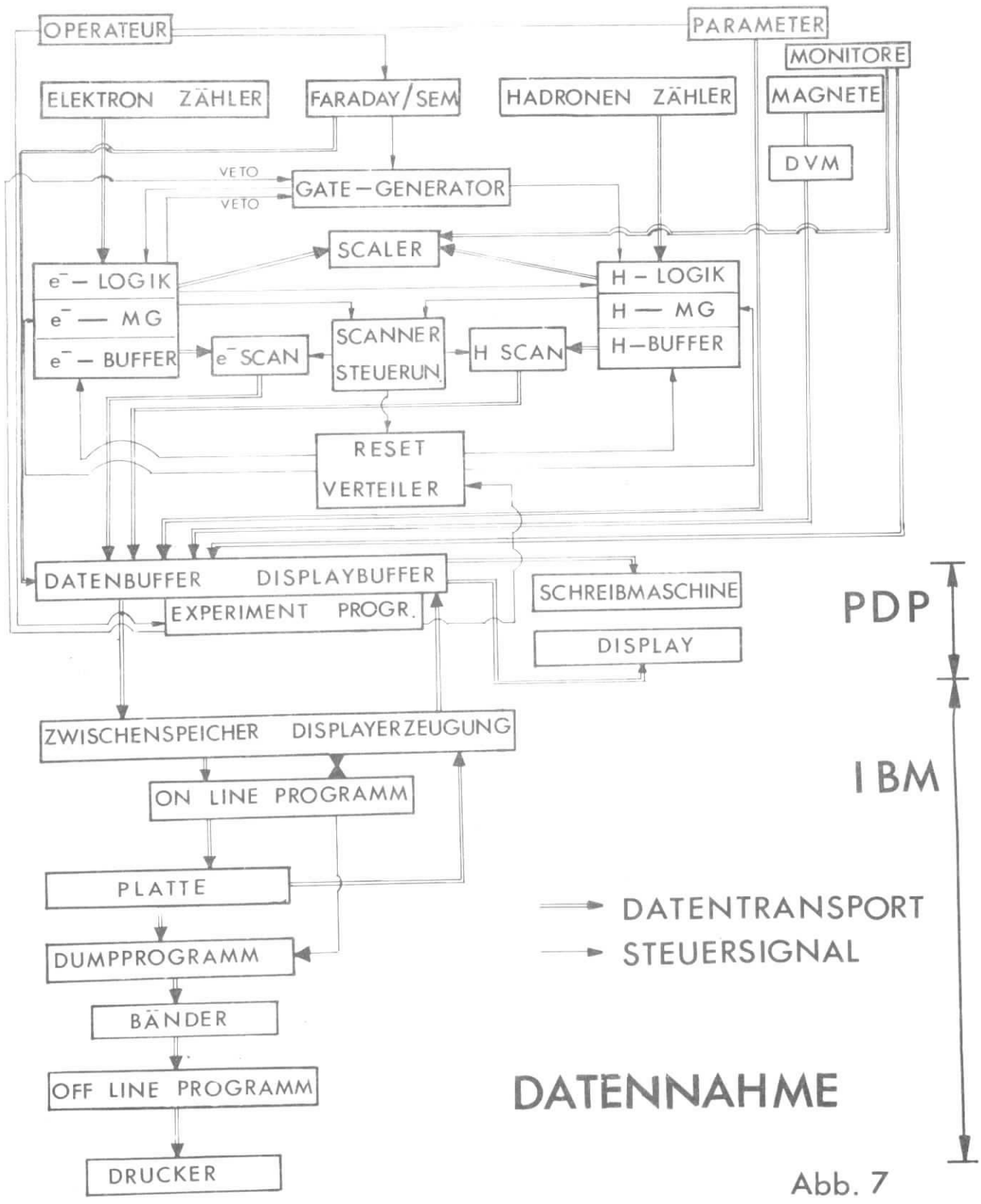


Abb. 7

gik wird ohne Auslese durch ein schnelles Reset wieder geöffnet, wenn innerhalb der Elektronmasterauflösung kein Hadron nachweisbar war. Bei gesetztem Hadronmastergate liest der Elektronscanner nach erfolgter ADC-Konvertierung im Data-Break-Verfahren 8 Worte mit je 12 Bit in den Datenbuffer (96 K-Bit) der PDP, nach deren Quittierung der Hadronscanner mit 13 Worten folgt. Ein Zyklus dauert etwa 60  $\mu$ sec und endet mit dem Reset des die Totzeit bestimmenden Elektronmastergate durch die PDP.

Außer diesen statistisch anfallenden Ereignisdaten wird zur Strahlkontrolle jede Minute per Experimenteprogramm die Zählrate von Faraday, SEM und Monitorteleskop in den gleichen Speicher eingelesen, dessen Inhalt in Blöcken von 48 K-Bit zur IBM transferiert und auf Platte abgespeichert wird. Für spätere Off-line-Auswertung gelangen die Daten über ein Dumpprogramm auf Bänder. Während der Messung analysiert ein On-line-Programm die anfallende Information und erzeugt von der PDP8 anforderbare Displays über Pulshöhen-, Flugzeitspektren, Zählratenverteilungen in den Hodoskopen und kinematische Größen. Die Strahlführungs- und Spektrometermagnete sind an ein DVM angeschlossen, dessen Meßwerte per Programm in den als Displaybuffer bezeichneten Teil des PDP-Speichers laufend eingelesen und mit Sollwerten verglichen werden. Eine ausführliche Beschreibung der Datennahme findet man bei (KOR 72).

### III. MESSUNGEN

#### III.1 Testmessungen

##### III.1.1 elastische Messungen

Durch elastische e-p-Streuung lassen sich sehr einfach geometrisch gemessene Zähler-Koordinaten und damit etwaige systematische Fehler bei der Impuls- und Winkelmessung von gestreuten Teilchen überprüfen. Wegen des gut bekannten Wirkungsquerschnitts ist außerdem die Güte von Monte-Carlo-Rechnungen für Spektrometerakzeptanzen und Detektorauflösungen erkennbar.

Derartige Messungen für das benutzte Elektronenspektrometer sind bei (GAY 71) und (MAY 71) beschrieben.

Zur Untersuchung der Hadronapparatur wurden bei verschiedener Kinematik elastische Elektronen und Protonen einzeln und in Koinzidenz nachgewiesen. Die Ergebnisse werden in (KOR 72) diskutiert.

##### III.1.2 Zähleruntersuchungen im Hadronspektrometer

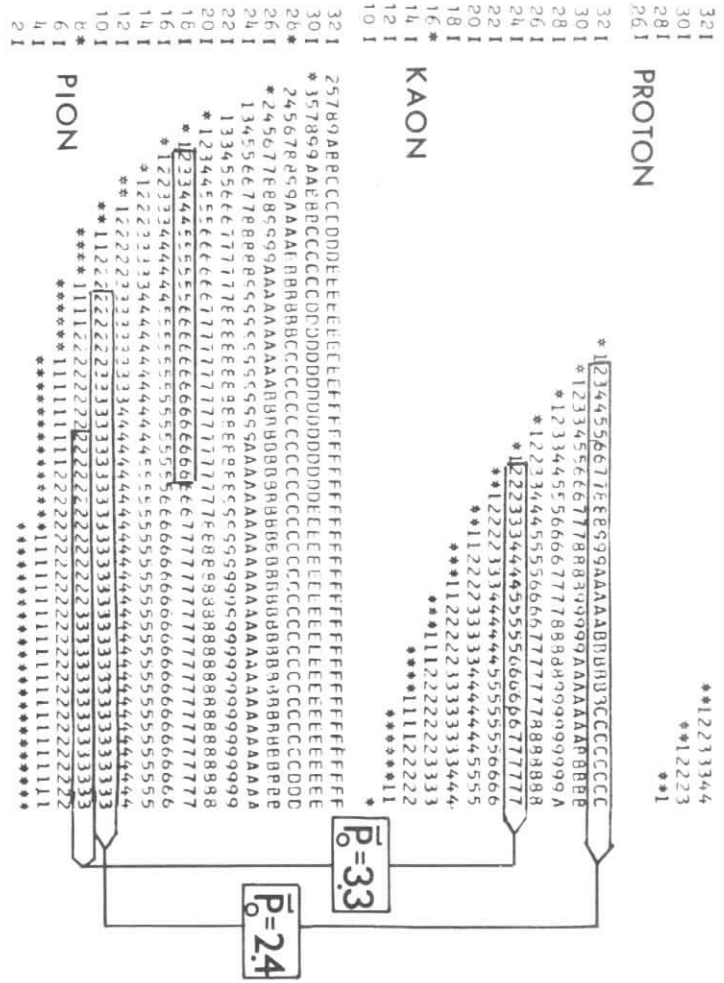
Die gleichzeitige Trennung von Elektronen, Pionen, Kaonen und Protonen verlangte wegen der zu erwartenden sehr verschiedenen inklusiven Wirkungsquerschnitte und des großen elektromagnetischen Untergrundes eine möglichst gute Kenntnis der Zählereigenschaften. Dazu wurden Messungen mit verschiedener Polarität in der gesamten Impuls- und Winkelakzeptanz des Hadronspektrometers bei guter Statistik durchgeführt.

###### III.1.2.1 Cerenkovzähler

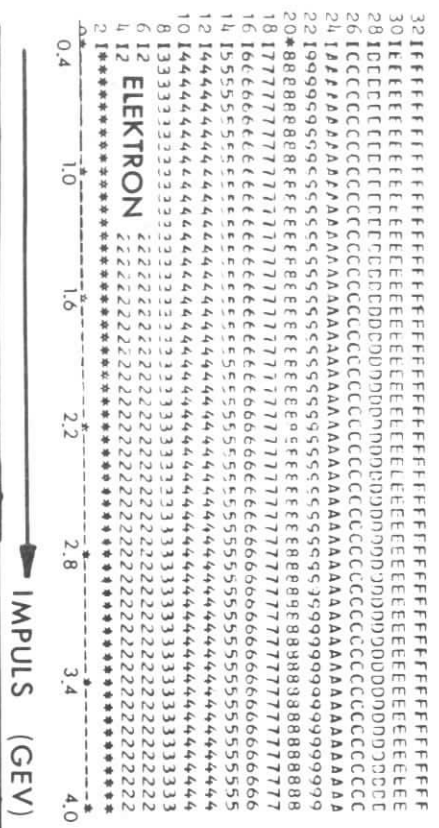
Die relativ einfache Optik der Cerenkovzähler erforderte wegen der großen Winkeldivergenzen einen Arbeitsdruck, der um 2 at höher als der Schwellendruck war. In Abb. 8 sind für  $\pi$ , K und p im oberen Teil die Intensität des erzeugten Cerenkovlichts nach der vereinfachten Beziehung

$$\text{Quantenanzahl} = 4\pi \frac{ze^2}{hc} \cdot \ell \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \left(1 - \frac{1}{\beta^2 n^2}\right) \frac{d\lambda}{\lambda^2} \sim \left(\frac{1}{\lambda_1} - \frac{1}{\lambda_2}\right) \sin^2 \Theta$$

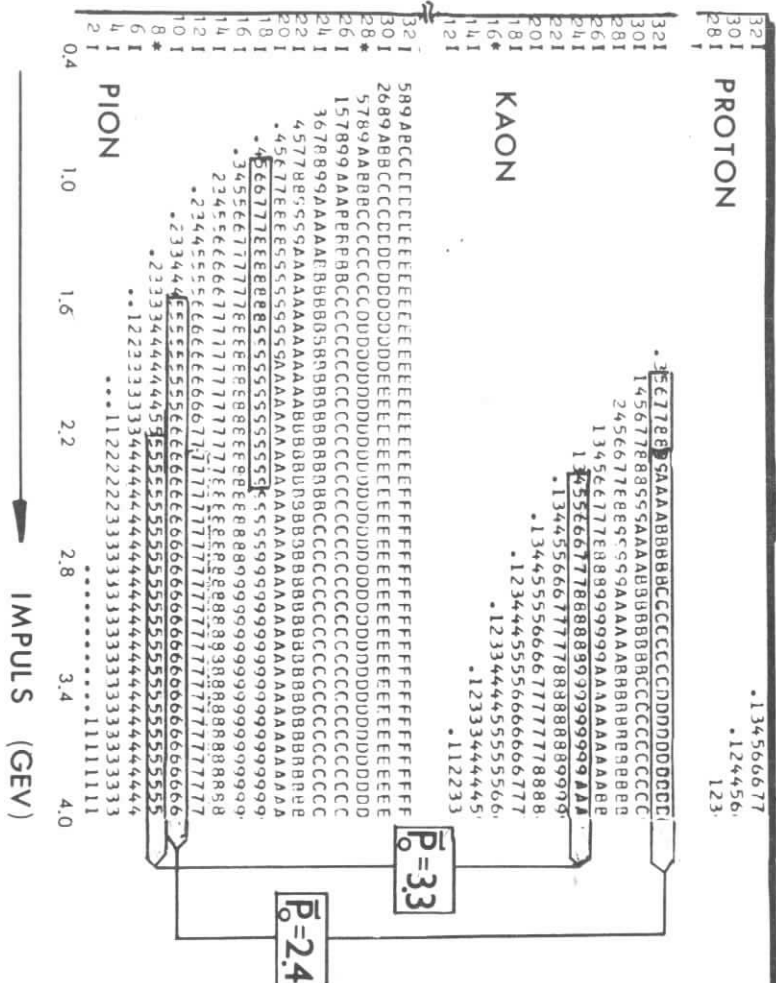
FRIGENGASDRUCK (ATA)



CERENKOVLICHT (rel. Einh.)



IMPULS (GEV)



CERENKOVWINKEL (Grad)

Abb. 8: Erzeugtes Cerenkovlicht in relativen Einheiten für e, π, K und p in Abhängigkeit von Impuls und Frigengasdruck (oben). Cerenkovwinkel in Grad für π, K, und p in Abhängigkeit von Impuls und Frigengasdruck (unten). Eingezeichnet ist für 3 zentrale Spektrometer  $p_0^+ = 3.3$  GeV,  $p_0^+ = 2.4$  GeV und  $p_0^+ = 1.3$  GeV die Impulsakzeptanz von C1 und C2 sowie der Zählerdruck für den Pion- und Kaonnachweis.

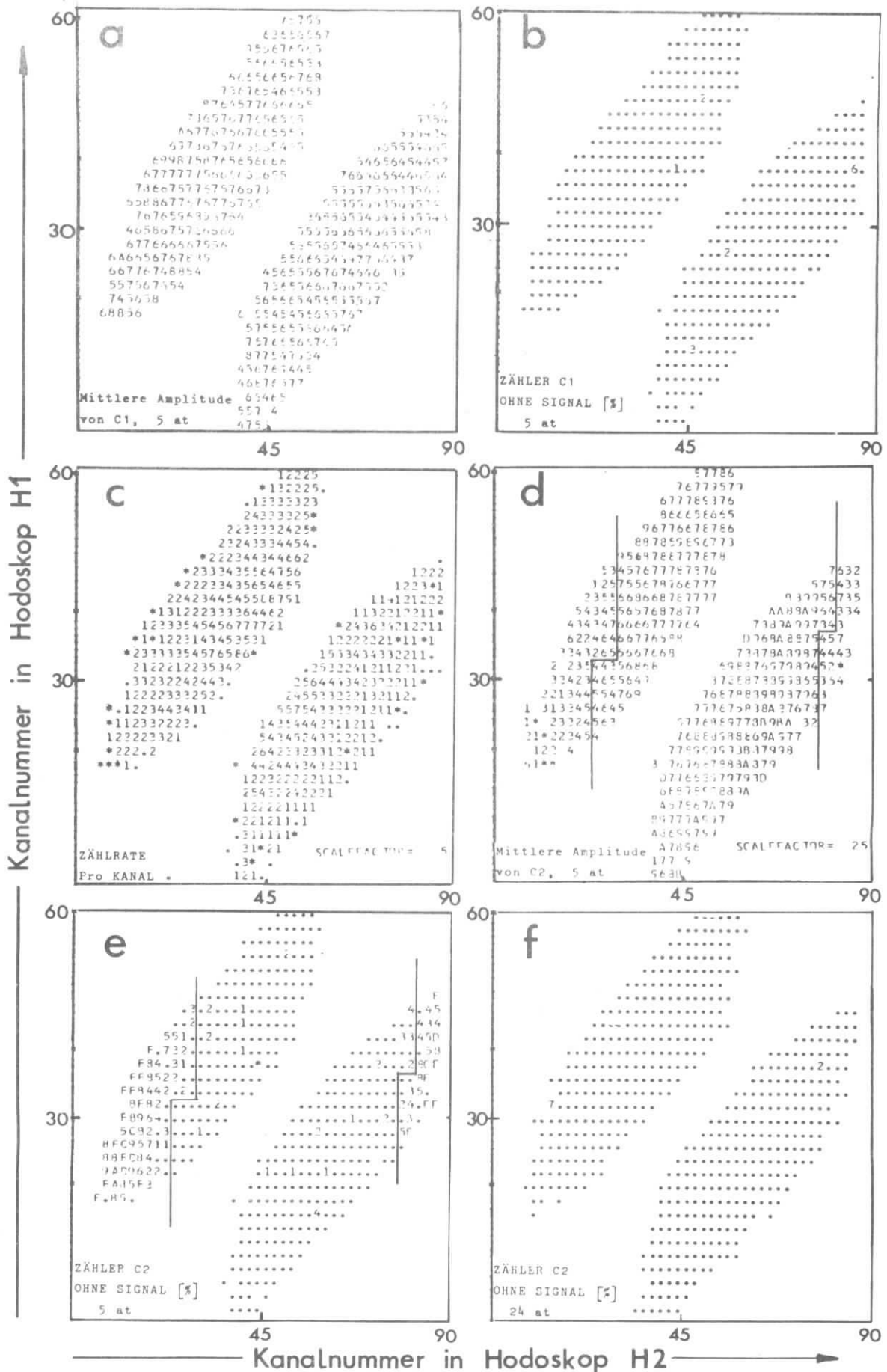


Abb. 9: Ansprechwahrscheinlichkeit und Amplitudenverteilung der Cerenkovzähler C1 und C2 in Abhängigkeit der Teilchentrajektorie H1-H2 für relativistische Elektronen. Die Punkte in b, e und f geben den Akzeptanzbereich an.

in relativen Einheiten und unten der Cerenkovwinkel  $\cos\theta = \frac{1}{n \cdot \beta}$  jeweils in Abhängigkeit vom Gasdruck und Teilchenimpuls dargestellt. Eingezeichnet sind weiter drei Impuls-Druck-Bereiche, bei denen Daten genommen wurden. Die maximale Änderung des Cerenkovwinkels beträgt für die  $\pi$ -Mesonen etwa 4 Grad und ist damit nicht größer als der Winkelbereich der Teilchen. Die Lichtsammlung an den Multipliekathoden ist von den Teilchenbahnen im Spektrometer abhängig. Die Zählerhälften vor und hinter der Reflektionsfolie sind nicht gleichwertig, da das im hinteren Zählerteil erzeugte Cerenkovlicht auf dem Weg zur Kathode eine zusätzliche Reflexion benötigt.

Abb. 9a zeigt die mittlere gemessene Multipliamplitude von C1 für relativistische Elektronen bei 5 at Frigen-Gasdruck in relativen Einheiten in Abhängigkeit von der Trajektorie durch H1 und H2. Die größten systematischen Änderungen für die Bereiche H1-Kanal um 45 und H2-Kanal um 20 bzw. 80 betragen etwa 25 %. In Abb. 9b ist für dieselben Teilchen der Zählratenverlust, (Ereignisse mit  $C1 = 0$ ) / (alle Ereignisse)  $\cdot 100$  in % dargestellt, der für alle H1-H2-Kanäle einen Mittelwert von 0.2 % ergibt.

Da der Zähler C2 nicht wie C1 zwischen, sondern hinter den Hodoskopen steht, liegen seine optisch ungünstigen Randzonen mit in der H1- und H2-Akzeptanz. In der Abb. 9d ist wiederum für relativistische Elektronen bei einem Druck von 5 at die mittlere C2-Amplitude in Abhängigkeit von den Trajektorien für den mittleren Teil des Triggers T2 dargestellt, wobei der für die Auswertung benutzte H1-H2-Cut mit eingezeichnet ist. Die Zählratenverteilung (Abb. 9c) über H1-H2 zeigt, daß der Mittelbereich zur Akzeptanz wesentlich mehr beiträgt als die Randzonen.

Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit von C2 ergibt sich innerhalb der Cuts nach Abb. 9e zu 99.5 %. Für alle mit Hilfe der Cerenkovzähler zu definierenden  $\pi$ - und K-Mesonen wurde der Cerenkovdruck so gewählt, daß die erzeugte Lichtmenge größer als bei diesen Testmessungen war, wobei Lichtabsorption bei hohem Frigen-Gasdruck berücksichtigt wurde. Eine obere Druckgrenze ergab sich für C1 (C2) durch den Schwellendruck von Kaonen (Protonen). Mit höherem Gasdruck erreichte der Zähler C2 auch in seinen Randzonen einen guten Wirkungsgrad (Abb. 9f).



III.1.2.2 Schauerzähler

Für den Schauer-Reichweitzähler wurde die Hadron-Elektron-Trennung in Ab-

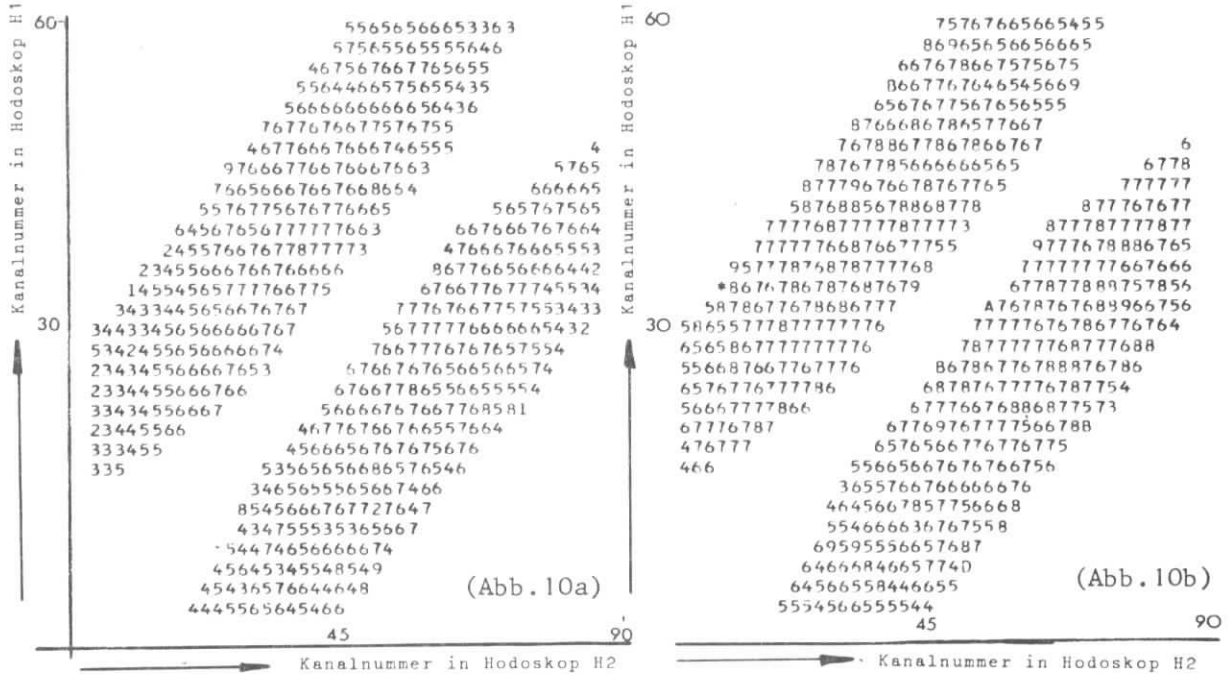


Abb. 10: Mittlere Schauerreichweite für Pionen ( $\vec{p} > 2.0 \text{ GeV}$ )  
 Mittlere Schaueramplitude für Pionen ( $\vec{p} > 2.0 \text{ GeV}$ )

hängigkeit von Impuls und der Trajektorie in den Hodoskopen H1-H2 untersucht. In Abb. 10a ist die mittlere Multiplieramplitude aus den ersten fünf Segmenten, in Abb. 10b die mittlere Reichweite jeweils für relativistische Pionen dargestellt. Zu berücksichtigen ist, daß die Diskriminatorschwellen für die Reichweitenbits vereinzelt Pionen in den Segmenten unterdrückten. In Abb. 11 ist für 4 Impulsbereiche Reichweite gegen Amplitude von Pionen und Elektronen aufgetragen, wobei das Verhältnis von Anzahl der Hadronen zu Elektronen je nach Impulsbereich verschieden ist. Über einen Untergrund von Kernwechselwirkung im Schauerzähler sieht man drei getrennte Gebiete. Um den Amplitudenkanal 4 sind Elektronen, die den Zähler wegen ihrer schrägen Trajektorie schon nach wenigen Segmenten verlassen. Die kleine transversale Ausdehnung der Schauer kann die Reichweite nur wenig vergrößern. Die anderen beiden Bereiche sind die mehr oder weniger voll durch den Zähler fliegenden Hadronen mit impulsunabhängiger Amplitude um den Kanal 10, sowie die Elektronen, deren Schauererhöhung bis etwa 3 GeV linear ansteigt. Für den Impuls  $< 1.3 \text{ GeV}$  sieht man für die Elektronen einen Rückgang in der Reichweite, die Schaueramplitude liegt aber

SCHAUERREICHWEITE

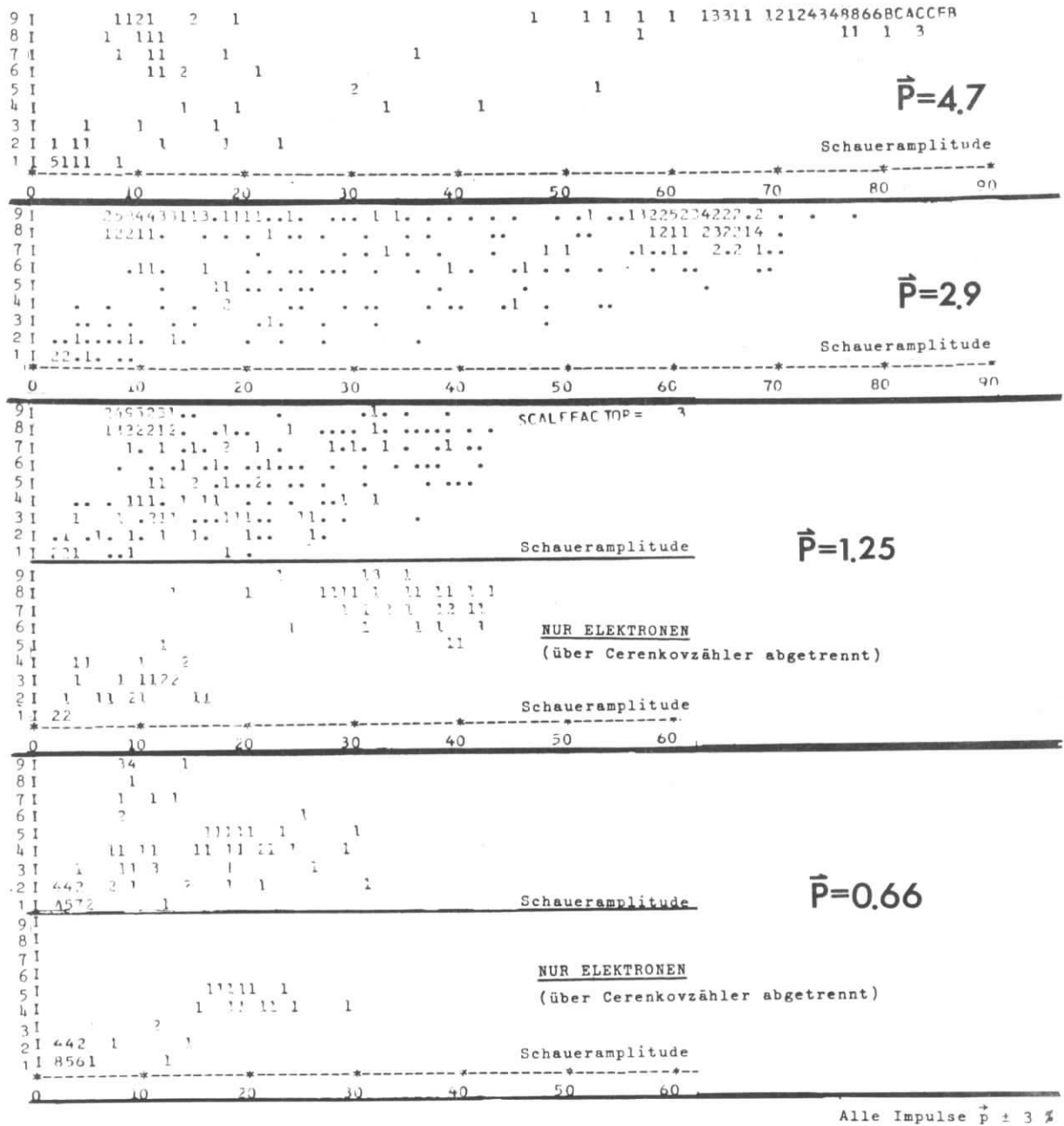
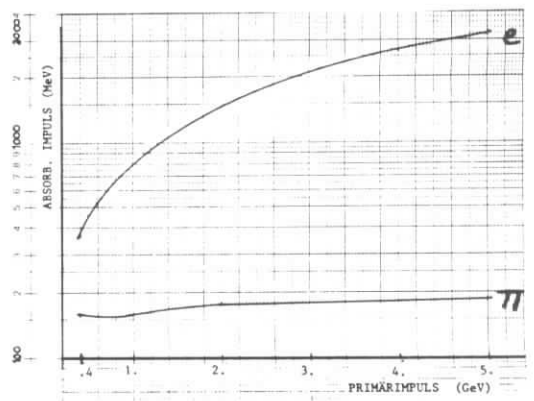


Abb. 11: Schauerreichweite gegen Schaueramplitude für verschiedene Impulsbereiche

Abb. 12: In den ersten 5 Schauersegmenten absorbiertes Impuls



bis zu Impulsen von 0,4 GeV noch immer über dem hadronischen Peak, was besonders deutlich wird, wenn man die Elektronen über die Cerenkovzähler abtrennt.

In Abb. 12 ist nach Rechnungen von Völkel (VÖL 67) der in den ersten 5 Schauersegmenten absorbierte Impuls in Abhängigkeit des Primärimpulses für Pionen und Elektronen dargestellt. Die horizontale Schauerausdehnung ist vernachlässigt. Messung und Theorie stimmen deshalb nur näherungsweise überein.

### III.1.2.3 Hodoskopansprechwahrscheinlichkeit

Eine verminderte Ansprechwahrscheinlichkeit der beiden großen Zähler 1 und 2 (Abb. 3) in den modifizierten Gray-Code-Kammern geht infolge der geforderten Koinzidenz mit den restlichen 4 Zählern voll als Zählratenverlust ein. Arbeiten dagegen die vier kleineren Zähler nicht optimal, hat man nur für die Kanäle mit 2 Multipliern den gleichen Effekt, in den meisten Fällen also lediglich eine Fehlcodierung, die bei den Zählern mit der feinsten Unterteilung nur einen Kanal, bei den Zählern aus einem Szintillatorstreifen maximal 14 Kanäle betragen kann.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit dieser beiden Zählergruppen ließ sich aus Messungen mit relativistischen Elektronen bei guter Statistik wie folgt bestimmen:

Für die beiden großen Zähler betrachtet man alle Kanäle, bei denen in einem Hodoskop die Zähler 3, 4, 5 und 6 ein Signal lieferten und prüft, ob einer der beiden zur Kammer gehörenden Zähler 1 und 2 angesprochen hat.

Alle fünf Kammern lieferten Werte zwischen 99,5 und 100% bei einem Mittelwert von 99,80. Umgekehrt kann man für alle Teilchen, bei denen in jedem Hodoskop in nur einer Kammer der Zähler 1 oder 2 ein Teilchen registrierte, mindestens einen der dazugehörigen Zähler 3, 4, 5 und 6 fordern. Man erhält als Gesamtansprechwahrscheinlichkeit für diese Zähler einen Wert von 99,83%.

### III.2 Inelastische Koinzidenzmessungen

Die Spektrometermittelwerte von Elektron und Photon, sowie die mit der einen Einstellung akzeptierten schmalen Bereiche in  $W$ ,  $q^2$  und  $\epsilon$  sind in der Tab. 1 zusammengefaßt.

Tabelle 1: Kinematische Werte

Energie des einlaufenden Elektrons	$E_1 = 6,461 \text{ GeV}$
Energie des gestreuten Elektrons	$E_4 = 2,643 \text{ ''}$
Elektronstreuwinkel	$\theta_4 = 14,95^\circ$
Winkel des virtuellen Photons	$\theta_3 = 9,90^\circ$
Viererimpulsübertrag	$q^2 = 1,156 \text{ GeV}^2$
Impuls des virtuellen Photons	$ \vec{q}  = 3,966$
Polarisation des virt. Photons	$\varepsilon = 0,681$
Scaling Variable	$\omega = 6.2$
Masse des hadronischen Systems	$W = 2,625 \text{ GeV}$
equivalente Photonenergie	$K = 3,202 \text{ GeV}$
Anzahl der virtuellen Photonen pro gestreutes Elektron, Raum- winkel und Impulsintervall	$\Gamma_t = 1.313 \cdot 10^{-3} \text{ GeV sr}$
	$2,55 < W < 2,68$
	$1.05 < q^2 < 1.28$
	$0,65 < \varepsilon < 0,70$

Der zentrale Spektrometerimpuls des Hadronspektrometers wurde von 0,532 GeV in 20%-Schritten bis auf 3,390 GeV erhöht, um den gesamten nach unten durch Zählermaterie und Untergrund, nach oben kinematisch begrenzten Impulsbereich mit optimaler Impulsauflösung zu überstreichen. Um aus den inklusiven Impulsspektren auch Zweiteilchenendzustände wie  $\pi^+ n$ ,  $K^+ \lambda$  und  $\pi \Delta$  abtrennen zu können, wurden Einstellungen, deren zentraler Spektrometerimpuls weitgehend diesen Reaktionen entsprach, mit besserer Statistik gemessen.

Die zugelassene Primärstrahlintensität von 80 nA bei großen und 12 nA bei kleinen zentralen Spektrometerimpulsen richtete sich nach dem Verhältnis von zufälligen zu guten Koinzidenzen, das aus den On-line-Flugzeitdisplays abgeschätzt, nie größer als  $\sim 0,2$  sein durfte.

#### IV. AUSWERTUNG

Zur Gewinnung der inklusiven Meson-Wirkungsquerschnitte muß die auf Band für jedes Ereignis einzeln abgespeicherte logische Zählerinformation in die Laborimpulse und -winkel von Elektron und "Koinzidenzteilchen" transformiert werden. Es folgt der Versuch, das gemessene Teilchen zu identifizieren und möglichst alle zum Elektron echten Koinzidenten  $\pi^-$  und K-Mesonen abzutrennen. Die Wirkungsquerschnitte ergeben sich schließlich durch Normierung auf die Ladungsmenge, Targetlänge und die über Monte-Carlo-Rechnungen bestimmte Spektrometerakzeptanz.

##### IV.1 Datenreduktion

Um mehr Information über Zufallskoinzidenzen, Zähleransprehwahrscheinlichkeiten und unbeabsichtigte Veränderungen in der Apparatur zu haben, werden bei der Datennahme auch von der Logik unterdrückbare schlechte Ereignisse abgespeichert. Das sind vor allem Elektronen ohne koinzidentes Hadron und Hadronen mit unvollständiger Information in den Impuls-Winkelhodoskopen H1 und H2. Diese, sowie Ereignisse, bei denen das Elektron keinen Impuls- oder Vertikalwinkelzähler traf, wurden im 1. Schritt aussortiert. Elektronen mit mindestens zwei getroffenen Zählern in einem oder mehreren Hodoskopen unterlagen einer speziellen Behandlung (s. Kap. IV.3.1).

Aus Monte-Carlo-Rechnungen gewonnene Datensätze, die für jede Zählerkombination in beiden Spektrometern Mittelwerte von Impuls, vertikalem und horizontalem Winkel, sowie die Spektrometerakzeptanzen angaben, ermöglichten eine schnelle Berechnung der Streukinematik für jedes Ereignis. Die Impuls- und Winkelmatrizen entsprachen der mittleren Elektron-Streuenergie bzw. einem Pionimpuls von 1.5 GeV für die Mesonen. Vielfachstreuung, Targetausdehnung, Zählerflächen und andere Ursachen führten zu verwaschenen Akzeptanzgrenzen. Bei der Querschnittsberechnung wurden für experimentelle und Monte-Carlo-Ereignisse deshalb identische Cuts für Impuls und Winkel angebracht.

##### IV.2 Trennung der $\pi$ und K-Mesonen

Zu jedem bis hier im Hadronspektrometer akzeptierten Teilchen wurde über die bekannten Größen Cerenkovdruck, Impuls und Winkel die erzeugte Cerenkovlichtmenge von Proton, Kaon und Pion berechnet und sodann entschieden, wie die beiden Gaszähler zur Hadronidentifikation zu fordern waren.

Deren Information lag über die Bits des gemixten Signals (Schwelle = 100 mV) und der Einzelsignale (Schwelle = 100 mV), sowie als ADC-Amplitude (Schwelle = 20 mV) vor. War die berechnete Quantensumme über der durch die Testmessungen bestimmten Schwelle von 400 Photonen, entsprechend einer Ansprechwahrscheinlichkeit größer 99,5% (gleich Null), so mußten mindestens zwei Signale eines Detektors für den positiven (negativen) Nachweis verschieden (gleich) Null sein. Forderte man alle drei, so veränderten sich die Raten um weniger als ein Prozent. Für schnelle Pionen wurde entsprechend obigen Bedingungen immer C1 verlangt, sowie zusätzlich C2, wenn das Teilchen in dessen verkleinerter Akzeptanz (s. Kap. III.1.2.1) lag. Die Koinzidenzforderung unterdrückte damit Protonen, die über Kernwechselwirkung oder  $\delta$ -Elektronen in C1 ein Pion vortäuschten. Das zweidimensionale C1-C2-Amplitudenspektrum in Abb. 13 läßt für verschiedenen Pionimpuls und Zählerdruck keinen merklichen Zählratenverlust erwarten. Zu berücksichtigen ist, daß C2 bei großen Multipliersignalen begrenzt. Im Impulsbereich zwischen 0,6 und 0,9 GeV diente C2 je nach Betriebsdruck zum Pionnachweis oder als Antizähler gegen Leptonen.

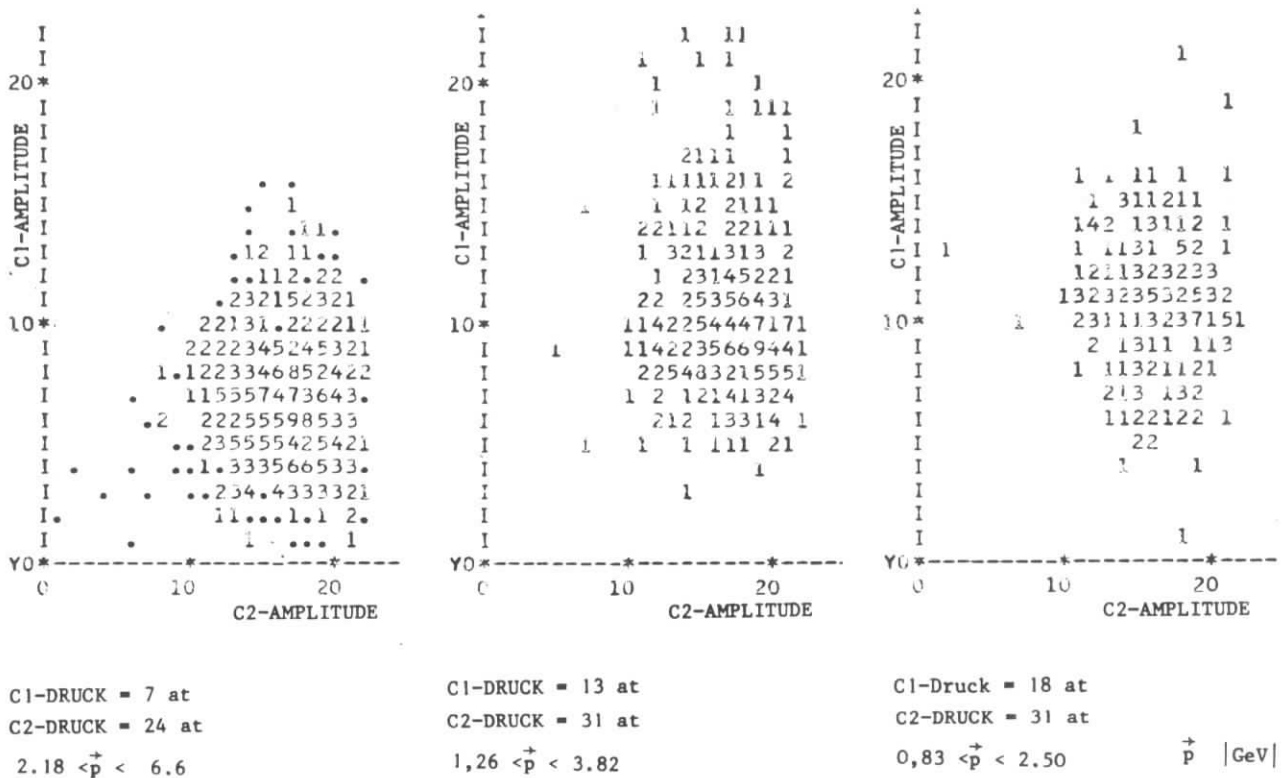


Abb. 13: AMPLITUDEN SPEKTREN DER CERENKOVZÄHLER C1 UND C2 FÜR PIONEN

Für Kaonen mit Impulsen  $> 1.9$  GeV wurde C2 mit C1 als Antizähler gefordert.

Nach Einarmmessungen war das Verhältnis aus Lepton- zu Pionrate im Impulsbereich zwischen 0.4 und 4. GeV für positive Polarität kleiner als 0.5 %, bei negativer Ladung dagegen von der gleichen Größenordnung. Da der Ereignisan- teil für Kernwechselwirkung eines Pions innerhalb der ersten fünf Schauer- segmente größer war als die Positronenrate, wurden bei positiver Spektrome- ter-Polung nur Teilchen als Pionen verworfen, deren Schaueramplitude den mittleren Wert von 2-GeV-Leptonen übertraf. Die negativen Pionen unterlagen dagegen einem an die Testmessungen angepaßten impulsabhängigen Schauercut. Das wichtigste Kriterium für eine Trennung von koinzidenten Hadronen und Un- tergrund, sowie für die Hadronidentifikation bei kleinen Impulsen, war die Flugzeitmessung (TOF) zwischen einem Hadronzähler und dem Elektrontrigger.

In Abb. 14 ist die mit Zähler T2 und C2 jeweils gegen den Elektronentri- gger gemessene Flugzeit für positiv geladene Teilchen mit einem Impuls größer als 2,5 GeV aufgetragen. Es zeigt sich, daß die Verteilung der koinzidenten Pionen über einen intensitäts- und impulsabhängigen Untergrund von zufälligen Koin- zidenzen zwischen den beiden Spektrometern liegt, Zufällige mit guter Trajek- torie im Hadronspektrometer selbst dagegen kaum vorhanden sind.

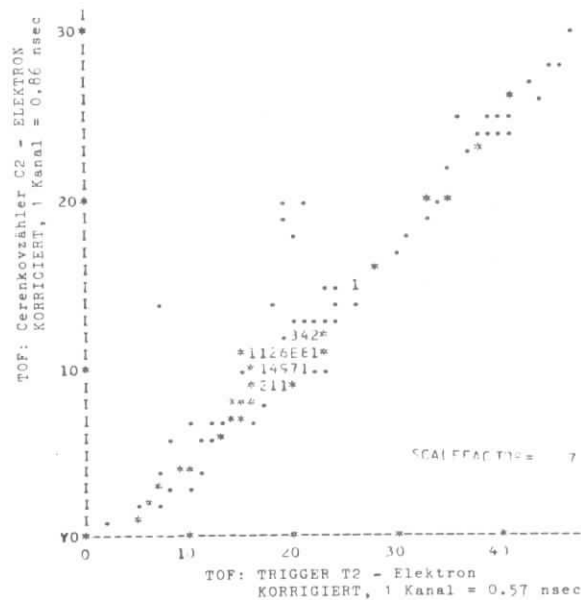


Abb. 14: Flugzeit von relativistischen  $\pi^+$  gegen  $e^-$ . Aufgetragen sind die auf Multipliamplituden und die Zählergeometrie korrigierten Werte des Cerenkovzählers C2 gegen den Triggerzähler T2.

Da die schlechten Koinzidenzen innerhalb der Gatezeit ziemlich gleichmäßig verteilt sind, wurde für jede Spektrometereinstellung die mittlere Zufälligenrate pro ADC-Kanal bestimmt und die Zählrate in den für gut erklärten TOF-Kanälen entsprechend reduziert. Das Flugzeitspektrum der koinzidenten Teilchen konnte durch eine Korrektur verbessert werden, die für die Szintillationszählertrigger bei (KOR 72) beschrieben ist. Da die Zeitauflösung des unkorrigierten Zählers C2 etwa gleich der des korrigierten Trigger-Zählers T2 ist und sich außerdem für den Cerenkovzähler unter Ausnutzung seiner Multipliamplituden und des Teilchenorts (H1-H2-Kanal) noch leicht verbessern ließ, wurde für die Flugzeitmessung der Mesonen C2 benutzt, sofern das Teilchen innerhalb der zulässigen Akzeptanz lag. Für die in Abb. 14 dargestellte korrigierte Auflösung lagen bei C2 über 99 % aller Pionen innerhalb von 3,42 nsec, bei T2 dagegen nur etwa 97 %. Eine Verbesserung sollte möglich sein, wenn durch ein zweites horizontal auflösendes Hodoskop im Elektronspektrometer der Wechselwirkungspunkt des Elektrons im Trigger und Target gemessen werden könnte.

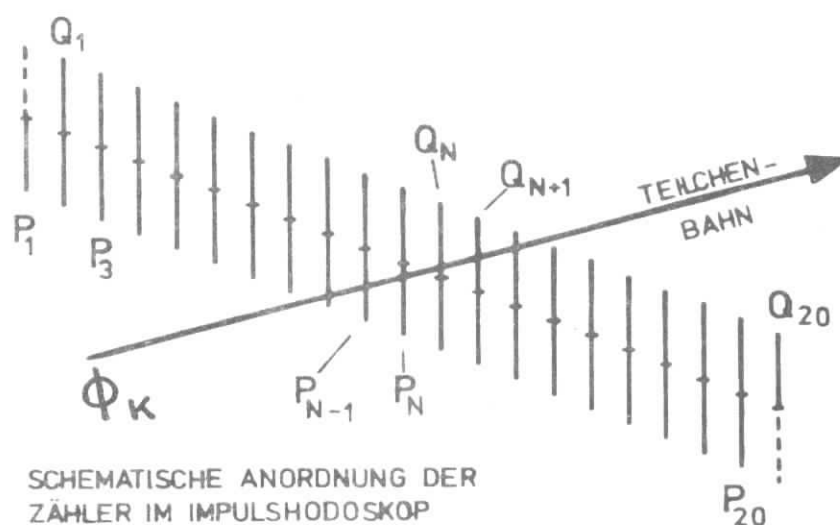
#### IV.3 Korrekturen

##### IV. 3.1 Mehrdeutige Elektronereignisse

Die Zufälligenrate ist im Elektronspektrometer durch die 6-fach-Koinzidenzforderung und die massive Eisenabschirmung vernachlässigbar klein. Bei etwa 25 % der Elektronen sprach in den beiden Winkelhodoskopen und dem Impulshodoskop mehr als jeweils ein Zähler an, so daß Trajektorie und Teilchenenergie ohne zusätzliche Hilfsmittel nicht bestimmbar waren. Diese "Vielfachen" beruhen hauptsächlich auf Elektronenschauern und  $\delta$ -Elektronen durch das gestreute Elektron, die außerhalb der Apertur im magnetischen Transportsystem, sowie beim Durchtritt der Zählermaterie entstehen.

Mehrdeutige Elektronereignisse, deren primär gestreutes Elektron außerhalb der Spektrometerakzeptanz liegt, müssen abgetrennt und verworfen, die anderen in den Wirkungsquerschnitt eingehenden Vielfachen auf jeweils einen Zähler in den drei Hodoskopen reduziert werden.



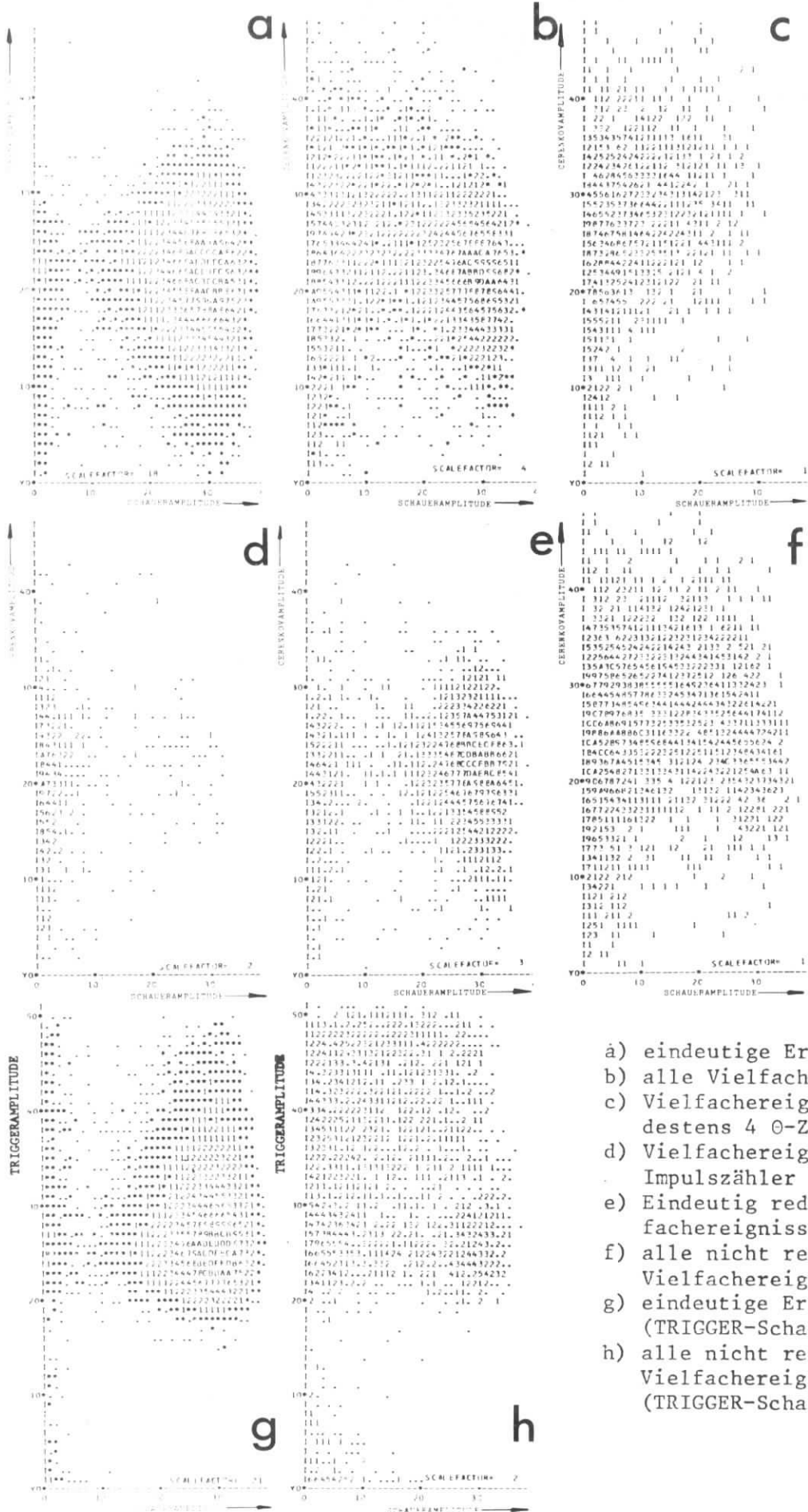


Es bieten sich dazu zwei Hilfsmittel an:

- die Anordnung der Impuls und Richtung definierenden Zähler und
- die Multipliamplituden der teilchendifinierenden Zähler.

Nach obiger Skizze welche die Impulszähler zeigt, müssen zu jeder  $\Phi_K-(PQ)_N$  Kombination je nach  $K$  und  $N$  bestimmte Zähler  $P_N, P_{N-1}, P_{N-2} \dots$  und  $Q_N, Q_{N+1}, Q_{N+2} \dots$  ansprechen. Es wurden deshalb für etwa 100000 Elektronen mit eindeutiger Trajektorie in allen drei Hodoskopen, sowie richtiger Pulshöhe im Schauer-, Cerenkov- und Triggerzähler (Abb. 15a, 15g) die kleinste und die größte Anzahl von  $P$  und  $Q$ -Zählern festgestellt. Die Differenz betrug im Mittel wegen der endlichen Zählerbreite, Vielfachstreuung und Targetausdehnung jeweils 3 Zähler.

Als Beispiel sind in der Tab. 2 links die zu 23803 eindeutigen Ereignissen gemessenen 7999 mehrdeutigen Elektronen nach ihrer Multiplizität in den drei Hodoskopen dargestellt. Man sieht, daß hohe Multiplizität im Theta-Hodoskop nicht allein, sondern in Verbindung mit dem räumlich nahen  $\Phi$ -Hodoskop auftritt, während die etwa 2 m lange, hinter dem Cerenkovzähler stehende Impulszählerbank von den elektromagnetischen Schauern wenig getroffen wird. Ein weiteres Indiz dafür, daß diese Teilchen außerhalb der Akzeptanz vor den Hodoskopen entstanden sind, sind die kleinen Amplituden im Schauerzähler (Abb. 15c).



- a) eindeutige Ereignisse
- b) alle Vielfachereignisse
- c) Vielfachereignisse mit mindestens 4  $\Theta$ -Zählern
- d) Vielfachereignisse ohne Impulszähler
- e) Eindeutig reduzierte Vielfachereignisse
- f) alle nicht reduzierbaren Vielfachereignisse
- g) eindeutige Ereignisse (TRIGGER-Schauer)
- h) alle nicht reduzierbaren Vielfachereignisse (TRIGGER-Schauer)

Abb. 15: Amplitudenspektren von Cerenkovzähler gegen Schauerzähler (a-f) und Triggerzähler gegen Schauerzähler (g und h) für eindeutige und nicht eindeutige Elektronenereignisse

Alle Ereignisse

Nicht eindeutig reduzierbare Ereignisse

		Angesprochene Impulszähler →						Angesprochene Impulszähler					
		1	2	3	4	5	≥6	1	2	3	4	5	≥6
+Phi-Multipl.	1	23803	1801	387	165	79	158	0	0	4	32	21	20
	2	1633	142	22	19	9	16	328	33	7	9	5	3
	3	97	21	6	3	1	2	21	12	3	0	1	1
	4	12	4	3	1	0	1	5	4	3	1	0	0
	5	6	1	1	1	1	2	2	1	2	2	0	0
	≥6	12	3	3	3	0	1	0	7	1	0	1	0
	1 Theta-Zähler angesprochen												
+Phi-Multipl.	1	652	60	19	7	1	4	56	6	1	4	2	0
	2	145	21	14	5	2	4	39	5	7	3	1	4
	3	32	21	12	8	4	3	22	16	9	4	4	2
	4	25	13	7	3	1	7	20	6	4	4	2	3
	5	11	10	2	8	3	6	9	8	7	7	1	3
	≥6	26	19	15	9	8	7	13	17	9	10	7	4
	2 Theta-Zähler angesprochen												
+Phi-Multipl.	1	45	6	2	3	2	1	22	5	1	1	1	1
	2	37	12	7	2	3	2	29	10	6	3	2	2
	3	31	18	10	7	1	2	32	19	9	6	1	2
	4	49	29	10	11	6	3	48	21	11	9	5	2
	5	43	22	15	8	3	11	36	18	14	7	2	11
	≥6	94	57	41	40	21	24	61	54	40	36	18	20
	3 Theta-Zähler angesprochen												
+Phi-Multipl.	1	7	6	3	1	1	0						
	2	16	9	3	1	1	1						
	3	25	9	10	7	3	3						
	4	36	20	10	7	4	7						
	5	38	22	10	11	4	3						
	≥6	163	127	76	49	29	35						
	4 Theta-Zähler angesprochen												
+Phi-Multipl.	1	2	1	1	1	0	0						
	2	3	1	0	1	0	0						
	3	7	6	5	0	2	2						
	4	18	10	7	0	0	2						
	5	21	7	10	2	2	1						
	≥6	171	116	74	50	18	33						
	5 Theta-Zähler angesprochen												
+Phi-Multipl.	1	0	0	0	0	0	0						
	2	1	0	0	0	1	0						
	3	0	2	1	0	2	0						
	4	7	1	2	1	0	0						
	5	5	5	1	0	0	1						
	≥6	49	35	27	19	11	9						
	6 Theta-Zähler angesprochen												

Tabelle 2: Häufigkeitsverteilung der pro Ereignis angesprochenen Impuls-, Phi- und Thetazähler.

Es erschien deshalb sinnvoll, alle mehrdeutigen Ereignisse mit mehr als 3 Theta-Zählern von vornherein zu verwerfen. Zuerst wurde geprüft, ob Vielfache in den Theta-Zählern nur ein Cluster bilden, dessen Schwerpunkt dann den horizontalen Winkel definierte. War das nicht der Fall, war das Ereignis nicht reduzierbar.

Für die weitere Behandlung wurde die bereits oben erwähnte Beziehung zwischen den  $\phi$ - und PQ-Zählern benutzt und so bei Ereignissen mit nur einem  $\phi$  alle (PQ) verworfen, deren P- bzw. Q-Kombination nicht den Forderungen genügte. Ereignisse im  $\phi$ -Hodoskop mit nur einem Impulszähler (PQ) erlaubten den Ausschluß von  $\phi$ -Zählern, wenn zu wenig oder zu viele P-Q-Einzelzähler angesprochen hatten. In der Tab. 2 sind auf der rechten Hälfte die verbleibenden in mindestens einem der Hodoskope mehrdeutigen Elektronenereignisse aufgeführt. Dabei werden Ereignisse mit nur einem, maximal 3 Zähler umfassenden Cluster pro Hodoskop, als reduziert betrachtet.

Ein Test für die Güte des Verfahrens ist die Cerenkov-Schauer bzw. Trigger-Schaueramplitudenverteilung für die eindeutig gemachten und die nicht reduzierbaren Ereignisse in der Abb. 15. Bringt man im Schauerspektrum entsprechend der Amplitudenverteilung für gemessene eindeutige Teilchen einen Cut an, so ergibt sich, daß von den 25,2 % Vielfachelektronenereignissen 13,6% eindeutig gemacht werden können (Abb. 15c), von denen etwa 90 % eine gute Schauer- und Cerenkovamplitude haben. 9,2% sind nicht reduzierbar (Abb. 15f, 15h), liegen aber bis auf 0,5 % außerhalb der Akzeptanz, wie auch 2,4 % ohne guten Impulszähler PQ (Abb. 15d). Insgesamt müssen also nur etwa 0,5 % von allen Ereignissen als nicht reduzierbar am Wirkungsquerschnitt durch eine Korrektur berücksichtigt werden.

#### IV. 3.2 Mehrdeutige Hadronereignisse

Ereignisse, bei denen mehr als ein Teilchen beide Hodoskope durchquert, werden bis auf den Fall, daß in H1 und H2 nur immer einer der großen Kammer-szintillatoren 1 oder 2 (Abb. 3) getroffen wird, als solche erkannt und als Korrektur am Wirkungsquerschnitt berücksichtigt. Das gleiche gilt für Hadronen, bei denen durch Anstoßelektronen, Kernwechselwirkung oder  $\gamma$ -Quanten in einem der beiden Hodoskope zusätzlich einer der Zähler 1 oder 2 ein Signal hatte. Spricht dagegen durch derartige Wechselwirkung nur einer der Zähler 3 bis 6 zusätzlich an, so wird dem Hadron infolge der Fehlcodierung (nicht er-

kennbar) ein falscher Impuls zugeordnet. Diese Fehlcodierung beträgt für den Kammerzähler mit der feinsten Unterteilung im Mittel ein Kanal, für die Zähler (3), |5| und {6} dagegen (1.9), |3.9| und {7.3} Kanäle. Im Mittel haben derartige Ereignisse eine Impulsverschiebung von 10 %. Die Korrektur für die Vielfachereignisse ergab sich als impulsunabhängig, war aber für die  $\pi^+$  und  $\pi^-$  wegen des verschiedenen Leptonuntergrundes nicht gleich. Für  $K^\pm$  ist die Korrektur wegen der geringeren Wahrscheinlichkeit für Anstoßelektronen kleiner. In Tab. 3 sind alle Korrekturen für Vielfache angegeben.

#### IV.3.3 Zufällige, Totzeit

Die Zufälligenrate zwischen den beiden Spektrometern vergrößerte sich für  $\pi^+$  von 1 % für Impulse  $\vec{p} > 3$ . GeV bis auf 17 % bei  $\vec{p} \sim 0.5$  GeV. Die Korrektur dieser Ereignisse ist in Kap. IV.2 beschrieben. Die Zufälligenrate im Hadronspektrometer zwischen den beiden Triggerzählern, mindestens 4 Hodoskopzählern und mindestens einem Cerenkovzähler (d.h. innerhalb einer 7-fachen Koinzidenz) war für Mesonen kleiner als 1 %.

Die Einzelrate der Hadrontrigger T1 und T2 für die Totzeitbestimmung der Apparatur wurde aus der Zufälligenrate und der Koinzidenzauflösung dieser beiden Zähler berechnet. Es ergab sich eine Abhängigkeit der Totzeit vom gewählten zentralen Spektrometerimpuls proportional der ansteigenden Primärstrahlintensität.

#### IV.3.4 Anstoßelektronen

Ein Kaon (Proton) kann als Pion (Kaon) interpretiert werden, wenn der Cerenkovzähler C1 (C2) durch Anstoßelektronen ein Signal liefert. Nach Rossi (ROSS) beträgt die Wahrscheinlichkeit  $W(E_\delta)$  für die Erzeugung eines Anstoßelektrons mit der Energie  $E_\delta \pm \frac{dE_\delta}{2}$  durch ein Meson der Geschwindigkeit  $\beta$

$$W(E_\delta) = C(\rho, \frac{z}{A}) \frac{1}{\beta^2} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} \left( 1 - \beta^2 \frac{E_\delta}{E_{\delta \max}} \right)$$

wobei C das Medium beschreibt und  $E_{\delta \max}$  die maximale Elektronenergie ist. Der Polarwinkel  $\theta$  zwischen dem Meson und dem Elektron ergibt sich kinematisch in guter Näherung zu  $\cos\theta = \frac{1}{\beta^2} \frac{E_\delta - me}{E_\delta + me}$  und damit auch  $E_{\delta \max}$

bei  $\beta = 0$ . Die minimale Elektronenergie für Cerenkovlichterzeugung ist durch den Brechungsindex gegeben.

Die Wahrscheinlichkeit, sowie die zu erwartende Lichtmenge für Anstoßelektronen durch Kaonen und Protonen in Abhängigkeit von Impuls und Gasdruck bestimmte ein Programm, daß  $dE_{\gamma}$  in MeV-Schritten berechnete. Das Lichtverhältnis aus Kaonanstoßelektronen zu Pionen ergab für alle Einstellungen des Zählers C1 eine obere Grenze von 0.03. Wegen der Diskriminatorschwelle kann deshalb eine Fehlinterpretation von Kaonen als Pionen ausgeschlossen werden, zumal die optisch ungünstige Richtung des Cerenkovlichtes nicht berücksichtigt ist.

Für den Zähler C2 mit seinem wesentlich größeren Gasdruck ergab sich für das Lichtverhältnis aus Protonanstoßelektronen zu Kaonen ein oberer Wert von 0.1. Da für eine Einstellung des zentralen Spektrometerimpulses das erzeugte Kaonlicht je nach Impuls stark variierte, wurden Kaonereignisse, deren berechnete Amplitude um mehr als einen Faktor 10 über der gemessenen lag, als Deltaelektronen verworfen ( 2 % aller Ereignisse mit C1 = 0, C2  $\neq$  0).

#### IV.3.5 $\pi$ und K-Zerfall

Mesonen, die vor dem Trigger T2 und dem Hodoskop H2 zerfallen, läßt sich in fast allen Fällen kein eindeutiger Impuls zuordnen. Für den Kaonzerfall im Cerenkovzähler C2 in  $\mu\nu$  (63.8 %) und  $\pi\pi^0$  (21 %) wird wegen der großen Impulse und Teilchenmassenunterschiede das Ansprechen des Zählers nicht unterdrückt (Abb. 8). Entsprechendes gilt für den Pionzerfall in  $\mu\nu$ . Die Pion- und die Kaonwirkungsquerschnitte wurden deshalb entsprechend dem bekannten Zerfallsgesetz für die Strecke zwischen T2 und Target von 7.8 m in Abhängigkeit des Impulses korrigiert. Diese lag für  $\pi^{\pm}$  zwischen 0.5 % und 26.7 %, für  $K^{\pm}$  im Bereich von 29,7 % bis 65,7 %.

#### IV. 3.6 Zusammenfassung aller Korrekturen

In der Tab. 3 sind alle Korrekturen zusammengefaßt. Für das Elektronspektrometer, das Target und die Ladungsmessung finden sich Einzelheiten bei (KOR 72).

## Korrekturen im Elektronenspektrometer

### Ansprech- und Spaltverluste:

Impulshodoskop	0.35 ± 0.15	%
Horizontalwinkelhodoskop	0.2 ± 0.1	%
Vertikalwinkelhodoskop	0.2 ± 0.1	%

### Ansprechverluste:

Cerenkovdetektor	0.1 ±	%
Schauerdetektor	0.3 ±	%

### Korrekturen für Vielfache:

0.5 ± 0.5 %

### Akzeptanzberechnung:

0 ± 1.0	%
+ 1.7 ± 1.1	%

## Teilenunabhängige Korrekturen im Hadronspektrometer

### Ansprechverluste:

H1 vordere Szintillatoren	0.1 ± 0.1	%
hintere Szintillatoren	0.05 ± 0.05	%
H2 vordere Szintillatoren	0.1 ± 0.1	%
hintere Szintillatoren	0.05 ± 0.05	%

T1 und T2 0.25 ± 0.25 %

### Bestimmung der Akzeptanz

0 ± 1.5	%
+ 0.6 ± 1.5	%

## Teilchenabhängige Korrekturen im Hadronspektrometer in %

	$\pi^+$	$\pi^-$	$K^+$
Vielfache	9.6±2.0	13.0±3.0	6.0±2.0
Cerenkovverluste	0.5±0.3 (C1+C2)	0.5±0.3 (C1+C2)	0.4±0.2 (C2)
Totzeitverluste			
$\vec{p}$ [GeV]	(0.92 · $\vec{p}$ + 0.6) ± 1.0	(1.45 · $\vec{p}$ + 2.4) ± 1.5	(0.58 · $\vec{p}$ + 0.4) ± 0.7

## Allgemeine Korrekturen:

Leertarget	-2.6 ± 1.	%
Targetlänge und Targetdichte	0. ± 1.0	%
Ladungsbestimmung	0. ± 2.0	%
	-2.6 ± 2.4	%

Tabelle 3: Korrekturen und Fehler

#### IV.4 Inklusive Wirkungsquerschnitte

Die Impulsverteilung der in diesem Experiment im Photonfragmentationsbereich bei sehr kleinen Transversalimpulsen gemessenen Mesonen wird durch die invariante Funktion

$$F(x, p_{\perp}^2) = \left\langle \frac{E}{p^2} \right\rangle \frac{d^2G}{d\Omega dp} = \frac{1}{\pi} \left\langle \frac{E}{p_{\max}^*} \right\rangle \frac{d^2G}{dx dp_{\perp}^2}$$

in Abhängigkeit von  $x = \frac{p_{\perp}^*}{p_{\max}^*}$  beschrieben.

Der mittlere akzeptierte Transversalimpuls  $\langle p_{\perp} \rangle$  ist in dieser Meßanordnung proportional zum Laborimpuls  $p$  (GeV) und im hier erreichten Meßbereich für Pionen proportional zu  $x$

$$\langle p_{\perp} \rangle \sim 0.047 \cdot p_{\text{Lab}} \sim 0.18 \text{ [GeV]} \cdot x$$

Nur für zwei  $x$ -Intervalle von 0,3 bis 0,7 bzw. 0,7 bis 0,95 wird  $F$  auch in Abhängigkeit von  $p_{\perp}^2$  untersucht. Reaktionen mit zwei Teilchen im Endzustand konnten über die Missing-Mass-Querschnitte  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dM}$  abgetrennt und in ihrer  $t$ -Abhängigkeit untersucht werden.

Die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  und  $\gamma_{\nu} p \rightarrow K^+ \Lambda$  definierten  $p_{\max}^*$  für beide Polaritäten der  $\pi$  und  $K$ -Mesonen. Wegen der endlichen  $W$ -Akzeptanz des Elektronenspektrometers wurde für jedes Ereignis individuell  $p_{\max}^*$  bestimmt und über den Laborimpuls und Polarwinkel die Größe  $x$  bestimmt. Dabei traten infolge der endlichen Hadronspektrometerraflösung und Vielfachstreuung auch Werte  $x > 1$  auf.

Bessere Statistik rechtfertigte für die Pionspektren bei großen  $x$ -Werten eine feinere Unterteilung. Die Anzahl  $N_x$  der in einem  $x$ -Intervall abgespeicherten experimentellen Hadronen steht zu dem gemessenen 4-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt in folgender Beziehung:

$$N_x = FAR \cdot TAR \cdot AK_x(\Delta\Omega_e, \Delta\vec{p}_e, \Delta\vec{p}_x, \Delta\Omega_x) \frac{d^4G}{d\Omega_e dp_e dp_x d\Omega_x}$$

FAR = Zahl der Faradayelektronen    TAR = Zahl der Targetelektronen/cm<sup>2</sup>  
 AK<sub>x</sub> = Spektrometerakzeptanzen



Ein das Experiment simulierendes Monte-Carlo-Programm, bei dem gleichverteilt über den vollen Winkel- und Impulsbereich der beiden Spektrometer Elektronen und Pionen bzw. Kaonen gewürfelt wurden, lieferte die experimentelle Akzeptanz  $AK_x$ . Das Produkt  $FAK_x = FAR \cdot AK_x$  für eine Hadronspektrometereinstellung ergab sich aus der Beziehung:

$$FAK_x = \left[ \frac{T_{\text{Treffer}}}{\text{Versuche}} (\Delta\phi \cdot \Delta\theta \cdot \Delta\vec{p})_{MC} \right]_{e^-} \cdot \left[ \frac{T_{\text{Treffer}}(x)}{\text{Versuche}} (\Delta\phi \cdot \Delta\theta \cdot \Delta\vec{p})_{MC} \right]_{\text{Hadron}} \cdot FAR$$

Die linke (rechte) rechteckige Klammer enthält die Spektrometerakzeptanz des Elektrons (Hadrons), die Werte  $\Delta\phi\Delta\theta$  und  $\Delta\vec{p}$  geben die gespielten Winkel- und Impulsbereiche an. Da in diesem Experiment nur der 2-fach differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\vec{p}_x d\Omega_x}$  für die Mesonenerzeugung durch virtuelle Photonen von Interesse war, wurde der Elektronenwirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\vec{p}_e d\Omega_e}$  durch den Photonflußfaktor  $\Gamma_t$  abgetrennt (Kap. I.1).

Durch Summation von  $FAK_x$  über alle Hadronspektrometereinstellungen von  $i = 1$  bis  $i = 21$  und Multiplikation der exp. Rate  $N_x$  mit  $\langle \frac{E}{p^2} \rangle$  für jedes  $x$ -Intervall ergab sich der invariante Wirkungsquerschnitt zu

$$\langle \frac{E}{p^2} \rangle_x \frac{d^2G}{d\vec{p}_x d\Omega_x} = \frac{1}{\Gamma_t \cdot FAR} \frac{\langle \frac{E}{p^2} \rangle_x \cdot N_x}{\sum_{i=1}^{21} (FAK_x)_i}$$

Zur Berechnung der Akzeptanzen für die Missing-Mass-Spektren  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dM}$  wurden Polarwinkel, Azimutwinkel und Impuls des Mesons im Schwerpunktsystem gleichverteilt gewürfelt. Die Zählratenstatistik und die experimentelle Auflösung ergab für große Impuls eine kleinste sinnvolle Missing-Mass-Intervallbreite von 50 MeV.

#### IV.5 Strahlungskorrekturen

In Wirklichkeit wurde nicht der in Abb. 1 dargestellte Graph, sondern durch Strahlung der ein- und auslaufenden Teilchen experimentell nicht abtrennbare Beiträge höherer Ordnung in  $\alpha$  gemessen. An die Wirkungsquerschnitte wurden deshalb sogenannte Strahlungskorrekturen angebracht. Diese bezeichnet man als intern, wenn die zusätzliche Wechselwirkung am gleichen Hadron stattfindet wie der eigentliche Streuprozeß, dagegen als extern bei reeller Photonemission im Coulombfeld anderer Kerne.

Die Wahrscheinlichkeit  $W$ , daß sich die Elektronenergie durch externe Bremsstrahlung z.B. im Target bei  $T$  Strahlungslängen von  $E$  auf  $E'$  verkleinert, beträgt nach Bethe und Ashkin (BET 53)

$$W(E, E', T) = b \cdot T (E - E')^{-1} \left[ \frac{E'}{E} + \frac{3}{4} \left( \frac{E - E'}{E} \right)^2 \right] \left( \ln \frac{E}{E'} \right)^{b \cdot T}$$

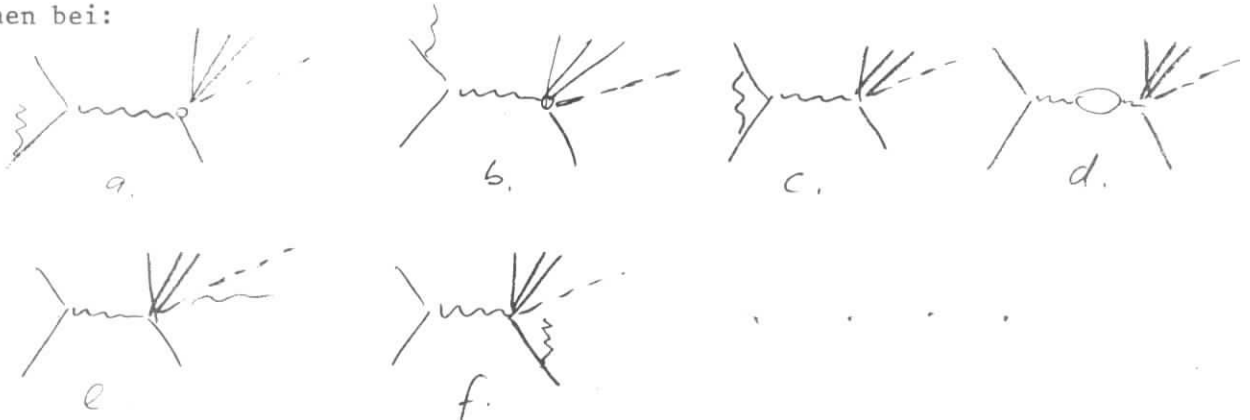
$$b = f(z) \approx \frac{3}{4} \text{ für } H_2 \quad z = \text{Kernladung}$$

$T = \text{Targetlänge}$

und ist damit für  $\lim_{E' \rightarrow E} \frac{1}{E - E'}$  wie  $\frac{1}{E - E'}$  singularär.

Nimmt man den Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE}$  bei Strahlung innerhalb eines kleinen Energieintervalls  $\Delta = E - E' \approx E_4' - E_4$  von einigen MeV unverändert konstant an, so kann die Singularität vor der Integration über  $E_1'$  und  $E_4'$  abgetrennt und als Soft-Photon-Term berücksichtigt werden.

Im Gegensatz zur externen ist die interne Strahlungskorrektur nur näherungsweise bestimmbar. In niedrigster Ordnung von  $\alpha$  tragen zu ihr die folgenden Graphen bei:



von denen wegen mangelnder Kenntnis der starken Wechselwirkung nur die ersten vier praktisch auswertbar sind. Infrarotsingularitäten der reellen und virtuellen Photonen lassen sich auch hier mit Hilfe eines  $\Delta$ -Energieintervalls abtrennen und kompensieren sich dann gegenseitig (YEN61). Für den Fall genügend großer Elektronenenergie  $E$  und nicht zu kleinem  $q^2$  ( $\ln \frac{q^2}{m^2} \approx \ln \frac{E^2}{m^2}$ ) läßt sich die interne Bremsstrahlung in der "Peaking approximation" nach MO und TSAI (MO69)<sub>1</sub> ausrechnen, bei der nur die in Elektronrichtung mit einem Winkel  $\theta \sim \left( \frac{E}{m} \right)$  emittierten Photonen berücksichtigt werden.

Die formale Ähnlichkeit von externer und interner Bremsstrahlung erlaubt die Zusammenfassung in einer Gleichung, die dem gemessenen Wirkungsquerschnitt mit dem strahlungsfreien  $d^2\sigma/d\Omega dE_4$  ( $E_1, E_4$ ) verknüpft. Vereinfachend ist externe Strahlung an Targetwänden, Folien und Luft nicht berücksichtigt. Nach Mo und Tsai (Mo69) ist:

$$\frac{dG_{ex, int}(E_1, E_4)}{d\Omega dE_4} = \frac{dG_0(E_1, E_4)}{d\Omega dE_4} \exp\left(\int_{ex}(\Delta) + \int_{int}(\Delta)\right) +$$

$$+ \left(\frac{\Delta}{E_4}\right)^{b \cdot t_1 + \frac{b \cdot T}{2}} \int_{E_{1min}(E_4)}^{E_1 - \Delta} \frac{dE_1'}{E_1 - E_1'} \left\{ t_1 + \frac{b \cdot T}{2} \left( X_1 + \frac{3}{4} (1 - X_1)^2 \right) \right\} \left( \ln \frac{1}{X_1} \right) \frac{dG(E_1', E_4)}{d\Omega dE_4}$$

$$+ \left(\frac{\Delta}{E_1}\right)^{b \cdot t_4 + \frac{b \cdot T}{2}} \int_{E_4 - E_4 + \Delta}^{E_4 - E_4(E_1)} \frac{dE_4'}{E_4' - E_4} \left\{ t_4 + \frac{b \cdot T}{2} \left( X_4 + \frac{3}{4} (1 - X_4)^2 \right) \right\} \left( \ln \frac{1}{X_4} \right) \frac{dG(E_1, E_4')}{d\Omega dE_4}$$

$$t_{1,4} = \frac{\Delta}{\pi} \left\{ \frac{1}{2} (1 + X_{1,4}^2) \ln \left[ \frac{q^2}{2m_e^2} \right] - X_{1,4} \right\}$$

$$X_1 = \frac{E_1'}{E_1}$$

$$X_4 = \frac{E_4'}{E_4}$$

$$f_{ex} = - \left[ \frac{b \cdot T}{2} \ln \frac{E_1}{\Delta} + \frac{b \cdot T}{2} \ln \frac{E_4}{\Delta} \right] = - \frac{b \cdot T}{2} \left( \ln \frac{E_1}{\Delta} + \ln \frac{E_4}{\Delta} \right)$$

$$f_{int} = - \frac{\Delta}{\pi} \left[ \frac{28}{9} - \frac{16}{3} \ln \frac{q^2}{2m_e^2} + \left( \ln \frac{E_1}{\Delta} + \ln \frac{E_4}{\Delta} \right) \left( \ln \frac{q^2}{m_e^2} - 1 \right) - f(E_1, E_4) \right]$$

Die Integralterme enthalten alle harten Photonen mit Energien  $> \Delta$ , die Integrationsgrenzen sind durch die Ein-Pion-Schwelle gegeben. Die Terme  $t_{1,4}$  entsprechen der internen Bremsstrahlung, die formal als zusätzliches Streumedium der Strahlungslänge  $T_{int} = \frac{3}{4} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) \left| \ln \left( \frac{q^2}{m_e^2} \right) - 1 \right|$  jeweils vor und nach der Streuung aufgefaßt werden kann.  $T_{int}$  ( $q^2 = 1.15$ ) verhält sich zu einer Targetstrahlungslänge von  $T = 0.0093$  (9 cm Wasserstoff) wie 2.7 : 1.

Da der beschriebene Formalismus nur das Elektron und nicht die Änderung der Kinematik der hadronischen Endzustände berücksichtigt, ist er für Koinzidenzexperimente allein nicht ausreichend. Die Methode der Strahlungskorrektur für die inklusiven Pionspektren baut auf dem von Korbel (KOR72) beschriebenen Verfahren für Protonquerschnitte auf, unterscheidet sich aber vor allem wegen der verschiedenen Teilchen.

Unter der Annahme, daß die Pionimpulsquerschnitte der Beziehung  $\frac{d^3\sigma}{d^3p} = f(p_{\parallel}) e^{-BP_{\perp}^2}$  genügen, wurde für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  mit dem mittleren  $W = 2.63$  GeV je eine Impulsverteilung im Schwerpunktsystem in den Bereichen  $0,075 \leq X \leq 1,0$  und  $0 < p_{\perp} \leq p_{\max}^* \cdot \sqrt{1-x^2}$  nach folgender Beziehung ausgerechnet:

$$\frac{d^3G}{dp_{\parallel}^* dp_{\perp}} = \frac{2\pi \cdot p_{\perp} \cdot E}{E^* \cdot p_{\parallel}^2} \left( \frac{d^3G}{d\Omega d\vec{p}} \right)_{p_{\perp} \sim 0} \exp(-B(x, w, q^2) \cdot p_{\perp}^2)$$

Dabei ist  $d^3\sigma/d\Omega dp_{\perp} \approx 0$  der gemessene differentielle Querschnitt.

Die x-Abhängigkeit von  $B(\pi^{\pm})$  entspricht Daten folgender Labors:

1) DESY F32	$\pi^{\pm}$	$(0.4 < X < 0.9, .1 < q^2 < 0.4, 2.5 < W < 2.8)$	DAM72
2) DESY F1	$\pi^{\pm}$	$(0.0 < X < 1.0, q^2 = 0, 1.66 < E_{\gamma} < 6.3)$	STR72
3) DESY F1	$\pi^{\pm}$	$(-1.0 < X < 1.0, 0.3 < q^2 < 1.5, 0.94 < W < 2.8)$	ECK72
4) CORNELL	$\pi^{\pm}$	$(0.1 < X < 1.0, Q^2 = 1.2, Q^2 = 2, W=2.2-2.7)$	BEB72
5) CORNELL	$\pi^+$	$(-0.15 < X < -0.05, Q^2 = 0.3, 0.6, 1.2, W=3)$	LAZ72
6) SLAC(1074)	$H^{\pm}$	$(0 < X < 1.0) 0.5 < q^2 < 2.5, 4 < W < 14$	DAK72
7) SLAC (1004)	$\pi^-$	$(-1.0 < X < +1.0) q^2 = 0, E_{\gamma} = 2.8, 4.7)$	MOF71
8) DESY F35	$\pi^{\pm}$	$(0.1 < X < 1.0) q^2 = 0, W=2.65, E_{\gamma}=3.2)$	BAR72

$H^{\pm}$  bei (DAK72) steht für alle positiven bzw. negativen Hadronen.

Proportional den beiden Integraltermen  $I_1$  und  $I_2$  der Peakingnäherung, deren strahlungskorrigierte Querschnitte

$$\frac{d^3G}{d\Omega dE} (E_1', E_4) \quad \text{bzw.} \quad \frac{d^3G}{d\Omega dE} (E_1, E_4')$$

zwei Datenfits (BRAS71/2) für  $W < 2.$  GeV und (BRAS71/68) für  $W > 2.)$  lieferten, wurden in der Impulsmatrix in Schritten von  $\Delta I = f(\Delta E \approx 10 \text{ MeV})$  Pionen gewürfelt und auf Akzeptanz im Hadronspektrometer geprüft. Dabei mußte die mittlere Pionmultiplizität (PIMULT) der Strahlungsereignisse in Abhängigkeit von  $q^2$  und  $W$  berücksichtigt werden, die z.B. bei  $\pi^+$  ( $\pi^-$ ) zwischen PIMULT=1.25 (0.775) für  $W = 2.65$  GeV,  $q^2 = 1.15$  GeV<sup>2</sup> und PIMULT = 0.81 (0.30) für  $W = 1.6$  GeV,  $q^2 = 0.65$  GeV<sup>2</sup> variierte.

Die Gesamtzahl der gespielten Pionen war:

$$\text{Versuche} = \text{const} \cdot \left( \sum_{E1_{\text{min}}}^{E1-\Delta} \Delta I_1(E1', E4) \cdot \text{PIMULT}(q^2, W) \right. \\ \left. + \sum_{E4+\Delta}^{E4_{\text{max}}} \Delta I_2(E1, E4') \cdot \text{PIMULT}(q^2, W) \right)$$

PIMULT( $q^2, W$ ) entspricht Blaskammerdaten (BAL 72) der inklusiven Reaktion  $\mu p \rightarrow \mu \pi^\pm + \dots$ . Da die dort angegebenen Multiplizitäten alle  $x$ -Werte einschließen, mußte auf den Anteil für  $x > 0,075$ , entsprechend der Spektrometerakzeptanz von  $\vec{p}_{\text{Lab}} > 0,4 \text{ GeV}$ , korrigiert werden. Das geschah durch Integration über  $x$  der in der gleichen Arbeit dargestellten Funktion  $\frac{1}{\pi \cdot \sigma_{\text{Tot}}} \int_0^{\vec{p}_{\text{max}}^*} \frac{dG}{dx dp_\perp^2} d p_\perp^2$  deren  $W$ - und  $q^2$ -Bereich mit  $\langle q^2 \rangle = 1.25$  und  $\langle W \rangle = 2.1 \text{ GeV}$  dem mittleren Wert der Strahlungsereignisse in etwa entsprach.

Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die Peakingintegrale mit der korrigierten Pionmultiplizität die Gesamtzahl der erzeugten Pionen, bei denen gleichzeitig ein hartes Photon emittiert wurde, angeben. Deren Verteilung in  $p_{\parallel}^*$  und  $p_{\perp}$  relativ zur Richtung des virtuellen Photons war durch die Impulsmatrix gegeben. Das  $p_{\perp}^2$ -Verhalten wurde mit  $q^2$  nicht verändert, da die oben genannten Experimente innerhalb der Fehlergrenzen für  $q^2 \geq 0.6 \text{ GeV}^2$  keine Änderung der  $p_{\perp}^2$ -Abhängigkeit zeigen. Aus inklusiven  $\pi^+$  Photoproduktionsdaten der DESY Streifenkammer (KNO 72) ergibt sich für  $x > 0,4$  ein schwacher Anstieg von  $B$  bei kleinem  $W$ , der für  $W < 2. \text{ GeV}$  durch eine zweite  $p_{\parallel}^* - p_{\perp}$ -Matrix Berücksichtigung fand, auf das Ergebnis aber praktisch keinen Einfluß hatte.

Da sich der Wert von  $p_{\text{max}}^*$  mit  $W$  verkleinert, wurden die in der Matrix gewürfelten  $p_{\parallel}^*$ -Werte vor der Akzeptanzabfrage im Verhältnis  $p_{\text{max}}^*(W)/p_{\text{max}}^*(W=2.63)$  heruntergescalet und nur als Versuche gezählt, wenn der daraus berechnete Laborimpuls größer als  $0,4 \text{ GeV}$  war. Der jedem Treffer entsprechende  $x$ -Wert ergab sich aus dem Verhältnis von akzeptierten  $p_{\parallel}^*$  zu  $p_{\text{max}}^*(W=2.63)$ .

Die Akzeptanz der gleichverteilt in Azimutalwinkel um die Photonachse gewürfelten Pionen nahm mit  $W$  stark ab, da sich die Photonrichtung nach  $\text{tg} \theta_q = \frac{\sin \theta_4}{E1/E4 - \cos \theta_4}$  aus der Spektrometermitte bewegte.

Der durch harte  $\gamma$ -Strahlung erzeugte 4-fach differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\left( \frac{d^4 G}{d\Omega_e d\vec{p}_e d\Omega_x d\vec{p}_x} \right)_{PEAK} = \frac{N_x}{\Delta\Omega_x \Delta p_x} \cdot \frac{1}{const}$$

für Pionen mit dem relativen longitudinalen CMS-Impuls  $x$  ist gleich dem Produkt aus den beiden Peakingintegraltermen mit Pionmultiplizität

$$\sum_{j=1}^2 \Sigma \Delta I_j \cdot PIMULT \quad \text{und} \quad \frac{d^2 \sigma}{d\Omega_x d\vec{p}_x} = \frac{N_x}{\text{Versuche} \cdot \Delta\Omega_x \Delta p_x}$$

$N_x$  gibt die Anzahl der pro  $x$ -Intervall  $(\Delta\Omega_x, \Delta p_x)$  akzeptierten Pionen aus der gespielten Menge "Versuche" an. Der strahlungskorrigierte 2-fach differentielle Querschnitt ergibt sich nach

$$\left( \left\langle \frac{E}{p^2} \right\rangle \frac{d^2 G}{d\Omega_x d p_x} \right)_{kor} = \left( \left\langle \frac{E}{p^2} \right\rangle \frac{d^2 G}{d\Omega_x d p_x} \right)_{EXP} - \left\langle \frac{E}{p^2} \right\rangle \frac{1}{\Gamma_t} \frac{N_x}{\Delta\Omega_x \Delta p_x} \frac{1}{const} \frac{1}{G(\Delta)_{SOFT}}$$

Die Korrektur war für die kleinsten  $x$ -Werte am größten (15 %). Ihre  $x$ -Abhängigkeit wird in Kap. V.1.1.1 diskutiert. Rechnungen mit  $\Delta$ -Werten zwischen 8 und 50 MeV ergaben Änderungen im korrigierten Querschnitt um etwa 1 %. Die in dieser Arbeit enthaltenen Werte entsprechen einem  $\Delta$  von 20 MeV. Die Änderung des Photonwinkels für Strahlungsquanten mit  $E_\gamma < \Delta$  war klein gegen die Spektrometerakzeptanz. Rechnungen, bei denen nicht mit den Mittelwerten von Impuls und Winkel des gestreuten Elektrons gewürfelt wurde, sondern die Elektronenspektrometerrandzähler die Kinematik definierten, ergaben innerhalb der Statistik gleiche Ergebnisse.

#### IV.6 Zweikörperendzustände

Die Einpionproduktion ist aus den inklusiven Missing-Mass-Spektren relativ genau, die  $\Delta^0$  und  $\Delta^{++}$  Resonanz dagegen nur mit sehr großen Fehlern abtrennbar.

##### Die Reaktion $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$

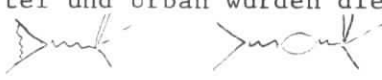
Zur Verbesserung der Impulsauflösung wurden für die Untersuchung der Ein-Pion-Produktion nur Daten der zentralen Spektrometerimpulseinstellung von 3.3 GeV, auf die mehr als ein Drittel der gesamten verwandten Faradayladung entfiel, benutzt. Unterhalb der Zwei-Pion-Schwelle wurde bei 1050 MeV für die Ein-Pion-Produktion ein Cut gemacht und der  $\Delta^0$ -Resonanzanteil pro MM-Bin abgezogen.

Der Viererimpulsübertrag  $t$  auf das Nukleon berechnet sich für die experimentellen Ereignisse nach  $t = (p_2 - p_6)^2 = (q - p_5)^2 = M_p^2 + M_N^2 - 2M_p E_N =$

$= -|q^2| + M_\pi^2 - 2 \cdot q_0 E_\pi + 2 \vec{q} \cdot \vec{p}_\pi$ . Zur Gewinnung von  $\frac{d\sigma}{dt}$  wurde in einem Monte-Carlo-Programm die Akzeptanz pro  $t$ -Intervall bestimmt. Das wie bisher gewürfelte und akzeptierte Elektron definierte die Schwerpunktsenergie, und mit dem Pionimpuls das kleinstmögliche  $t$  in Vorwärtsrichtung  $t_{\min} = -|q^2| + M_\pi^2 - 2q_0^* E_\pi^* + 2\vec{q}^* \cdot \vec{p}_\pi^*$ .

Zur Berücksichtigung des  $t_{\min}$ -Effektes in der Hadronspektrometerakzeptanz wurden die Pionen gleichverteilt im Bereich von  $0 < t < 0.3$  und  $0 < \phi < 2\pi$  um das virtuelle Photon gewürfelt,  $\cos\theta^*$  ausgerechnet, die Teilchen durch das Spektrometer geschickt und nur Ereignisse als Treffer gezählt, deren "gemessenes"  $|t| \geq |t_{\min}|$  war. Damit ergab sich die exp. Akzeptanz pro  $t$ -Bin zu:

$$\Delta t_{\text{exp}} = \frac{\text{Treffer}}{\text{Versuche}} \cdot \Delta t_{\text{MC}}$$

Die in dem Massenbereich oberhalb 1.050 MeV durch Strahlung verlorengegangenen Ein-Pion-Ereignisse berücksichtigte ein nach der Methode von Bartel und Urban (BAR 66) errechneter Korrekturwert von 15.%. In die Rechnung gingen ein: Die Energieunschärfe des gestreuten Elektrons mit 13.2 MeV, dessen Winkelauflösung  $\Delta\theta_e = 0,0027$  rad, die Polarwinkelunschärfe des Pions mit  $\Delta\theta_{\pi, \vec{q}} = 0,0026$  rad und ein  $\Delta \vec{p}_\pi = 0,30$  GeV, entsprechend des für die Analyse benutzten Missing-Mass-Bereichs von 250 MeV. Bei dieser Methode nach Bartel und Urban wurden die Vertexkorrektur und die Vakuumpolarisation durch die  Graphen berücksichtigt, sowie inelastische

Graphen mit reellen Photonen wie



Ein vereinfachtes Verfahren nach Bartel und Urban, das nur die ersten 4 Graphen, also keine Strahlung von Pion und Proton berücksichtigt und der Korrektur von Fuchs (CAL 65) entspricht, ergab für beide Methoden einen Wert von 10.6 %. Bartel und Urban geben die damit verbundene Abweichung zu ihrer vollständigen Rechnung für Elektronprimärenergien  $> 5$  GeV mit etwa 4% an.

### $\Delta$ -Resonanzen

Da bei diesem Experiment nur das Pion gemessen wurde, läßt sich die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^\pm \Delta$  von den konkurrierenden Prozessen nicht für das einzelne Ereignis, sondern nur anteilmäßig aus der Missing-Mass Verteilung abtrennen. Das Verfahren hat folgende Konsequenzen:

1. Es ist nur sinnvoll anwendbar, wenn die  $\Delta$ -Rate  $N_{\Delta}$  nicht klein gegen die Gesamtrate  $N_{MM}$  pro Missing-Mass-Bin ist, also im Bereich der Resonanzmasse, da von den zur Untersuchung abgetrennten Pionen im Mittel nur  $\frac{N_{\Delta}}{N_{MM}} \cdot 100\%$  wirklich die Resonanz als Missing Mass haben.
2. Die Abhängigkeit der  $\Delta$ -Reaktionen von Größen wie z.B.  $t$ ,  $q^2$  und  $s$  wird falsch interpretiert, wenn der Untergrund sich anders verhält.

Im Falle des  $\pi^+$  tritt außer dem  $\Delta^0$  vor allem oberhalb einer Missing Mass von 1.07 GeV nichtresonante Pion-Produktion auf, sichtbare Beiträge kommen auch vom Strahlenschwanz der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ + n$  sowie dem Bereich der 2. Resonanz. Der massenabhängige Wirkungsquerschnitt der 1. Resonanz kann durch eine Breit-Wigner Verteilung mit einer W-abhängigen Breite

$$\Gamma(M) = \Gamma(M_R) \left\{ \frac{\vec{p}^*(M)}{\vec{p}^*(M_R)} \right\}^3 \left\{ \frac{a \cdot M_{\pi}^2 + \vec{p}^{*2}(M_R)}{a \cdot M_{\pi}^2 + \vec{p}^{*2}(M)} \right\}^2 \cdot \frac{M_R}{M}$$

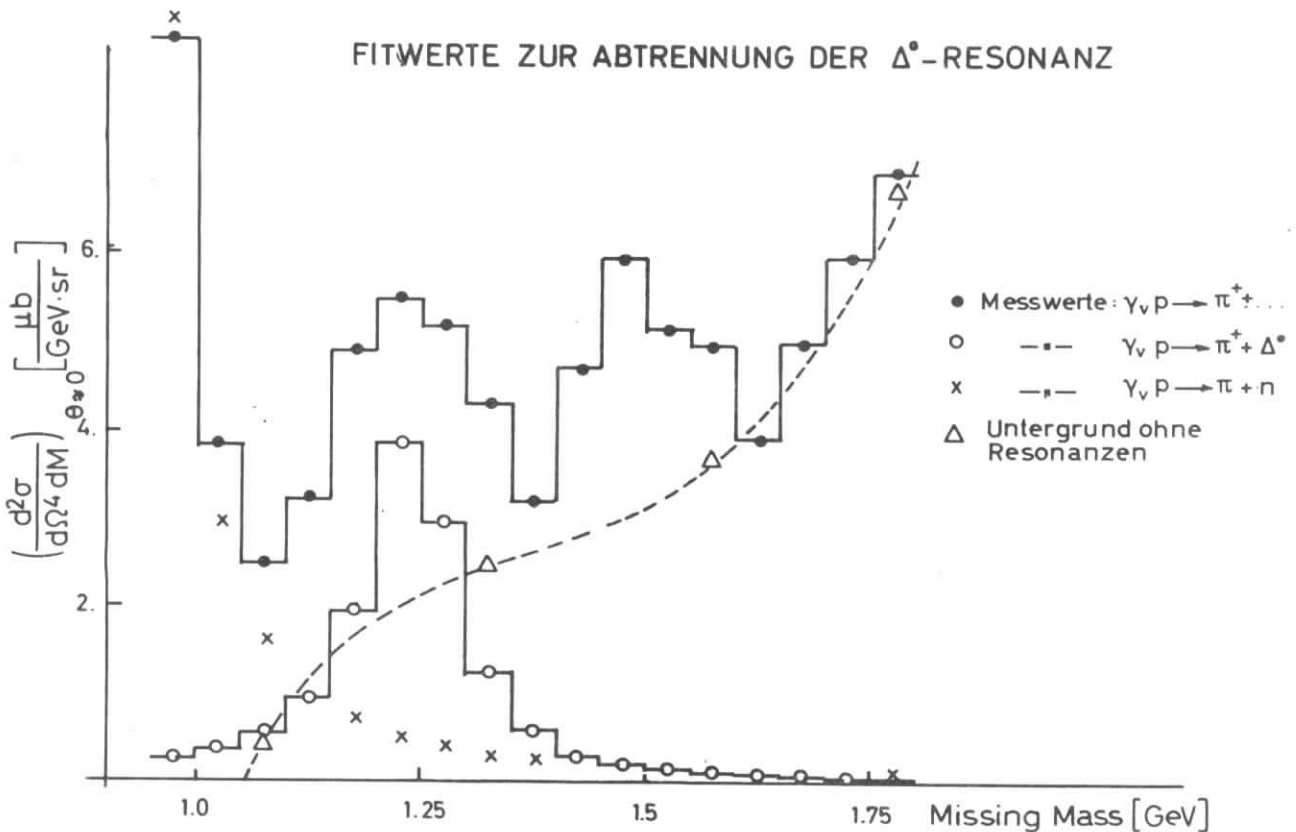
beschrieben werden (BOY69):

$$M_R = 1.236 \text{ GeV}$$

$$a = 2.2$$

$$WQ(M) \sim M \cdot \frac{\Gamma(M)}{(M_R^2 - M^2)^2 + M_R^2 \Gamma^2(M)}$$

Abb. 16





Ähnlich dem bei Hofmann (HOF71) beschriebenen Verfahren wurde mit einem Fitprogramm der  $\Delta^0$ -Anteil vom Missing-Mass-Spektrum formal abzutrennen versucht. Die einzelnen Anteile sind in Abb. 16 eingezeichnet. Im Missing-Mass-Bereich zwischen 1.15 und 1.30 GeV beträgt der  $\Delta^0$ -Anteil 57%. Für die t-Analyse wurden alle Ereignisse in diesem Missing-Mass-Bereich benutzt und der Wirkungsquerschnitt abschließend um einen Faktor 0.88 heruntergescait.

Die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^- + \Delta^{++}$  unterlag dem gleichen Abtrennverfahren, das hier durch das Fehlen der Einpionproduktion und der höheren Resonanzen sicherer ist.

V. ERGEBNISSE

V.1 Inklusive Reaktionen

V.1.1 Pionspektren

V.1.1.1 x-Abhängigkeit

In Abb. 17 ist die invariante Strukturfunktion  $F(x, \langle p_{\perp} \sim 0.047 \cdot P_{\text{Lab}} \rangle)$  gegen die Feynmanvariable  $x = \frac{p_{\perp}}{p_{\text{max}}}$  für  $\pi^+$  (oben) und  $\pi^-$  (unten) aufgetragen, die numerischen Werte sind in Tab. 4 enthalten. Dem mittleren  $p_{\text{max}}^*$  von 1.14 GeV in der Einpionproduktion entspricht ein Laborimpuls von  $\langle p_{\text{lab}} \rangle = 3.773$  GeV. Die Größe der Strahlungskorrekturen ist aus den Kreisen ohne Fehlerbalken zu erkennen und zeigt für beide Polaritäten einen ähnlichen Verlauf. Im Bereich großer  $x$ , wo die Zweikörperendzustände dominieren, ergibt sich in den Maxima eine eindeutige Querschnittsvergrößerung, während für den mittleren  $x$ -Bereich die Änderung innerhalb der statistischen Fehler mit Null verträglich ist und bei den kleinsten Impulsen am Rande des Zentralbereichs eine Verkleinerung von etwa 15% auftritt. In den Fehlerbalken sind Unsicherheiten der Strahlungskorrekturen nicht berücksichtigt. Sie enthalten nur die Ereignis- und Zufälligenrate, dagegen nicht die in Kap. IV.3.6 aufgeschlüsselten über alles Fehler von 5%. An den Werten selbst sind die in Tab. 3 zusammengefaßten Korrekturen angebracht.

Im Fall der  $\pi^+$  sieht man deutlich die Einpionproduktion. In den  $x$ - und Missing-Mass-Verteilungen ist die Strahlungskorrektur im Bereich der Einpion- und  $\Delta$ -Produktion nur nach dem inklusiven Verfahren (Kapitel IV.5) durchgeführt worden. Deswegen und infolge der begrenzten Hadronspektrometerauflösung und des akzeptierten Transversalimpulsbereichs erscheint die Reaktion als Verteilung etwas unterhalb von  $x = 1$ . Andeutungsweise ist mit  $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ \Delta^0$  eine weitere exklusive Reaktion um  $x \approx 0.9$  zu erkennen. Für  $x \leq 0.8$ , dem eigentlichen inklusiven Bereich, steigt  $F$  ziemlich gleichmäßig an. Im auf dem gleichen  $p_{\text{max}}^*$ -Wert normierten  $\pi^-$ -Spektrum ist  $F$  natürlich bei  $x = 1$  gleich Null. Oberhalb der Zwei-Pion-Schwelle ergibt sich ein steiler Anstieg und durch die  $\Delta^{++}$ -Resonanz eine Überhöhung. Um  $x \sim 0.75$  ist  $F_{\pi^-}$  nur etwa halb so groß wie  $F_{\pi^+}$ , wobei die Differenz mit kleinerem  $x$  innerhalb der Fehler bei  $x = 0.25$  verschwindet.

Für den hohen Wert von  $F_{\pi^+}$  ( $x = 0.15$ ) erscheint eine zufällige Abweichung von zwei bis drei Standardabweichungen zur Erklärung am wahrscheinlichsten.

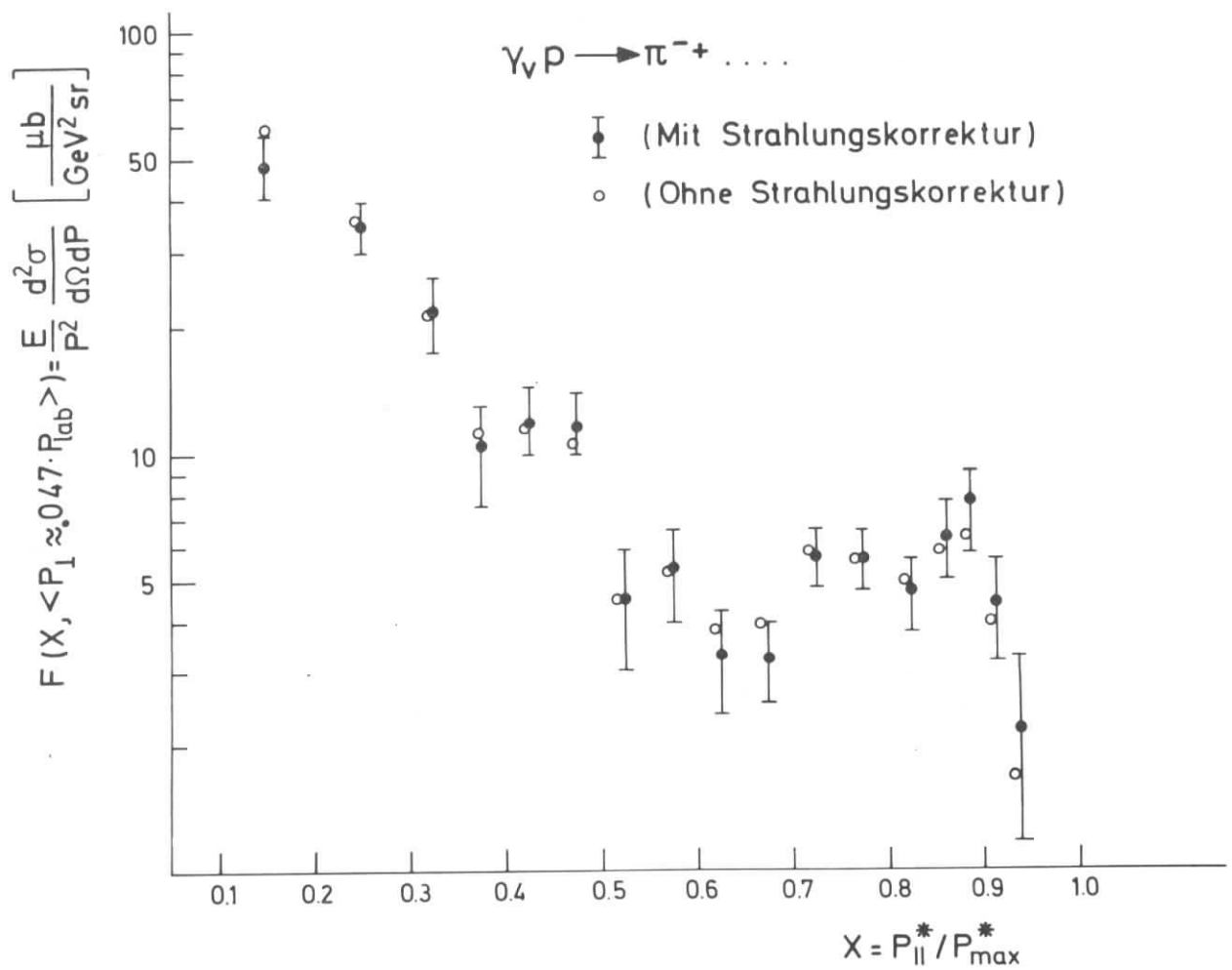
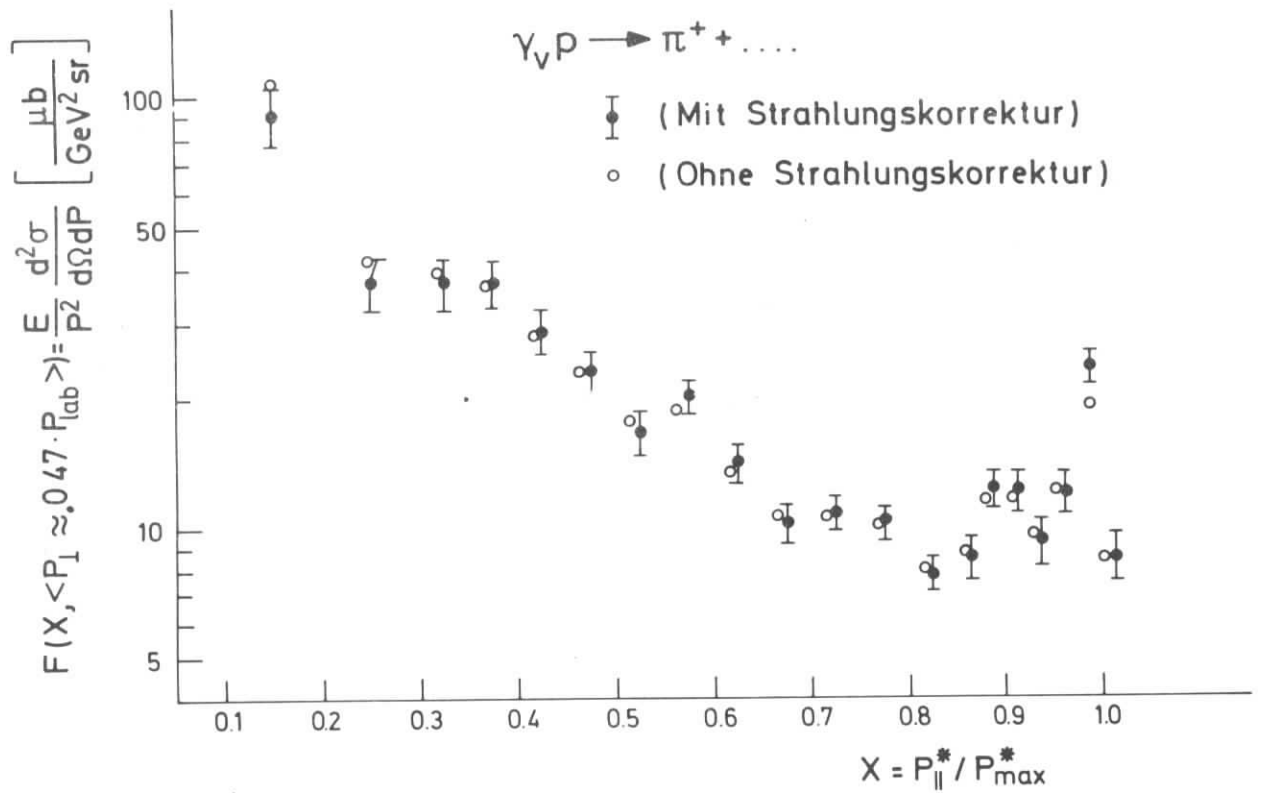


Abb. 17: Invariante Dichteverteilung für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  vor und nach der Strahlungskorrektur

X	$p_{\perp}^2 \text{ [GeV}^2\text{]} \leq$	$\gamma, p \rightarrow \pi^+ + \dots$			$\gamma, p \rightarrow \pi^- + \dots$		
		$\frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega dp}$	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	Strahlungs- korrektur %	$\frac{E}{p^2} \frac{d\sigma}{d\Omega d\bar{p}}$	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	Strahlungs- korrektur %
0,1 - 0,2	0,005	90,97 ± 13,10		- 15,2	48,82 ± 8,51		- 18,1
0,2 - 0,3	0,012	37,59 ± 5,15		- 12,0	34,64 ± 4,83		- 2,5
0,30 - 0,35	0,017	37,83 ± 5,11		- 5,2	21,73 ± 4,31		+ 1,6
0,35 - 0,40	0,022	37,43 ± 4,63		+ 1,3	10,27 ± 2,72		- 7,5
0,40 - 0,45	0,028	28,92 ± 3,44		+ 2,0	11,91 ± 2,64		+ 0,2
0,45 - 0,50	0,036	23,13 ± 2,68		- 0,5	11,51 ± 2,56		+ 9,5
0,50 - 0,55	0,044	16,86 ± 1,92		- 5,0	4,47 ± 1,40		- 6,4
0,55 - 0,60	0,053	20,21 ± 1,84		+ 7,0	5,19 ± 1,32		+ 1,1
0,60 - 0,65	0,063	14,10 ± 1,40		+ 3,7	3,28 ± 0,92		- 13,9
0,65 - 0,70	0,073	10,19 ± 1,50		- 4,9	3,20 ± 0,72		- 18,1
0,70 - 0,75	0,082	10,91 ± 0,96		+ 2,0	5,63 ± 0,88		- 3,0
0,75 - 0,80	0,092	10,23 ± 0,88		+ 3,6	5,55 ± 0,92		+ 0,2
0,80 - 0,85	0,103	7,79 ± 0,72		- 2,5	4,63 ± 0,88		- 5,8
0,85 - 0,875	0,174	8,47 ± 1,00		- 3,7	6,23 ± 1,36		+ 5,9
0,875 - 0,900	0,119	12,34 ± 1,32		+ 6,7	7,35 ± 1,64		+ 16,2
0,900 - 0,925	0,125	12,14 ± 1,24		+ 2,7	4,35 ± 1,20		+ 11,4
0,925 - 0,950	0,131	9,23 ± 1,12		- 4,7	2,19 ± 1,04		+ 31,6
0,950 - 0,975	0,136	12,05 ± 1,24		- 0,5			
0,975 - 1,000	0,141	23,61 ± 1,88		+ 22,7			
1,000 - 1,025	0,147	8,59 ± 1,12					

Tabelle 4: Invariante strahlungskorrigierte Strukturfunktion  $F$  für  $\pi^+$  und  $\pi^-$ . Eingetragen ist weiter der Beitrag der Strahlungskorrektur in %, sowie das Quadrat des maximalen Transversalimpulses.

Zu berücksichtigen ist auch, daß der Meßbereich nach kleinen  $x$  durch eine hohe Zufälligenrate zwischen den beiden Spektrometern begrenzt war.

Die nach (FEY69) von  $x$  und  $t$ -abhängende Wahrscheinlichkeit, für große  $x$  ein inklusives Teilchen im Projektilbereich zu finden,  $W(x,t) \sim (1-x)^{1-2\alpha(t)} dx$ , diente in einem Fit zur Bestimmung der führenden Trajektorie  $\alpha(t) = \alpha_0 + \beta \cdot t$  an der Stelle  $\alpha(0)$  für den Übergang von Quantenzahlen und Impulsübertrag  $t$  zwischen dem virtuellen Photon und dem Pion. Alle möglichen Trajektorien haben eine Steigung von etwa 1. GeV. Für den  $x$ -Bereich zwischen 0.3 und 0.8 unterhalb der Resonanzen wurden dazu für jedes  $x$ -Intervall der mittlere  $t$ -Wert bestimmt und  $F(x)$  proportional der Wahrscheinlichkeit angenommen. Es ergaben sich folgende Werte:

$$\text{Für } \pi^+ : \alpha(0) = -0,01 \pm 0,1$$

$$\text{Für } \pi^- : \alpha(0) = 0,26 \pm 0,20$$

$\alpha(0) \approx 0$  läßt einen starken Einfluß der Trajektorie des Pions erwarten.

Ein Vergleich mit den Protonspektren von Korbel (KOR72) zeigt, daß entgegen der Vorhersage von (DRE70) in dem hier untersuchten kinematischen Bereich die schnellen Teilchen in der Richtung des virtuellen Photons nicht bevorzugt Protonen, sondern Pionen sind.

#### V.1.1.2 $q^2$ -Abhängigkeit

Zur Untersuchung der  $q^2$ -Abhängigkeit des Photonfragmentierbereichs ist in Abb. 18  $E/p^2 \cdot d^2\sigma/d\Omega dp$  für  $\pi^+$  und  $\pi^-$ -Daten zwischen  $q^2 = 0$  und  $q^2 = 2$  GeV<sup>2</sup> bei kleinen  $p_{\perp}^2$  und  $W \approx 2.6$  GeV gegen  $x$  aufgetragen. Zum besseren Vergleich ist dabei immer auf  $\sigma_{\text{tot}}(q^2, W)$  normiert, in diesem Experiment bei  $q^2 = 1.15$  GeV<sup>2</sup> auf 39.9  $\mu\text{barn}$ .

Es zeigt sich, daß oberhalb von  $x = 0,2$   $F(x)$  stark mit  $q^2$  abfällt. Der Effekt läßt sich für das  $\pi^+$  praktisch allein durch den Kanal  $\gamma p \rightarrow p + \rho^0$  erklären, beim  $\pi^-$  müssen dagegen noch zusätzliche Annahmen gemacht werden. Bei  $q^2 = 0$  GeV<sup>2</sup> und  $W = 2,48$  GeV beträgt der elastische  $\rho^0$ -Anteil mit 21  $\mu\text{barn}$  (16.  $\pm$  0.8) % von  $\sigma_{\text{tot}}$  (SBT72). Das Verhältnis  $\sigma_{\rho^0}/\sigma_{\text{tot}}$  verkleinert sich auf 4  $\pm$  3% bei  $q^2 \approx 1$  GeV<sup>2</sup> (ECK72). Wenn s-Kanal-Helizitäts-Erhaltung in der  $\rho^0$ -Erzeugung nicht nur für reelle, sondern auch für virtuelle Photonen gilt, muß der Rho-Beitrag zum

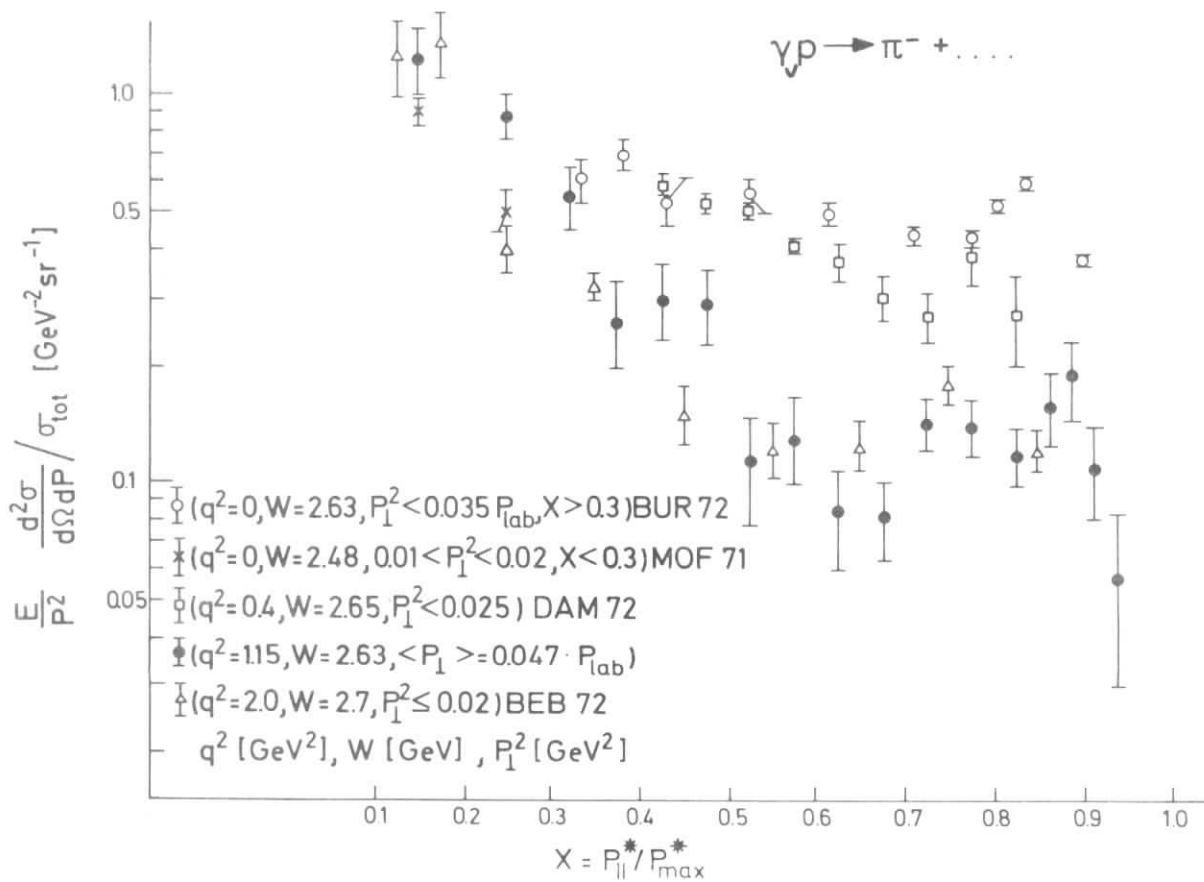
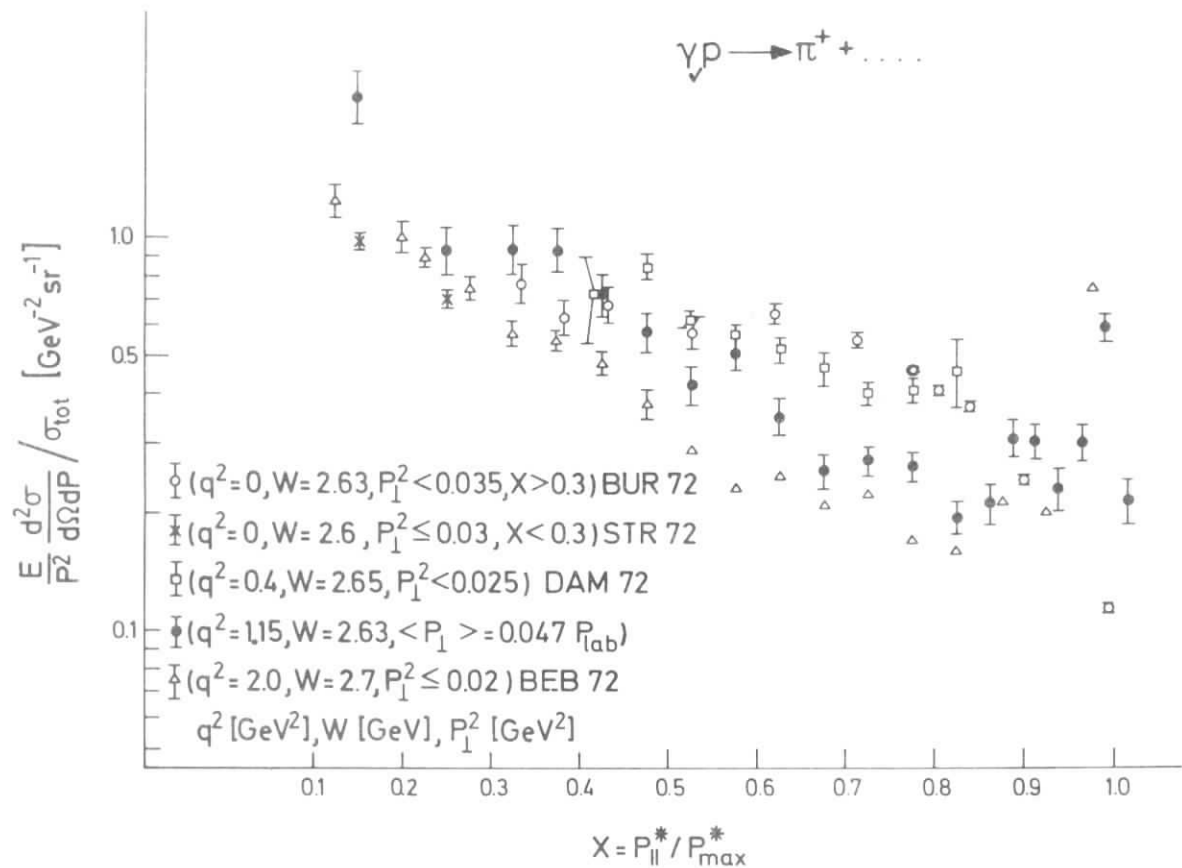


Abb. 18: Invariante auf  $\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}}$  normierte Strukturfunktion für  $\gamma p \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$  in Abhängigkeit von  $q^2$  bei  $W \sim 2.6$  GeV und kleinen Transversalimpulsen.

differentiellen Wirkungsquerschnitt in diesem Experiment noch kleiner als bei Messungen mit einer Streamerkammer (ECK72) sein, da der  $\rho^0$ -Querschnitt für transversale Photonen etwa proportional  $\cos^2 \phi$  ist, während  $\sigma_{\rho}$  unabhängig von  $\phi$  ist.

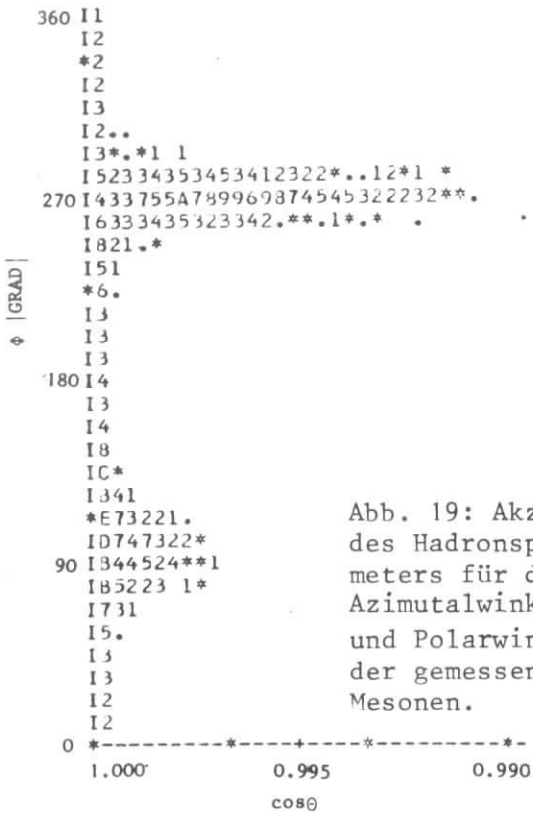


Abb. 19: Akzeptanz des Hadronspektrometers für den Azimutalwinkel  $\phi$  und Polarwinkel  $\theta$  der gemessenen Mesonen.

$\phi$  ist dabei der Azimutwinkel zwischen der Elektronstreu- und Zerfallsebene des  $\rho^0$ -Mesons und liegt bei diesem Experiment vor allem bei 90 und 270 Grad (Abb. 19).

(MOF71) haben für ihre inklusiven  $\pi^-$ -Verteilungen, die mit den Daten von (BUR72) gut übereinstimmen, durch einen Missing-Mass-Cut bei 1 GeV die elastischen Rho-Ereignisse abgetrennt. In Abb. 20 ist ihr Ergebnis für

$$F(x) = \frac{1}{\pi} \int_0^{\infty} \frac{E^*}{p_{max}^*} \frac{d^2G}{dx dp_{\perp}^2} dp_{\perp}^2$$

bei  $E_{\gamma} = 2.8$  GeV für den  $\rho^0$ -Anteil und die übrigen Endzustände getrennt dargestellt.

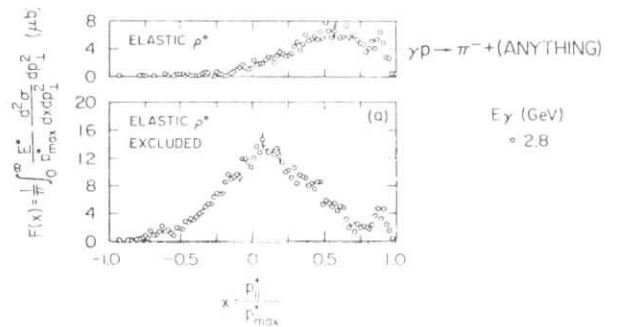


Abb. 20:  $F(x)$  für elastische  $\rho^0$ -Ereignisse (oben)  $F(x)$  ohne elastische  $\rho^0$ -Ereignisse

Über die Polarwinkelverteilung der  $\rho^0$  bzw. des Zerfallspions zur Gamma-Richtung wurde der  $\rho^0$ -Beitrag zu  $F(q^2 = 0)$  für drei  $x$ -Intervalle zwischen 0,3 und 0,85 mit  $\langle p_{\perp} \rangle \sim 0.047 \cdot p_{lab}$  abgeschätzt. In Abb. 21 sieht man für das  $\pi^+$  Übereinstimmung mit  $F_{\pi^+}(q^2=1.15)$ , während  $F_{\pi^-}(q^2=1.15)$  noch immer unter dem auf elastische Rho korrigierten  $F_{\pi^-}(q^2 = 0)$  liegt. Diese Ladungsasymmetrie in Abhängigkeit von  $q^2$  zeigen auch Experimente, die einen großen  $p_{\perp}$ -Bereich erfassen. So erhalten (DAM72) für  $q^2 = 0,55 \text{ GeV}^2$  ein  $V = F_{\pi^+}/F_{\pi^-} = 2$  und (BAL72) bei  $q^2 = 1.4 \text{ GeV}^2$  einen Wert von 2.5. Kingsley (KIN72) erhält für ein duales Quark Model (LAN71), unter der Annahme von SU(3) für  $V$  eine untere Grenze von  $\frac{12+8 \cdot \Upsilon(\omega)}{32+3 \cdot \Upsilon(\omega)} = V_{min}$  und als oberes Limit  $V_{max} = 4/\Upsilon(\omega)$ .  $\Upsilon(\omega)$  ist dabei das Verhältnis der Resonanzanteile für ein Neutron- und ein Protontarget. Nach Einarmdaten (KEN71) erhält man für  $\omega = 6 \text{ W}_2^D - \text{W}_2^N \approx 0.05 \pm 0.015$  und  $\text{W}_2^D \approx 0.35$ .

Für den Grenzfall, daß sich  $vW_2^P$  nur aus resonanten Anteilen zusammensetzt, ist damit  $r(\omega) = 0.86$ . Macht man die Annahme, daß nur ein Drittel von  $vW_2^P$  bei  $\omega = 6$  resonanten Ursprungs ist, ergibt sich das Proton-Neutron-Verhältnis zu  $r(\omega) = 0.6$  und damit ein  $V_{\min} = 0.5$  bzw.  $V_{\max} = 6.7$ . Das gemessene V-Verhältnis würde damit ziemlich gut in der Mitte liegen. Unter ähnlichen Annahmen wie (KIN72) erhält (PAN72) im Photonfragmentationsbereich im Gebiet von  $1 < \omega < 4$  für das  $\pi^+/\pi^-$ -Verhältnis den Wert  $V = 8$ , der bei großen  $\omega$  gegen 1 geht. Die Werte sind über alle Longitudinal- und Transversalimpulse gemittelt.

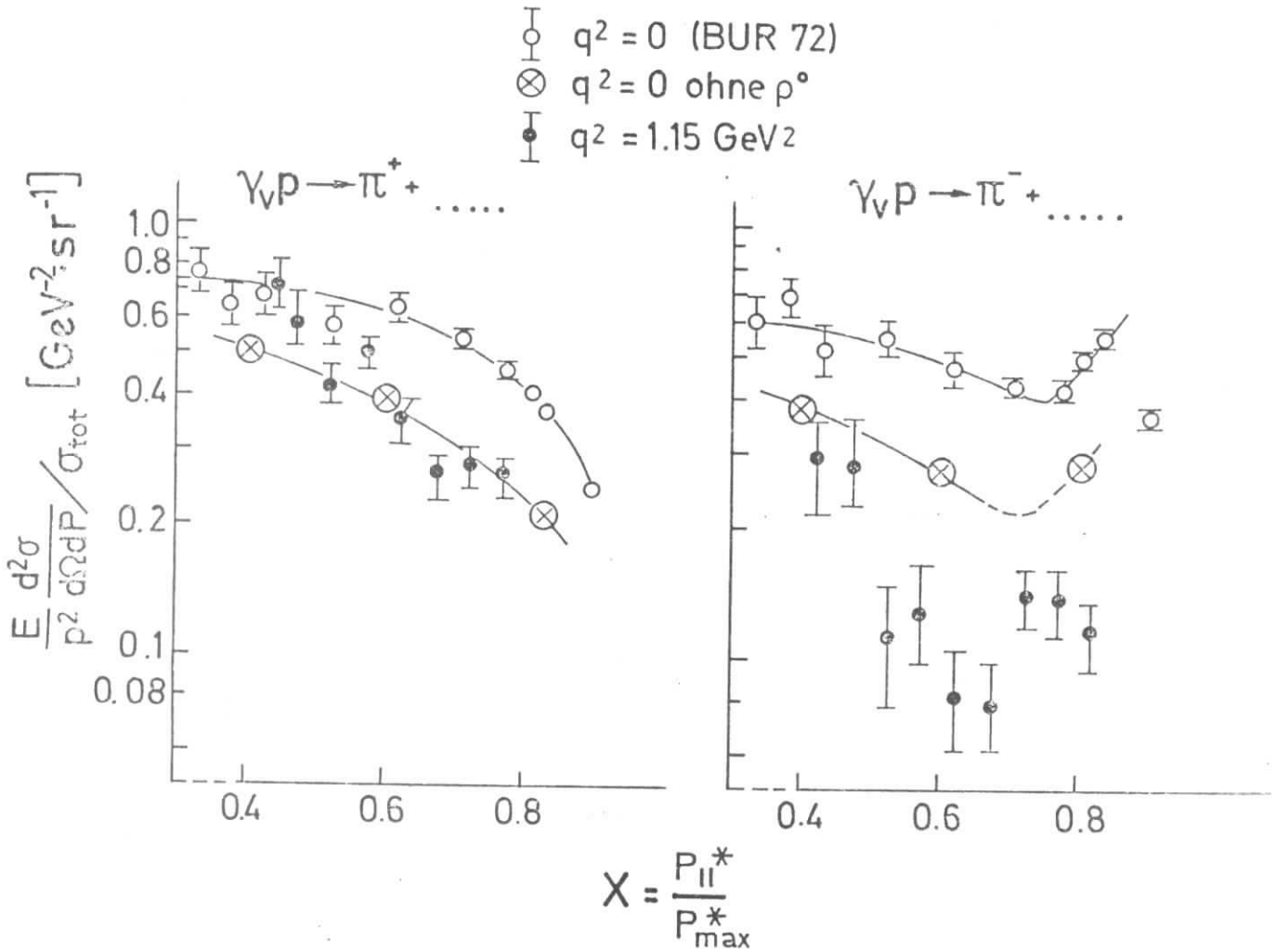


Abb. 21: Invariante Dichteverteilung für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  bei  $q^2 = 0 \text{ GeV}^2$  (BUR 72) und  $q^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ . Die Kreuze geben die ( $q^2 = 0$ )-Daten ohne elastische  $\rho^0$ -Ereignisse an.

Das Ansteigen des  $\pi^+/\pi^-$ -Verhältnisses mit  $q^2$  läßt sich auch mit Hilfe von Muellers Regge-Analyse (CLE 72) erklären. Im Photonfragmentationsbereich entspricht der inklusive Wirkungsquerschnitt für  $p_5$  der Summe über alle Regge-Trajektorien  $\alpha_i$  (STA 71):

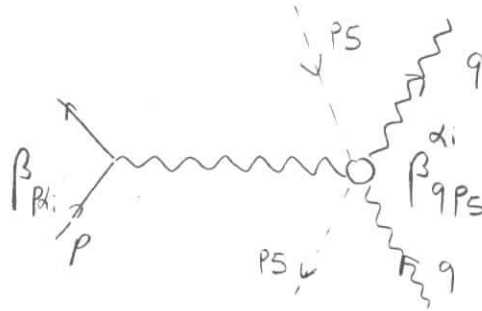


$$\frac{2(2p_5 q + q^2)}{4\pi \alpha} E_5 \frac{dG}{d^2 p_5} = \sum_i v^{\alpha_i} \beta_{q p_5}^{\alpha_i} \left( \frac{x_5}{v}, v_5, q^2 \right) \beta_{p_{\alpha_i}}$$

entsprechend nebenstehenden Graphen

$$\kappa_5 = \frac{p \cdot p_5}{M_p}$$

$$v_5 = \frac{p_5 \cdot q}{M_5} \quad \omega_5 = \frac{2p_5 \cdot q}{q^2}$$



Nach Drell's Partonmodell (DRE70) läßt sich im Fragmentationsbereich des Photons die Summe zu

$$\sum_i \frac{\omega^{\alpha_i}}{Q^2} \tilde{\beta}_{q p_5}^{\alpha_i} \left( \frac{x_5}{v}, \omega_5 \right) \beta_{p_{\alpha_i}}$$

umformen. Man kann annehmen, daß eine  $\pi^+/\pi^-$ -Asymmetrie nicht vom Pomeron sondern von anderen Trajektorien kommt. Ist in der Photoproduktion nun bereits  $V \neq 1$ , z.B.  $\approx 1.2$ , wie bei (BUR72) zwischen  $x = 0.3$  und  $x = 0.7$  unterhalb der  $\Delta$ -Resonanzen, so muß die Abweichung mit  $q^2$  zunehmen, da der relative Beitrag des Pomerons nach obiger Beziehung bei festem  $\kappa_5/v$  und  $\omega_5$  abnimmt.

Für Pionen im Zentral- und Targetfragmentationsbereich erwartet man nach diesen Modellvorstellungen keine  $q^2$ -Abhängigkeit, was durch Messungen von (BAL72) und (LAZ72) bestätigt wird. Bemerkenswert ist, daß sich  $F_{\pi^+}(x)$  zwischen  $0,3 \lesssim x \lesssim 0,8$  von  $q^2 = 1.15$  auf  $q^2 = 2 \text{ GeV}^2$  noch um etwa 30% verringert, während  $F_{\pi^-}(x)$  fast gleich bleibt. Die relative Änderung zwischen  $q^2 = 0$  und  $q^2 = 0.40$  ist dagegen für beide Polaritäten etwa gleich groß.

### V.1.1.3 $p_{\perp}^2$ -Abhängigkeit

Im Hinblick auf die sehr interessante Frage des Photon shrinking (Kap. I.3) wurden die Daten auch auf ihre Transversalimpulsverteilung untersucht, obwohl das Experiment nicht dafür ausgelegt war.

In Abb. 22 ist für zwei  $x$ -Bereiche  $0.3 < x < 0.7$  und  $0.7 < x < 0.95$   $1/\sigma_{\text{tot}} \frac{1}{\pi} E^*/p_{\text{max}}^* \frac{d^2\sigma}{dx dp_{\perp}^2}$  für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  gegen  $p_{\perp}^2$  aufgetragen.

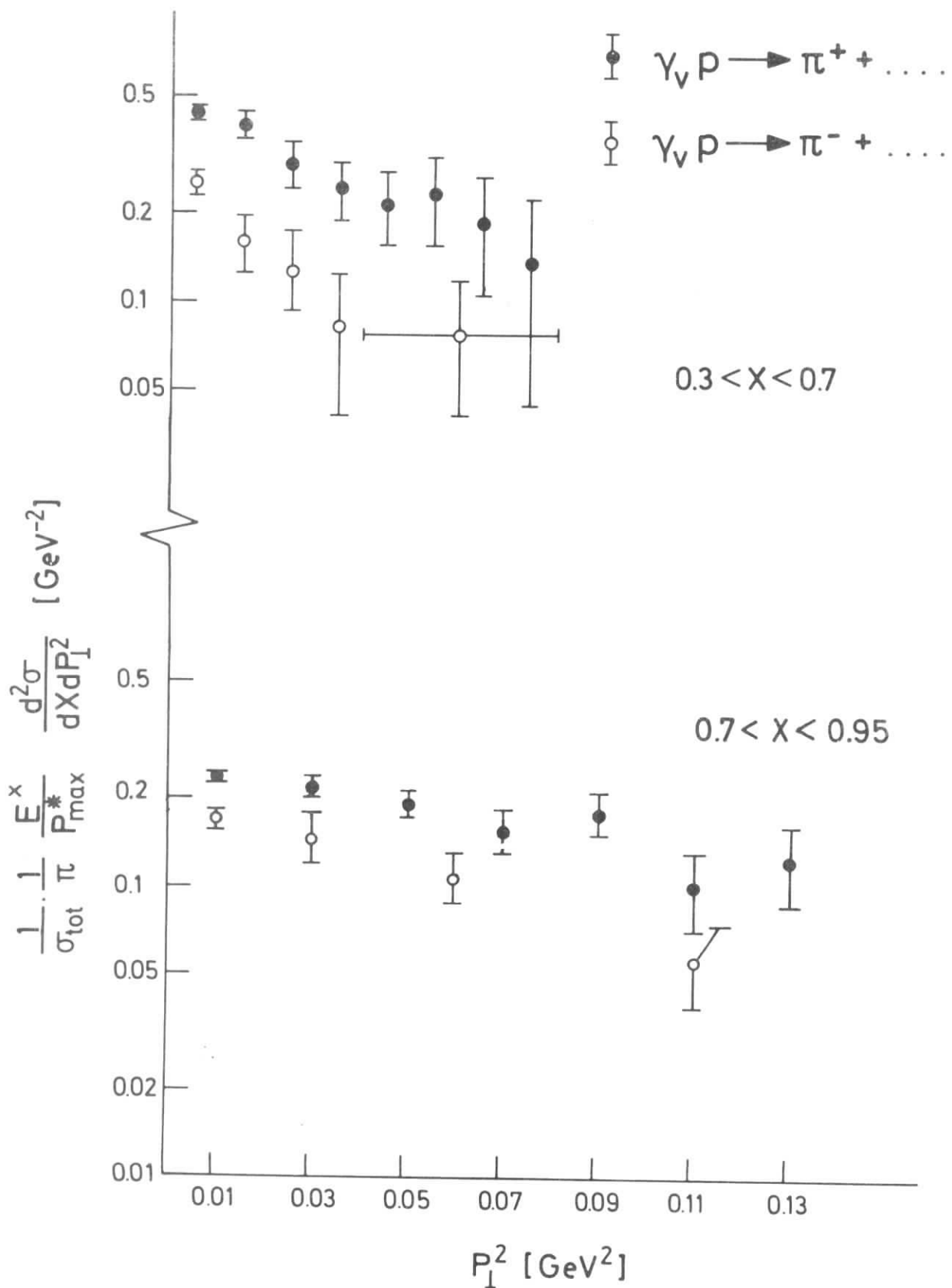


Abb. 22: Invariante auf  $\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}}$  normierte Strukturfunktion für  $\gamma_V p \rightarrow \pi^{\pm} + \dots$  für zwei  $x$ -Bereiche in Abhängigkeit von  $p_{\perp}^2$ .

Für  $0.7 < x < 0.95$  ist die Änderung in  $p_{\perp}^2$  ziemlich flach. Einen ähnlichen Verlauf für  $p_{\perp}^2 \lesssim 0.1$  ergaben Messungen mit  $q^2 = 0.55 \text{ GeV}^2$  (DAM72) und  $q^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$  (BEB72). Entgegen den Shrinkingerwartungen ist der Abfall von  $F(x, p_{\perp}^2)$  mit  $p_{\perp}^2$  für  $0.3 < x < 0.7$  steiler als in der Photoproduktion. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß Faktorisierung vor allem bei kleinen  $p_{\perp}^2$  den meisten Daten nur schlecht oder gar nicht (MOF 71) entspricht.

#### V.1.1.4 Missing-Mass-Spektren

In Abb. 23 und Tab. 5 ist der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*dM}$  gegen die Missing Mass für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  aufgetragen. Strahlungskorrekturen wurden nicht gesondert gerechnet, sondern in einem vereinfachten Verfahren für jedes Missing Mass-Intervall entsprechend dem dazugehörigen mittleren x-Wert aus den in Tab. 4 angegebenen Werten angebracht.

Deutlicher als in den x-Verteilungen sieht man im Fall des  $\pi^+$  die Kanäle  $\pi n$ ,  $\pi\Delta^0$  und  $\pi N^+(1520)$ , während sich die  $\Delta^{++}$ -Resonanz in der  $\pi^-$ -Verteilung nicht sehr stark aus dem nichtresonanten Untergrund abhebt. Die Asymmetrie des  $\pi^+/\pi^-$ -Verhältnisses läßt sich hieraus aus den ungleichen Anteilen dieser nicht-diffraktiven Kanäle für die beiden Polaritäten verstehen.

#### V.1.2 Kaon Spektren

Für die mit  $p_{\text{Lab}} > 1.9 \text{ GeV}$  gemessenen  $K^+$  und  $K^-$ -Mesonen ist das Missing Mass Spektrum  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*dM}$  in Abb. 24 dargestellt. Strahlungskorrekturen sind wegen der geringen Statistik nicht gemacht worden.

Für das  $K^+$  erkennt man die Zweiteilchenendzustände  $K^+\Lambda$ ,  $K^+(\Sigma 1385 \text{ MeV})$  und  $K^+\Lambda(1520 \text{ MeV})$ . Diese Resonanzen wurden auch in der Photoproduktion bei  $E_{\gamma} = 18 \text{ GeV}$  (BOY 70) gemessen. Bis auf die Schwellenreaktion  $K^+\Lambda$  sind in der Elektroproduktion bisher keine Kaonwirkungsquerschnitte veröffentlicht worden. Integriert man  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*dM_x}$  über  $M_x$  im Bereich der  $K^+\Lambda$ -Reaktion, so wird  $\frac{d\sigma}{d\Omega^*} = 0.122 \pm 0.036 \text{ } \mu\text{barn}$ . Ein Vergleich mit der Messung von (BRO 71) bei  $q^2 = 1.17 \text{ GeV}^2$  und  $W = 2.18 \text{ GeV}$  ergibt, in  $W$  proportional  $(\frac{1}{W^2 - M_p^2})^2$  auf  $W = 2.63 \text{ GeV}$  umgerechnet,  $0.164 \pm 0.027 \text{ } \mu\text{barn}$  und damit innerhalb der Fehler Übereinstimmung. Für das Verhältnis  $K^+\Lambda/K^+\Sigma$  erhielten die gleichen Autoren bei  $q^2 = 1.17$  eine obere Grenze von 15 %. Die Zählratenstatistik erlaubt hier keine Trennung.

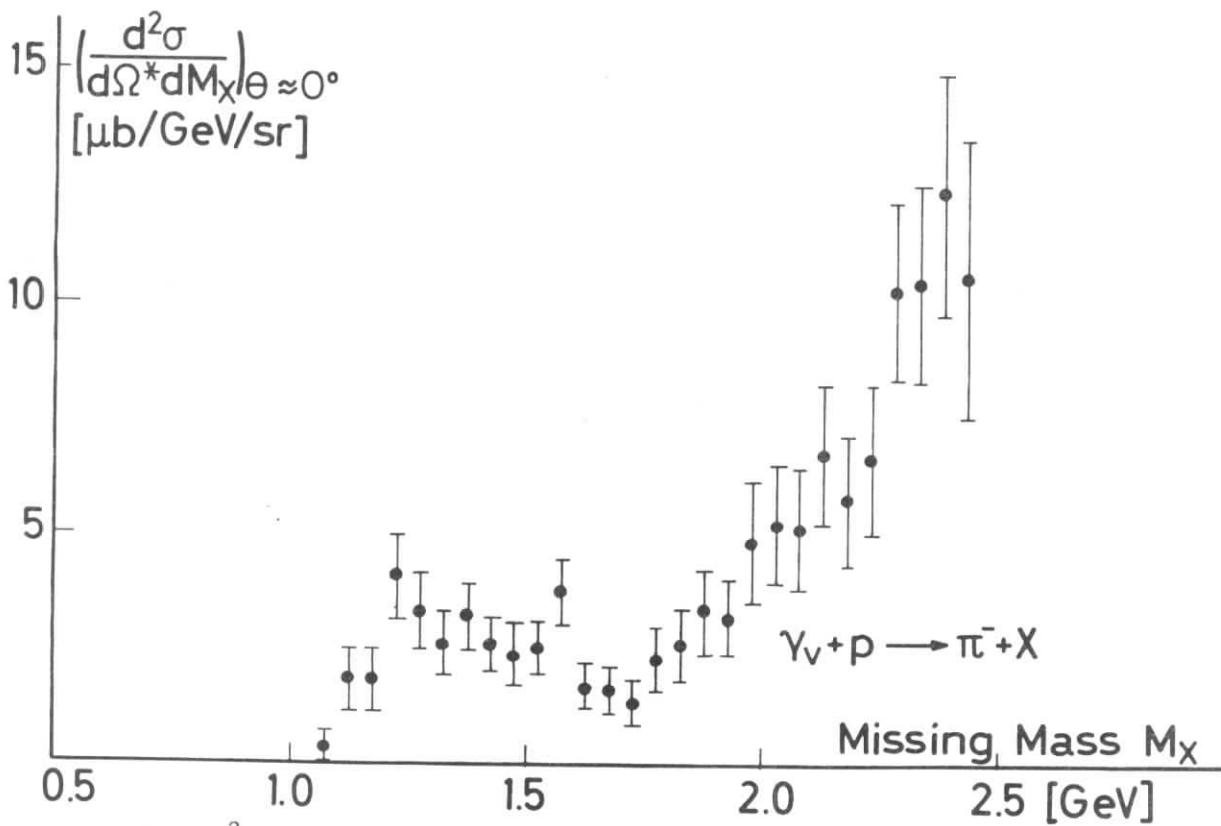
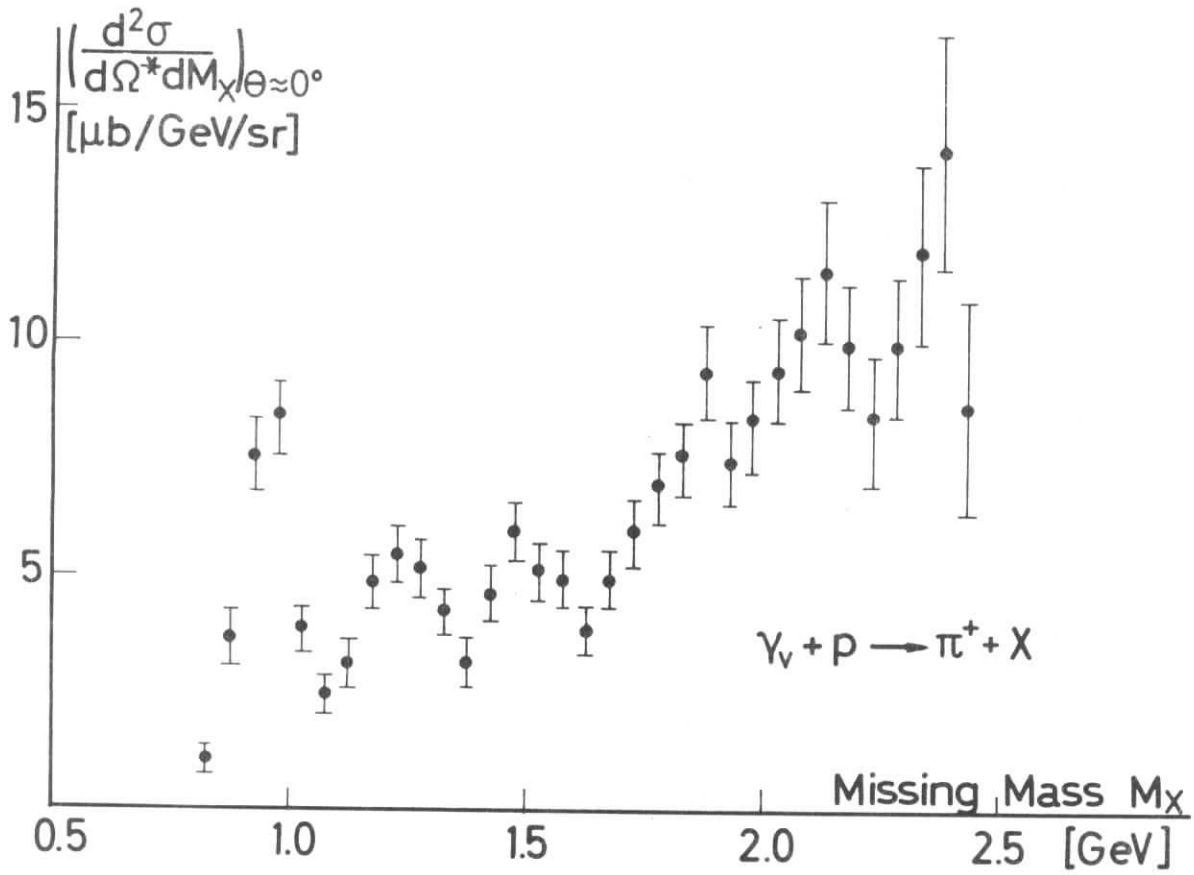


Abb. 23:  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega^*dM}$  für inklusive Elektroproduktion von  $\pi^+$  und  $\pi^-$  in der Richtung des virtuellen Photons als Funktionen der Masse des nicht gemessenen Systems.

$M_x$ [GeV]	$\frac{d^2\sigma}{d\Omega^* dM_x}$   $\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	
	$\gamma_{\nu\text{p}} \rightarrow \pi^+ + X$	$\gamma_{\nu\text{p}} \rightarrow \pi^- + X$
0.825	1.11 ± 0.28	
0.875	3.69 0.55	
0.925	7.63 0.83	
0.975	8.43 0.82	
1.025	3.85 0.52	
1.075	2.50 0.40	0.42 ± 0.37
1.125	3.26 0.46	1.91 0.67
1.175	4.90 0.56	1.94 0.64
1.225	5.49 0.59	4.09 0.91
1.275	5.17 0.57	3.35 0.76
1.325	4.30 0.52	2.66 0.66
1.375	3.20 0.46	3.25 0.73
1.425	4.71 0.56	2.66 0.64
1.475	5.95 0.65	2.54 0.65
1.525	5.15 0.60	2.58 0.61
1.575	4.96 0.57	3.82 0.72
1.625	3.93 0.50	1.84 0.52
1.675	5.03 0.58	1.70 0.51
1.725	5.96 0.68	1.43 0.52
1.775	6.92 0.73	2.36 0.69
1.825	7.58 0.83	2.72 0.82
1.875	9.46 1.00	3.43 0.93
1.925	7.54 0.91	2.29 0.81
1.975	8.28 1.01	4.89 1.30
2.025	9.46 1.11	5.32 1.29
2.075	10.27 1.20	5.20 1.34
2.125	11.59 1.45	6.79 1.46
2.175	9.96 1.32	5.81 1.41
2.225	8.35 1.39	6.72 1.58
2.275	9.99 1.50	10.28 1.91
2.325	11.98 1.90	10.45 2.10
2.375	14.24 2.49	12.40 2.62
2.425	8.74 2.34	10.59 3.03

Tabelle:

$d^2\sigma/d\Omega^* dM_x$  für  $\pi^+$  und  $\pi^-$  in der Richtung des virtuellen Photons als Funktion der Missing Mass  $M_x$

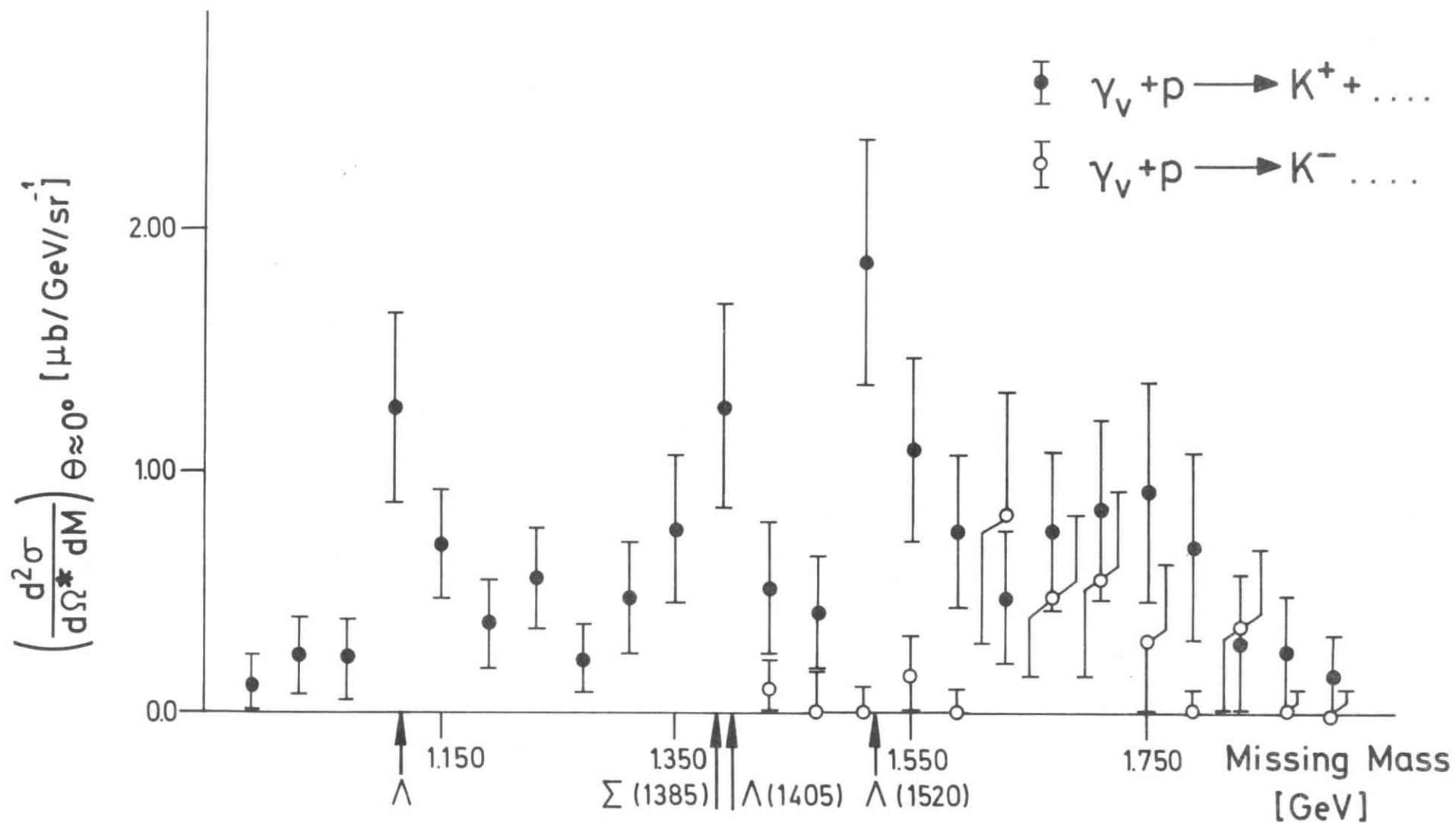


Abb. 24:  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dM}$  für inklusive Elektroproduktion von  $K^+$  und  $K^-$  in der Richtung des virtuellen Photons als Funktion der Masse des nicht gemessenen Systems für  $\vec{p}_{K,\text{Lab}} > 1.9 \text{ GeV}$ .

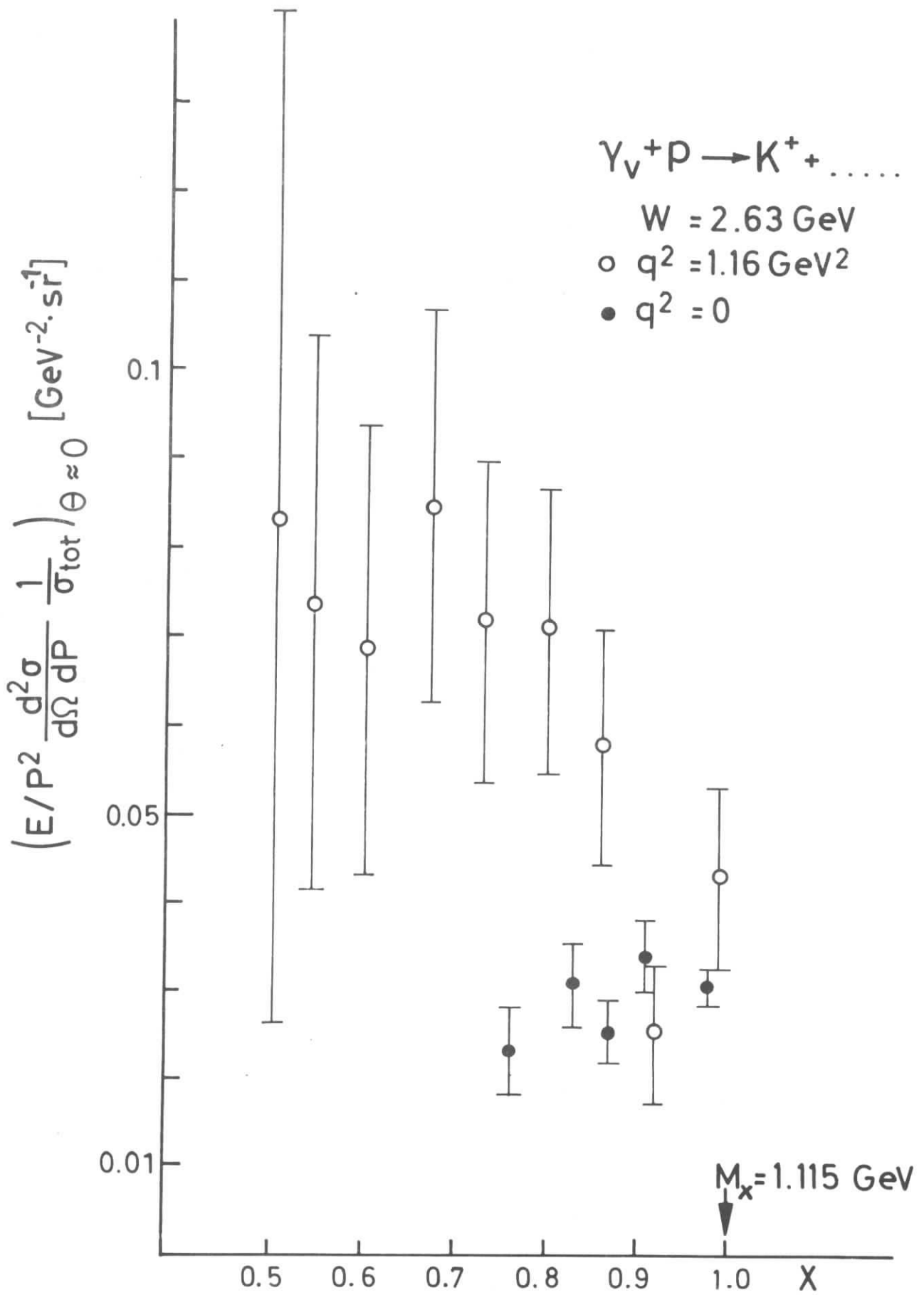


Abb. 25: Invariante auf  $\frac{1}{\sigma_{\text{tot}}}$  normierte Strukturfunktion  $F$  für  $\gamma p \rightarrow K^+ \dots$  bei  $q^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$  und  $q^2 = 0 \text{ GeV}^2$  (BUR 72)

$K^-$ -Mesonen können wegen Erhaltung der Strangeness erst oberhalb der Paarerzeugungsschwelle von 1.43 GeV auftreten. Der experimentell gemessene Querschnitt ist bis zu einer Missing Mass von 1.6 GeV mit Null verträglich und erreicht auch dann nur etwa den halben Wert von  $K^+$ .

Zum Vergleich mit den Photoproduktionsdaten von (BUR 72) bei gleichem  $W$  und Transversalimpuls ist in Abb. 25  $F_{K^+}(x) = \frac{E}{p^2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dp} / \sigma_{\text{tot}}$  gegen  $x$  aufgetragen. Für  $x > 0.7$  ist  $F_{K^+}(q^2 = 1.15)$  um etwa einen Faktor 2 größer als  $F_{K^+}(q^2 = 0)$ . Das Verhältnis  $F_{\pi^+}(q^2 = 1.15) / F_{K^+}(q^2 = 1.15)$  ändert sich zwischen  $x = 0.7$  und  $x = 0.5$  von 5 auf 7, und scheint damit oberhalb des Resonanzbereiches größer zu werden. Für den gleichen  $x$ -Bereich läßt sich für  $F_{\pi^-}(q^2 = 1.15) / F_{K^-}(q^2 = 1.15)$  eine untere Grenze von 6 angeben.

Diese Querschnittsverhältnisse bestätigten zwar Wilsons Partonmodellvorstellungen (WIL71) vom Ansteigen der Kaon-Rate mit  $q^2$ , wenn auch das bei  $q^2 \approx 1 \text{ GeV}^2$  für jeden zweiten Endzustand vorhergesagte Kaon bei einer mittleren Ladungsmultiplizität von 2.6 (ECK72) nicht erreicht wird. Wesentlich ist aber, daß die  $K$ -Mesonen entgegen Wilsons Vorstellungen hauptsächlich Zweikörper-Endzuständen und damit einem anderen Erzeugungsmechanismus entstammen. Allerdings muß berücksichtigt werden, daß Messungen weiter oberhalb der  $K$ -Paarerzeugungsschwelle, also bei kleineren Impulsen oder größeren  $W$ , sich als Test besser eignen würden.  $SU(3)$  und das Dual Quark Parton Modell ergeben im tiefinelastischen Bereich für das  $\pi^+/K^+$  Verhältnis einen ähnlich niedrigen Wert zwischen 1/2 und 7/5 bei (KIN72), während (PAN72) für  $\omega \gtrsim 1$  beide Teilchen mit gleicher Häufigkeit erwartet.

## V.2 Zweikörperendzustände

### V.2.1 Ein-Pion-Produktion

Die Reaktion  $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ n$  gehört in der Elektroproduktion zu den interessantesten Prozessen, da sie experimentell relativ leicht zugänglich ist, Aussagen über die elektrische Struktur des Pions liefert und die Prüfung verschiedener Theorien erlaubt.

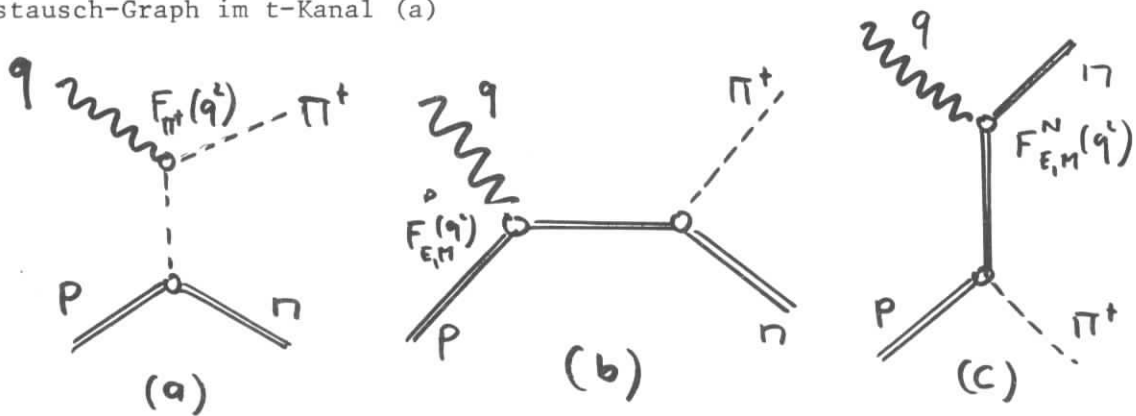
Messungen zwischen  $0,2 < q^2 < 0,8$  und bei  $W = 2.2 \text{ GeV}$  (DRI71), bei denen  $\sigma_{U^+E\sigma_L}$ ,  $\sigma_T$  und  $\sigma_I$  voneinander getrennt wurden, ergaben einen wesentlich größeren Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß als in der Photoproduktion, der über  $\sigma_L$  erklärt werden kann. Messungen, bei denen  $\sigma_U$  und  $\sigma_L$  getrennt ist,



existieren bisher nicht. Der Abfall in  $t$  scheint für  $\sigma_L$  wesentlich stärker zu sein als bei  $\sigma_U$ , für das man wie in der Photoproduktion ein Verhalten proportional  $\exp(3t)$  erwartet.  $\sigma_T$  wird mit  $q^2$  sehr klein, während  $\sigma_I$  ein relativ kompliziertes Verhalten zeigt.

In diesem Experiment bei kleinen  $t$  und Azimutalwinkeln  $\phi$  um  $90^\circ$  und  $270^\circ$  wurden praktisch nur die Terme  $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$  gemessen, da der Beitrag von  $\sigma_I$  wegen seines  $\cos\phi$ -Faktors Null war und  $\sigma_T$  vermutlich auch bei diesem  $q^2$  klein ist (DRI71).

Die  $q^2$ - und  $t$ -Abhängigkeit der Einpionproduktion läßt sich für  $W$  oberhalb der Resonanzen durch das elektrische Borntermmodell (BER70) und das Vektormeson-dominanzmodell VDM, beschreiben. Ersteres ist nur für  $|t| < \approx 0.1$  anwendbar (periphere Stöße). Den Hauptbeitrag zur Streuamplitude liefert der Einpion-austausch-Graph im  $t$ -Kanal (a)



kleinere Anteile ergeben die Graphen (b) und (c) sowie Korrekturen für Nukleonresonanzen. Da die Formfaktoren  $F_{E,M}^{p,N}(q^2)$  von Proton, Neutron und den Resonanzen bekannt sind, läßt sich der elektrische Pionformfaktor  $F_{\pi^+}(q^2)$  über Messungen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  bei verschiedenem  $q^2$  bestimmen.

Das VDM verbindet die Photoproduktion  $\gamma N \rightarrow \pi N$  über Zeitumkehr mit der gemessenen Vektormesonproduktion  $\pi N \rightarrow (\rho^0, \omega, \phi) N$ . Für die Einpionproduktion wird bei kleinem  $t$  das Photon bevorzugt an ein resonantes Pionpaar mit gleichem Spin und Parität, das  $\rho^0$  koppeln, das dann mit dem Proton rein hadronisch in Wechselwirkung tritt. Fraas und Schildknecht (FRA71) erhalten für den dominanten Term  $\sigma_L$  die Beziehung:

$$G_L(t, q^2) = \frac{q^2}{m_\rho^2} \frac{m_\rho^4}{(q^2 + m_\rho^2)^2} \frac{\alpha \cdot \pi}{\gamma_\rho^2} \left( \int_0^1 \frac{dG}{dt} \right)_{\pi^- p \rightarrow \rho^0 n} + (\beta, \omega)_{\text{interf.}}$$

Dabei ist  $\gamma_\rho$  die aus der Leptonpaarvernichtung  $e^-e^+ \rightarrow \rho$  bekannte von  $q^2$  unabhängige Kopplungskonstante zwischen Photon und Vektormeson. ( $\gamma_P^2/4\pi = 0.50 \pm 0.03$ ) während  $\rho_{00}^{\rho^0}$  das über die Messung  $\pi^-p \rightarrow \rho^0n$  bestimmte longitudinale Matrixdichteelement ist. Für den Interferenzterm zwischen  $\rho^0$  und  $\omega$  Amplituden kann wegen der unbekanntenen Phase nur ein maximaler Beitrag von etwa 10% angenommen werden. Nach Daten von (BUL71) mit  $E_{\pi^-} = 15$  GeV wurde über die obige Beziehung unter Vernachlässigung des Interferenzterms  $\sigma_L(t)$  für  $q^2 = 1.15$  GeV<sup>2</sup> ausgerechnet.  $(\frac{d\sigma}{dt})_{\pi^-p \rightarrow \rho^0n}$  ist dabei mit  $(\frac{1}{W^2 - M_p^2})^2$  auf  $W = 2.63$  GeV transformiert, das Matrixdichteelement als unabhängig von  $W$  angenommen. Das Ergebnis ist als

$$\epsilon G_L(t, q^2=1.15) \quad \text{und} \quad G_U(t, q^2=1.15) = \frac{m_p^4}{(q^2 + m_p^2)^2} \frac{dG}{dt}(t, q^2=0)_{\gamma p \rightarrow \pi^+ n}$$

zusammen mit den in diesem Experiment gemessenen Werten  $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$  in Abb. 26 aufgetragen.

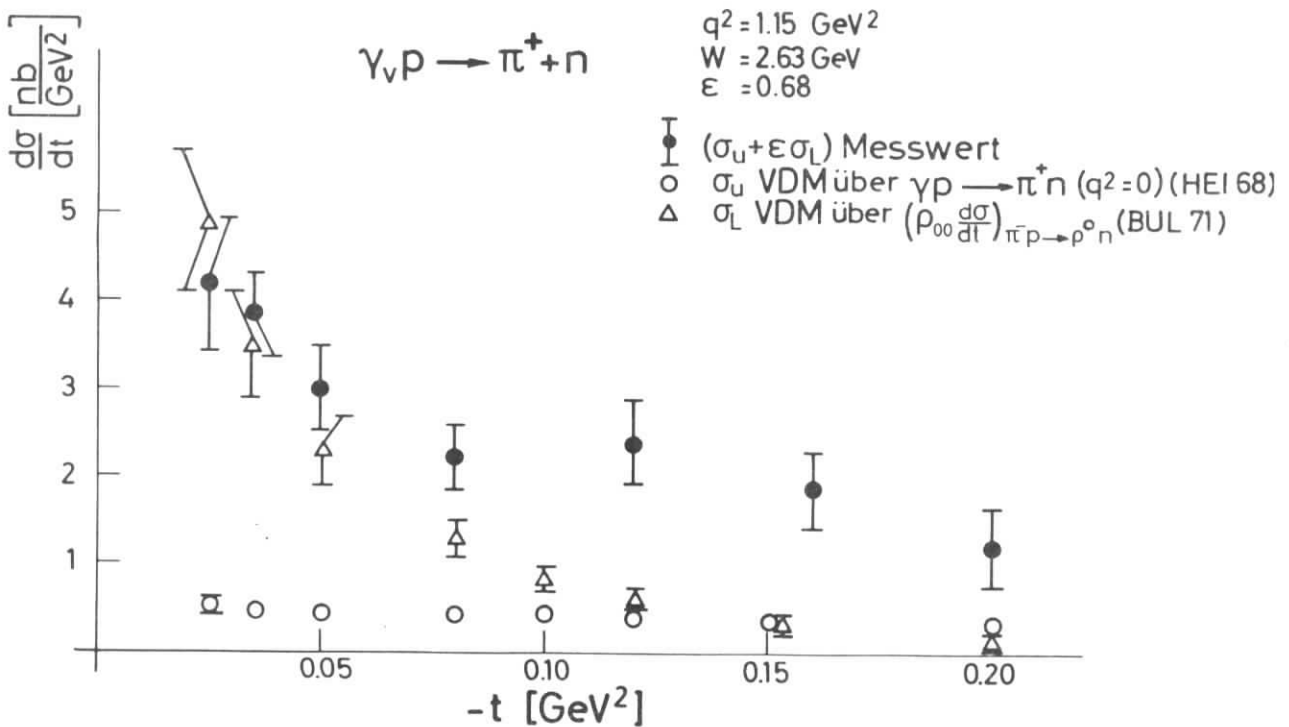


Abb. 26: VDM-Vorhersage für  $\frac{d\sigma_U}{dt}$  und  $\epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$  in der Elektroproduktion eines positiven Pions.

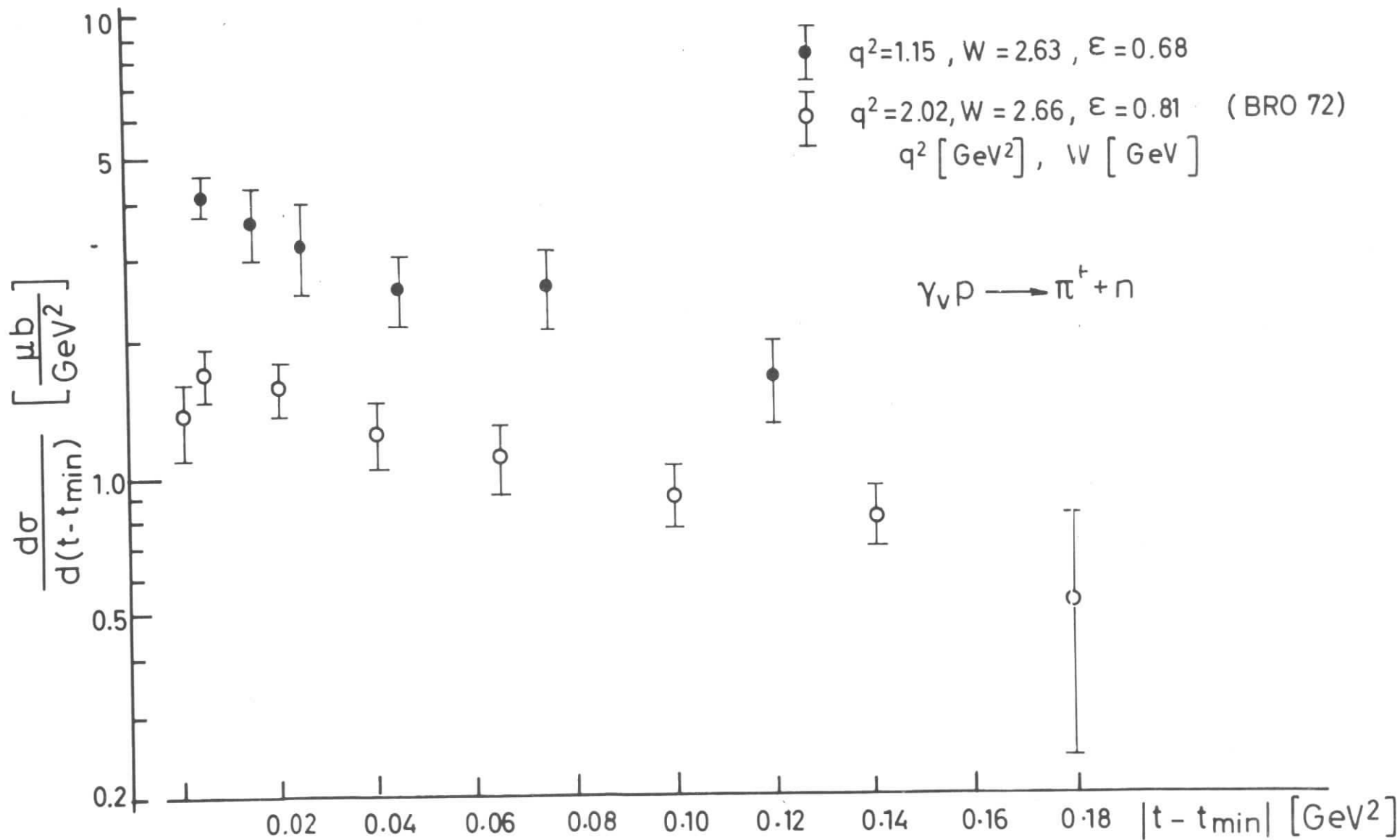


Abb. 27:  $|t-t_{\min}|$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion  $\gamma_V p \rightarrow \pi^+ + n$

$ t-t_{\min} $	$\frac{d\sigma}{d(t-t_{\min})}$	$\left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$
0.00 - 0.01	4.06 ± 0.41	
0.01 - 0.02	3.61 ± 0.67	
0.02 - 0.03	3.20 ± 0.76	
0.03 - 0.05	2.56 ± 0.45	
0.06 - 0.09	2.58 ± 0.51	
0.09 - 0.15	1.61 ± 0.33	

$ t $	$\frac{d\sigma}{dt}$	$\left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$
0.02 - 0.03	4.19 ± 0.76	
0.03 - 0.04	3.84 ± 0.47	
0.04 - 0.06	3.01 ± 0.48	
0.06 - 0.10	2.22 ± 0.38	
0.10 - 0.14	2.36 ± 0.44	
0.14 - 0.18	1.86 ± 0.44	
0.18 - 0.22	1.21 ± 0.46	

Tabelle 6 :  $t$ -Abhängigkeit der Reaktion  $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^+ + n$  ( $W = 2.63$  GeV,  $-q^2 = 1.15$  GeV<sup>2</sup>,  $\epsilon = 0.68$ )

Bei kleinen  $t$ -Werten, wo man wegen der benutzten Näherung am ehesten Übereinstimmung erwartet, entspricht der nach VDM errechnete  $(\sigma_U + \epsilon\sigma_L)$ -Wert ziemlich gut den Messungen, deren  $t$ -Abhängigkeit sich zu  $\exp(A \cdot t)$  mit  $A = 6.3 \pm 1.5 \text{ GeV}^{-2}$  ergibt. Für  $\sigma_L$  ist nach VDM der Slopeparameter  $A = 20. \pm 2. \text{ GeV}^{-2}$ , während  $A_{\sigma_U} \cong 3 \text{ GeV}^{-2}$  Photoproduktionswerten entspricht.

Meßergebnisse der Einpionproduktion bei  $W = 2.66 \text{ GeV}$  und  $q^2 = 2.0 \text{ GeV}^2$ , deren  $t$ -Abhängigkeit in der Form  $d\sigma/d(t-t_{\min})$  publiziert wurde (BRO72), sind mit den Daten dieses Experimentes in der gleichen Form in Abb. 27 dargestellt. Der  $(t-t_{\min})$ -Abfall ist mit  $A = 7.45 \pm 1.72 \text{ GeV}^{-2}$  ( $q^2 = 1.15$ ) und  $A = 7.2 \text{ GeV}^{-2}$  ( $q^2 = 2.0$ ) ziemlich gleich, während sich die Wirkungsquerschnitte um etwa einen Faktor 2 unterscheiden. Diese Differenz kann nicht allein über den  $\rho$ -Propagator erklärt werden, sondern auch über das bei  $q^2 = 2. \text{ GeV}^2$  größere  $t_{\min}$ .

In Tab. 6 ist die  $t$ - und die  $t-t_{\min}$ -Abhängigkeit der Einpionproduktion für dieses Experiment zusammengefaßt.

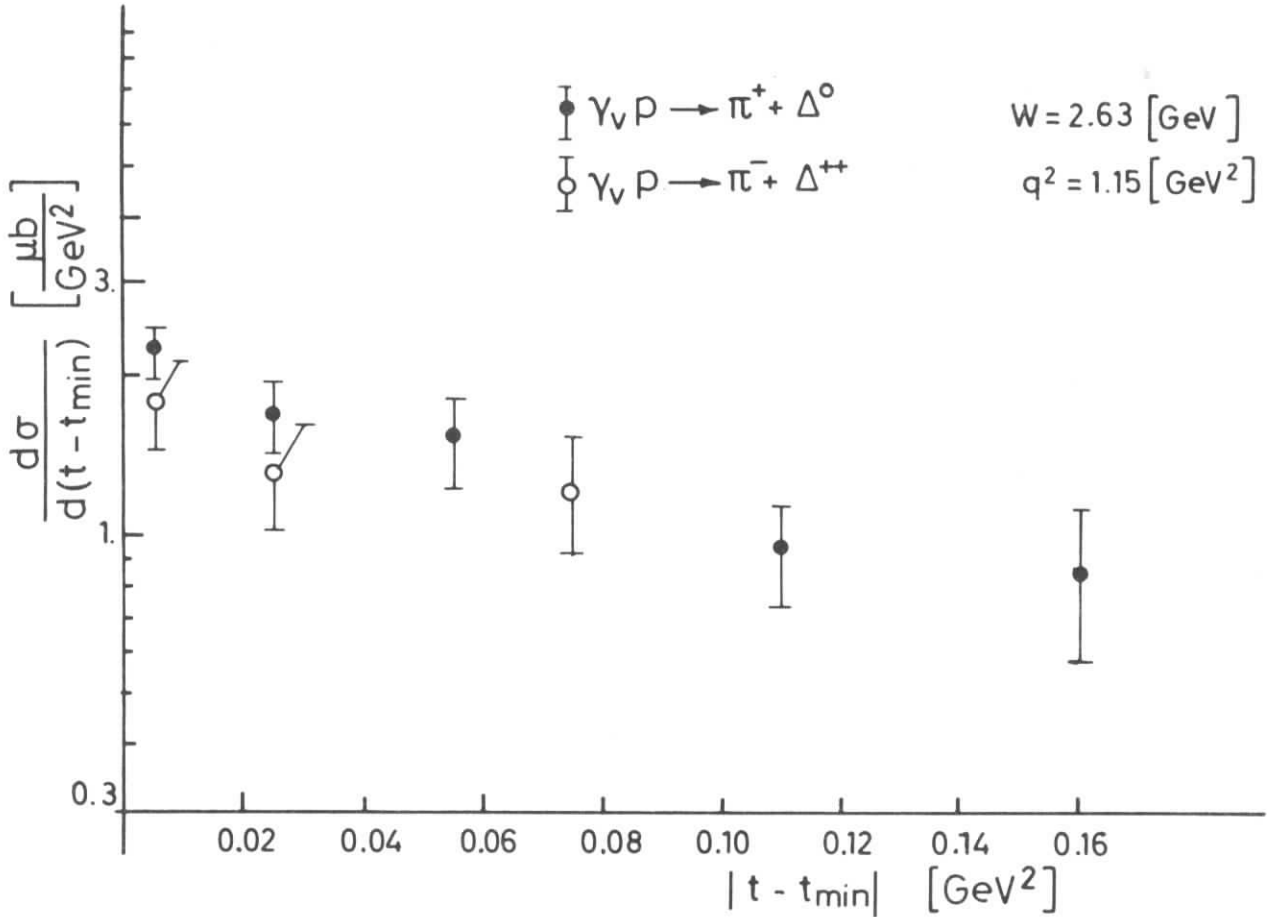
#### V.2.2 $\Delta$ -Resonanzen

Für den aus den Missing Mass-Spektren abgetrennten  $\Delta^0$  und  $\Delta^{++}$ -Anteil (Kap. IV.6) wurde die  $t$ -Abhängigkeit, sowie die Änderung mit  $q^2$  bei festem  $t$  untersucht. Die Fehler betragen im Mittel etwa  $\pm 20\%$  und enthalten nur die Zählraten-Statistik einschließlich der zufälligen Koinzidenzen. Strahlungskorrekturen sind nicht angebracht. Die bisher veröffentlichten Daten der Reaktion  $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi \Delta$  sind alle bei kleinerem  $q^2$  und  $W$  gemessen, aber meistens erheblich genauer.

Wegen  $\cos\phi \approx 0$  entspricht der gemessene Querschnitt wie in der Einpionproduktion in guter Näherung  $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$ . Abb. 28 und Tab. 7 enthalten  $d\sigma/d(t-t_{\min})$  für  $\Delta^0$  und  $\Delta^{++}$ .

$t_{\min}$  beträgt im Mittel  $0.164 \text{ GeV}^2$ . Eine Anpassung mit  $\exp(A \cdot t)$  ergibt  $A_{\Delta^0} = 8.9 \pm 1.9 \text{ GeV}^{-2}$  und  $A_{\Delta^{++}} = 4.9 \pm 4.5 \text{ GeV}^{-2}$ . Die beiden Kanäle  $\pi^{\pm} \Delta$  zeigen in der Photoproduktion für  $t < 0.4 \text{ GeV}^2$  ein verschiedenes  $t$ -Verhalten (BOY70). Das Querschnittsverhältnis  $D(t_{\min}) = \Delta^0/\Delta^{++} \sim 1.1$  in Abb. 28 bestätigt eine  $q^2$ -Abhängigkeit, die sich aus Messungen der Photoproduktion (BOY70) und der Elektroproduktion bei  $q^2 = 0.2$  und  $q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$  (DAM72/70) ergab.

Abb. 28:



Für die Daten mit  $q^2 = 0$  und  $|t_{\min}| < 0.01$  GeV<sup>2</sup> ergab sich  $D$  zu 0.37, für  $q^2 = 0.2$  GeV<sup>2</sup> ( $|t_{\min}| = 0.04$  GeV<sup>2</sup>) vergrößerte sich  $D$  auf 0.48 und erreichte bei  $q^2 = 0.7$  GeV<sup>2</sup> ( $|t_{\min}| = 0.11$  GeV<sup>2</sup>) einen Wert von  $D = 0.82$ . Da bei  $q^2 = 0$  erst oberhalb von  $|t| = 0.4$  GeV<sup>2</sup> mit Eins verträglich wird, beruht das Anwachsen von  $D$  in der Elektroproduktion nicht nur auf einem  $t_{\min}$ -Effekt.

In Abb. 29 ist  $d\sigma/d(t-t_{\min})$  für  $\Delta^0$  (oben) und  $\Delta^{++}$  (unten) bei festem  $|t-t_{\min}| = 0.05$  GeV<sup>2</sup> gegen  $q^2$  aufgetragen. Beide Photoproduktionswerte sowie die beiden Meßpunkte bei  $q^2 = 0.7$  und  $q^2 = 0.35$  GeV<sup>2</sup> im Fall des  $\Delta^0$  sind proportional

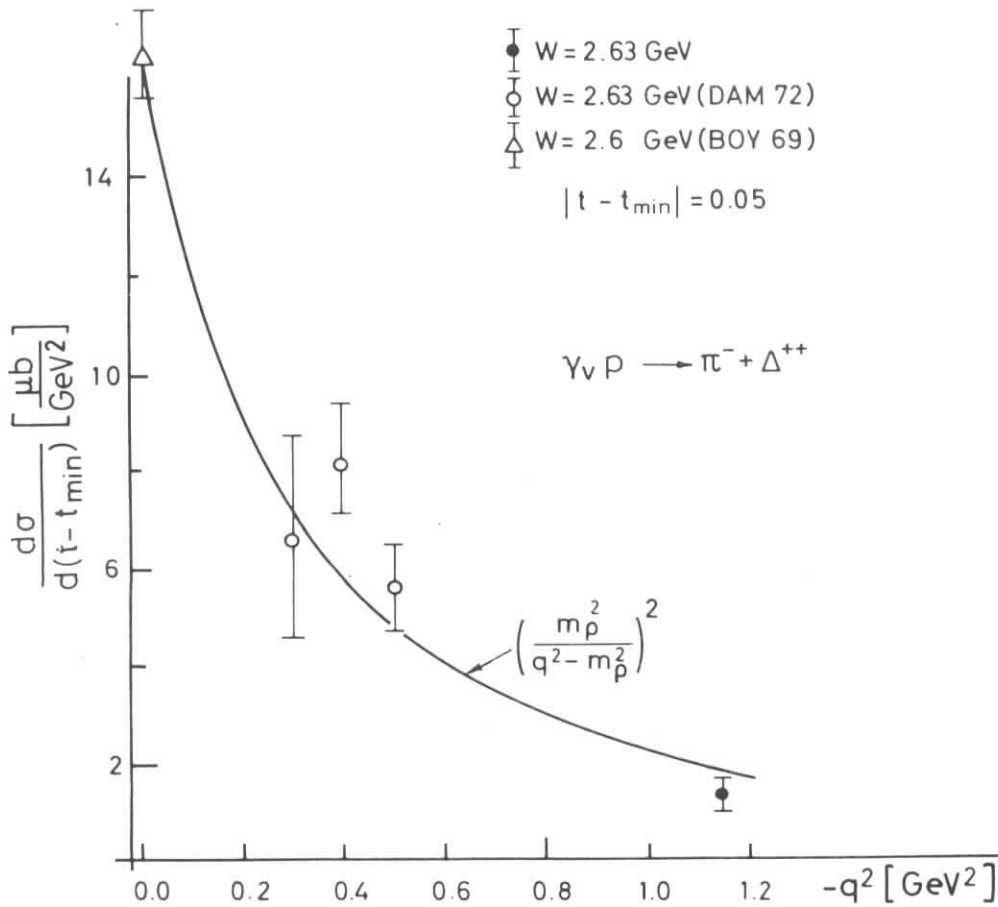
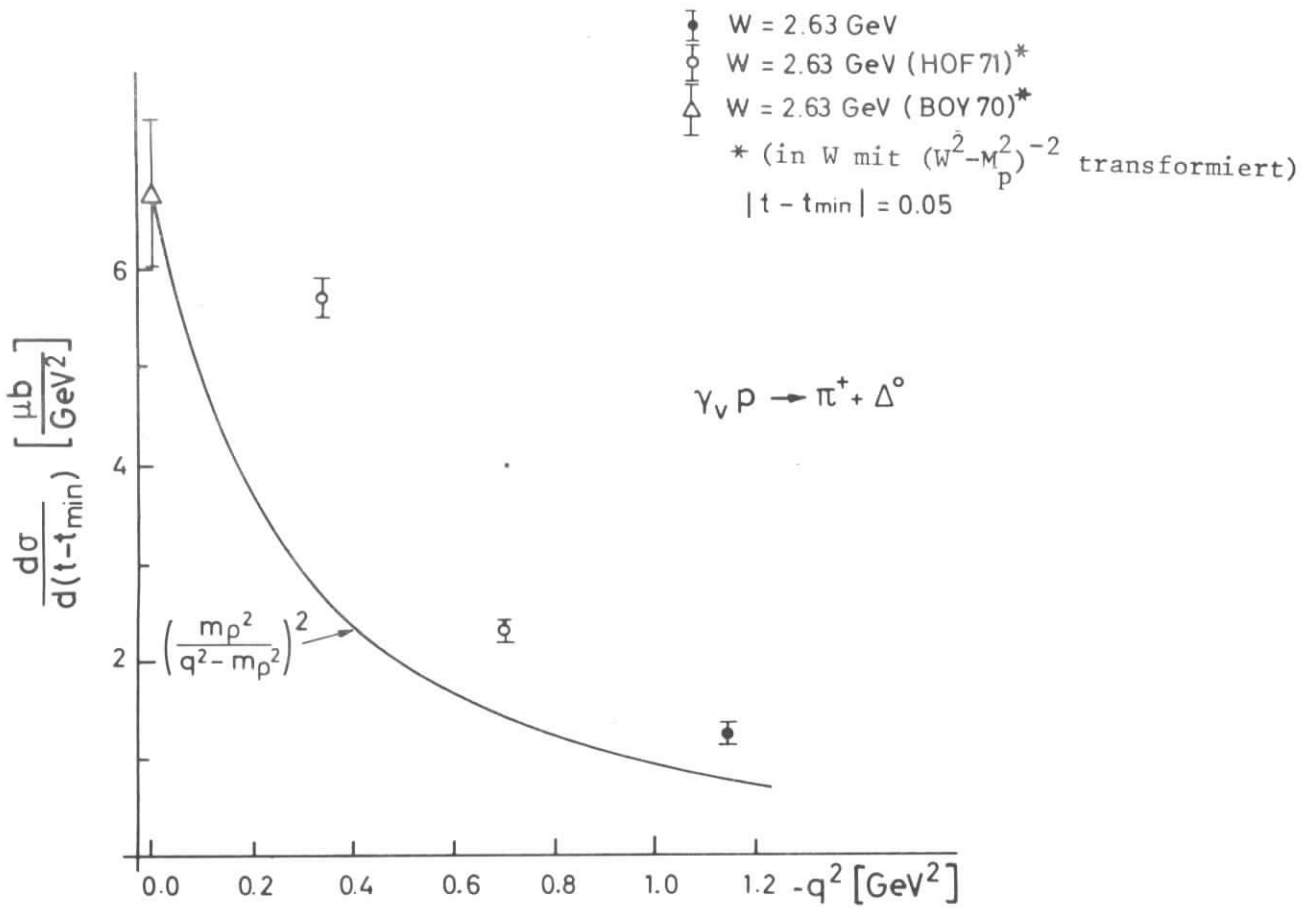
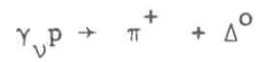
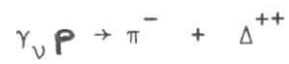


Abb. 29:  $q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\sigma_u + \varepsilon\sigma_l$  für die Reaktionen  $\gamma_V p \rightarrow \pi^\pm \Delta^{\pm\pm}$



$ t-t_{\min} $	$\frac{d\sigma}{d(t-t_{\min})}$	$\left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$
0.00 - 0.01	2.23 ± 0.25	
0.01 - 0.04	1.68 ± 0.26	
0.04 - 0.07	1.52 ± 0.29	
0.07 - 0.13	0.93 ± 0.19	
0.13 - 0.19	0.85 ± 0.27	



$ t-t_{\min} $	$\frac{d\sigma}{d(t-t_{\min})}$	$\left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$
0.00 - 0.01	1.79 ± 0.33	
0.01 - 0.04	1.32 ± 0.30	
0.04 - 0.11	1.23 ± 0.29	

Tabelle 7 :  $t-t_{\min}$ -Abhängigkeit der Reaktionen  $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^{+} \Delta^{0}$   
 und  $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^{-} \Delta^{++}$  ( $W = 2.63 \text{ GeV}$ ,  $q^2 = 1.15 \text{ GeV}^2$ ,  $\epsilon = 0.68$ )



$(1/W^2 - M_\rho^2)^2$  auf  $W = 2.63$  GeV umgerechnet. Während für das  $\Delta^{++}$  ein Verhalten in  $q^2$  proportional  $(m_\rho^2/q^2 - M_\rho^2)^2$  ganz gut erfüllt zu sein scheint, zeigen beim  $\Delta^0$  die experimentellen Werte keine diesem  $\rho$ -Propagator entsprechende Abhängigkeit.

VDM-Berechnungen (BAR72) ergeben im Vergleich mit den Daten von (DRI71) für  $\Delta^0$  wahrscheinlich ein zu kleines  $\sigma_L$  und damit einen zu geringen Querschnitt, während für das  $\Delta^{++}$  die Vorhersage den bisherigen Daten ziemlich gut entspricht.

LITERATURVERZEICHNIS

- ABA 71 H.D.I. Abarbanel und J.B. Kogut, Princeton,  
Submitted to the Phys. Rev., 1971  
"The Effect of Virtual Photon Mass on Transverse Momentum  
Distributions in Inclusive Processes"
- ALD 72 J.C. Alder, F.W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach, W. Flauger,  
K.H. Frank, E. Ganßauge, J. Gayler, V. Korbel, W. Krechlok,  
J. May, M. Merkwitz, P.D. Zimmerman; DESY 72/31 und  
Nucl. Phys. B46 (1972), 415
- AMA 62 D. Amati, A. Stanghellini and S. Fubini;  
Nuovo Cimento 26, 896 (1962)
- BAL 72 J. Ballam, E.D. Bloom, J.T. Carroll, G.B. Chadwick, R.L.A. Cottrell,  
M. Della Negra, H. DeStaebler, L.K. Gershwin, L.P. Keller, M.D.  
Mestayer, K.C. Moffeit, C.Y. Proscott, S. Stein,  
SLAC, Stanford University  
"A Study of Hadronic Final States from Inelastic Muon Scattering  
in a Hybrid Bubble Chamber Experiment"  
Contribution to the XVI International Conference on High Energy  
Physics Chicago, 1972
- BAR 66 A. Bartl und P. Urban, Acta Physica Austriaca,  
Band XXIV, (1966), 139
- BAR 72 Bartl, W. Majerotto, D. Schildknecht, DESY 72/4 (1972)
- BEB 72 C.J. Bebek et al., Contribution No. 952 to Chicago Convergence (1972)
- BER 64 S.M. Berman, Phys. Rev. 135, 1249 (1964)
- BER 70 F.A. Berends, Phys. Rev. D1, 2590 (1970)
- BEN 70 J. Benecke, T.T. Chou, C.N. Yang and E. Yen; Phys. Rev. 188,  
2159 (1969)

- BET 53 H.A. Bethe, J. Ashkin, in E. Segre, Experimental Nuclear Physics (New York 1963)
- BJO 66 J.D. Bjorken, S.D. Drell, BT Hochschultaschenbücher Bd. 98/98a
- BJO 69 J.D. Bjorken und E.A. Paschos;  
Phys. Rev. 185, 1975 (1969)  
und J.D. Bjorken, Phys. Rev. 179, 1547 (1969)
- BJO 70 J.D. Bjorken; Phys. Rev. D1, 1450 (1970)
- BJO 71 J.D. Bjorken; Proc. International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies; Cornell University (1971), p. 282
- BOY 70 A.M. Boyarski, R. Diebold, S.D. Ecklund, G.E. Fischer, Y. Murata, B. Richter, M. Sands;  
SLAC-PUB-803 (1970)
- BRAS 71/2 F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman, E. Ganßauge;  
DESY 71/2 (1971)
- BRAS 71/19 F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May, P.D. Zimmerman, E. Ganßauge;  
DESY 71/19 (1971)
- BRAS 71/68 F.W. Brasse, E. Chazelas, W. Fehrenbach, K.H. Frank, E. Ganßauge, J. Gayler, V. Korbel, J. May, M. Merkwitz und V. Rittenberg und H.R. Rubinstein;  
DESY 71/68 (1971) und Nucl. Phys. B39 (1971) 421
- BROW 72 C.N. Brown, C.R. Canizares, W.E. Cooper, A.M. Eisner, G.J. Feldman, C.A. Lichtenstein, L. Litt, W. Lockeretz, Phys. Rev. Lett 28 (1972), 1086
- BRO 72 C.N. Brown et al., Contribution No. 420 to Chicago Conference

- BUL 71 F. Bulos, M.J. Beniston, R.K. Carnegie, G.E. Fischer, E.E. Kluge, D.W. G.S. Leith, H.L. Lynch, B. Ratcliff, B. Richter, H.H. Williams und S.H. Williams; Phys. Rev. Lett. 26, 1453 (1971)
- BUR 72 H. Burfeindt, G. Buschhorn, H. Genzel, P. Heide, U. Kötz, K.-H. Mess, P. Schmüser, B. Sonne, G. Vogel und B.H. Wiik; DESY, Hamburg: " Measurement of Inclusive Photoproduction at 3.2 GeV and Comparison with Electroproduction", Contribution to the XVI International Conference on High Energy Physics, Chicago, 1972
- CAL 65 C. de Callan, G. Fuchs; Nuovo Cimento 38, 1594, (1965)
- CHA 71 H.M. Chan, C.S. Hue, C. Quigg, J.M. Wang, P.R.L 26, 672 (1971)
- CHE 69 H. Cheng, T.T. Wu; Phys. Rev. 183, 1324 (1969)
- CLE 72 J. Cleymans, SLAC-PUB-1119
- DAK 72 J. Dakin et al.; Phys. Rev. Letters 29, 746 (1972)
- DAM 72 I. Dammann, C. Driver, K. Heinloth, G. Hofmann, F. Janata, P. Karow, D. Lüke, D. Schmidt, G. Specht; DESY 72/71 (1972)
- DAM 72/70 I. Dammann, C. Driver, K. Heinloth, G. Hofmann, F. Janata, P. Karow, D. Lüke, D. Schmidt, G. Specht; DESY 72/70 (1972)
- DESYH DESY Handbuch (1966)
- DRE 70 S.D. Drell und T.M. Yan; Phys. Rev. Letters 24, 855 (1970)  
S.D. Drell, D.J. Levy und T.M. Yan; Phys. Rev. Letters 22, 744 (1969)

- DRI 71 C. Driver, K. Heinloth, K. Höhne, G. Hofmann, P. Karow,  
J. Rathje, D. Schmidt, G. Specht; DESY 71/9 (1971) und  
Phys. Letters 35 B (1971), 77, 81
- ECK 72 V. Eckardt et al.; DESY 72/67 (1972)
- FEH 70 W. Fehrenbach, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1970
- FEY 69 R.P. Feynman; Phys. Rev. Letters 23, 1415 (1969)
- FRA 71 H. Fraas und D. Schildknecht; DESY 71/59 (1971) to be published  
in Phys. Lett.
- GAY 71 J. Gayler, Dissertation, Hamburg 1971  
und Interner Bericht DESY F21-71/2
- GAR 71 E.L. Garwin, A. Roder;  
Nuclear Instruments and Methods 93 (1971) 593 - 594
- GOU 65 M. Gourdin, Nuovo Cimento, 37, 2294 (1965)
- HAI 73 R. Haidan, Diplomarbeit, Universität Hamburg, 1973
- HAR 69 Haim Harari, Phys. Rev. Lett. 22, 1078 (1969)  
und Phys. Rev. Lett. 24, 286 (1970)
- HEI 68 P. Heide et al., Phys. Rev. Letters 21, 248 (1968)
- HEM 70 G. Hemmie, H. Walther, DESY-70/51 (1970)
- HOF 71 G. Hofmann, Dissertation, Hamburg 1971  
und Interner Bericht DESY F32-71/

- KEN 71 M.W. Kendall; Proc. 1971 Cornell Conf. p 248
- KIN 72 R.L. Kingsley S4(3) Predictions for Single Particle Distributions  
in deep Annihilation and deep inelastic Electroproduction  
DAMTP 72/49 (1972)
- KNO 72 J. Knobloch, private Mitteilung
- KOR 72 V. Korbel, Dissertation, Hamburg 1972
- LAZ 72 E. Lazarus et al., Phys. Rev. Letters 29, 743 (1972)
- LAN 71 P.V. Landshof und J.C. Polkinghorne, DAMTP 70/36
- LAN 70 P.V. Landshof und J.C. Polkinghorne;  
Nucl. Phys. B19 (1970), 432
- MAY 71 J. May, Dissertation, Hamburg 1971  
und Interner Bericht DESY F21-71/3
- MIT 72 K.H. Müttner, H.J. Rothe und T.O. Stamatescu  
Institut für theoretische Physik der Universität Heidelberg,  
(Dezember 16, 1972)
- Mo 69 L.W. Mo, Y.S. Tsai, Review of Modern Physics, 41 (1969), 205
- MOF 71 K.C. Moffeit et al., Phys. Rev. D5 (1972), 1603
- MUE 70 A.H. Mueller, Phys. Rev. D2 (1970) 2963
- NIS 70 H.T. Nish, Institute for Theoretical Physics, Stony Brook,  
New York II 790 (1970)
- PAN 72 C.F.A. Pantin, Nuclear Physics B 46, 205 (1972)
- RAQ 69 E. Raquet, DESY 69/12
- RITS D.M. Ritson, Techniques of HED; Interscience London (1961)

- ROSS            B. Rossi, High Energy Particles;  
Prentice-Hall, Inc. Englewood Cliffs, N7 (1965)
- SAK 69           J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 22, 981 (1969)
- SAT 71           H. Satz und D. Schildknecht; CERN, TH-1322, 1971
- SBT 72           SLAC-Berkeley-Tufts Collaboration,  
Phys. Rev. Letters 24, 960 (1970); 1467 E (1970);  
Phys. Rev. D5, 545 (1972).
- SOF 71           A. Sofair, J. Allison, B. Dickinson, E. Evangelides, M. Ibbotson,  
R. Lawson, R.S. Meaburn, H.E. Montgomery, W.J. Shuttleworth,  
A.B. Clegg, F. Foster, G. Hughes, P. Kummer, R. Siddle;  
DNPL/P 97, 1971
- STA 71           J.D. Stack, Phys. Rev. Letters 28, 57 (1972)
- STR 72           W. Struczinski, P. Dittmann, V. Eckardt, P. Joos, A. Ladage,  
H. Meyer, B. Naroska, D. Notz, S. Yellin, G. Hentschel, J.  
Knobloch, E. Rabe, S. Brandt, M. Grimm, D. Pollmann, I. Devado,  
R. Meinke, P. Schacht, H. Strobl, DESY, Hamburg;  
Contribution to the XVI. International Conference on High  
Energy Physics, Chicago 1972
- TSA 71           Yung-Su Tsai; SLAC-PUB-848, 1971
- URB 66           P. Urban und F. Widder; Physics Letters 22, (1966), 526
- VALV            Valvo-Handbuch
- VÖL 67           U. Völkel, DESY 67/16 (1967)
- WIL 71           K.G. Wilson; preprint IC/71/47

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

Mein Dank geht an

Herrn Prof. Dr. E. Lohrman, der diese Arbeit ermöglicht und wohlwollend gefördert hat,

Herrn Dr. F.W. Brasse, dessen Erfahrung und Initiative dem Experiment entscheidende Impulse gaben und dessen Rat und Kritik mir bei meiner Arbeit sehr geholfen haben,

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

Herrn Dr. H. Dorner für die Erstellung eines On-line-Programmes für den PDP-8-Kleinrechner,

Frau K. Schmöger und Frau U. Stoklasa für die schnelle und sorgfältige Ausführung der Schreibarbeit,

Frl. Budde, Herrn Knaut und Herrn J. Koll für die Hilfe bei der Anfertigung eines Teils der Zeichnungen,

die Herren Dr. H. Dilcher, G. Hochweller und alle Mitglieder ihrer Gruppe für die beim Aufbau des PDP-8-Kleinrechners und dessen On-line-Anschluß geleistete Arbeiten,

Herrn Busse und Herrn Hudelmeier für den Aufbau und die Wartung der Hochdruck-Cerenkovzähler,

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