

Interner Bericht
DESY F22-77/01
Dezember 1977

Elektroproduktion positiver Pionen oberhalb der Resonanzen

von

Thomas Canzler



Elektroproduktion positiver Pionen oberhalb der Resonanzen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
an der Universität Hamburg

vorgelegt von
Thomas Canzler
aus Hamburg

Hamburg
1977

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes, das von Mitgliedern der Gruppe F22 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt wurde.

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Schopper
 Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. P. Schmüser
 Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation: 16. Dezember 1977

Vorsitzender des Promotionsausschusses und Sprecher
 des Fachbereiches Physik: Prof. Dr. H.G. Danielmeyer

Inhaltsverzeichnis

I	Einleitung	1
II	Einführung in das Experiment	3
	II.1 Einphotonenaustausch	
	II.2 Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $ep + e^+ \pi^+$	4
	II.3 Ausgangspunkt für dieses Experiment	9
	II.4 Ziele des Experimentes	14
III	Experimenteller Aufbau	16
	III.1 Zweck der Apparatur	16
	III.2 Elektronenstrahl und Wasserstofftarget	17
	III.3 Das Spektrometer	18
	III.4 Elektronik und Datenfluß	21
IV	Auswertung der Messungen	24
	IV.1 Datennahme	24
	IV.2 Datenreduktion	26
	IV.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes	27
	IV.4 Berechnung der Spektrometerakzeptanz	32
	IV.5 Korrekturen	33
	IV.6 Fehler	37
V	Ergebnisse	39
	V.1 Die Beiträge verschiedener Polarisationszustände des virtuellen Photons zum Wirkungsquerschnitt	39
	V.2 Der Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d^2\sigma}{d\Omega d\phi}$ für $\phi \approx 180^\circ$	41
	V.3 Der integrierte $(\pi^+ n)$ -Wirkungsquerschnitt	46
	V.4 Modelle	49
VI	Zusammenfassung	57
	Anhang	
	A Strahlungskorrekturen	54
	B Tabellen der Ergebnisse	73
	Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen	74
	Literaturverzeichnis	81
	Danksagung	

I. Einleitung

Der Schwerpunkt der Streuversuche mit hochenergetischen Elektronen hat sich in den letzten zehn Jahren von der Bestimmung der Nukleonformfaktoren mit Hilfe der elastischen Streuung auf das Gebiet der inelastischen Streuung verlagert. Nach der Untersuchung der Nukleonresonanzen waren schließlich Messungen im tiefinelastischen Bereich von besonderem Interesse.

Im Vergleich zur elastischen Streuung ergab sich hier eine völlig andere Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Viererimpulsübertrag auf das Hadronsystem, Q^2 (siehe Abb. I.1): Dividiert man durch den Mottquerschnitt, der die Streuung an punktförmigen Teilchen beschreibt, so ist der inelastische Wirkungsquerschnitt für $W = 3$ und 3.5 GeV und $Q^2 \leq 6$ GeV² nahezu konstant (W ist die invariante Masse des Hadronsystems), der elastische jedoch fällt im gleichen Q^2 -Bereich um etwa 3 Zehnerpotenzen.

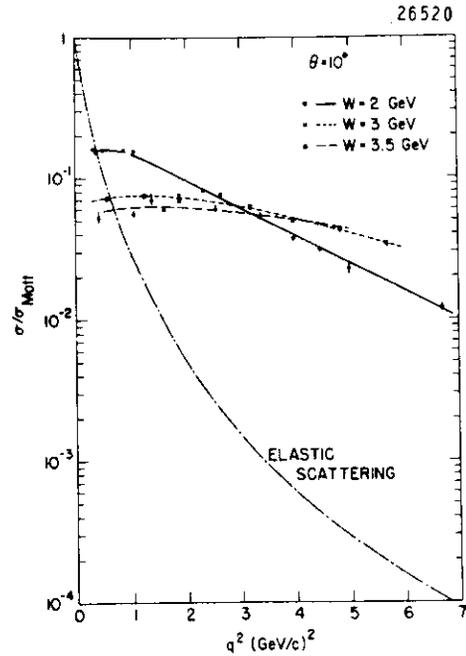


Abb. I.1 Elastischer und inelastischer ep-Streuquerschnitt
(entnommen aus TAY 69, Variablen s. Text)

Dies legte die Vermutung nahe, daß die Elektronen im tiefinelastischen Bereich nicht an einer diffusen Ladungsverteilung, sondern an punktförmigen Konstituenten des Protons gestreut werden und hat zum sog. "Partonmodell" geführt.

Es ergab sich schnell die Frage, ob sich das Verhalten des inelastischen Wirkungsquerschnittes schon bei einzelnen Reaktionen oder erst durch die Summation über alle möglichen Prozesse ergibt. Deshalb wurden in der Folge zahlreiche Kanäle im Massenbereich oberhalb der Resonanzen einzeln untersucht, z.B. $ep \rightarrow e' p^0 p$, $e' \pi^+ n$, $e' \pi \Delta$, $e' K^+ \Lambda$, $e' K^+ \Sigma^0$. Neben dem gestreuten Elektron wurde dabei ein Hadron nachgewiesen, meist unter kleinem Winkel gegenüber dem virtuellen Photon, da der Wirkungsquerschnitt für größere Winkel stark abfällt. Es stellte sich dann heraus, daß unter kleinen Winkeln z.B. die ρ -Erzeugung diffraktiv ist, vermutete Konstituenten des Protons wären an diesem Prozeß also kohärent beteiligt. Bei anderen Kanälen, z.B. der $(\pi^+ n)$ -Erzeugung, dominieren unter kleinen Winkeln periphere Prozesse, wie dies in Kap. II.3 näher erläutert wird.

Es war daher die Absicht der Gruppe F22 am DESY, zunächst für den experimentell am einfachsten zu bestimmenden Kanal $ep \rightarrow e' \pi^+ n$ die vorhandenen Messungen zu größeren Winkeln zwischen Pion und virtuellem Photon zu erweitern. Dazu wurde ein magnetisches Doppelarmspektrometer aufgebaut, mit dem auch Prozesse wie $ep \rightarrow e' K^+ \Lambda$, $e' K^+ \Sigma^0$ und $ed \rightarrow e' \pi^+ n n_S$, $e' \pi^+ p p_S$ untersucht werden können.

In dieser Arbeit soll der erste Abschnitt der Messungen zum Kanal $ep \rightarrow e' \pi^+ n$ dargestellt werden. Die wesentlichen Ergebnisse dieses und anderer Abschnitte des Meßprogrammes sind bereits veröffentlicht worden (F22 76 ; F22 76b; F22 77).

II Einführung in das Experiment

II.1 Einphotonenaustausch

Bei der Beschreibung von Elektroproduktionsexperimenten beschränkt man sich i.a. auf die niedrigste Ordnung der Störungsrechnung, den Austausch eines virtuellen Photons zwischen Lepton- und Hadronsystem (Abb. II.1). Dies ist zum einen gerechtfertigt, weil der Entwicklungskoeffizient klein ist ($\alpha = 1/137$), wurde aber auch experimentell geprüft: In einem neueren Experiment wurde zB die inelastische Elektron- und Positronstreuung und damit das Verhältnis der Realteile der Zwei- und Einphotonamplitude sehr genau gemessen: $\sigma^+/\sigma^- = 1 + 4\text{Re}(A_2/A_1) = 1.0027 \pm 0.0035$. (FAN 76)

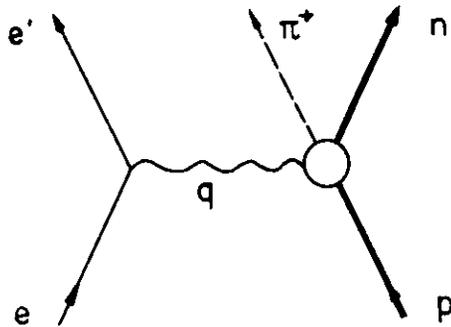
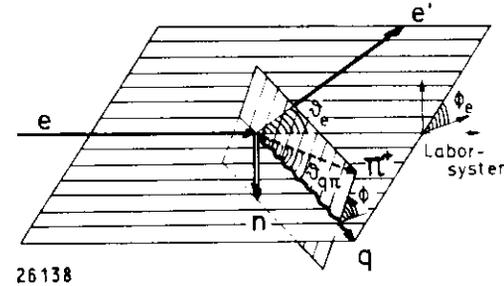


Abb. II.1 Einphotonenaustauschgraph

Durch die Beschränkung auf den Einphotonenaustausch kann man Hadron- und Leptonvertex trennen, letzterer läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnen. Da das virtuelle Photon so durch einlaufendes und gestreutes Elektron festgelegt ist, bezeichnet man häufig die Elektroproduktion als Photoproduktion mit virtuellen Photonen. Diese haben eine raumartige Masse ($q^2 < 0$) und durch den zusätzlichen Freiheitsgrad ($q^2 \neq 0$) neben den transversalen auch eine longitudinale Komponente.

II.2 Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $ep \rightarrow e'\pi^+n$

Im folgenden soll gezeigt werden, wie der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $ep \rightarrow e'\pi^+n$ von den verschiedenen Polarisationszuständen des Photons abhängt (GL II.15; vgl JON 65, DOM 71, PER 73). Es wird die Metrik $p^2 = E^2 - p^2 = m_p^2$ ($p^2 > 0$ für reelle Teilchen) benutzt.



$$\begin{aligned}
 e &= (E, \vec{e}) \\
 e' &= (E', \vec{e}') \\
 q &= e - e' = (\nu, \vec{q}) \\
 p &= (M_p, \vec{0}) \\
 \pi &= (E_\pi, \vec{\pi}); \quad p_\pi = |\vec{\pi}| \\
 n &= (E_n, \vec{n}) \\
 k &= (K, \vec{k}) \text{ (Bremsstrahlungs-} \\
 &\quad \text{photon)}
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 Q^2 &= -q^2 > 0 \\
 S &= W^2 = (q+p)^2 \\
 t &= (q-\pi)^2 \\
 M_X^2 &= (e-e'+p-\pi)^2
 \end{aligned}$$

Abb. II.2 Definition der kinematischen Größen

Das Matrixelement für diesen Prozeß lautet in der Einphotonenaustauschnäherung (Variablen siehe Abb. II.2):

$$M = \frac{e}{Q^2} \bar{u} \gamma_\mu u \langle \pi^+ n | J_\mu | p \rangle$$

bzw. in abgekürzter Schreibweise:

$$M = \frac{e}{Q^2} j_\mu J_\mu$$

u bezeichnet den Elektronspinor, γ_μ die Diracmatrizen und j_μ bzw. J_μ den leptonischen bzw. hadronischen elektromagnetischen Strom.

Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu

$$M_i^2 = \frac{e^2}{Q^4} |j_\mu J_\mu|^2 \quad (II.1)$$

Wenn man die Komponenten umordnet, lassen sich zwei Tensoren definieren:

$$|M_i|^2 = \frac{e^2}{Q^4} L_{\mu\nu} T_{\mu\nu} \quad (II.2)$$

wobei $L_{\mu\nu} = j_\mu^\# j_\nu$ den leptonischen und $T_{\mu\nu} = J_\mu^\# J_\nu$ den hadronischen Vertex beschreibt.

Der Leptonstrom hängt von den Spins der Elektronen (Bezeichnung +, -) ab; man berechnet ihn am günstigsten im Breitsystem der Hadronen.

Wenn man zur Vereinfachung zunächst annimmt, daß das Elektron in der x-z-Ebene gestreut wird, ergibt sich nach Transformation ins Laborsystem mit $Q = \sqrt{Q^2}$ (PER 73):

$$j_\mu^{\pm\pm} = \bar{u}^\pm \gamma_\mu u^\pm \sim \epsilon_\mu^\pm \quad \text{mit } |\epsilon_x|^2 + |\epsilon_y|^2 = 1$$

$$\epsilon_\mu^\pm = \left(\frac{|\vec{q}|}{Q} \sqrt{\epsilon}, \sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}}, \pm i \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}}, \frac{v}{Q} \sqrt{\epsilon} \right) \quad (II.3)$$

$$j_\mu^{+-} = j_\mu^{-+} = 0$$

Die virtuellen Photonen treten also in 2 Polarisationszuständen auf;

ϵ_μ ist der Vierer-Polarisationsvektor. (Wenn man $m_e = 0$ setzt, wird in den Spinorkomponenten der Faktor $P/(E+m_e)$ zu 1, so daß der Leptonstrom $\bar{u}^\pm \gamma_\mu u^\mp$ für gemischte Spinzustände zu Null wird, also Helizitätserhaltung gilt.) Weiter liest man aus Gl. II.3 ab:

$$\frac{|\epsilon_x|^2 - |\epsilon_y|^2}{|\epsilon_x|^2 + |\epsilon_y|^2} = \epsilon \quad (II.4)$$

Die Zahl ϵ gibt also den Grad der transversalen Polarisation wieder.

Skalare ($\mu=0$) und longitudinale ($\mu=z$) Komponenten der Ströme sind nicht unabhängig voneinander: Wenn man für den Leptonstrom die Lorentz-eichung annimmt, lautet die Kontinuitätsgleichung (OBdA sei $\vec{q} \parallel \vec{z}$):

$$q_0 j_0 = q_z j_z$$

Diese Eichung muß auch für den hadronischen Strom gelten, wenn er eichinvariant sein soll (AKE 67):

$$q_0 J_0 = q_z J_z \quad (II.5)$$

Für Gl. II.1 folgt dann:

$$j_\mu J_\mu = \frac{q_z}{q_0} j_z \cdot \frac{q_z}{q_0} J_z - \vec{j} \cdot \vec{J} = \frac{Q^2}{2} j_z J_z - j_x J_x - j_y J_y \quad (II.6)$$

In Gl. II.2 kann man dem Rechnung tragen, indem man in $L_{\mu\nu}$ die 0-Spalte und die 0-Zeile wegläßt und die z-Komponenten entsprechend umwandelt, also eine 3x3 Untermatrix ρ_{ik} ($i, k = x, y, z$) definiert:

$$\rho_{ik} = \eta_i^\# \eta_k$$

mit den Dreier-Polarisationsvektoren (im Laborsystem ist $q_0 = v$):

$$\eta_i^\pm = \left(\sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}}, \pm i \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}}, -\frac{Q}{v} \sqrt{\epsilon} \right) \quad (II.7)$$

Auf diese Weise ist auch die Singularität für $Q^2 \rightarrow 0$ in Gl. II.3 behoben.

Wenn die Spins der Elektronen nicht beobachtet werden, muß über die verschiedenen Möglichkeiten gemittelt bzw. summiert werden (angedeutet durch $\bar{\bar{}}$):

$$\bar{\bar{\rho}}_{ik} = \frac{1}{2} (\eta_i^{+\#} \eta_k^+ + \eta_i^{-\#} \eta_k^-)$$

Aus Gl. II.7 ergibt sich also, daß

$$\bar{p}_{yk} = \bar{p}_{ky} = 0 \text{ für } k = x, z \quad (\text{II.8})$$

Dieser Sachverhalt läßt sich auch so darstellen (AKE 67):

Bei unbeobachteten Elektronenspins ist das virtuelle Photon eine inkohärente Mischung der beiden Zustände

$$\begin{aligned} \eta_i^1 &= (\sqrt{\frac{1+\epsilon}{2}}, 0, -\frac{Q}{v}\sqrt{\epsilon}) \\ \eta_i^2 &= (0, \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}}, 0) \end{aligned} \quad (\text{II.9})$$

Gl. II.8 bzw. II.9 bedeuten also, daß in $\bar{L}_{\mu\nu}$ nur die Elemente \bar{L}_{xx} , \bar{L}_{yy} , \bar{L}_{zz} und die Interferenzterme zwischen x- und z-Komponente \bar{L}_{xz} , \bar{L}_{zx} ungleich Null sind.

Für den allgemeinen Fall, daß das Elektron nicht in der (π^+n)-Ebene ($\hat{e} \approx x$ -z-Ebene, $\hat{q} \parallel \hat{z}$) liegt, ergeben sich in der Ableitung noch zusätzliche ϕ -abhängige Faktoren. Berücksichtigt man weiterhin, daß die Nucleonspins nicht beobachtet werden, so ergibt sich im Laborsystem, wenn man $\bar{L}_{\mu\nu}$ und $\bar{T}_{\mu\nu}$ zusammenzieht:

$$\begin{aligned} \bar{L}_{\mu\nu} \bar{T}_{\mu\nu} &= \frac{1}{2} (\bar{T}_{xx} + \bar{T}_{yy}) + \frac{1}{2} \epsilon (\bar{T}_{xx} - \bar{T}_{yy}) \cos 2\phi \\ &+ \left(\frac{Q^2}{v^2}\right) \epsilon \bar{T}_{zz} - \frac{Q}{v} \sqrt{\frac{1-\epsilon}{2}} (\bar{T}_{xz} + \bar{T}_{zx}) \cos \phi \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Es haben sich verschiedene Konventionen eingebürgert, aus Gl. II.10 den Wirkungsquerschnitt herzuleiten (vgl. DLY 72). Wir wollen Berkelman (BER 71) folgen:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE' dt d\phi} = \Gamma_T \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \quad (\text{II.11})$$

mit (s.a. Abb. II.2)

$$\Gamma_T = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{EQ^2} \frac{W^2 - M_p^2}{2M_p} \frac{1}{1-\epsilon} \quad (\text{II.12})$$

$$\epsilon = \left[1 + 2 \frac{Q^2 + v^2}{Q^2} \tan^2 \frac{\theta_e}{2} \right]^{-1} = \frac{4EE' - Q^2}{2E^2 + 2E'^2 + Q^2} \quad (\text{II.13})$$

Dabei bedeutet:

- E Energie des einfallenden Elektrons
- Ω_e, E' Raumwinkel und Energie des gestreuten Elektrons
- ϵ Grad der transversalen Polarisation (wie in Gl. II.4 definiert)
- $-Q^2 = q^2$ Quadrat der Photonmasse
- $s = W^2$ Quadrat der Energie im π^+n -Schwerpunktsystem
- t Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Nukleon
- ϕ Azimutalwinkel des Pions ($\phi=0$, wenn das Pion in der ee' -Ebene auf der den Elektronen zugekehrten Seite des Photons liegt, siehe Abb. II.2)

In Gl. II.11 zeigt sich wieder die durch die Einphotonenaustausch-Näherung mögliche Aufteilung des Wirkungsquerschnittes in einen leptonischen und einen hadronischen Teil: Γ_T ist der Fluß der virtuellen Photonen, $d^2\sigma/dtd\phi$ beschreibt ihre Wechselwirkung mit dem Proton (HAN 63). (Die Bedeutung von Γ_T wird am Ende dieses Abschnittes noch klarer.)

Statt der Variablen Ω_e und E' werden wir in Zukunft die invarianten Größen Q^2 und W^2 benutzen. Gl. II.11 lautet dann:

$$\frac{d^5\sigma}{d\phi_e dQ^2 dW^2 dt d\phi} = \frac{1}{4M_p EE'} \Gamma_T \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \quad (\text{II.14})$$

Gemäß Gl. II.10 wird nun $d^2\sigma/dtd\phi$ in verschiedene Terme aufgeteilt. Dabei werden die Faktoren Q^2/v^2 und Q/v , die eigentlich zum Leptontensor gehören, mit in den hadronischen Teil gezogen:

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \phi \quad (\text{II.15})$$

Die Terme, die alle von Q^2 , W^2 und t abhängen, haben folgende Bedeutung:

- $\frac{d\sigma_U}{dt}$ Beitrag von transversalen, unpolarisierten Photonen
- $\frac{d\sigma_P}{dt}$ Korrektur zu $d\sigma_U/dt$ entsprechend dem Grad der transversalen Polarisation

$\frac{d\sigma_L}{dt}$ Beitrag der longitudinalen (und skalaren, s.o.)
Photonen

$\frac{d\sigma_I}{dt}$ Term, der die Interferenz von x- und z-Komponente der
Photonen berücksichtigt.

$d\sigma_U/dt$ und $d\sigma_P/dt$ entsprechen in der Photoproduktion ($d\sigma_{||}/dt + d\sigma_{\perp}/dt$)
und ($d\sigma_{||}/dt - d\sigma_{\perp}/dt$); $d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_I/dt$ gehen für $Q^2 \rightarrow 0$ wegen der
Faktoren Q^2/v^2 bzw. Q/v gegen Null.

Sollen die vier Terme experimentell getrennt werden, muß man bei festem Q^2 ,
 W^2 und t sowohl ϕ als auch ϵ variieren. Allein durch Variation von ϕ
lassen sich nur die Terme ($d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$), $d\sigma_P/dt$ und $d\sigma_I/dt$ trennen.

Wird nur das gestreute Elektron nachgewiesen, so muß man, um den
Wirkungsquerschnitt zu erhalten, Gl. II.11/14 über t und ϕ integrieren:

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE_e} = \Gamma_T (\sigma_U + \epsilon \sigma_L)$$

Statt σ_U wird meistens σ_T , statt σ_L häufig σ_S geschrieben.

Hier wird die Bedeutung von Γ_T noch deutlicher: σ_T bzw. σ_L sind die
Absorptionswirkungsquerschnitte für transversale bzw. longitudinale
(und skalare) Photonen (HAN 63), also sind Γ_T und $\Gamma_L = \epsilon \Gamma_T$ die ent-
sprechenden Flußfaktoren.

II.3 Ausgangspunkt für dieses Experiment

Als dieses Experiment 1972 vorgeschlagen wurde, gab es zur Pion -
Elektroproduktion oberhalb der Resonanzen im wesentlichen Messungen
von drei Gruppen (CEA 73, F32 71, NIN 72), und zwar für $Q^2 < 1 \text{ GeV}^2$
und $|t| < 0.3 \text{ GeV}^2$. In diesen Fällen war ϵ groß, so daß $d\sigma_U/dt$ und
 $d\sigma_L/dt$ nicht getrennt werden konnten.

Das wesentliche Ergebnis war, daß $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ deutlich dominiert
und mit Q^2 zunächst bis etwa 0.4 GeV^2 ansteigt, bei kleinem $|t|$
($< 0.1 \text{ GeV}^2$) auf etwa das Doppelte des entsprechenden Photoproduktions-
wertes (s.Abb.II.3).

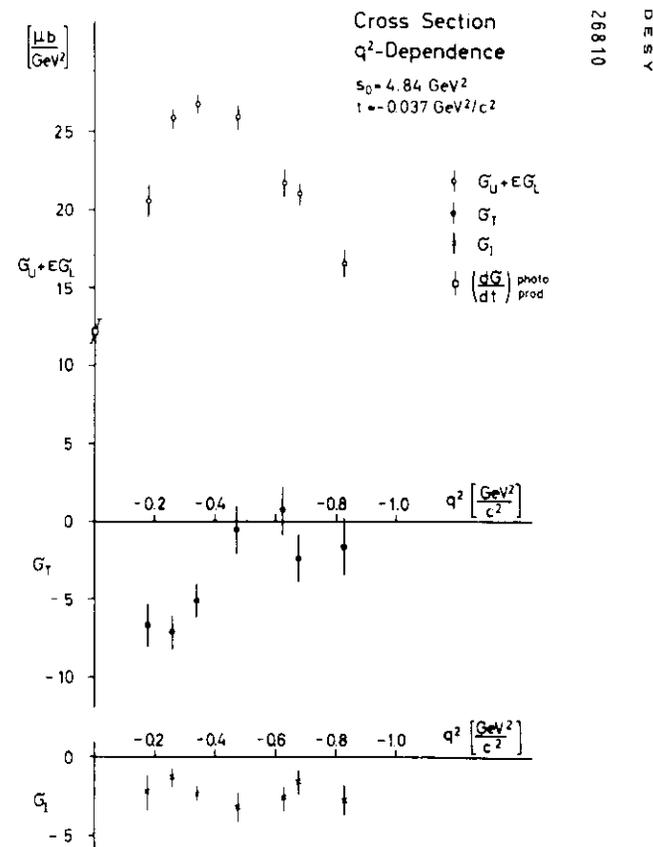


Abb. II.3 Terme des $(\gamma_p + \pi^+ n)$ -Wirkungsquerschnittes (F32 71)

Dies kann im elektrischen Bornterm-Modell erklärt werden, das auch schon
die Pion-Photoproduktion bei kleinen $|t|$ gut gedeutet hat (siehe BER 71,

HAR 71 und die dort angegebene Literatur). Bornsterme für den Prozeß $\gamma_{(v)} p \rightarrow \pi^+ n$ sind in Abb. II.4 mit den zugehörigen Propagatoren dargestellt; der Graph 3 fällt im "elektrischen" Bornstermmodell, das nicht die Kopplung des Photons an anomale magnetische Momente berücksichtigt, für den $(\pi^+ n)$ - Kanal fort.

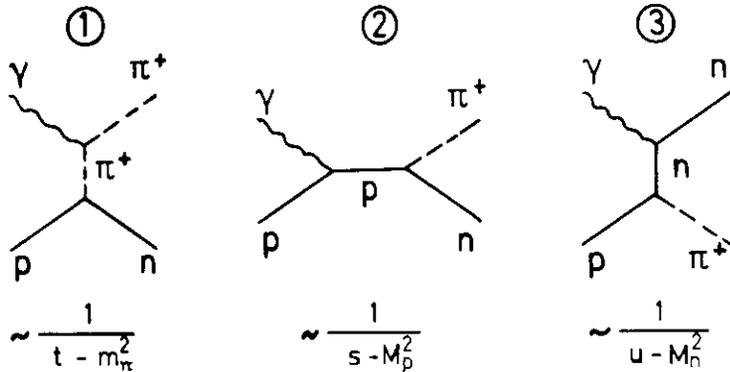


Abb. II.4 Bornsterme für den Prozeß $\gamma_{(v)} p \rightarrow \pi^+ n$
s, t und u sind die üblichen Mandelstamvariablen, vgl. Abb. II.2

Im kinematischen Bereich der oben genannten Experimente dominiert der Pionenaustausch (Graph 1), weil $|t|_{\min} < 0.05 \text{ GeV}^2$ ist und daher $|t|$ in Vorwärtsrichtung ($\theta_{q\pi} \approx 0^\circ$) dem Pionpol sehr nahe kommt. Gerade in diesem Bereich aber können wegen der Erhaltung des Drehimpulses transversale Photonen (mit Spin 1) nicht an Pionen (Spin 0) koppeln, möglich ist das jedoch für longitudinale Photonen. Es ergibt sich also für kleine $|t|$ ein großer longitudinaler Wirkungsquerschnitt, der mit Q^2 zunächst ansteigt, da er in der Photoproduktion gleich Null ist. Für sehr kleine $|t| (< m_\pi^2)$ geht allerdings $d\sigma_L/dt$ mit $|t|$ für jeden Wert von Q^2 gegen Null, da in führender Ordnung gilt (ABK 74):

$$\frac{d\sigma_L}{dt} \sim \frac{t}{(t - m_\pi^2)^2}$$

Der Anstieg der Summe $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ mit Q^2 läßt sich also erklären, wenn man annimmt, daß $d\sigma_L/dt$ zunächst stärker steigt als $d\sigma_U/dt$ fällt. Mindestens in der Nähe der Q^2 - und $|t|$ -Werte, für die $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ doppelt so groß ist wie der Photoproduktionswert, sollte also $\epsilon d\sigma_L/dt > d\sigma_U/dt$ sein (wenn $d\sigma_U/dt$ tatsächlich mit Q^2 fällt, was allgemein angenommen wird). Dies ist inzwischen auch experimentell nachgewiesen worden (COR 76b und F22 77, siehe auch Abb. V.4).

In die Bornsterme 1 und 2 gehen die Formfaktoren F_π bzw. F_1^p ein. Wenn man für F_1^p den Wert nimmt, wie er sich aus der elastischen ep-Streuung ergibt, bleibt F_π der einzige freie Parameter, den man an die Daten anpassen kann. Es ergibt sich, daß $F_\pi(Q^2)$ mit dem ρ -Monopol verträglich ist. Auf diese Art lassen sich die Messungen qualitativ wiedergeben, allerdings sind Diskrepanzen beim Interferenzterm $d\sigma_I/dt$ schwer zu beseitigen (BER 71, HAR 71).

Eine bessere Anpassung an den Interferenzterm erhalten Gutbrod und Kramer (GUK 72) in ihrem "verallgemeinerten" Bornstermmodell, indem sie auch F_1^p anpassen. Die Motivation hierfür ist, daß das virtuelle Proton ($p_v^2 = (q + p)^2 = s \gg M_p^2$) viel weiter von der Massenschale entfernt ist als das virtuelle Pion ($\pi_v^2 = (q - \pi)^2 = t \lesssim m_\pi^2$). Die Werte für $d\sigma_U/dt$, die sich aus dieser Anpassung ergeben, sind deutlich größer als entsprechende Werte verschiedener einfacher Bornstermmodelle; integriert über einen verhältnismäßig kleinen t-Bereich ergeben sie eine Q^2 -Abhängigkeit, die sehr der des totalen ep-Wirkungsquerschnittes ähnelt.

Eine andere Klasse von Modellen für die π^+ - Elektroproduktion sind die Vektormeson-Dominanz-Modelle (siehe BER 71, HAR 71, und die dort angegebene Literatur). Hier wird angenommen, daß virtuelle und reelle Photonen über Vektormesonen an das Proton koppeln (siehe Abb. II.5), so daß sich für

$d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_P/dt$ eine Beziehung zwischen Elektro- und Photo-
produktion ergibt. Für $d\sigma_L/dt$
und $d\sigma_I/dt$ wird anhand von
Gl. II. 10 ein Zusammenhang mit
dem Wirkungsquerschnitt und den
Dichtematrixelementen c_{ij} des Pro-
zesses $\pi^- p \rightarrow \pi^+ n$ hergestellt, der
wegen der Zeitumkehrinvarianz dem
Prozeß $\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n$ äquivalent ist:

$$\frac{d\sigma_L}{dt} \approx \left(1 + \frac{Q^2}{m_\rho^2}\right)^{-2} \cdot \frac{d\sigma}{dt} (\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n)$$

$$\frac{d\sigma_P}{dt} \approx \left(1 + \frac{Q^2}{m_\rho^2}\right)^{-2} \cdot \frac{1}{2} \left[\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right] (\pi^0 p \rightarrow \pi^+ n)$$

$$\frac{d\sigma_L}{dt} \approx \left(1 + \frac{Q^2}{m_\rho^2}\right)^{-2} \cdot \frac{Q^2}{m_\rho^2} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$$

$$\frac{d\sigma_I}{dt} \approx \left(1 + \frac{Q^2}{m_\rho^2}\right)^{-2} \cdot \sqrt{\frac{Q^2}{m_\rho^2} \frac{d\sigma}{dt}} \cdot \sqrt{2} \operatorname{Re} c_{15} \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n)$$

Das Q^2 -Verhalten wird im wesentlichen durch den ρ -Propagator beschrie-
ben, die zusätzlichen Faktoren Q^2 und $\sqrt{Q^2}$ in $d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_I/dt$ er-
geben sich aus der Definition dieser Terme, vgl. Gl. II.10 und II.15.

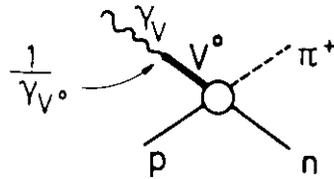


Abb. II.5 Kopplung des Photons
an das Hadron über Vektormesonen V^0

II. 4 Ziele des Experimentes

In der Einleitung wurde bereits bemerkt, daß das Verhalten des totalen
Elektroproduktionsquerschnittes mit dem Hinweis auf Partonen der Anlaß
für die Untersuchung einzelner Kanäle war. Der vorige Abschnitt macht klar,
daß für den $(\pi^+ n)$ -Kanal bei kleinen t der periphere Pion austausch
dominiert.

Daraus ergaben sich für dieses Experiment folgende Ziele:

- 1) Die vorhandenen Messungen sollten zu größeren Werten von $|t|$ und
 Q^2 hin erweitert werden. Es wurde erwartet, daß einerseits longitudinale
Beiträge durch den größeren Abstand zum Pionpol geringer werden, und
daß sich andererseits Parton-Effekte eher bei zentralen Stößen (großen
 t) und großem Q^2 (wie bei σ_{Tot}) bemerkbar machen.
- 2) Die Terme $d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_P/dt$ sollten getrennt werden. Dazu waren zu-
nächst sorgfältige Messungen bei großem ϵ nötig, die in dieser Arbeit
vorgestellt werden sollen. Die Kombination dieser Messungen mit denen
bei kleinem ϵ ist Gegenstand einer weiteren Arbeit (F22 77, HEL 77),
in der auch einige der oben genannten Modelle mit allen vier Termen
aus Gl. II.15 verglichen werden und daraus der Pionformfaktor be-
stimmt wird. Daher wurde in dieser Arbeit eine Anpassung dieser Mo-
delle an die drei Terme $(d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt)$, $d\sigma_P/dt$ und $d\sigma_I/dt$ nicht
vorgenommen.
- 3) Ein weiteres Ziel war, durch eine Messung bei kleinem Q^2 festzustellen,
ob der Übergang von der Photo-zur Elektroproduktion stetig ist. Es gab
nämlich Hinweise, daß dieser Übergang für einige Prozesse nicht stetig
ist:
 - Der Abschattungseffekt, wie man ihn bei der Streuung reeller Pho-
tonen an Kernen kennt, wurde für virtuelle Photonen mit
 $Q^2 = 0.5 \text{ GeV}$ und $\sqrt{s} 16 \text{ GeV}$ selbst an Goldkernen nicht be-
obachtet. (Der Effekt sollte stärker werden mit größer wer-
dendem A und ν sowie mit kleiner werdendem Q^2 .) (KEN 71).
Die Diskussion zu diesem Thema ist noch kontrovers (STE 75,
EIC 76, BLO 76).

- Die mittlere geladene Multiplizität fällt im Bereich $w^2 \approx 3-5 \text{ GeV}^2$ zwischen $Q^2 = 0$ und 1 GeV^2 etwa um 1 und bleibt dann konstant (BRA 73).
- Beim Prozeß $ep \rightarrow ep\pi^0$ fällt der Wirkungsquerschnitt bei $|t| \approx 1 \text{ GeV}^2$ zwischen $Q^2 = 0$ und 0.22 GeV^2 etwa um einen Faktor 10 und für größere Q^2 nur noch sehr schwach (BRA 75, MES 75).

III Experimenteller Aufbau

III.1 Zweck der Apparatur

Mit der Apparatur sollten Prozesse der Art

$$ep \rightarrow e'h^+X, \quad h = \pi, K$$

untersucht werden. e' und h^+ sollten in Koinzidenz nachgewiesen und spezielle Kanäle ($X = n, \Lambda, \Sigma^0$) durch Berechnung der fehlenden Masse

$$M_X^2 = (e + p - e' - h^+)^2$$

abgetrennt werden. Das Hauptziel war, den Wirkungsquerschnitt und insbesondere seine Terme (Gl. II.15) von $|t|_{\min}$ bis zu möglichst großen Werten von $|t|$ zu ermitteln. Dabei war schon klar, daß z.B. $\sigma_{\text{tot}}(ep \rightarrow e\pi^+n)$ nur einige μb betragen würde (HAR 71).

Die Apparatur mußte also Elektronen und Hadronen identifizieren und ihre Viererimpulse vollständig bestimmen können. Sie sollte eine große Raumwinkel- und Impulsakzeptanz haben sowie einen großen Bereich des Hadron-Streuwinkels erfassen. Für die Termtrennung mußte der Hadronkegel, der sich mit $|t|$ öffnet, möglichst über den gesamten Azimutalwinkel ϕ überdeckt werden. Es war also eine große vertikale Akzeptanz wünschenswert, für das Hadron wie auch für das Elektron, das mit der Richtung des virtuellen Photons auch die des Hadronkegels festlegt.

Das Ergebnis dieser Überlegungen ist in Abb.III.1 dargestellt. Ein externer Elektronenstrahl DESY's traf auf ein Wasserstofftarget. In je einem magnetischen Spektrometer wurden Elektron und Hadron durch Čerenkov- und Schauerzähler und ein Flugzeitzählersystem identifiziert; ihre Trajektorien wurden mit Proportionaldrahtkammern bestimmt, was Impuls und Richtung ergab. Das Experiment wurde von einem Kleincomputer überwacht; die Daten wurden von einem großen Computer gesammelt und on-line vorläufig ausgewertet.

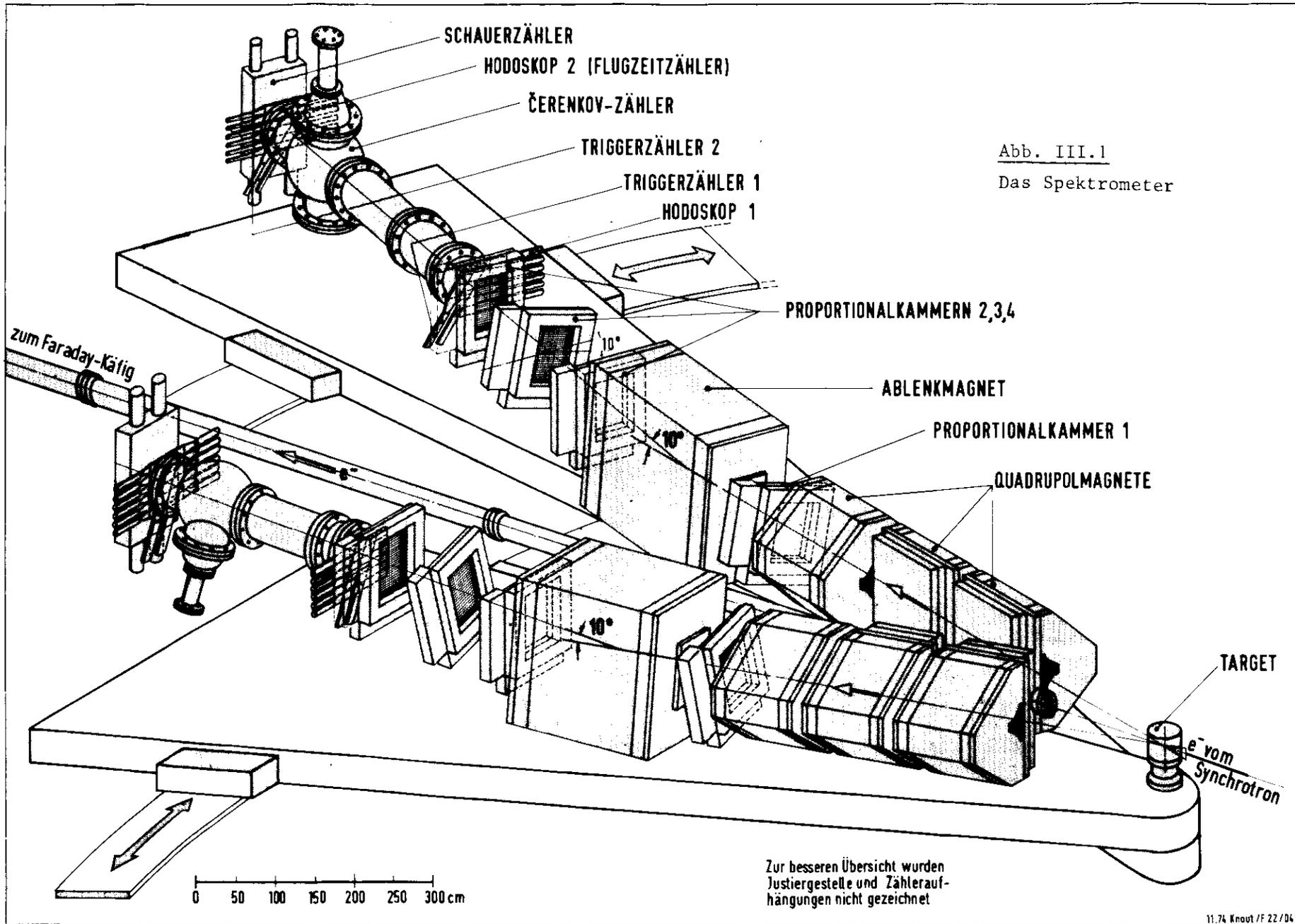


Abb. III.1
Das Spektrometer

Zur besseren Übersicht wurden
Justiergestelle und Zählerauf-
hängungen nicht gezeichnet

III.2 Elektronenstrahl und Wasserstofftarget

Zu Beginn dieses Experimentes war bei DESY der "flat-top"-Betrieb eingeführt worden, bei dem der 50-Hz-Schwingung des Synchrotrons eine 200-Hz-Oberwelle überlagert wird. Dadurch wird bei einer Energiebandbreite von etwa 0.35% eine Ejektionsdauer von etwa 2.5 msec erreicht.

Während der Datennahme erhielt jedes Ereignis eine Zeit- und eine Energiemarkierung, letztere durch Messung des Synchrotron-Magnetfeldes. Dadurch war die Einfallenergie für jedes Ereignis auf $\pm 0.12\%$ bekannt.

Während eines Ejektionsvorganges trafen etwa $(1 - 1.5) \cdot 10^{10}$ Elektronen auf das Target; ihre Energie lag bei diesen Messungen zwischen 2.8 und 6.6 GeV.

Der Strahl wurde in ein Strahlführungssystem (WSH 69) gelenkt, das aus 6 Quadrupolen und zwei Ablenkmagneten bestand. Es hatte am Ort des Targets, 43 m hinter dem Synchrotron, einen dispersionsfreien Fokus. Der Strahl hatte dort eine Höhe von 3 mm, eine Breite von 10 mm und eine Divergenz von 1 mrad.

39 m hinter dem Target stand ein Faradaykäfig, auf den der Strahl mit Hilfe eines weiteren Quadrupol-Dubletts fokussiert wurde. Die Ladung wurde außerdem mit einem Sekundäremissionsmonitor (12 m hinter dem Target) gemessen, so daß beide Geräte gegeneinander geprüft werden konnten. Auch wurden so schnell Fehler in der Strahllage bemerkt, die sonst zu Ladungsverlusten geführt hätten. Der Fehler in der Ladungsmessung war deshalb $< 1\%$ (BAR 69, WSH 69).

Als Target (BK071) diente flüssiger Wasserstoff bei $T = 19K$ in einer

10 cm langen, 50 μ dicken Polyimidzelle, die sich zur Wärmeisolation im Hochvakuum befand. Mit einer Gegenheizung wurde die Temperatur so geregelt, daß die Dichte konstant blieb.

Bläschenbildung und Längenveränderungen der Targetzelle sind von W. Bartel (BAR 69) untersucht worden, der für den durch Targetgrößen verursachten Fehler 1.5% abschätzt.

Zur Messung des Targetzellen- und Vakuumfolien-Untergrundes konnte das Target ohne großen Aufwand entleert werden.

III.3 Das Spektrometer

3.1 Komponenten des Spektrometers

Das Spektrometer bestand aus zwei nahezu identischen Armen, die, auf Lafetten aufgebaut, um das Target drehbar waren (s. Abb. III.1). Der Elektronarm stand auf 10° bzw. 13° , während der Hadronarm zwischen 10° und 36° bewegt wurde.

Die geforderte große Raumwinkelakzeptanz, vor allem in der Vertikalen, wurde durch drei Quadrupole (DESY-Standardmagnet TYP QC, DES 66) je Arm erreicht. Bei den ersten beiden war die innere Hälfte durch Spiegelplatten ersetzt worden, um auch kleine Streuwinkel erfassen zu können. Sie fokussierten vertikal, der dritte horizontal. Dieser war so versetzt (dies ist in der Abb. nicht erkennbar), daß die Sollbahn durch die innere Hälfte lief, also in allen drei Quadrupolen nach außen abgelenkt wurde - dementsprechend standen sie auf einer nach außen gekrümmten Linie. Ein Kollimator vor dem hyperbelförmigen Teil der ersten Quadrupolöffnung sorgte dann dafür, daß für die erste Proportionaldrahtkammer ("Propka") hinter dem letzten QC keine direkte Sicht mehr auf das Target bestand.

Diese Propka erleichterte die Impulsbestimmung erheblich: die Teilchen wurden durch einen Ablenkmagneten (Standard-Typ MA, DES 66) etwa um 10° nach oben abgelenkt. Mit drei weiteren Propkas - alle hatten je 2 Ebenen

mit orthogonalen Signaldrähten - wurde die Trajektorie festgelegt und aus der Krümmung im Magnetfeld analytisch der Impuls bestimmt. Die Drehung zweier Propkas um 10^0 half, Zweideutigkeiten bei Mehrfachereignissen aufzulösen. (Weitere Details über die Propkas stehen bei KOL 76.)

Mit dem so bestimmten Impuls konnten die Trajektorien zurück durch die Quadrupole verfolgt werden, woraus sich die Produktionswinkel des Ereignisses im Target ergaben. Detaillierte Beschreibungen des Auswerteprogramms finden sich bei GRO 75 und KOL 76.

Impuls- und Winkelauflösung wurden u.a. durch die Vielfachstreuung begrenzt, die durch Heliumsäcke in allen Magneten verringert wurde. Aus demselben Grund befanden sich erst hinter der letzten Propka die ersten zwei von vier Szintillationszählern, die als Triggerzähler Ereignisse definierten. Diese Zähler waren, wie in Abb. III.2 angedeutet, unterteilt. Die jeweils letzten aus beiden Armen bildeten ein Flugzeitzählersystem, mit dem Kaonen und Protonen getrennt werden konnten. Die Zählerstreifen hatten in diesem Fall Photomultiplier an beiden Enden, so daß Laufzeitunterschiede des Lichtes ausgeglichen werden konnten. Es ergab sich so (HEL 75) ein Auflösungsvermögen von 0.8 nsec (FWHM).

Zwischen den Triggerzählerpaaren befand sich ein Schwellen-Gas-Čerenkovzähler mit Aethylen als Füllgas. Drucke und Trennungvermögen sind in Tabelle III.1 aufgeführt. Man sieht, daß im Elektronarm Pionen mit $P_{\pi} > 3.1$ GeV als Elektronen misidentifiziert werden können (was auch durch δ -Elektronen verursacht werden kann). Im Hadron-Čerenkovzähler werden Pionen mit $P_{\pi} < 1.1$ GeV nicht nachgewiesen.

Tabelle III.1

Eigenschaften der Čerenkovzähler

	Elektronarm	Hadronarm	
Füllung	C_2H_4	C_2H_4	
Druck (at)	1.2	10	
Radiatorlänge (m)	1.95	2.20	
Schwellenimpuls (GeV)	e	π	π K
	0.01	3.1	1.1 3.9
Grenzimpuls für $\approx 100\%$ Ansprechwahrscheinlichkeit (GeV)	0.02	4.7	1.2 4.4

Das Ende jedes Armes bildete ein "Sandwich"-Schauerzähler aus je 12 Blei- und Szintillatorplatten (NIE 74). Mit etwa 6.4 Strahlungslängen hatte er ein Auflösungsvermögen $\Delta E/E \approx 40\%$ für 1-3 GeV Teilchenimpuls.

3.2 Eigenschaften des Spektrometers

Die Spektrometerarme hatten eine Winkelakzeptanz von 16 mrad (horizontal) bzw. 200 mrad (vertikal) und erfaßten ein Impulsband von etwa 45% (FWHM) Breite.

Um das Auflösungsvermögen zu bestimmen, war das Monte-Carlo-Programm (Kap. IV.4) so modifiziert worden, daß man experimentelle Daten simulieren konnte, die wie echte ausgewertet wurden (GRO 75, GUZ 76).

Es ergab sich das folgende Impulsaufklärungsvermögen:

Tabelle III.2
Impulsaufklärungsvermögen

p (GeV)	1	2	3	4
$\frac{\Delta p}{p}$, FWHM (%)	2.5	1.6	1.3	1.2

Dies stimmt gut mit der Breite des elastischen Peaks (≈ 60 MeV) für Daten der ep-Streuung überein (KOL 76). Dieselbe Massenaufklärung ergibt sich aus den hier vorliegenden Daten ($ep \rightarrow e\pi^+n$), siehe Abb. IV.1.

Das Auflösungsvermögen für den Streuwinkel betrug 5 mrad (FWHM) bei 10° .

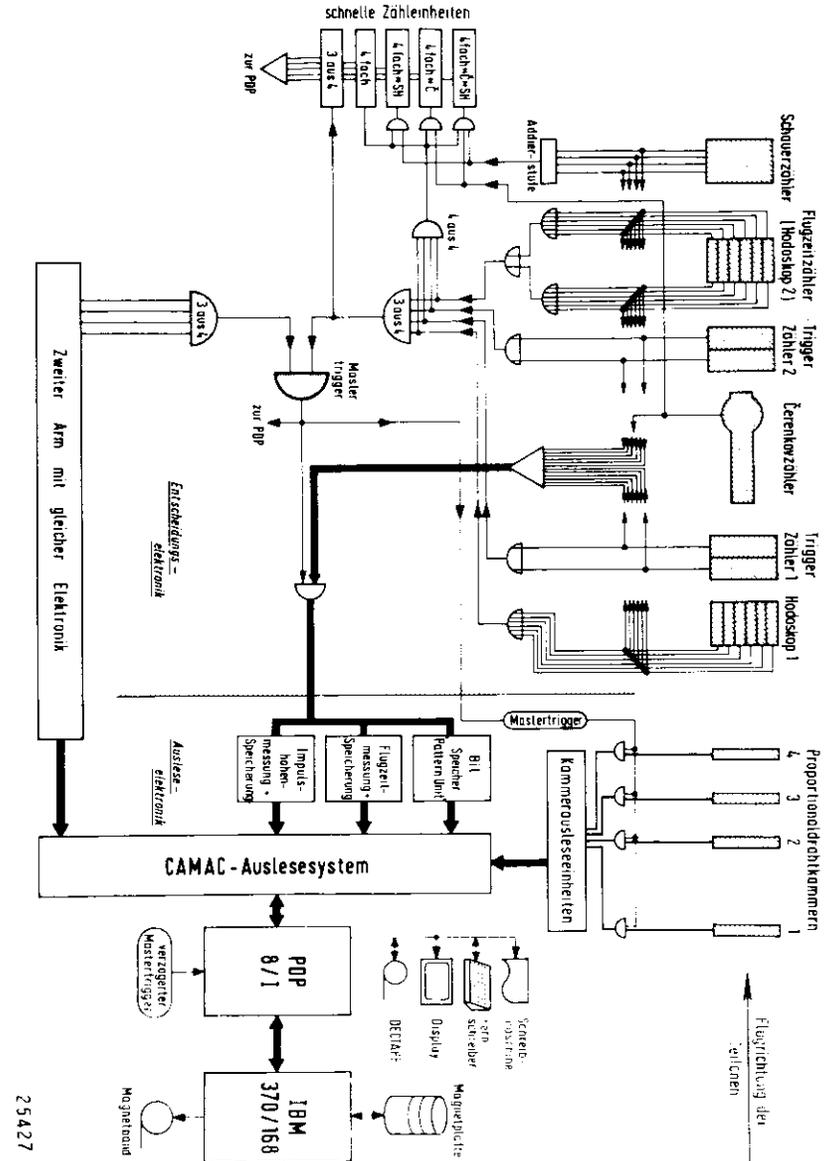
III.4 Elektronik und Datenfluß

Die Elektronik ließ sich in einen schnellen (nsec-Bereich) und einen langsamen Teil (usec-Bereich) gliedern.

Die wesentliche Aufgabe der schnellen Elektronik war, eine Entscheidung darüber zu fällen, ob ein Ereignis weiter verarbeitet werden sollte oder nicht. Dazu wurden die Signale der "Triggerzähler" und "Hodoskope" (siehe Abb. III.2) diskriminiert, geformt und in je 4 "Oder"-Einheiten pro Arm zusammengefaßt. Trafen je 3 dieser 4 Signale aus beiden Armen zusammen, wurde ein Impuls ("Mastertrigger") erzeugt, der Tore für Zähler und Proportionalkammern öffnete sowie die Auslese der PDP (s.u.) initiierte. Gleichzeitig wurde das System bis zum Ende dieses Vorgangs verriegelt.

Unabhängig davon wurden verschiedene Kombinationen von Signalen in schnellen Untersetzern gezählt. Dadurch konnte die Apparatur kontrolliert

Abb. III.2 Die Elektronik



25427

werden; weiterhin ließen sich die Totzeitverluste des Auslesesystems ermitteln. Koinzidenzraten willkürlich verzögerter Signale ergaben ein Maß für den Untergrund.

Nachdem ein Mastertrigger die entsprechenden Tore geöffnet hatte, wurden in der langsamen Elektronik

- die Information, welche Zähler angesprochen hatten, in Flip-Flops ("Pattern-Unit") gespeichert,
- verschiedene Impulshöhen (z.B. der Čerenkov- und Schauerzähler) digitalisiert und gespeichert,
- die Zeitdifferenz zwischen den beiden Flugzeitzählersignalen sowie zwischen den beiden "3 aus 4"-Signalen digitalisiert und gespeichert
und
- die Adressen der Proportionalkammerdrähte, die angesprochen hatten, übertragen und gespeichert.

Anschließend wurden diese Daten von einem Kleinrechner (PDP8/I, Fa. Digital Equipment Corporation) gelesen, der folgende Aufgaben hatte:

- Verwaltung der Daten und Übertragung zur IBM (s.u.)
- Kontrolle verschiedener Größen wie Targetdruck, Magnetströme
- Ausgabe von Zwischenergebnissen auf Bildschirm und Schreibmaschine
- Auslesen der Zähler und der Meßwerte von Faraday-Käfig und Sekundär-Emissions-Monitor am Ende eines Meßlaufs (ca. 1-2 Std.) und weiterhin
- Einstellung der Magnetströme am Anfang der Messungen
- Speicherung der Daten auf Band ("Dec-Tape") bei Ausfall der IBM.

Die PDP war on-line mit einem der beiden Großrechner (IBM-370/168) des DESY-Rechenzentrums verbunden, wo die Daten vorübergehend auf Magnetplatte und endgültig auf Magnetband gespeichert wurden. Außerdem wurde

während der Messungen eine Auswahl der Daten vorläufig ausgewertet; die Ergebnisse wie auch Zählercharakteristika u.a. konnten auf dem Bildschirm dargestellt werden, so daß eine laufende Kontrolle der Apparatur möglich war.

Die endgültige Auswertung der Daten wurde, wie im nächsten Kapitel beschrieben, auf der IBM vorgenommen.

Näheres über die Software für die beiden Computer und die On-Line-Verbindung findet sich bei DIX 69, BRL 72, über das Camac-Auslesesystem und die Proportionalkammerelektronik bei RAB 74, SHÄ 74.

IV. Auswertung der Messungen

IV.1 Datennahme

Die hier vorgestellten Messungen wurden an 60 Tagen in einem Zeitraum von 18 Monaten durchgeführt, die Rate der (π^+n)-Ereignisse war grob 1/min. Es wurde in vier Abschnitten gemessen, die im folgenden mit dem Nennwert für Q^2 (0.06, 0.28, 0.70, 1.35) bezeichnet werden sollen. Die kinematischen Parameter wurden so eingestellt, daß $\langle W^2 \rangle \approx 4.8 \text{ GeV}^2$ war und ϵ möglichst groß. Während einer Meßperiode blieb der Elektronarmwinkel konstant, während der Hadronarmwinkel etwa 10 mal geändert wurde. Die Messungen wurden in Meßläufe mit 500 μC Ladung unterteilt, was einer Dauer von etwa 1 1/2 Stunden entsprach. Für die Abschätzung des Targetzellen- und Vakuumfolien-Untergrundes wurden häufig Meßläufe mit leerem Target eingeschoben.

Tabelle IV.1
Parameter der Messungen

	$Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$			
	0.06	0.28	0.70	1.35
<u>Kinematische Parameter</u>				
Mittelwerte (in Klammern Nennwerte, s. IV.3):				
Q^2 (GeV ²)	0.062(0.06)	0.280(0.28)	0.697(0.70)	1.347(1.35)
W^2 (GeV ²)	4.79 (4.8)	4.86 (4.8)	4.79 (4.8)	4.83 (4.8)
ϵ	0.44	0.76	0.86	0.84
θ_{eq} (Grad)	3.3	9.0	14.3	16.6
$ t _{min}$ (für Nennwerte) (GeV ²)	0.0004	0.0049	0.024	0.074

Tabelle IV.1
Fortsetzung

	$Q^2 \text{ (GeV}^2\text{)}$			
	0.06	0.28	0.70	1.35
<u>Kinematische Schnitte:</u>				
Q^2 (GeV ²)	0.035/0.09	0.22/0.34	0.55/0.9	1.2/1.5
W^2 (GeV ²)	4.2/5.4	4.4/5.6	4.25/5.6	4.25/5.6
M_X (GeV)	----- 0.85/1.02 -----			
$ t $: Bereich (GeV ²)	----- $ t _{min} / 1.2$ -----			
ϕ : Bereich (Grad)	105/225	60/300	----- 0 / 360 -----	
ϕ : Zahl der Bins	2	8	12	12
Flußfaktor (für Nennwerte) (GeV ⁻¹ sr ⁻¹)	$5.4 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-3}$	$4.6 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-3}$
<u>Spektrometerdaten</u>				
Einfallenergie (GeV)	2.77	4.26	5.94	6.56
Sollimpulse:				
Elektronarm $\hat{=}$ E' (GeV)	0.55	1.93	3.44	3.69
Hadronarm $\hat{=}$ P _{π} (GeV)	≈ 1.7	≈ 1.9	≈ 2.1	≈ 2.4
Lafettenwinkel:				
Elektronarm (Grad)	----- 10 -----			13
Hadronarm (Grad)	----- 10 bis 36 -----			
<u>Statistik</u>				
Ladung (nC)	22	34	24	36
Zahl der Rohtrigger (10^3)	167	861	475	213
Zahl der (π^+n)-Ereignisse (10^3)	1.5	3.9	14.5	3.5

IV.2 Datenreduktion

Die Datenreduktion vollzog sich in 4 Stufen, wie in der folgenden Tabelle erläutert wird:

Tabelle IV.2

Stufen der Datenreduktion

Aufgaben des Programms	Eingabe	Ausgabe	Rest in % der Rohdaten
1.) Rekonstruktion der Spuren: Impulse, Erzeugungswinkel (nur, wenn der Čerenkovzähler im Elektronarm angesprochen hatte)	Datenbänder	Geometriebänder	50
2.) - Abfrage auf die akzeptanzdefinierenden "Triggerzähler 1" und "2" (vgl. Abb. III.1) - Schnitte in den Impulshöhenspektren der beiden Čerenkovzähler und des Schauerszählers im Elektronarm (die Schwelle für den Čerenkovzähler im Elektronarm lag hier i.a. höher als die Diskriminatorschwelle in 1., wo nur das Bit abgefragt wurde) (s. Abb. IV.3) - Schnitte im Zeitdifferenzspektrum der "3 aus 4"-Koinzidenzen (vgl. Abb. IV.3) - Berechnung kinematischer Größen	Geometriebänder	Kinematikbänder	15
3.) - kinematische Schnitte in Q^2 , W^2 , M_X (vgl. Tab. IV.1 & Abb. IV.1) - Einsortieren in $t-\phi$ -Bins (getrennt nach Lafettenstellungen)	Kinematikbänder	$t-\phi$ -Matrizen für Zählraten (auf Platte)	1
4.) - Korrekturen (s. Kap. IV.5) - Zusammenfassung gleicher $t-\phi$ -Bins von verschiedenen Lafettenstellungen - Berechnung des Wirkungsquerschnittes in den Bins (s. Kap. IV.3) - Fits an die ϕ -Verteilungen des Wirkungsquerschnittes	$t-\phi$ -Matrizen für: - Zählraten - Akzeptanzen (auf Platte)	Ergebnisse Plots	

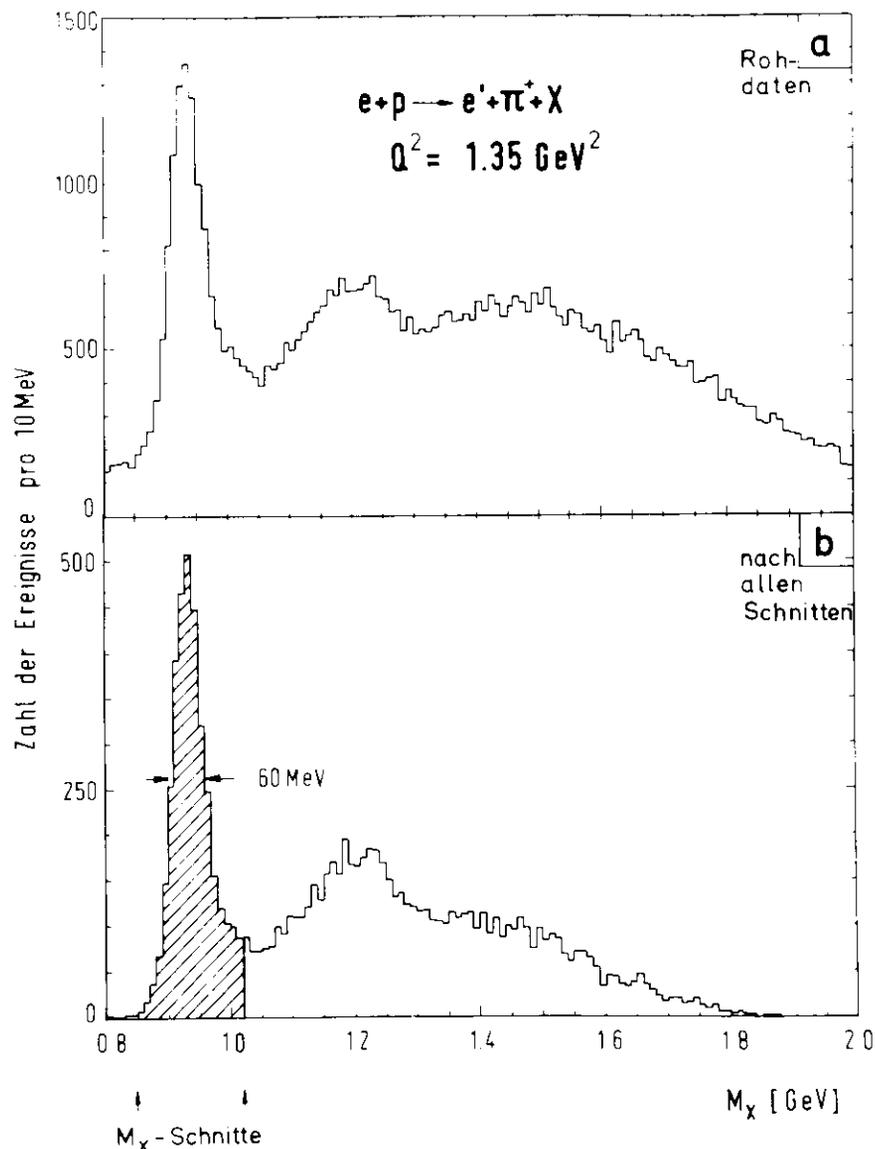


Abb. IV.1 Rückstoßmassenverteilung

$$M_X = (e-e'+p-\pi^+)$$

Abb. IV.1 zeigt Spektren der fehlenden Masse vor Stufe 2 und nach Stufe 3. Man sieht, auch schon bei den Rohdaten, ein deutliches Neutronensignal mit 60 MeV FWHM. Am Ende der Datenreduktion ist der Untergrund für $M_X < M_n$ nahezu vollständig beseitigt. Durch die kinematischen Schnitte reduziert sich im Vergleich zu den Rohdaten auch die Zahl der "echten" Neutronen.

IV.3 Berechnung des Wirkungsquerschnittes

Ein Prozeß der Art $ab \rightarrow cde$ wird durch 5×4 Variablen beschrieben. Im Fall $ep \rightarrow e'\pi^+X$ kennt man die Viererimpulse e und p ; wenn dann e' und π^+ identifiziert werden, bleiben durch Energie- und Impulssatz 6 unabhängige Variablen. Messen lassen sich am einfachsten \vec{e}' und $\vec{\pi}^+$, dargestellt werden die Daten jedoch besser in invarianten Größen. Untersucht man speziell den (π^+n) -Kanal, ergibt sich aus den Messungen wegen der zusätzlichen Nebenbedingung $M_X = M_n$ ein fünffach differentieller Wirkungsquerschnitt (die Variablen sind in Abb. II.2 erläutert):

$$\frac{d^5\sigma}{d\phi_e dQ^2 dW^2 dt d\phi} = \frac{\Gamma_t}{4M_p EE'} \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \quad (IV.1)$$

Die Datenreduktion (Kap. IV.2) lieferte Zählraten in großen ΔQ^2 -, ΔW^2 -, $\Delta\phi_e$ -Bins und vielen kleinen Δt -, $\Delta\phi$ -Bins (siehe Tab. IV.1):

$$N_{Exp}(\Delta v) = N_e N_T \int_{\Delta v} \frac{d^5\sigma}{d^5v}(v) a(v) d^5v \quad (IV.2)$$

Dabei bedeuten:

v	$= (Q^2, W^2, \phi_e, t, \phi)$	Variablenquintupel
Δv	$= \Delta Q^2 \Delta W^2 \Delta\phi_e \Delta t \Delta\phi$	Volumenelement im \mathbb{R}^5
d^5v	$= dQ^2 dW^2 d\phi_e dt d\phi$	Differential im \mathbb{R}^5
N_e		Zahl der einfallenden Elektronen
N_T		Targetflächendichte
$a(v)$		Akzeptanzfunktion des Spektrometers $= 1$, wenn ein Ereignis vom Spektrometer akzeptiert wird $= 0$ sonst

Den Wirkungsquerschnitt kann man aus Gl. (IV.2) auf zwei Arten errechnen:

- 1) Falls die Bins klein sind, benutzt man den Mittelwertsatz der Integralrechnung:

$$N_{Exp}(\Delta v) = N_e N_T \frac{d^5\sigma}{d^5v}(v') \int_{\Delta v} a(v) d^5v \quad (IV.3)$$

v' ist irgendein Punkt aus Δv und kann ohne große Fehler mit dessen Mittelpunkt gleichgesetzt werden. Das Akzeptanzintegral wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode berechnet (siehe Kap. IV.4).

- 2) Falls die Bins groß sind, kann v' zu stark vom Birmittelpunkt abweichen. Dann hilft folgende Umformung:

$$N_{Exp}(\Delta v) = N_e N_T \frac{d^5\sigma}{d^5v}(v^*) \int_{\Delta v} \frac{\frac{d^5\sigma}{d^5v}(v)}{\frac{d^5\sigma}{d^5v}(v^*)} a(v) d^5v \quad (IV.4)$$

v^* ist dabei der Punkt des Bins, an dem der Wirkungsquerschnitt berechnet werden soll - der "Nennwert". Diese Umformung erhält einen Sinn,

wenn der Verlauf von $d^5\sigma/d^5v$ im Bin (nicht notwendig im gesamten Meßbereich) in etwa bekannt ist:

$$\frac{d^5\sigma}{d^5v} \approx f(v), \quad v \in \Delta v$$

$$N_{Exp}(\Delta v) = N_e N_T \frac{d^5\sigma}{d^5v}(v^*) \int_{\Delta v} \frac{f(v)}{f(v^*)} a(v) d^5v \quad (IV.5)$$

Auch in diesem Fall wird das Integral mit der Monte-Carlo-Methode berechnet. Die Ausgleichsfunktion f kann sich aus theoretischen Annahmen ergeben. Sie läßt sich auch iterativ bestimmen: Man wendet zunächst Methode 1 an; in den weiteren Iterationsschritten ist dann f gleich dem Wirkungsquerschnitt aus dem jeweils vorigen Schritt.

In diesem Experiment wurden beide Methoden angewandt: die Bins Δt und $\Delta\phi$ waren klein genug für Methode 1, ΔQ^2 , ΔW^2 und Δt_e jedoch nicht (siehe Tab. IV.1). Für diese Variablen wurde die Ausgleichsfunktion wie folgt definiert:

$$f(Q^2, W^2) = \frac{F_t}{4M_p E E'} \cdot \frac{1}{(W^2 - M_p^2)^2} \quad (IV.6)$$

Da keine Polarisationszustände berücksichtigt wurden, ist der Wirkungsquerschnitt unabhängig von ϕ_e , also $f(\phi_e) = \text{const.}$. Der erste Faktor ergibt sich aus der Quantenelektrodynamik für den Elektronvertex, der zweite in Analogie zur Photoproduktion, wo oberhalb der Resonanzen und mindestens für $|t| \leq 1 \text{ GeV}^2$ gilt (DHE 70, LÜB 69):

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n) \sim \frac{1}{(W^2 - M_p^2)^2} \quad (IV.7)$$

Daß dieser Analogieschluß selbst für große Werte von Q^2 und mindestens für $|t| \leq 0.3 \text{ GeV}^2$ erlaubt ist, zeigt Abb. IV.2: Hier wurden der Ref. COR 76 Daten zu $ep \rightarrow e' \pi^+ n$ entnommen, die sich nur im Parameter W (um etwa 0.7 GeV) und dadurch in $d\sigma/dt$ etwa um einen Faktor 5 unterscheiden. Mit $(W^2 - M_p^2)^2$ multipliziert stimmen die Wirkungsquerschnitte sehr gut überein.

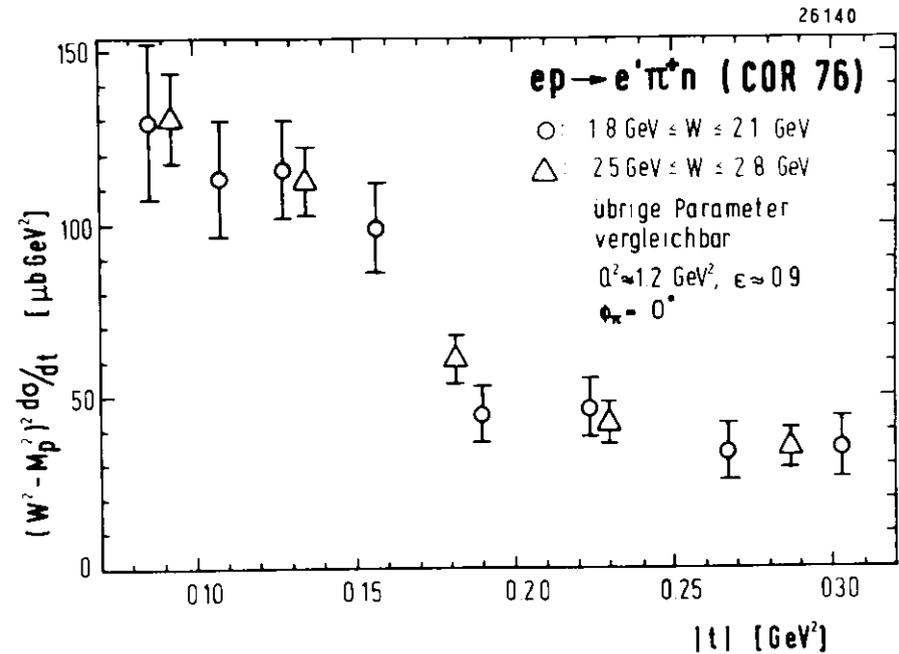


Abb. IV.2 Zur W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes (siehe Text)

P. Karow (KAR 71) hat, ebenfalls für Messungen zu $ep \rightarrow e'\pi^+n$, die Konvergenz des Iterationsverfahrens bei Methode 2 untersucht. Er fand mit simulierten Meßdaten heraus, daß Korrekturen mit der Ausgleichsfunktion (IV.6) notwendig sind, weitere Iterationsschritte jedoch nur noch statistische Schwankungen verursachen, die durch die Monte-Carlo-Methode bedingt sind. Diese Aussage wurde für dieses Experiment überprüft und bestätigt (GUZ 76).

Die Prozedur lieferte für jede Stellung der Hadronlafette in den verschiedenen Bins $d^5\sigma/d^5v$ und damit nach Gl.(IV.1) $d^2\sigma/dtd\phi$. Die Wirkungsquerschnitte wurden gemittelt, wenn Bins bei mehreren Lafettenstellungen erfaßt worden waren. Schließlich ergab sich für jeden der 4 Q^2 -Nennwerte eine Matrix

$$\frac{d^2\sigma}{dt d\phi} (Q^{2*}, W^{2*}, t_i', \phi_k') \quad \begin{matrix} i = 1 \dots n \\ k = 1 \dots m \end{matrix}$$

An die Werte dieser Matrizen wurde dann für jedes t_i -Bin eine Funktion der Form

$$F_i(\phi_k) = a_i + b_i \frac{1}{\Delta\phi_k} \int_{\Delta\phi_k} \cos\phi d\phi + c_i \frac{1}{\Delta\phi_k} \int_{\Delta\phi_k} \cos 2\phi d\phi \quad k = 1, m$$

angepaßt, mit der die Mitteilung in den ϕ -Bins berücksichtigt wurde. Aus den Koeffizienten a_i, b_i, c_i errechneten sich schließlich gemäß Gl. II.15 die Teilquerschnitte

$$\left(\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \right) (Q^{2*}, W^{2*}, t_i')$$

$$\frac{d\sigma_I}{dt} (Q^{2*}, W^{2*}, t_i')$$

$$\frac{d\sigma_P}{dt} (Q^{2*}, W^{2*}, t_i')$$

IV.4 Berechnung der Spektrometerakzeptanz

Die Akzeptanzintegrale in Gl. (IV.4) und (IV.5) wurden mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode berechnet. Dazu wurde das Spektrometer auf der DESY-Rechenanlage (IBM 370-168) simuliert (GUZ 76). Für jede Stellung der Hadronlafette wurden mit einem Zufallszahlengenerator in den Bins $\Delta v_{ik} = \Delta Q^2 \Delta W^2 \Delta\phi_e \Delta t_i \Delta\phi_k$ isotrop Ereignisse erzeugt sowie Einfallenergie, Einfallrichtung und Targetort bestimmt. Dann wurden die Trajektorien der Teilchen verfolgt und damit geprüft, ob sie vom Spektrometer akzeptiert wurden. Wenn N_{MC}^{tot} die Zahl der erzeugten und N_{MC}^{akz} die Zahl der akzeptierten Ereignisse ist, gilt für Methode 1 (Kap. IV.3):

$$\frac{\int_{\Delta v} a(v) d^5v}{\Delta v} = \frac{N_{MC}^{akz}}{N_{MC}^{tot}} \quad (IV.8)$$

Bei Methode 2 wurden die akzeptierten Ereignisse mit dem Gewicht $f(v)/f(v^*)$ gezählt ($N_{MC}^{akz, bew}$):

$$\frac{\int_{\Delta v} \frac{f(v)}{f(v^*)} a(v) d^5v}{\Delta v} = \frac{N_{MC}^{akz, bew}}{N_{MC}^{tot}} \quad (IV.9)$$

Da Δv bekannt war, waren damit die Akzeptanzintegrale bestimmt.

Für die Bestimmung des statistischen Fehlers konnte man annehmen, daß das Ergebnis der Rechnung gaußverteilt war, da jedes Ereignis von 11 Zufallszahlen abhing (zentraler Grenzwertsatz der Statistik). Deshalb wurde das Akzeptanzintegral in kleineren Abschnitten berechnet und mit den Einzelergebnissen die übliche Fehlerrechnung durchgeführt (vgl. CEH 58). Das Verfahren wurde fortgesetzt, bis der Fehler eine Grenze (hier 5%) unterschritten hatte.

Als Test wurden mit diesem Programm Meßdaten simuliert, wobei der zugrunde gelegte Wirkungsquerschnitt dem tatsächlichen sehr ähnlich war (GUZ 76). Die erzeugten Histogramme für Impulse, Füllung der Proportionalkammern und andere Größen stimmten sehr gut mit den echten Daten überein. Weiter wurden die simulierten Daten wie echte ausgewertet; dabei wurde der angenommene Wirkungsquerschnitt sehr gut reproduziert.

Der systematische Fehler des Monte-Carlo-Programms wurde aus der Auswertung elastischer Daten (FES 75) mit 5% abgeschätzt.

IV.5 Korrekturen

An die Zählraten, wie sie sich nach Stufe 3 der Datenreduktion ergaben (Tab. IV.2), mußten etliche Korrekturen angebracht werden, die hier im einzelnen behandelt werden sollen. Diese Korrekturen wurden, wenn nicht anders angegeben, für jede Stellung der Hadronlafette bestimmt.

5.1 Strahlungskorrekturen

Auf die Strahlungskorrekturen soll hier nur kurz eingegangen werden, da sie im Anhang ausführlich behandelt werden.

Die "externen Strahlungskorrekturen" für die Strahlung der Elektronen in Materie vor und nach der Wechselwirkung wurden nach Mo und Tsai (TSA 71) berechnet. Für die "internen Strahlungskorrekturen", die Feynmangraphen höherer Ordnung in α berücksichtigen, wurde die Methode von Bartl und Urban (BUR 65, URB 70) angewandt, bei der auch die Strahlung der Hadronen behandelt wird.

Es stellte sich heraus, daß die Formeln in URB 70 in unserem kinematischen Bereich nicht mehr unbedingt gelten; die Korrektur änderte sich dadurch um bis zu 1.3%.

Die Strahlungskorrekturen wurden für jeden Q^2 -Nennwert in allen t - ϕ -Bins berechnet. Mit der Definition

$$r(\text{Messung}) = \sigma(1\text{-Photon-Austausch}) \cdot f_{\text{int}} \cdot f_{\text{ext}}$$

ergaben sich folgende Werte:

Tabelle IV.3

Strahlungskorrekturen

Gesamtkorrektur	$f_{\text{ext}} \cdot f_{\text{int}}$	$\approx 0.72 - 0.87$
extern (Gl.A.11)	f_{ext}	$\approx 0.93 - 0.97$
intern (Gl.A.12)	f_{int}	$\approx 0.78 - 0.86$
Hadronabstrahlung (in f_{int} enthalten)		$\approx 1.0 - 0.94$

5.2 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit

Das Programm für die Spurerkennung konnte nicht alle Spuren rekonstruieren, etwa wenn eine Proportionalkammer nicht angesprochen hatte. Zur Berechnung der Korrektur wurden "gute" Ereignisse ausgewertet, die besonders strenge Bedingungen erfüllten: z.B. mußten alle Triggerzähler angesprochen haben, die Schnitte für die Zeitdifferenz der Armkoinzidenzen (Abb. IV.3.e) waren sehr eng usw. Die Rekonstruktionsverluste waren vom Untergrund abhängig und u.a. deshalb bei niedriger Primärenergie besonders hoch.

Tabelle IV.4

Q^2 [GeV ²]	Rekonstruktionswahrscheinlichkeit [%]
0.06	49 - 64
0.28	58 - 71
0.70	67 - 72
1.35	68 - 72

5.3 Zähler-Ansprechwahrscheinlichkeit

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszähler war etwa 100%. Sie konnte mit den normalen Daten gemessen werden, da nur drei der vier Zähler eines Armes zur Definition eines Ereignisses angesprochen haben mußten.

Geringe Verluste entstanden jedoch durch die Impulshöhenschnitte bei Čerenkov- und Schauerzählern. Zur Abschätzung wurden Teile der Daten noch einmal mit allen (auch den kinematischen) Schnitten bis auf jeweils einen ausgewertet (Abb. IV.3). Die schwarz gezeichneten Ereignisse wären in der normalen Auswertung weggefallen, waren aber auch meistens nicht vom gewünschten Typ: Beim Elektronarm-Schauerzähler handelte es sich um Pionen, denn der Sollimpuls lag in diesem Fall mit 3.69 GeV über der π -Ansprechschwelle des Čerenkovzählers (vgl. Tab. III.1). Die relativ zahlreichen Ereignisse, bei denen der Hadronarm-Čerenkovzähler nicht angesprochen hatte, waren alle vom Typ $ep \rightarrow ep^0$ bzw. epw mit Protonen relativ hohen Impulses - diese Ereignisse fallen genau in unseren M_X -Schnitt, wenn man sie mit der Pion-Kinematik auswertet.

Deshalb wurden zur Berechnung der Ansprechwahrscheinlichkeiten die schraffierten Spektren in Abb. IV.3 nach Null extrapoliert und so die Zahl der durch den Schnitt wegfallenden "guten" Ereignisse ermittelt: Durch alle drei Schnitte zusammen gingen weniger als 2% der Ereignisse verloren.

5.4 Untergrund durch Target- und Streukammerfolien

Der Untergrund, der von Target- und Streukammerfolien herrührte, wurde mit Hilfe der häufig eingeschobenen Meßläufe mit leerem Target ermittelt. Sie wurden wie normale Meßläufe ausgewertet; die Zahl der Ereignisse innerhalb der M_X -Schnitte ergab eine Korrektur bis zu 10% (typisch etwa 5%).

5.5 Untergrund durch zufällige Ereignisse

Zur Bestimmung der Zahl der zufälligen Ereignisse wurde das M_X -Spektrum (Abb. IV.1) zwischen 0.8 und 0.85 GeV konstant in den Schnittbereich hinein extrapoliert. Daß dieses Verfahren richtig war, bestätigte exem-

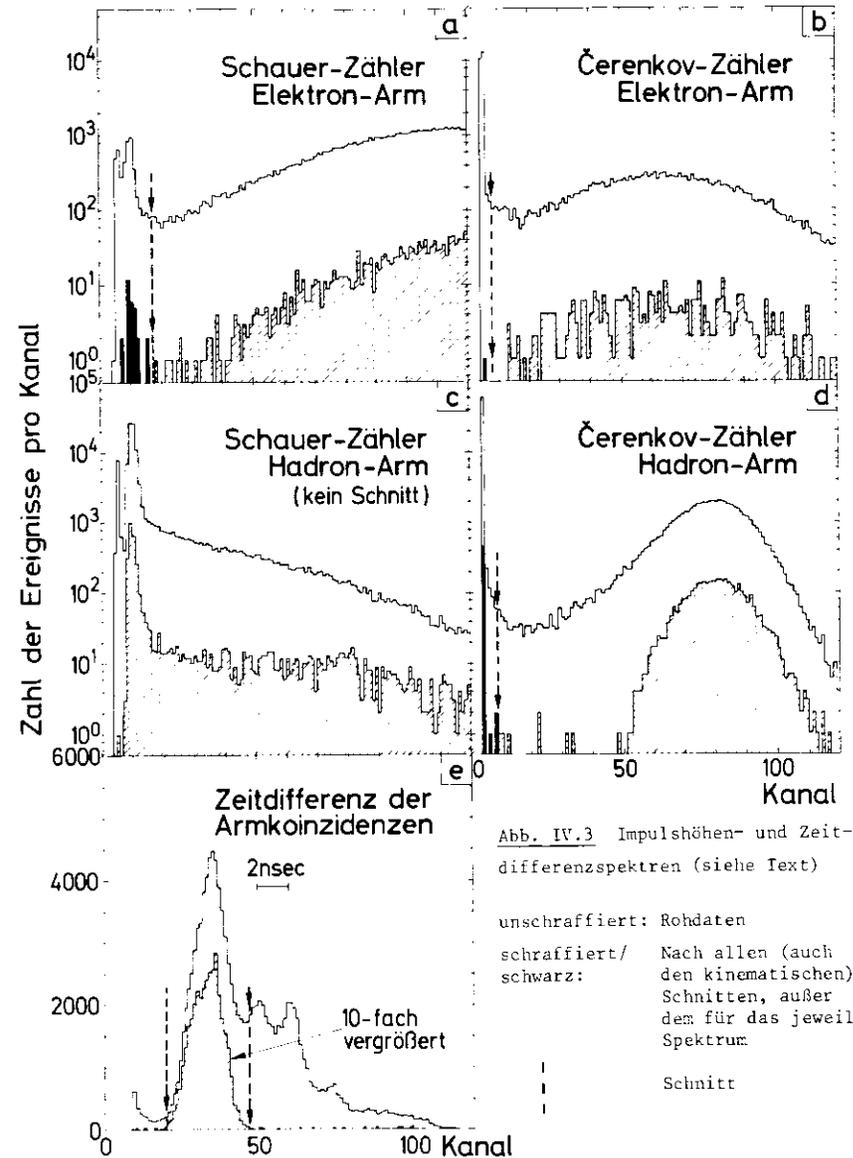


Abb. IV.3 Impulshöhen- und Zeitdifferenzspektren (siehe Text)

unschraffiert: Rohdaten
 schraffiert/ schwarz: Nach allen (auch den kinematischen) Schnitten, außer dem für das jeweilige Spektrum
 - - - Schnitt

plarisch das Zeitdifferenzspektrum der Armkoinzidenzen (Abb. IV.3.e): wenn man die außerhalb der Schnitte liegenden Bereiche konstant interpolierte, ergab sich der gleiche Wert für die Korrektur.

Dies ist auch ein Hinweis dafür, daß der wie oben bestimmte Untergrund tatsächlich zufälliger Natur war und nicht etwa durch Targetfolien etc. verursacht wurde. Ihr Beitrag konnte in diesem Zusammenhang vernachlässigt werden, da es in der M_X -Verteilung der Leertarget-Meßläufe keine Ereignisse mit $M_X < 0.85$ GeV gab. Die Korrekturen 5.4 und 5.5 waren also unabhängig voneinander.

Der Anteil der zufälligen Ereignisse war ≤ 4% (typisch etwa 2%).

5.6 Totzeit des Auslesesystems

Die Ereignisse während der Totzeit des Auslesesystems wurden gesondert gezählt. Ihr Anteil war ≤ 3%.

5.7 Pionabsorption und Pionzerfall

Durch Absorption gingen 4.4% der Pionen verloren.

Der Verlust durch Zerfall der Pionen wurde mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms (Kap. IV.4) zu 2.7% abgeschätzt. Zerfallsmüonen, die etwa in der gleichen Richtung liefen wie das Pion, wurden als Pion nachgewiesen, so daß diese Korrektur kleiner war, als man nach der Länge des Spektrometers erwarten würde. (HEL 75)

Beide Korrekturen galten für alle Messungen, da der Pionimpuls nur wenig variierte.

5.8 Einfallenergie

Für jedes Ereignis wurde die Einfallenergie gemessen (vgl. Kap III.2). Die Eichung hierfür ergab sich bei jeder neuen Einstellung des Synchrotrons aus der Lage des Neutron-Maximums im M_X -Spektrum; sie erforderte Korrekturen um bis zu ±0.9%.

5.9 Ladung

Durch Vielfachstreuung in den Folien und vor allem im Target ging, besonders bei niedriger Energie, ein Teil der Primärelektronen auf dem Wege zum Faraday-Käfig verloren. Der Effekt wurde für jede Meßperiode mit SEM und FC (vgl. Kap. III.2) bei vollem und leerem Target studiert und zur Materiedicke 0 extrapoliert. Die Ladungsmessung mußte deshalb um bis zu 5% korrigiert werden.

IV.6 Fehler

In Tabelle IV.5 sind alle Fehler zusammengestellt, jeweils bezogen auf den Wirkungsquerschnitt.

Bei der Berechnung der Akzeptanzen und der Korrekturen entstanden sowohl systematische Fehler (durch die Methode), als auch statistische (durch Zählraten). In den Darstellungen der Daten werden nur die statistischen Fehler angegeben.

Für die Termtrennung (Kap. V.2) wurden nur die statistischen Fehler berücksichtigt, obwohl der gesamte $t-\phi$ -Bereich nur mit mehreren Lafettenstellungen überdeckt werden konnte. Zum einen waren nämlich fast alle systematischen Fehler korreliert; zum anderen wurden die $t-\phi$ -Bins meistens mehrmals erfaßt, so daß der Einfluß der unkorrelierten systematischen Fehler auf den Verlauf des Wirkungsquerschnittes geringer wurde. Die systematischen Fehler beeinflussten also im wesentlichen die Normierung der Terme, nicht aber ihr Verhältnis untereinander und nicht ihre t -Abhängigkeit.

Gleiches gilt natürlich für die t -Verteilungen des Wirkungsquerschnittes $d^2\sigma/dt d\phi$ (Kap. V.2), die auch mit mehreren Lafettenstellungen gemessen wurden.

Die großen statistischen Fehler der Korrekturen entstehen im wesentlichen durch die Targetfolienkorrektur in Bins mit niedriger Zählrate.

Tabelle IV.5

Fehler, bezogen auf den Wirkungsquerschnitt

<u>Systematische Fehler</u>	[%]
Strahlungskorrekturen	3
Akzeptanzen	5
Rekonstruktionswahrscheinlichkeit	1.5
Sonstige Korrekturfaktoren (Kap. IV.5.3-6)	1
Pionabsorption und -Zerfall	1, 0.3
Ladungsmessung	1
Targetlänge und -dichte	1.5
Einfallsenergie	0.3
<u>zusammen</u>	<u>6.5</u>
<u>Statistische Fehler</u>	
Zählraten (für t-φ-Bins)	4 - 40
Akzeptanzen	≈ 5
Korrekturen	2 - 30
<u>zusammen</u>	<u>7 - 50</u>

V. Ergebnisse

Für kleine Werte von $|t|$ erfaßte der Detektor (fast) den ganzen Bereich des Pion-Azimuthalwinkels ϕ , so daß drei der Terme des Wirkungsquerschnittes (Gl. II.15) getrennt werden konnten - diese Ergebnisse werden in Kap. V.) dargestellt und mit anderen Daten verglichen. $|t|$ -Verteilungen für größere $|t|$ -Bereiche konnten für $\phi \approx 180^\circ$ gemessen werden (Kap.V.2); sie wurden über $|t|$ integriert, um eine Abschätzung für den totalen Kanal-Wirkungsquerschnitt ($\gamma, p + \pi^+ n$) zu erhalten (Kap.V.3). Schließlich werden in Kapitel V.4 einige Modelle diskutiert, die den $(\pi+n)$ - Wirkungsquerschnitt beschreiben.

V.1 Die Beiträge verschiedener Polarisationszustände des Photons zum Wirkungsquerschnitt

Eine Trennung dreier Terme des Wirkungsquerschnittes

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} = \left(\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}\right) + \epsilon \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos\phi$$

war - wie in Kap. IV.3 beschrieben - bei $Q^2 = 0.28/0.7/1.35 \text{ GeV}^2$ möglich. (Die ϕ -Bereiche wie auch alle anderen kinematischen Parameter sind in Tabelle IV.1 zusammengestellt.)

In Abb. V.1 werden einige ϕ -Verteilungen mit den zugehörigen Anpassungsfunktionen gezeigt. Man sieht eine deutliche $\cos(2\phi)$ -Abhängigkeit, hingegen einen geringen Einfluß des $\cos\phi$ -Terms.

Die Ergebnisse aller Anpassungen finden sich in Tab. B.3 und Abb. V.2. Wegen der Unsicherheiten in den Strahlungskorrekturen bei $|t|_{\min}$ (vgl. Anhang A.5.2) wurde jeweils das t-Bin, das $|t|_{\min}$ enthält, nicht ausgewertet.

Zum Vergleich wurden ältere DESY-Daten (F32 71) und Cornell-Daten (COR 74) herangezogen (wobei nur die Fehler der Randbins eingezeichnet wurden), sowie Photoproduktionsdaten für $d\sigma/dt$ (BUS 66).

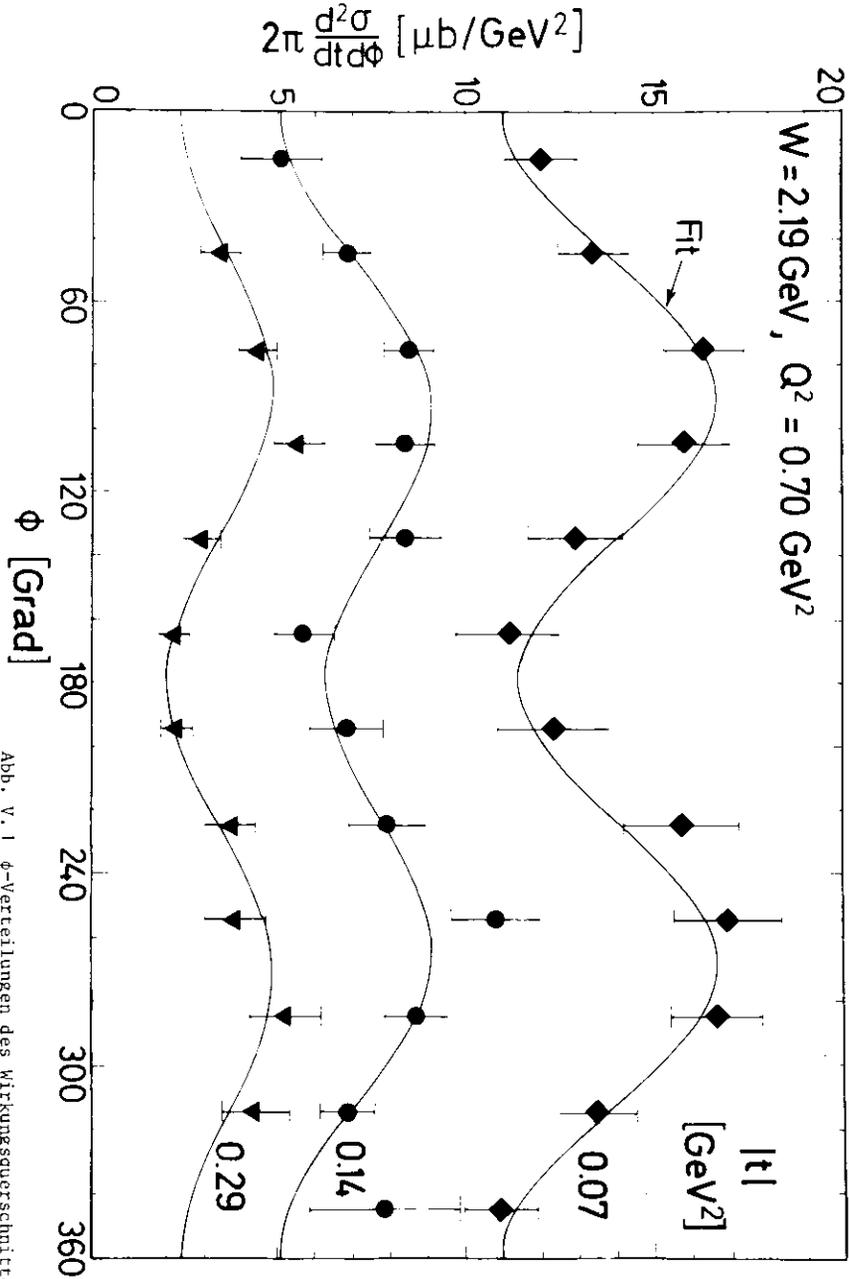
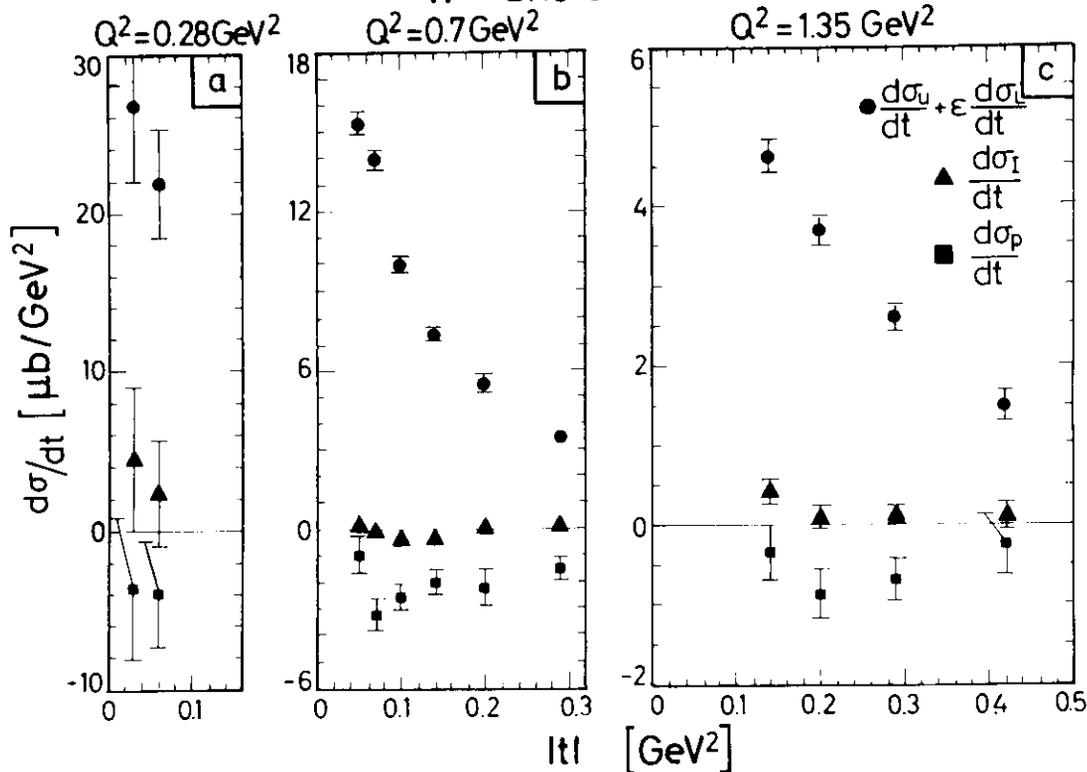
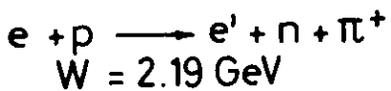


Abb. V.1 ϕ -Verteilungen des Wirkungsquerschnittes mit den zugehörigen Anpassungsfunktionen

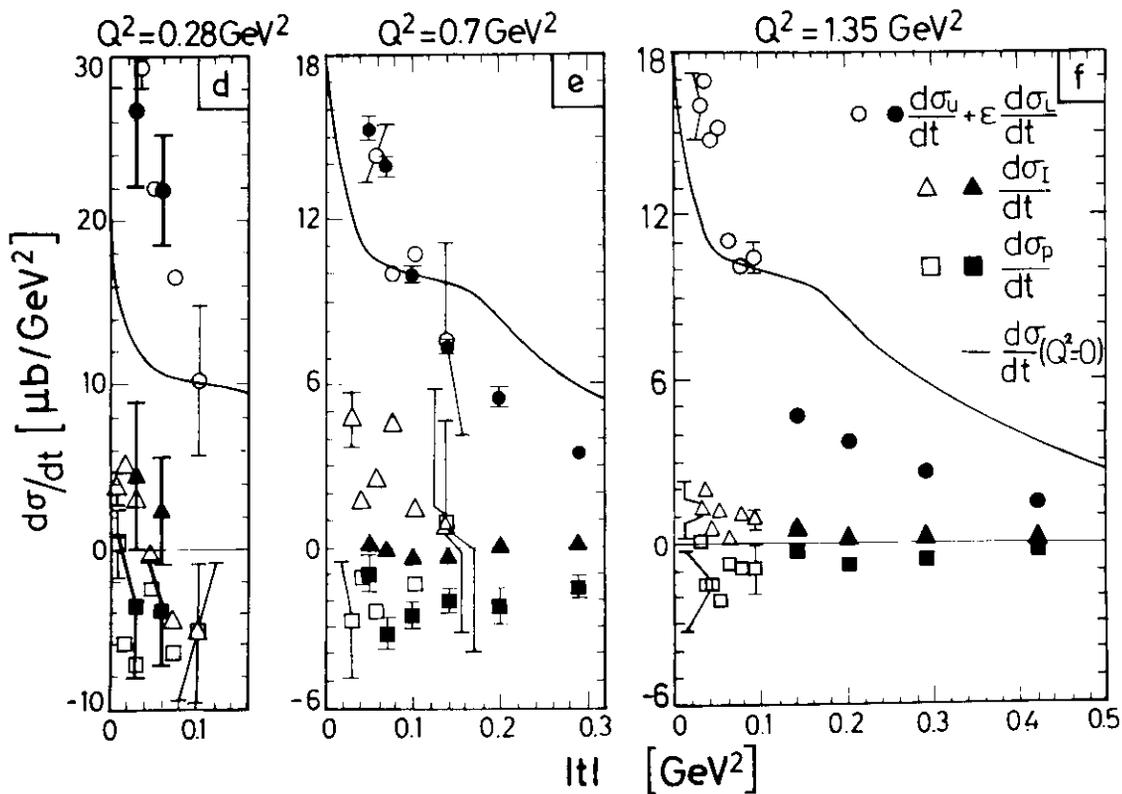
Die älteren DESY-Punkte (mit $W = 2.2 \text{ GeV}$ und $Q^2 = 0.26/0.75 \text{ GeV}^2$, Abb. V.2.d,e) stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit unseren überein. Die Cornell-Daten ($W = 2.66 \text{ GeV}$, $Q^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$; Abb. V.2.e) wurden von $d\sigma/d\Omega$ nach $d\sigma/dt$ umgewandelt und gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert. (Vgl. Abb. IV.2 und die Bemerkungen dort.) Ihr t -Bereich beginnt früher als bei unseren Daten für $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$, da $|t|_{\min}$ mit Q^2 steigt und mit W fällt (in diesem Fall ist $|t|_{\min} = 0.03 \text{ GeV}^2$).

Es ergeben sich folgende Aussagen:

- $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ dominiert im ganzen t -Bereich (bis 0.4 GeV^2), für $|t| < 0.1 \text{ GeV}^2$ ist dieser Term - bei allen Q^2 -Werten - sogar größer als der entsprechende Photoproduktionsquerschnitt, z.T. bis zu 100%. Dies ist seit längerem bekannt und wird auf große longitudinale Beiträge zurückgeführt, wie sie durch den Pion-Austausch verursacht werden (vgl. Kap. II.3).
- Das t -Verhalten läßt sich für $Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$ und $|t| < 0.14 \text{ GeV}^2$ mit $\exp(9t)$ beschreiben, für $Q^2 = 0.7/1.35 \text{ GeV}^2$ und $|t| > 0.14 \text{ GeV}^2$ mit $\exp(4-5t)$.
- In (F32 71) wurde gezeigt, daß $d\sigma_U/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ für $|t|_{\min} \leq |t| \leq 0.075 \text{ GeV}^2$ bei $Q^2 \approx 0.4 \text{ GeV}^2$ ein Maximum hat. Für größere Q^2 scheint der Term wie der ρ -Monopol zu fallen - vgl. Abb. V.3, in der entsprechend skalierte Daten mit $0.55 \leq Q^2(\text{GeV}^2) \leq 1.35$ eingezeichnet sind. Recht gut trifft diese Aussage für $|t| \geq 0.14 \text{ GeV}^2$ zu, wo zudem die Fehler klein sind. Bei kleineren $|t|$ wird sie nicht ausgeschlossen, jedoch wegen der großen Fehler auch nicht zweifelsfrei bestätigt.
- Für alle t ist $d\sigma_p/dt < 0$, d.h. es ist $d\sigma_L/dt > d\sigma_H/dt$. Dies gilt auch in der Photoproduktion.



DESY
26135



DESY
26585

Abb. V.2

Die Terme des Wirkungsquerschnittes zu verschiedenen Polarisationszuständen des virtuellen Photons

Bei den Vergleichsdaten wurden nur die Fehler der Randpunkte eingezeichnet

●▲■ dieses Experiment
○△□ Vergleichsdaten (gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert):

	$Q^2 (\text{GeV}^2)$	$W (\text{GeV})$	Lit.
d	0.26	2.20	F32 71
e	0.75	2.20	"
f	1.20	2.66	COR 74
—	0	2.23	BUS 66

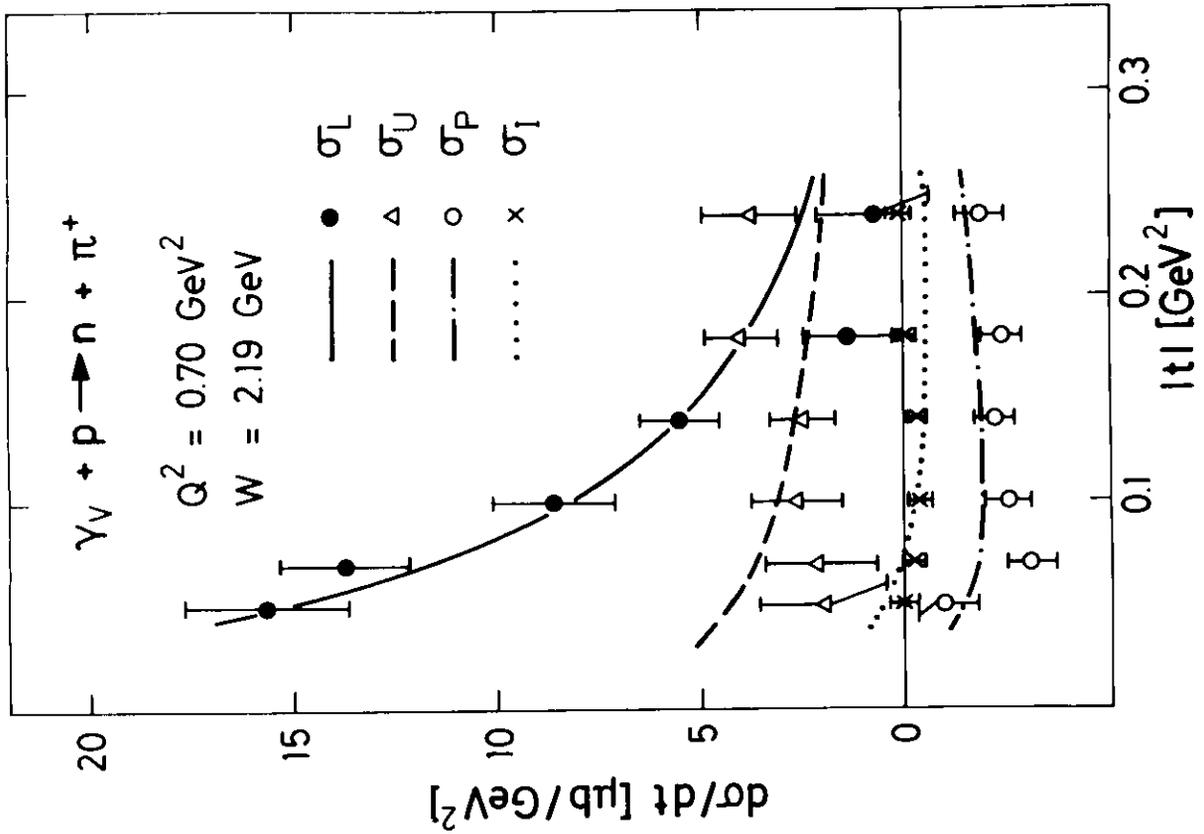


Abb. V.4 Trennung aller 4 Terme des Wirkungsquerschnittes (F22 77, HEL 77)
Die Kurven stellen eine Anpassung des Modells von Gutbrod und Kramer (GLK 72, s. Kap. II.3) an die Daten dar.

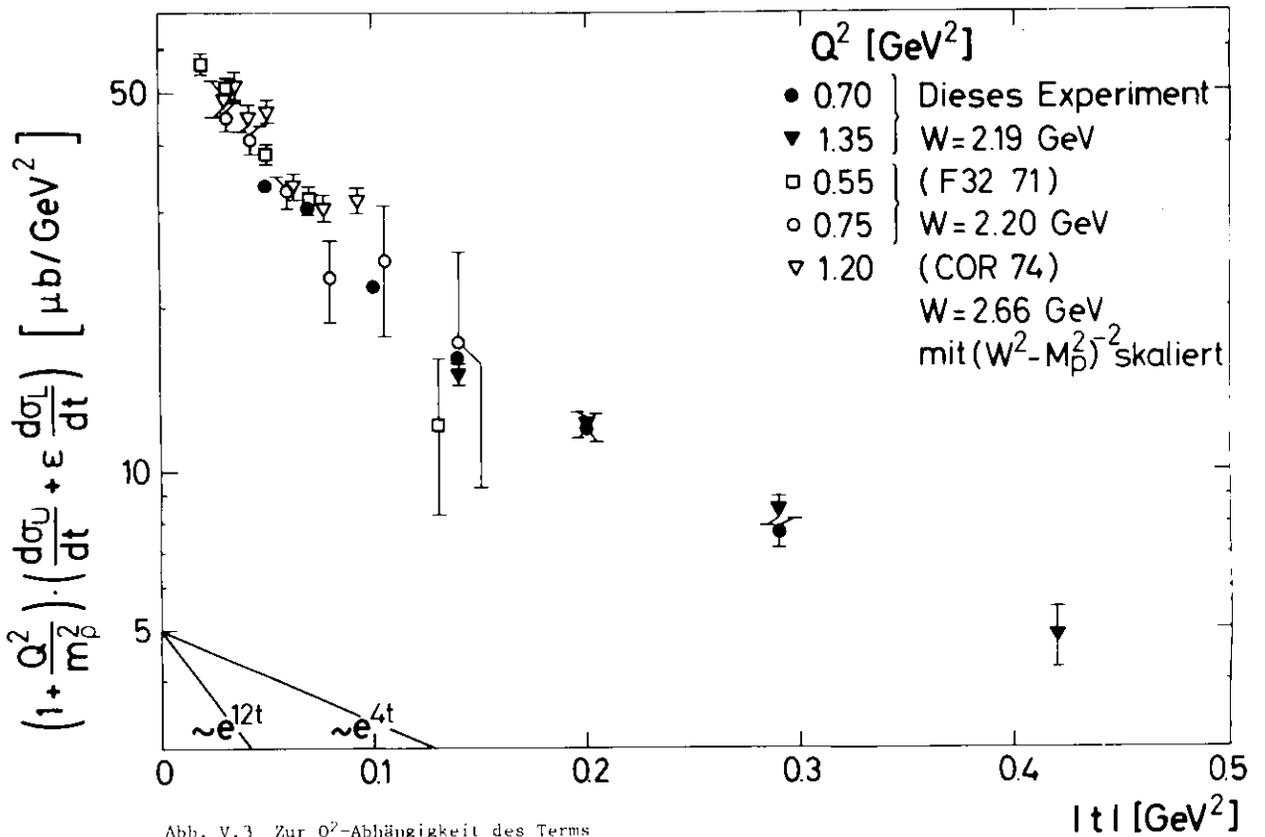


Abb. V.3 Zur Q^2 -Abhängigkeit des Terms

$$\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$$

Beim Übergang $|t| \rightarrow |t|_{\min}$, d.h. $\theta_{q\pi}^{\text{CMS}} \rightarrow 0$, sollte $d\sigma_p/dt$ gegen Null gehen, da die (π^+n) -Ebene dann keine definierte Orientierung zum Photon hat; dies wird durch sämtliche Daten bestätigt.

$|d\sigma_p/dt|$ wird mit zunehmendem Q^2 kleiner.

$d\sigma_L/dt$ ist bei unseren Daten, mit drei Ausnahmen, mit Null verträglich.

Abschließend sei noch kurz auf die Ergebnisse unserer Messungen bei kleinerem ϵ verwiesen, die inzwischen veröffentlicht wurden (F22 77, vgl. auch HEL 77): Die Trennung aller vier Terme des Wirkungsquerschnittes bei $Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$ (Abb. V.4) bestätigt die bisherigen Vermutungen: $d\sigma_L/dt$ dominiert bis $|t| \approx 0.15 \text{ GeV}^2$ und ist ab 0.2 GeV^2 mit Null verträglich.

V.2 Der Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ für $\phi \approx 180^\circ$

Die Wirkungsquerschnitte in diesem Abschnitt wurden zwischen $\phi = 150^\circ$ und $\phi = 210^\circ$ gemittelt, bei $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ waren die Grenzen 105° und 225° . Bei dieser Meßreihe hatte auch ϵ einen anderen Wert: 0.44 statt etwa 0.8. Beides muß bei Vergleichen - untereinander und mit Photoproduktionsdaten - berücksichtigt werden.

Im $|t|$ -Bereich der Termtrennung läßt sich der Einfluß der ϕ -Abhängigkeit angeben: Integriert man über ϕ , fallen die Terme mit $\cos\phi$ bzw. $\cos 2\phi$ -Abhängigkeit (vgl. Gl. II.15) fort, und es ist

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$$

Für $\phi \approx 180^\circ$ ergeben die Messungen, daß $d\sigma/dt$ größer ist als $2\pi \cdot d^2\sigma/dtd\phi$ (vgl. Abb. V.1):

$$R_{180} = \frac{\frac{d\sigma}{dt}}{2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} (\phi \approx 180^\circ)} = 1.1 \text{ bis } 1.6$$

Integriert man bei $Q^2 = 0.7/1.35 \text{ GeV}^2$ über den ganzen t -Bereich der Termtrennung, so ist dieses Verhältnis 1.2. (Dies ist für den nächsten Abschnitt wichtig).

Da das ϕ -Verhalten von $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ für größere $|t|$ nicht bekannt ist, kann man nur eine pessimistische Abschätzung machen, um Grenzen für den Vergleich mit $d\sigma/dt$ anzugeben. Wenn $d\sigma_L/dt \approx d\sigma_U/dt \approx 0$ ist, so gilt für $d\sigma_U/dt \ll d\sigma_L/dt$ (dies ist in der Photoproduktion für $|t| \leq m_\pi^2$ der Fall):

$$\frac{d\sigma}{dt} / 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \approx \frac{1}{2} \frac{d\sigma_U}{dt} / \frac{1}{2} \frac{d\sigma_L}{dt} (1 - \epsilon \cos(2\phi)) \Rightarrow$$

$$R_{180} = 2 \text{ (für } \epsilon=0.44), \quad R_{180} = 7 \text{ (für } \epsilon=0.85),$$

und für $d\sigma_L/dt \ll d\sigma_U/dt$ folgt entsprechend

$$\frac{d\sigma}{dt} / 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \approx \frac{1}{2} \frac{d\sigma_U}{dt} / \frac{1}{2} \frac{d\sigma_L}{dt} (1 + \epsilon \cos(2\phi)) \Rightarrow$$

$$R_{180} = 0.7 \text{ (für } \epsilon=0.44), \quad R_{180} = 0.5 \text{ (für } \epsilon=0.85).$$

Die Ergebnisse sind in Tab. B.2 und in den Abb. V.5 - 7 dargestellt, Abb. V.5 zeigt die t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes. Zum Vergleich sind Photoproduktionsdaten (BUS 66, BYA 67) eingetragen, die gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ von $W=(2.23, 2.31, 2.69) \text{ GeV}$ nach $W=2.19 \text{ GeV}$ skaliert wurden.

Weiterhin sind Elektroproduktionsdaten eingezeichnet, die von einer Harvard/Cornell-Gruppe am CEA und am Cornell-Synchrotron gemessen worden sind (CEA 73, COR 74/76). Die kinematischen Parameter finden sich in der Bildunterschrift. Die Wirkungsquerschnitte wurden von $d\sigma/d\Omega$ nach $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ umgewandelt und ebenfalls gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert; bei einigen dieser Punkte wurden die Fehlerbalken der Übersichtlichkeit wegen weggelassen. Diese Vergleichsdaten stimmen alle gut mit unseren überein.

Vergleichbare Daten existieren weiterhin von einer NINA-Gruppe (NIN 72) bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $W = 1.93 \text{ GeV}$. Diese Daten stimmen, in W entsprechend skaliert, bei $\phi = 90^\circ$ innerhalb der Fehler mit unseren überein. Mit zunehmenden ϕ entsteht eine Diskrepanz, bei $\phi = 180^\circ$ liegen die NINA-Punkte etwa 100% höher als unsere. Das gleiche Bild ergibt sich bei einem Vergleich der NINA- mit den (F32 71)-Daten, siehe HEI 71 .

Aus Abb.V.5 ergeben sich folgende Schlußfolgerungen:

- $Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$: Der Wirkungsquerschnitt folgt im gesamten t -Bereich der Photoproduktion, nur ein Punkt unterscheidet sich um mehr als eine Standardabweichung. Ab $|t| = 0.3 \text{ GeV}^2$ läßt sich das t -Verhalten mit e^{3t} beschreiben.
- $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$: Im Bereich $0.2 \leq |t| (\text{GeV}^2) \leq 0.4$ liegt der Wirkungsquerschnitt etwas tiefer als in der Photoproduktion, ab $|t| = 0.6 \text{ GeV}^2$ sind die Werte vergleichbar.
- $Q^2 = 0.70/1.35 \text{ GeV}^2$: im Bereich $0.1 \leq |t| (\text{GeV}^2) \leq 0.8$ fällt der Wirkungsquerschnitt zwischen $Q^2 = 0.28$ und 0.70 GeV^2 um bis zu 60%; für $Q^2 \geq 0.70 \text{ GeV}^2$ ist er im ganzen t -Bereich nur schwach abhängig von Q^2 . Der anfänglich steile Abfall wie etwa e^{9t} flacht sich ab $|t| = 0.2 \text{ GeV}^2$ ab.
- Für $|t| \leq 0.1 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 \geq 0.28 \text{ GeV}^2$ zeigen sich wieder große longitudinale Beiträge: hier ist der Wirkungsquerschnitt größer als in der Photoproduktion (vgl. Kap.II.3).

Die Meßreihe bei $Q^2 = 0.06$ zeigt also für den (π^+n) -Kanal einen stetigen Übergang von der Photo- zur Elektroproduktion. Das gleiche Bild ergab sich bei einer Messung des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes am Cornell-Synchrotron für $0.015 \leq Q^2 (\text{GeV}^2) \leq 0.11$ und $2.1 \leq W(\text{GeV}) < 4.1$, bei dem neben dem gestreuten Elektron irgendein Hadron in einem sehr großen Raumwinkel nachgewiesen wurde (EIC 76).

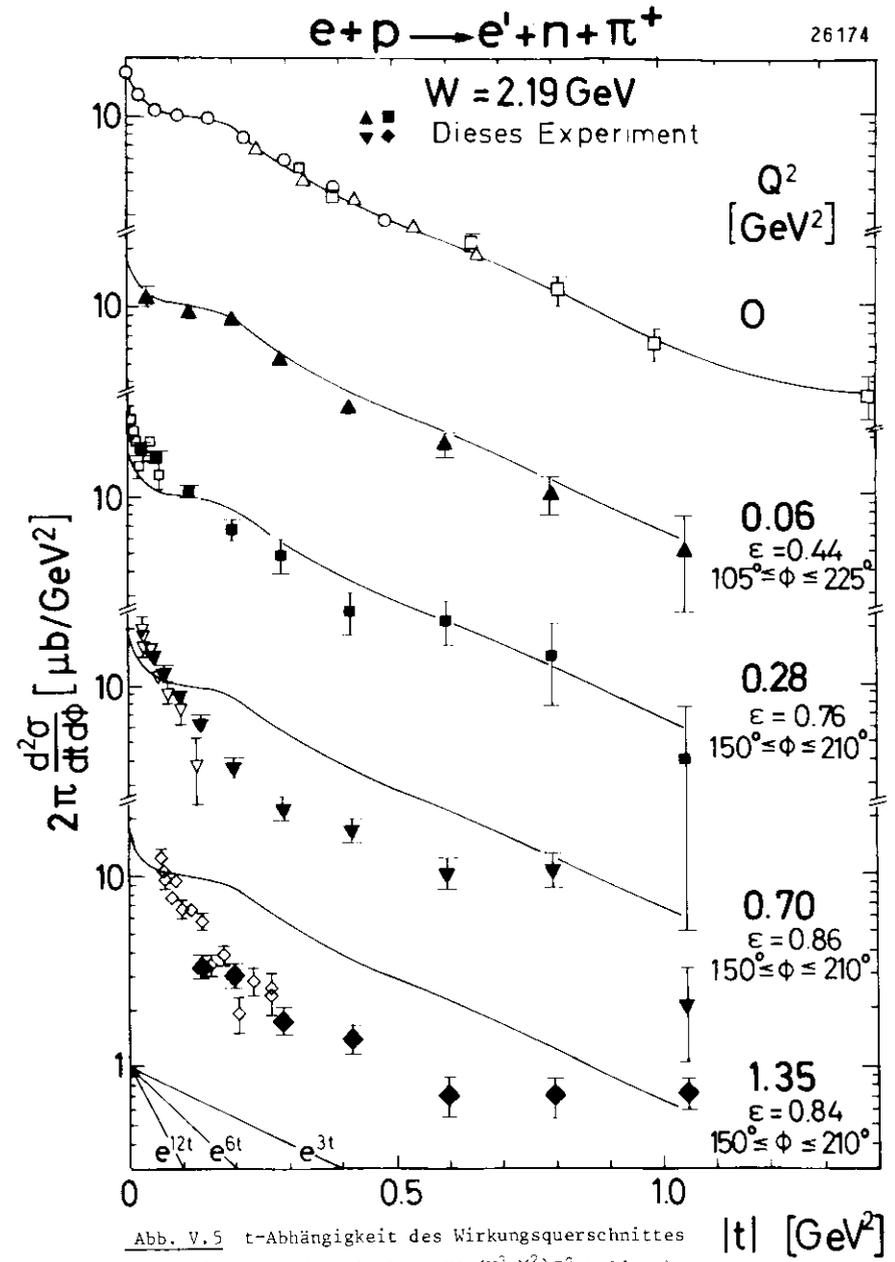


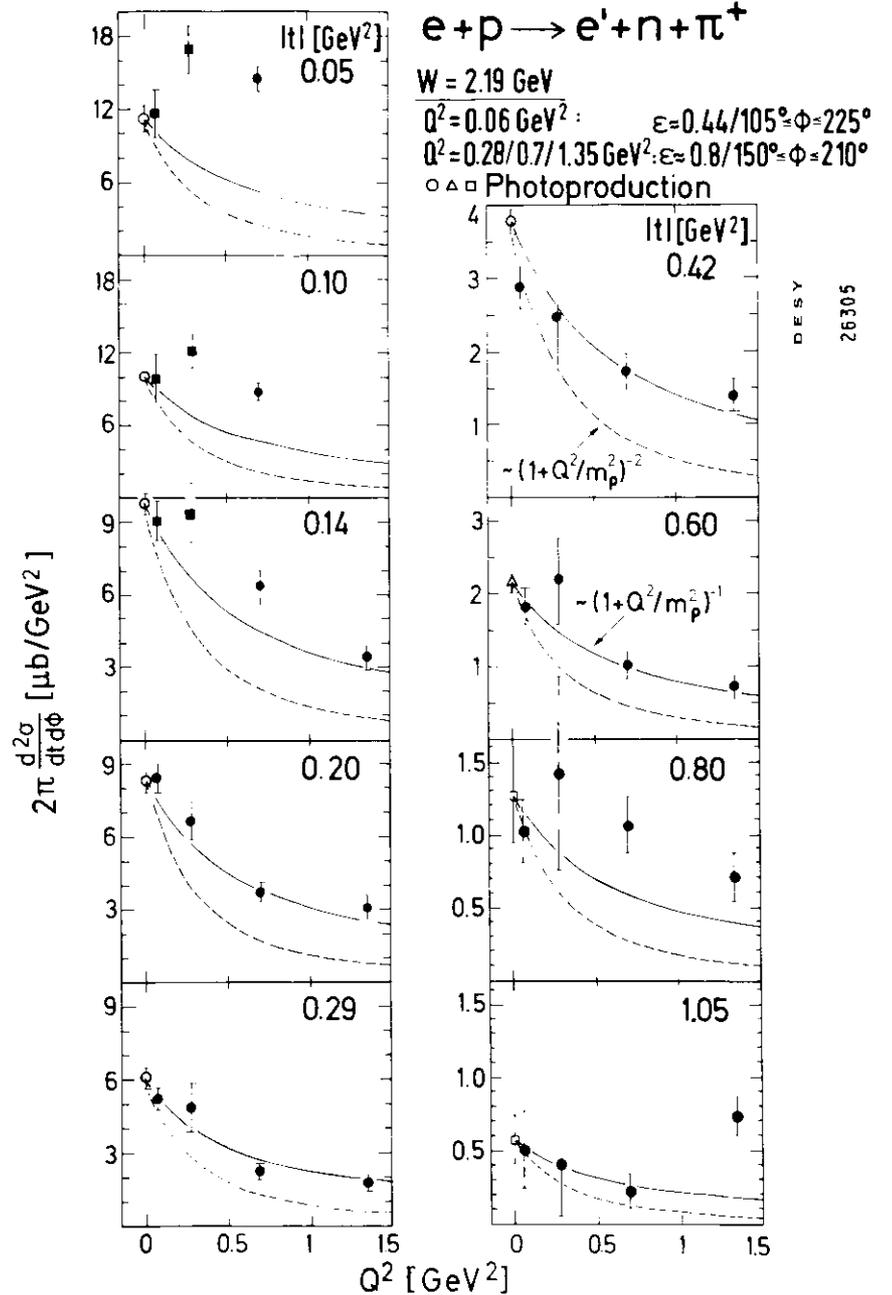
Abb. V.5 t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes
Vergleichsdaten (sämtlich gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert):

	$Q^2 (\text{GeV}^2)$	$W(\text{GeV})$	ϵ	$\phi (\text{Grad})$	Lit
○△	0	2.23/2.31			BUS 66
□	0	2.69			BYA 67
□	.24-.28	1.9-2.4	.83-.93	150-180	CEA 73
▽	.63-.78	2.2-2.5	.71-.82	150-180	CEA 73
◇	1.06-1.19	2.2-2.5	.89-.94	135-225	COR 74

Ein wichtiges Ergebnis unserer Messungen ist die schwache Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes, wie sie sich in Abb. V.5 für $Q^2 \geq 0.7 \text{ GeV}^2$ andeutet. Sie läßt sich in Abb. V.6 genauer untersuchen: Hier wurden die Punkte aus der vorigen Abbildung gegen Q^2 aufgetragen. Einige unserer Werte (mit quadratischen Symbolen) sowie die der Photoproduktion wurden zum angegebenen Wert von $|t|$ hin logarithmisch interpoliert. Die Linien stellen die erste bzw. die zweite Potenz des ρ -Propagators dar und wurden auf den jeweiligen Photoproduktionspunkt normiert. Es lassen sich folgende Aussagen ableiten:

- Für $0.2 \leq |t| \text{ (GeV}^2\text{)} \leq 0.6$ läßt sich das Q^2 -Verhalten des Wirkungsquerschnittes gut durch die erste Potenz des ρ -Propagators beschreiben. (Dies trifft in diesem Q^2 -Bereich auch für den totalen Wirkungsquerschnitt ($\gamma_{\nu p \rightarrow X}$) zu, vgl. Abb. V.8 und V.9.) Ein Verhalten wie $(1 + Q^2/m_\rho^2)^{-2}$, wie es etwa im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells zu erwarten wäre (vgl. Kap. II.3), kann im ganzen t -Bereich ausgeschlossen werden.
- Ab $|t| = 0.8 \text{ GeV}^2$ scheint das Q^2 -Verhalten noch flacher zu werden.
- Wieder zeigen sich, hier noch deutlicher, longitudinale Beiträge: für $|t| \leq 0.14 \text{ GeV}^2$ ist der Wirkungsquerschnitt größer als der einfache ρ -Propagator, für $|t| \leq 0.10 \text{ GeV}^2$ steigt er sogar für kleine Werte von Q^2 zunächst an (siehe auch Abb. V.4).

Ein ähnliches Q^2 -Verhalten wurde auch für die Elektroproduktion von neutralen Pionen ($ep + e^1\pi^0p$) gefunden (BRA 75, MES 75): für $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2$ fällt $d\sigma/dt$ im Bereich $Q^2 = 0 - 0.85 \text{ GeV}^2$ etwa wie der ρ -Monopol, für größere $|t|$ ist $d\sigma/dt$ nach einem drastischen Abfall zwischen $Q^2 = 0$ und 0.22 GeV^2 nur noch schwach abhängig von Q^2 .



DESY
26305

Abb. V.6 Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes
Photoproduktionsdaten wie in Abb. V.5
Punkte mit den Symbolen: ■ □ △ ○ wurden interpoliert

In Abb. V.7 werden unsere Daten mit Ergebnissen der Harvard/Cornell-Gruppe (COR 75/76) für Q^2 bis 4 GeV^2 und einen zweiten Wert von W (2.75 GeV) verglichen; die kinematischen Parameter sind in der Bildunterschrift aufgeführt. Für $W = 2.75 \text{ GeV}$ und $|t| < 1 \text{ GeV}^2$ gibt es nur sehr wenig Punkte mit $\phi \approx 180^\circ$, deshalb wurden solche mit $\phi \approx 0^\circ$ ausgewählt (die vorhandenen Punkte unterscheiden sich kaum für die beiden ϕ -Werte; dies ist äquivalent mit der Aussage, daß $d\sigma_1/dt \sim \cos\phi$ vernachlässigbar ist, vgl. Kap. V.1). Bei kleinem $|t|$ wurde wieder von $d\sigma/dt$ nach $2\pi d^2\sigma/dt d\phi$ umgewandelt und gemäß $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skaliert. Bei $|t| > 1 \text{ GeV}^2$ wurde zunächst $d\sigma/d\Omega$ nach der in COR 75 — bei konstantem Polarwinkel $\theta_{q\pi}^{\text{CMS}} = 60^\circ, 70^\circ, 80^\circ, 90^\circ$ — angepaßten Q^2 - und W -Abhängigkeit berechnet, dann umgewandelt und schließlich der zugehörige $|t|$ -Wert aus $\theta_{q\pi}^{\text{CMS}}$, Q^2 und W ermittelt. Es wurden nicht alle Fehlerbalken eingezeichnet. Die gestrichelten Linien sollen nur die grobe t -Abhängigkeit wiedergeben.

Die Schraffur deutet für $|t| \leq 1.2 \text{ GeV}^2$ die (wie $(W^2 - M_p^2)^{-2}$ skalierten) Photoproduktionsdaten aus Abb.V.5 an. Daten mit größerem $|t|$ lassen sich im allgemeinen schlecht vergleichen, da sie meistens in der Nähe des Rückwärtsmaximums bei $|t|_{\text{max}}$ liegen, das sich stark mit Q^2 und W verschiebt: z.B. gilt $|t|_{\text{max}} = (3.2, 7.5) \text{ GeV}^2$ bei $Q^2 = (0, 4.0) \text{ GeV}^2$ und $W = 2.2 \text{ GeV}$. Es gibt jedoch Photoproduktionsdaten (AND 76) bei $W = 2.90 \text{ GeV}$, die im zentralen Bereich des Polarwinkels ($\theta_{q\pi}^{\text{CMS}} \approx 90^\circ$) liegen. Für diesen Bereich geben die Autoren bei konstantem Polarwinkel die Abhängigkeit $d\sigma/dt \sim W^{-(14.6 \pm 0.8)}$ an; entsprechend wurden die Daten aus dem Bereich $80^\circ \leq \theta_{q\pi}^{\text{CMS}} \leq 100^\circ$ — ähnlich wie bei den Harvard/Cornell-Daten — nach $W = 2.75 \text{ GeV}$ skaliert. Sie liegen ein wenig tiefer als die ep-Daten, sind aber noch mit ihnen verträglich. Eine Skalierung (etwa um einen Faktor 60) nach $W = 2.19 \text{ GeV}$ ergibt — mit den großen Extrapolationsfehlern — das gleiche Bild.

Die Aussagen über das Q^2 -Verhalten nach Abb. V.6 werden hier für Q^2 bis 4 GeV^2 und für einen zweiten Wert von W ($= 2.75 \text{ GeV}$) bestätigt:

- Der Wirkungsquerschnitt hängt schwach ab von Q^2 für $Q^2 \geq 0.7 \text{ GeV}^2$ und $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$.

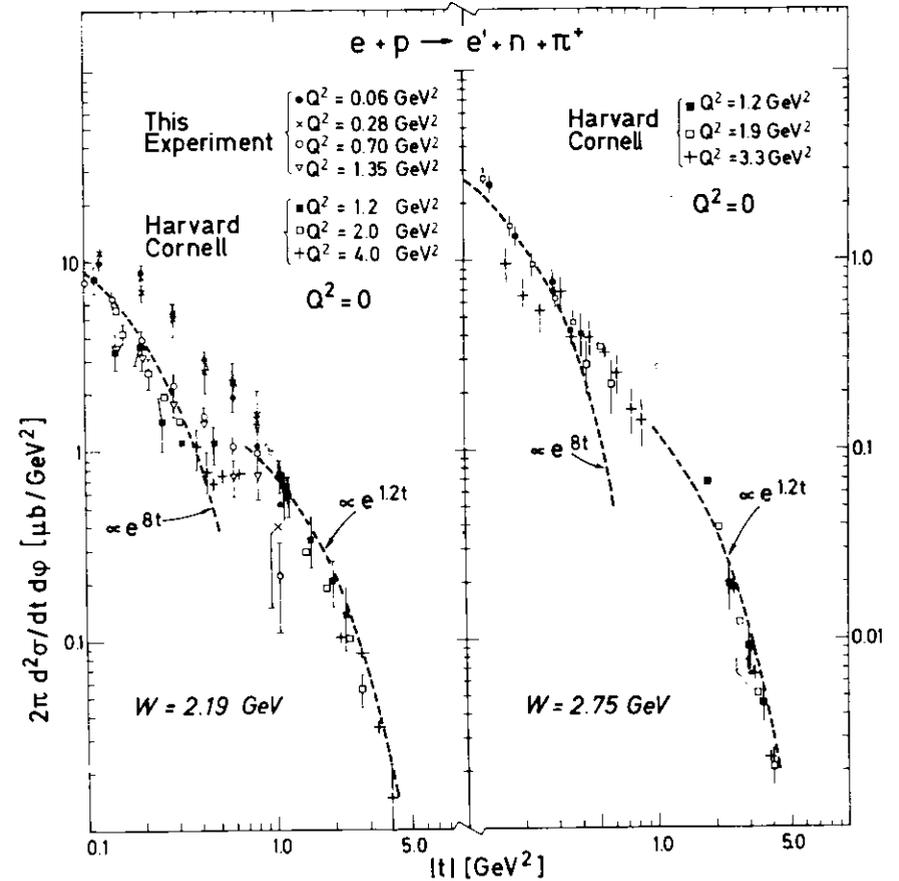


Abb. V.7 t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ($Q^2 \leq 4.0 \text{ GeV}^2$)

Kinematische Parameter (s.a. Abb. V.5):

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$ t $ (GeV^2)	ϵ	ϕ (Grad)	Lit
$\approx 1.2/2.0/4.0$	$2.2-2.7$	< 1	$\approx .9$	$135-225$	COR 76
$\approx 1.2/1.9/3.3$	$2.4-3.1$	< 1	$\approx .9$	$-45-+45$	COR 76
$1.2 - 4.0$	$2.19/2.75$	> 1	$\approx .9$	$100-150$	COR 75
0	2.9	$80^\circ \leq \theta_{q\pi}^{\text{CMS}} \leq 100^\circ$			AND 76

- Bei $|t| \approx 1 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.19 \text{ GeV}$ gilt dies sogar für $Q^2 \geq 0 \text{ GeV}^2$, ebenso bei $|t| \approx 3 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.75 \text{ GeV}$.
- Für $Q^2 \geq 0.7 \text{ GeV}^2$ ist die t-Abhängigkeit grob e^{8t} ($e^{1.2t}$) für $|t| \leq 0.4$ (≥ 1.0) GeV^2 .

V.3 Der integrierte (π^+n)-Wirkungsquerschnitt

In diesem Abschnitt soll der totale Kanal-Wirkungsquerschnitt ($\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+n$) mit dem totalen Wirkungsquerschnitt ($\gamma_{\nu p} \rightarrow X$) verglichen werden.

Zu diesem Zweck wurde $2\pi \frac{d^2\sigma}{dtd\phi}$ über $|t|$ integriert, und zwar für $\phi \approx 180^\circ$, da hier der größte $|t|$ -Bereich erfaßt worden war. Wegen der ϕ -Abhängigkeit kann dies also nur eine Abschätzung für den totalen Kanal-Wirkungsquerschnitt sein; die Unsicherheit liegt im gleichen Bereich wie beim Vergleich von $d\sigma/dt$ mit $2\pi \frac{d^2\sigma}{dtd\phi}$ im vorigen Abschnitt.

Alle zur Verfügung stehenden Daten wurden bei Polarwinkeln $\theta_{q\pi}^{\text{CMS}} \lesssim 90^\circ$ gemessen, so daß bei der Integration das Maximum für rückwärts erzeugte Pionen nicht berücksichtigt wurde. In diesem Fall ist der Prozeß auch durch andere Austausch ("u-Kanal") charakterisiert (manche Autoren, z.B. BJK 73, unterscheiden deshalb zwischen $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+n$ und $\gamma_{\nu p} \rightarrow n\pi^+$). Entsprechend soll im folgenden " $\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+n)$ " den Rückwärtsteil des (π^+n)-Kanals nicht enthalten.

Neben unseren Daten ($150^\circ \leq \phi \leq 210^\circ$) wurden auch jene Daten der Harvard/Cornell-Gruppe (COR75/76) integriert, die in Abb. V.7 dargestellt und in Kap. V.2 näher beschrieben sind. Unsere Daten wurden ab $|t| = 1.2 \text{ GeV}^2$ mit $d\sigma/dt = (2.04 \pm 0.4) \exp(-(1.15 \pm 0.1)|t|)$ fortgesetzt - dies ergab sich aus einem Fit an die Cornell-Daten für $Q^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$ und war dadurch gerechtfertigt, daß $d\sigma/dt$ für große $|t|$ nahezu unabhängig von Q^2 ist (s. Abb. V.7) und außerdem dieser Teil des Integrals höchstens 20% ausmacht. Bei den Cornell-Daten wurden für jedes Q^2 zwei Exponential-Fits integriert. Die Fehler enthalten Abschätzungen der systematischen Fehler, die bei der Integration entstehen.

Der totale Wirkungsquerschnitt ($\gamma_{\nu p} \rightarrow X$) wurde aus einem Polynomfit an die Skalenfunktion W_2 ermittelt, der alle vorhandenen Daten, u.a. in dem hier interessierenden kinematischen Bereich (vor allem bis $Q^2 = 0$) sehr gut beschreibt (BRA 72). Mit den üblichen Definitionen (s. zB dort) und der Annahme $R = \sigma_L/\sigma_T = 0.18$ gilt:

$$\sigma_T + \epsilon\sigma_L = \frac{8\pi^2 \alpha M}{W^2 - M_p^2} P \left(1 + \frac{\nu^2}{Q^2}\right) \frac{1+\epsilon R}{1+R} W_2$$

mit

$$\nu W_2 = \frac{\omega}{\omega'} \sum_n b_n \left(1 - \frac{1}{\omega'}\right)^n$$

und

$$\omega = \frac{2M\nu}{Q^2}, \quad \omega' = \frac{2M\nu + 1.43}{Q^2 + 0.42}$$

$$b_3 \dots b_7 = 0.933, -1.494, 9.021, -14.5, 6.453.$$

Zum Vergleich wurden auch Photoproduktionsmessungen herangezogen: für $\sigma(\gamma p \rightarrow \pi^+n)$ wurden die Daten aus Abb. V.5 integriert, die Werte für $\sigma(\gamma p \rightarrow X)$ sind HME 70 entnommen.

Die Daten sind in Abb. V.8 dargestellt. Abb. V.9 zeigt zum Vergleich den totalen Wirkungsquerschnitt über größere Bereiche von Q^2 und W (BCI 71).

Der totale Wirkungsquerschnitt hat für $W \approx 2 \text{ GeV}$ folgenden Q^2 -Verlauf (in Klammern ω' -Werte für $W = 2.19 \text{ GeV}$)

$$Q^2 \lesssim 1.5 \text{ GeV}^2 (\omega' \gtrsim 4):$$

$$\sigma_T + \epsilon\sigma_L \approx \sigma_{\text{Photo}} \cdot \left(1 + \frac{Q^2}{m_p^2}\right)^{-1} \quad (V.1)$$

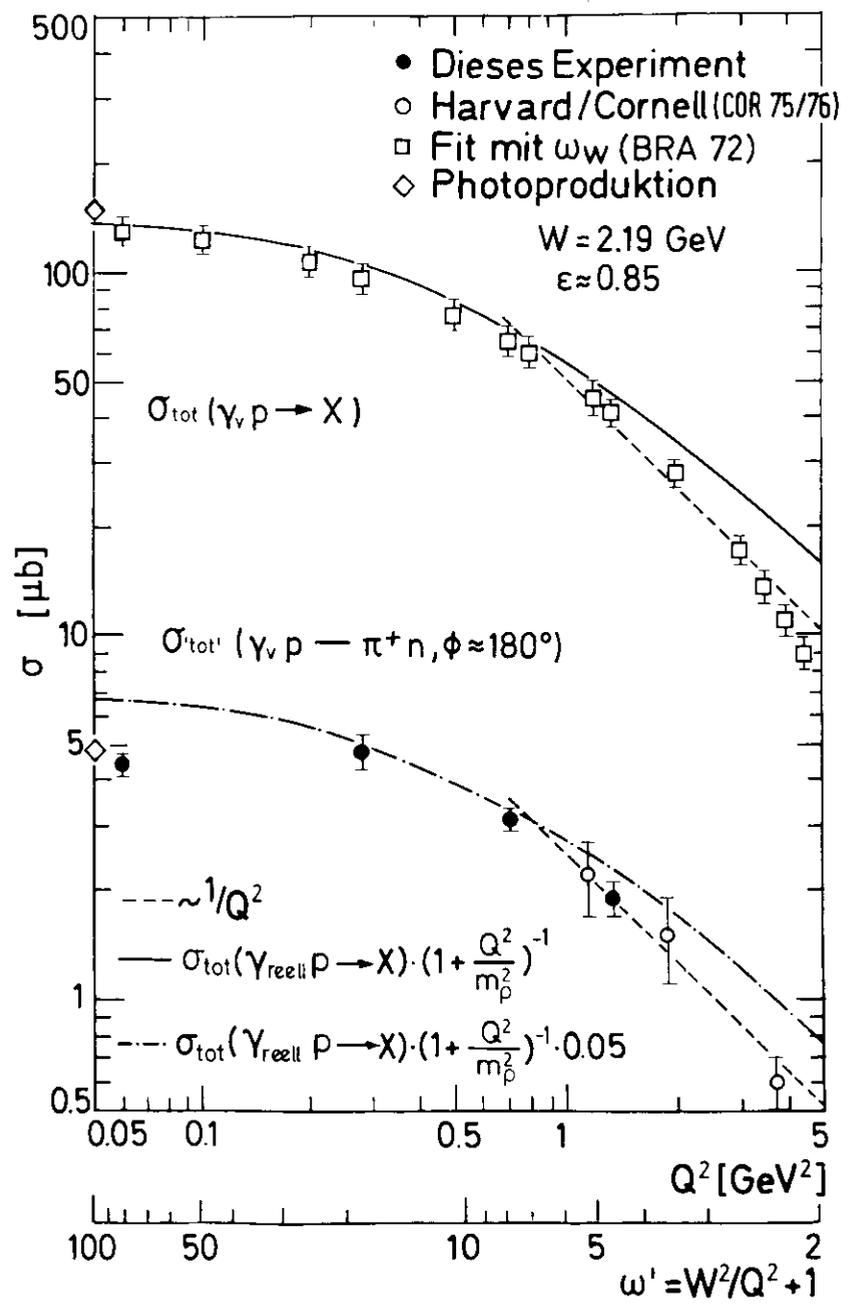


Abb. V.8 Totaler $(\gamma_{\nu p \rightarrow X})$ - und 'totaler' $(\gamma_{\nu p \rightarrow \pi^+ n})$ -Wirkungsquerschnitt

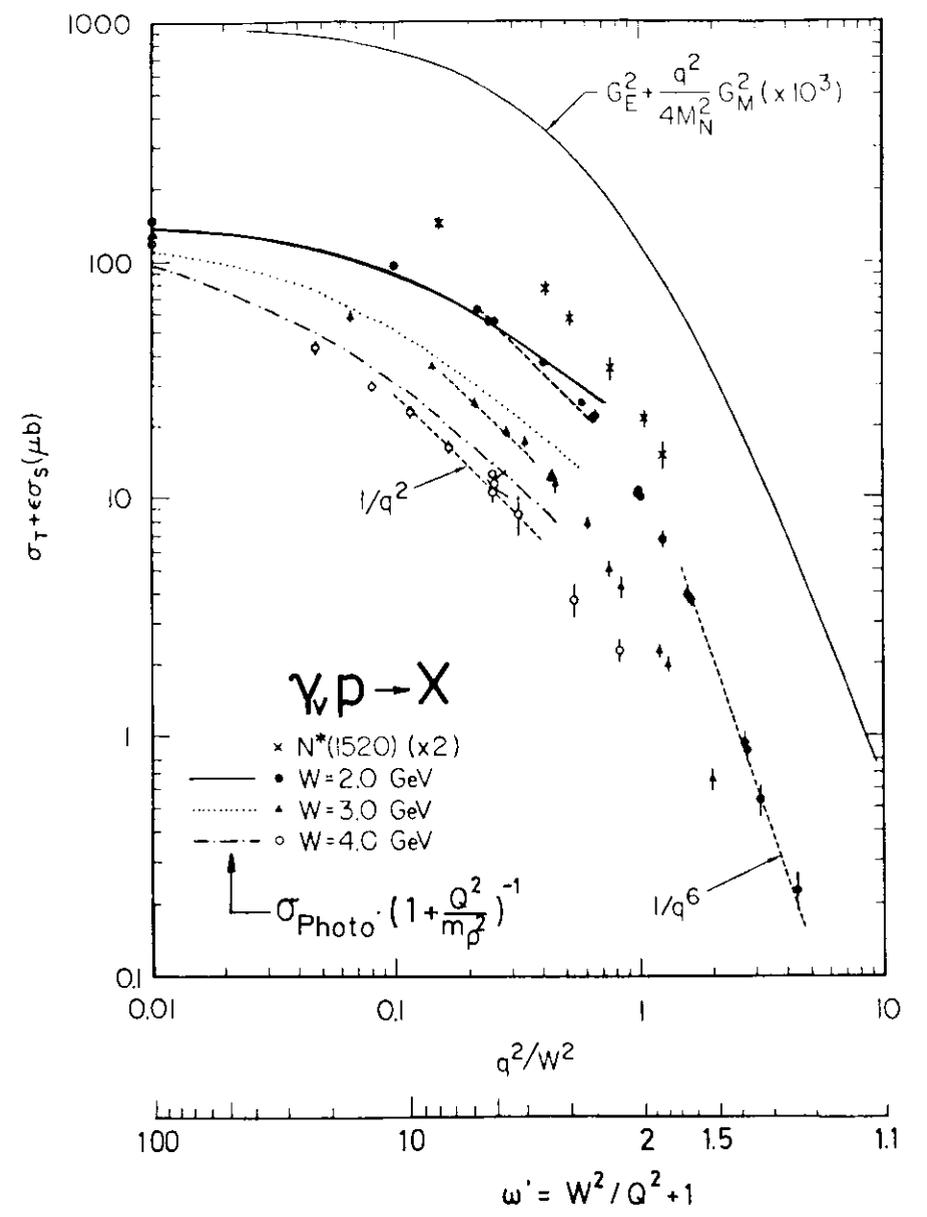


Abb. V.9 Totaler $(\gamma_{\nu p \rightarrow X})$ -Wirkungsquerschnitt (BGI 71)

$$0.8 \leq Q^2 (\text{GeV}^2) \leq 3.5 \quad (7 \geq \omega' \geq 2.5):$$

$$\sigma_T + \epsilon \sigma_L \sim \frac{1}{Q^2} \quad (\text{V.2})$$

$$7 \leq Q^2 (\text{GeV}^2) \leq 20 \quad (1.7 \geq \omega' \geq 1.2):$$

$$\sigma_T + \epsilon \sigma_L \sim \frac{1}{Q^6} \quad (\text{V.3})$$

Für größere W ist das Verhalten in den angegebenen ω' -Bereichen ähnlich, wenn auch der Abfall für kleine Q^2 etwas stärker als der ρ -Monopol ist.

Im Vergleich dazu ist der totale (π^+n)-Wirkungsquerschnitt für kleine Q^2 etwa konstant: dies ist darauf zurückzuführen, daß der longitudinale Anteil zunächst zunimmt und den Abfall des transversalen Anteils kompensiert (s. Kap. II.3). Ab $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ verhält sich jedoch der (π^+n)-Kanal genauso wie der totale Wirkungsquerschnitt - bis zum letzten Punkt bei $Q^2 = 3.75 \text{ GeV}^2$.

Diese Tatsache wird noch deutlicher in Abb. V.10, in der der Quotient aus dem integrierten Kanalwirkungsquerschnitt und dem totalen Wirkungsquerschnitt

$$R_X^{\pi^+n} = \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\pi^+n}(\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n, \phi \approx 180^\circ)}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma_V p \rightarrow X)}$$

aufgetragen ist. Für $W = 2.19(2.75) \text{ GeV}$ steigt er vom Photoproduktionswert um etwa 2%(1.4%) auf einen konstanten Wert von ca. 5%(2.6%). Der Anstieg ist relativ steil, beim niedrigen W wird der konstante Wert schon bei $Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ erreicht.

Dieser steile Anstieg mit Q^2 ist auf zunehmende longitudinale Beiträge zurückzuführen (s. Abb. II.3). Bei größeren Q^2 fallen sie jedoch wieder, und zwar vermutlich stärker als die transversalen Beiträge, da $|t|_{\text{min}}$ mit Q^2 steigt und $d\sigma_L/dt$ für größere $|t|$ verschwindet. ($|t|_{\text{min}} = 0.19 \text{ GeV}^2$ für $Q^2 = 2.5 \text{ GeV}^2$ und $W = 2.19 \text{ GeV}$; $d\sigma_L/dt \approx 0$ für $|t| \gtrsim 0.2 \text{ GeV}^2$ bei

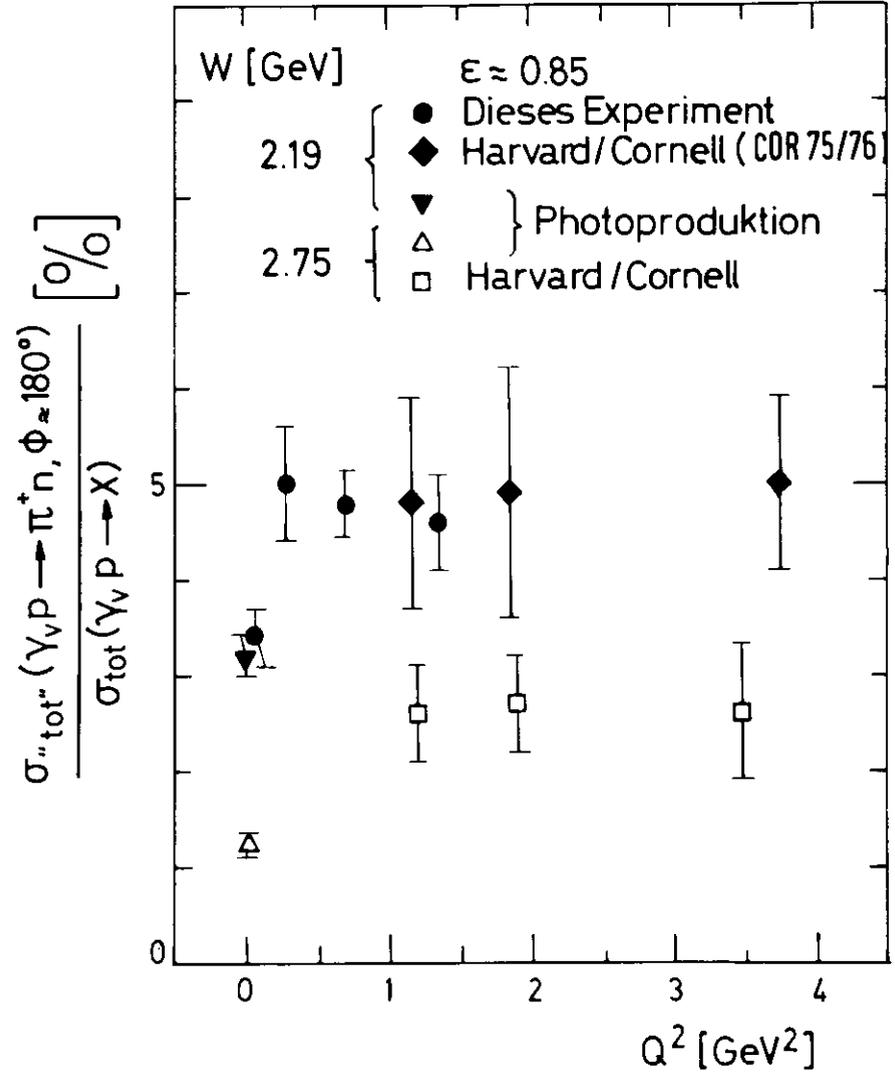


Abb. V.10

Das Verhältnis $R_X^{\pi^+n} = \frac{\sigma_{\text{tot}}^{\pi^+n}(\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n, \phi \approx 180^\circ)}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma_V p \rightarrow X)}$

$Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$, s. Abb. V.4). Es ist also zu erwarten, daß $\sigma_T(\gamma_{\nu p} + \pi^+ n) / \sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + X)$ schwach ansteigt: von $R_X^{\pi^+ n}(Q^2=0)$ auf den konstanten Wert für größere Q^2 .

Der Anteil des $(\pi^+ n)$ -Kanals am totalen Wirkungsquerschnitt sinkt mit W , was leicht dadurch zu erklären ist, daß sich umso mehr Kanäle öffnen, je größer W ist. Für $Q^2 = 0$ fällt das Verhältnis $R_X^{\pi^+ n}$ wie $(W^2)^{-(2.15 \pm 0.3)}$ bzw. wie $(W^2 - M_p^2)^{-(1.84 \pm 0.2)}$, ab $Q^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$ fällt es schwächer, nämlich wie $(W^2)^{-(1.3 \pm 0.6)}$ bzw. wie $(W^2 - M_p^2)^{-(1.1 \pm 0.5)}$.

V.4 Modelle

Die Tatsache, daß sich der integrierte $(\pi^+ n)$ -Wirkungsquerschnitt bezüglich Q^2 ganz ähnlich verhält wie der totale, ist von verschiedenen Modellen vorhergesagt worden.

Das verallgemeinerte Bornterm-Modell von Gutbrod und Kramer (GUK 72) ist bereits im Kapitel 11.3 erläutert worden. Der Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\nu}/dt$, wie er sich aus einer Anpassung an die Daten aus F32 71 ergibt, zeigt, wenn er von $|t|_{\text{min}}$ bis $|t|_{\text{min}} + 0.24 \text{ GeV}^2$ integriert wird, für $Q^2 = 0.26/0.55/0.75 \text{ GeV}^2$ ein dem totalen Wirkungsquerschnitt ähnliches Verhalten.

Ähnliches zeigt sich in dem "Dualen B_s - Modell" von Actor, Bender und Körner (ABK 74). Auch hier ergibt eine Anpassung an die Daten aus F32 71 Werte für $d\sigma_{\nu}/dt$, die erheblich größer sind als Vorhersagen einfacher Bornterm- oder VDM-Modelle. Insbesondere ergibt sich mit wachsendem $|t|$ ein flacherer Q^2 -Verlauf, der eher mit dem Verlauf des totalen Wirkungsquerschnittes als mit dem ρ -Dipol vergleichbar ist.

Die allgemeinste Aussage macht die "Korrespondenz" - Hypothese von Bjorken und Kogut (BJO 72, BJK 73, BJO 73, BJO 76), die eine "glatte" Verbindung zwischen dem tiefinelastischen Gebiet und den Grenzbereichen fordert, z.B. beim Übergang von großem zu kleinem Q^2 , von großem zu kleinem W^2 oder beim Vergleich exklusiver und inklusiver Kanäle. Für die Q^2 -Abhängigkeit wird speziell gefordert, daß bei festem W Größen wie Multiplizitäten, Teilchenverhältnisse oder Wirkungsquerschnitte exklusiver Kanäle sich genauso verhalten wie der totale Wirkungsquerschnitt. Es wird nicht erwartet, daß die Genauigkeit besser als ein Faktor 2 ist; diffraktive Prozesse wie $\gamma_{\nu p} + \rho p$ werden bei diesen Betrachtungen ausgeschlossen.

Eine dieser Aussagen wird durch Abb. V.10 bestätigt: hier zeigt sich, daß der Quotient aus totalem $(\pi^+ n)$ -Querschnitt und totalem Querschnitt tatsächlich unabhängig von Q^2 ist - nach einer Schwelle bei $Q^2 = 0$, die durch longitudinale Beiträge erklärt werden kann. Auch der vermutete schwache Anstieg von $\sigma_T(\gamma_{\nu p} + \pi^+ n) / \sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + X)$ (s. Kap. V.3) liegt noch im Rahmen der Vorhersagen.

Aus der Korrespondenz-Hypothese leiten Bjorken und Kogut ab, daß $Q^6 \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + \pi^+ n)$ skalieren sollte, d.h. nur eine Funktion der Variablen $\omega' = s/Q^2 + 1$ sein sollte. Diese Ableitung soll im folgenden kurz angegeben werden (s. speziell BJO 76); dabei sollte immer bedacht werden, daß die Aussagen in diesem Zusammenhang nur grob sind.

Zunächst seien einige der bekannten Definitionen wiederholt (s.z.B. KEN 71):

$$\omega = \frac{2M\nu}{Q^2} \quad \omega' = \frac{s}{Q^2} + 1 = \omega + \frac{M^2}{Q^2}$$

$$W_2 = \frac{K}{4\pi^2\alpha} \frac{Q^2}{Q^2 + \nu^2} \quad (c_T + c_L) \quad , \quad K = \nu - Q^2/2M_P$$

$$\Rightarrow \nu W_2 = \frac{1}{4\pi^2\alpha} \left(1 - \frac{1}{\omega}\right) \frac{Q^2}{1 + \frac{4M_P^2}{\omega^2 Q^2}} (c_T + c_L) \quad (V.4)$$

ω und ω' sind die Bjorken-bzw. die Bloom/Gilman - Skalenvariablen, W_2 ist die übliche Skalenfunktion. Ferner sei im folgenden $(\sigma_T + \sigma_L)(\gamma_{\nu p} \rightarrow X)$ mit σ_{tot}^X und $(\sigma_T + \sigma_L)(\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n)$ mit $\sigma_{tot}^{\pi n}$ bezeichnet.

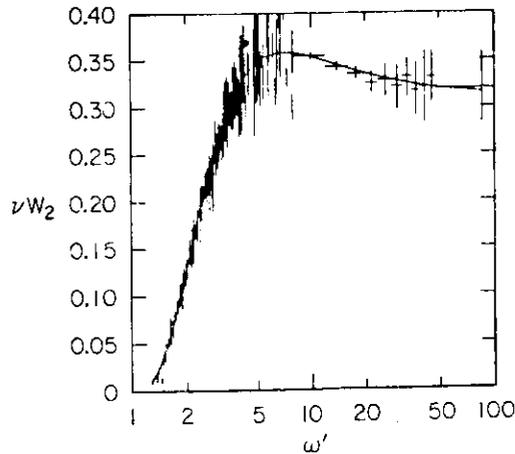


Abb. V.11 Die Skalenfunktion νW_2 (STE 75)

I) Sei nun $\frac{\omega'}{s} \approx \frac{4}{s}$. Dann ist $\nu W_2 \approx \text{const}$ (s. Abb. V.11), und es folgt aus Gl. V.4:

$$\sigma_{tot}^X \sim \frac{1}{Q^2} \quad (V.5)$$

was durch Abb. V.8 und V.9 bestätigt wird. Gl. V.5 bedeutet auch, daß σ_{tot}^X in diesem Fall nicht von s abhängt.

Ein Grenzbereich, von dem aus extrapoliert wird, ist die Photoproduktion. Speziell werden zwei Eigenschaften benutzt:

1) $\sigma_{tot}^X (Q^2=0)$ ist oberhalb der Resonanzen unabhängig von s .

2) $\sigma_{tot}^{\pi n} (Q^2=0)$ zeigt Reggeverhalten, d.h.

$$\sigma_{tot}^{\pi n} (Q^2=0) \sim s^{2\alpha_{eff} - 2} = s^{-2} \quad , \quad \text{da } \alpha_{eff} \approx 0 \text{ (RIC 67).}$$

Zusammen ergibt sich

$$\frac{\sigma_{tot}^{\pi n} (Q^2=0, s)}{\sigma_{tot}^X (Q^2=0, s)} \sim s^{-2} \quad (V.6)$$

Die Korrespondenzhypothese fordert nun, daß dieses Verhalten sich nicht mit Q^2 ändert:

$$\frac{\sigma_{tot}^{\pi n} (Q^2, s)}{\sigma_{tot}^X (Q^2, s)} \sim s^{-2} \quad (V.7)$$

Mit Gl. V.5 folgt dann

$$\sigma_{tot}^{\pi n} \sim \frac{1}{s^2 Q^2} = (\omega' - 1)^{-2} \cdot \frac{1}{Q^6} \approx (\omega')^{-2} \cdot \frac{1}{Q^6}$$

oder

$$\boxed{Q^6 \cdot \sigma_{tot}^{\pi n} \sim (\omega' - 1)^{-2} \quad (\omega' \geq 4)} \quad (V.8)$$

Für $Q^6 \sigma_{tot}^{\pi n}$ zeigt sich also Skalenverhalten.

II) Wir betrachten jetzt den Fall $\frac{\omega'}{s} \approx 1$.

a) Sei zunächst s groß ($\geq 4 \text{ GeV}^2$) und damit Q^2 sehr groß. Dann gilt weiterhin Gl. V.7:

$$\frac{\sigma_{\text{tot}}^{\pi n}(Q^2, s)}{\sigma_{\text{tot}}^X(Q^2, s)} \sim s^{-2} \quad (\text{V.7})$$

und außerdem die Drell/Yan - West - Bloom/Gilman - Beziehung (DWB 70):

$$v_{w_2}^{\text{lim}} \sim (\omega' - 1)^3. \quad (\text{V.9})$$

(Mit lim wird hier der Grenzfall großer s und Q^2 bezeichnet.)

b) Für den Fall, daß s klein ist, dh etwa im Gebiet der Resonanzen liegt, soll Gl. V.7 weiterhin gelten - hier geht wieder die Korrespondenzhypothese ein, die auch bezüglich s einen glatten Übergang von großen zu kleinen Werten fordert. Weiterhin gilt analog zu Gl. V.9:

$$v_{w_2}^{\text{Res}} \sim v_{w_2}^{\text{lim}} \sim (\omega' - 1)^3, \quad (\text{V.10})$$

denn $v_{w_2}^{\text{lim}}$ stellt eine Mittelung von $v_{w_2}^{\text{Res}}$ dar (s. zB BGI 71), beide haben also dasselbe s- und Q^2 -Verhalten.

Nun ist Q^2 für $\omega' = s/Q^2 + 1 \approx 1$ so groß, daß $\omega' = x + M_p^2/Q^2 \approx x$ und $1 \gg 4M_p^2/x^2 Q^2$. Deshalb folgt aus Gl. V.4:

$$v_{w_2} \sim (\omega' - 1) Q^2 \sigma_{\text{tot}}^X, \quad (\text{V.11})$$

so daß sowohl für große als auch für kleine s nach Gl.V.9/10 gilt*:

$$\sigma_{\text{tot}}^X \sim \frac{1}{Q^2(\omega' - 1)} \cdot v_{w_2} \sim \frac{1}{Q^2} (\omega' - 1)^2 = \frac{s^2}{Q^6}. \quad (\text{V.12})$$

Dieser Zusammenhang wird durch Abb.V.9 bestätigt: bei $\omega' \approx 1$ und

* Bjorken und Kogut kommen an dieser Stelle zu einem anderen Ergebnis, das am Ende des Abschnittes erläutert wird.

festem s ist $\sigma_{\text{tot}}^X \sim 1/Q^6$.

Weiter ergibt sich mit Gl. V.7:

$$\sigma_{\text{tot}}^{\pi n} \sim \frac{1}{s^2} \sigma_{\text{tot}}^X \sim \frac{1}{Q^6}$$

oder

$$Q^6 \cdot \sigma_{\text{tot}}^{\pi n} \sim \text{const} \quad (\omega' \approx 1) \quad (\text{V.13})$$

Auch für $\omega' \approx 1$ skaliert also $Q^6 \cdot \sigma_{\text{tot}}^{\pi n}$.

In BJK 73 wird eine absolute Abschätzung des transversalen Wirkungsquerschnittes $\sigma_T^{\pi n}$ angegeben, die mit Gl. V.8/13 ergibt (Wirkungsquerschnitte in GeV^{-2}):

$$Q^6 \cdot \sigma_T^{\pi n} \approx 0.07 \text{ GeV}^4 \cdot (\omega' - 1)^{-2} \quad (\omega' \geq 4) \quad (\text{V.14})$$

$$Q^6 \cdot \sigma_T^{\pi n} \approx 0.1 \text{ GeV}^4 \quad (\omega' \approx 1) \quad (\text{V.15})$$

In Abb. V.12 (die BJK 73 entnommen wurde) sind diese Aussagen durch die durchgezogene Linie dargestellt, wobei zwischen Gl V.14 und V.15 interpoliert wurde.

In diese Abb. wurden die integrierten (π^+ n)-Wirkungsquerschnitte aus Kap. V.3 eingetragen, die in folgenden ω' -Bereichen liegen:

$$\begin{aligned} W = 2.19 \text{ GeV} : & \quad 2.3 \leq \omega' \leq 81 \\ W = 2.75 \text{ GeV} : & \quad 3.2 \leq \omega' \leq 7.3 \end{aligned}$$

Die Daten bestätigen das vermutete Skalenverhalten für $Q^6 \cdot \sigma_{\text{tot}}^{\pi n}$, wenn auch die Punkte bei 2.75 GeV etwa 20 - 30% höher liegen als die bei 2.19 GeV.

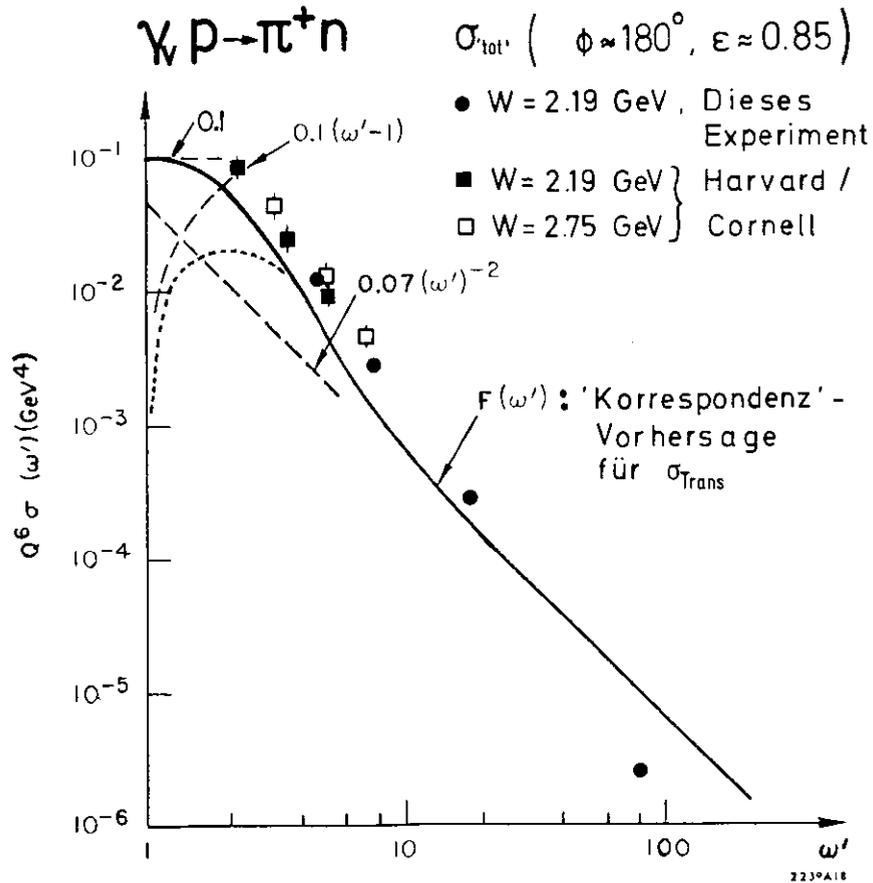


Abb. V.12 'Korrespondenz'-Vorhersage (BJK 73) für $Q^6 \cdot \sigma_{Trans}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$, verglichen mit $Q^6 \cdot \sigma_{tot}(\gamma p \rightarrow \pi^+ n, \phi \approx 180^\circ, \epsilon \approx 0.85)$ (siehe Text)

Auch wird der Verlauf der Daten für $\omega' \approx 20$ gut durch die 'Korrespondenz'-Vorhersage (V.14) und (V.15) wiedergegeben, die allerdings generell etwa um 50 - 70% tiefer liegt. Dies kann vermutlich zum Teil auf longitudinale Anteile der Daten zurückgeführt werden; auch ergeben sich durch den eingeschränkten δ -Bereich für $\sigma_{tot}^{\pi n}$ Unsicherheiten, auf die schon in Kap. V.1 hingewiesen wurde. Daneben erwarten Bjorken und Kogut für ihre Vorhersagen Unsicherheiten von derselben Größenordnung.

Die vorhergesagte s -Abhängigkeit (Gl. V.7) wird durch die Daten innerhalb der Fehler gerade noch wiedergegeben: für große Q^2 ist $R_X^{\pi n} \approx s^{-(1.3 \pm 0.6)}$, vgl. Kap. V.3.

Für $\omega' \approx 1$ kommen Bjorken und Kogut statt zu Gl. V.13/15 zu einem anderen Ergebnis, da sie in Gl. V.4 den Faktor $(1 - 1/\omega')$ vernachlässigen, was für kleine ω' nicht zulässig ist. Es ergibt sich dann:

$$\sqrt{w_2} \sim Q^2 \sigma_{tot}^X \quad (V.11')$$

$$\sigma_{tot}^X \sim \frac{1}{Q^2} \sqrt{w_2} \sim \frac{1}{Q^2} (\omega' - 1)^3 = \frac{s^3}{Q^8} \quad (V.12')$$

$$\sigma_{tot}^{\pi n} \sim \frac{1}{s^2} \sigma_{tot}^X \sim \frac{s}{Q^8}$$

$$Q^6 \cdot \sigma_{tot}^{\pi n} \sim (\omega' - 1) \quad (\omega' \approx 1) \quad (V.13')$$

$$Q^6 \cdot \sigma_{tot}^{\pi n} \approx 0.1 \text{ GeV}^4 (\omega' - 1) \quad (\omega' \approx 1) \quad (V.15')$$

Die Kurve, die Bjorken und Kogut aus der Interpolation von (V.14) und (V.15') erhalten, ist in Abb. V.12 gestrichelt dargestellt. Sie gibt die Daten schlechter wieder als die Vorhersage (V.14/V.15); allerdings ist die Interpolation im Bereich $2 \leq \omega' \leq 4$ nicht eindeutig durchführbar, man könnte auch ein höheres Maximum annehmen. Zumindest aber bestätigen die Daten aus Abb. V.9 die Gl. V.12, während sie mit Gl. V.12' nicht übereinstimmen (in dem Bereich, in dem Q^{-6} die Daten gut wiedergibt, entstehen bei einem Q^{-8} -Fit Diskrepanzen bis zu einem Faktor 2).

Eine Möglichkeit, den Irrtum zu erklären, ist der Unterschied zwischen der Hand-Konvention ($K = \nu - Q^2/2M_p$, HAN 63), wie sie hier (s.S. 51) und bei Bjorken und Kogut benutzt wird, und der Gilman-Konvention ($K = \sqrt{Q^2 + \nu^2}$, GIL 68). Durch diese beiden Konventionen werden unterschiedliche Wirkungsquerschnitte für virtuelle Photonen definiert, während die Skalenfunktionen W_1 und W_2 unverändert bleiben. Für die Gilman-Konvention lautet Gl. V.4:

$$\nu W_2 = \frac{1}{4\pi^2\alpha} \cdot \frac{1}{\sqrt{\frac{4M_p^2}{Q^2 + \nu^2} + 1}} \cdot Q^2 \cdot \sigma_{\text{tot}}^{X, \text{Gilman}} ,$$

so daß sowohl für kleine ν (weil dann Q^2 groß ist) als auch für große ν die Näherung gilt (vgl. Gl. V.5/11/11'):

$$\nu W_2 \sim Q^2 \cdot \sigma_{\text{tot}}^{X, \text{Gilman}} .$$

Für die Gilman-Konvention treffen also die Gl. V.8 und V.13' zu,
für die Hand-Konvention Gl. V.8 und V.13 .

VI Zusammenfassung

In dieser Arbeit werden Messungen zum Prozess $ep \rightarrow e'\pi^+n$ oberhalb der Resonanzen beschrieben. Die kinematischen Bereiche waren (Def. s. Abb. II.2):

W	:	2.19 GeV
Q^2, ϵ	:	0.06 GeV ² , 0.44
		0.28 GeV ² , 0.76
		0.70 GeV ² , 0.86
		1.35 GeV ² , 0.84
t	:	t _{min} bis 1.05 GeV ²

Bei $Q^2 = 0.7/1.35 \text{ GeV}^2$ konnten bis $|t| \approx 0.4 \text{ GeV}^2$ drei der vier von der Polarisation des virtuellen Photons abhängigen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt getrennt werden. Das Ergebnis war:

- $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ dominiert in diesem |t|-Bereich deutlich und fällt stark mit |t| ab.
- $\frac{d\sigma_P}{dt}$ ist negativ und dem Betrage nach stets kleiner als $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$.
- $\frac{d\sigma_I}{dt}$ ist mit Null verträglich.

Größere |t|-Bereiche wurden bei Werten des Pion-Azimuthalwinkels von etwa 180° erfaßt. Für den Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ ergab sich hier:

- Der Übergang von der Photo- zur Elektroproduktion ist stetig.
- Im Bereich $0.2 \leq |t| \text{ (GeV}^2) \leq 0.6$ fällt der Wirkungsquerschnitt bis $Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ etwa wie $(1 + Q^2/m_p^2)^{-1}$, also wie der totale ep-Wirkungsquerschnitt.

- Zusammen mit Messungen einer Harvard/Cornell-Gruppe zeigte sich: Für $0.2 \leq |t| \text{ (GeV}^2) \leq 4$ und $0.7 \leq Q^2 \text{ (GeV}^2) \leq 4$ ist der Wirkungsquerschnitt nur schwach abhängig von Q^2 .
- Der über |t| integrierte (π^+n)-Wirkungsquerschnitt hat nach einer Schwelle dasselbe Q^2 -Verhalten wie der totale ep-Wirkungsquerschnitt.

Einige dieser Eigenschaften sind von verschiedenen Modellen vorhergesagt worden. Darüber hinaus wurde die Aussage des "Korrespondenz-Modells" von Bjorken und Kogut bestätigt, daß $Q^6 \cdot \sigma_{\text{tot}}(\gamma_p \rightarrow \pi^+n)$ skaliert, also nur eine Funktion der Variablen $\omega' = W^2/Q^2 + 1$ ist.

Anhang

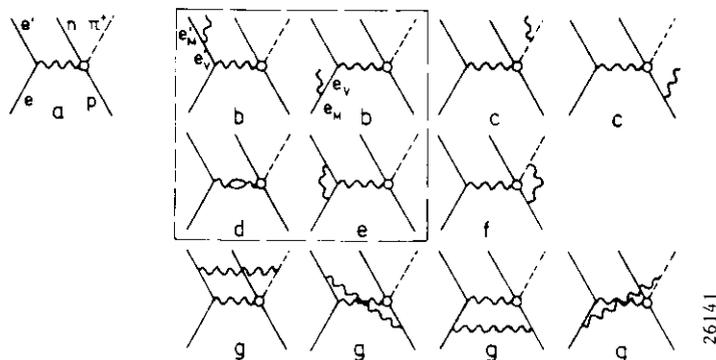
A Strahlungskorrekturen*

Die Strahlungskorrekturen betragen in diesem Experiment bis zu 40% des beobachteten Wirkungsquerschnittes, sie sollen deshalb hier etwas ausführlicher, aber mit Blick auf die Anwendung, behandelt werden.

A.1 Vorbemerkungen

In diesem Abschnitt sollen Begriffe erläutert und einige Formeln hergeleitet werden, die später noch gebraucht werden.

"Externe Strahlungskorrekturen" sind nötig für die Bremsstrahlung an einem beliebigen Kern (Targetmaterial, Folien usw.) vor oder nach der Wechselwirkung. Durch die "internen Strahlungskorrekturen" werden in unserem Fall zusätzlich zum Einphotonenaustausch (Abb. A.1.a) folgende Feynmangraphen höherer Ordnung in α berücksichtigt: Abstrahlung eines reellen Photons ("interne Bremsstrahlung"; b,c), Vakuumpolarisation (d), Vertexkorrekturen (e,f) und Zweiphotonaustausch (g). Die eingerahmten Graphen b,d,e müssen wegen der kleinen Elektronenmasse unbedingt berücksichtigt werden; die restlichen Graphen werden häufig vernachlässigt.



26141

Abb. A.1 Feynmangraphen zu den Strahlungskorrekturen

*An dieser Stelle möchte ich besonders P.Brauel danken, der stets ein geduldiger Diskussionspartner war, wenn ich in diesem 'Sumpf' zu versinken drohte.

Externe und interne Bremsstrahlung ändern die Viererimpulse der Teilchen; der Meßwert der kinematischen Größen unterscheidet sich also von ihrem Wert am Vertex. Der gemessene Wirkungsquerschnitt wird dann falschen kinematischen Werten zugeordnet.

Diese Änderungen lassen sich relativ leicht berechnen, wenn man folgende Annahmen macht:

- nur Elektronen strahlen (diese Annahme wird nur für diese Abschätzung gemacht); $m_e = 0$
- keine Doppelabstrahlung
- $\vec{k} \parallel \vec{e}$ bzw. \vec{e}' (Def. vgl. Abb. II.2)
(bei externer Bremsstrahlung gilt für den Öffnungswinkel des Photonkegels $\tan\theta = 1/\gamma\beta = m/p$, bei interner Bremsstrahlung die "peaking approximation", MOT 69)

Durch die letzte Annahme unterscheiden sich die Komponenten der Vierervektoren des Elektrons vor und nach der Strahlung nur um einen gemeinsamen Faktor, wodurch sich die Rechnung vereinfacht. (Schreibweise der Vierervektoren: $zB k = (K, \vec{k})$, vgl. auch Abb. A.1 und II.2; die Indices bedeuten: V = Vertexgröße, M = Meßgröße)

Das einlaufende Elektron strahlt

$$k = (K, \vec{k}) = (K, K \frac{\vec{e}_M}{E_M})$$

$$= \frac{K}{E_M} e_M$$

$$e'_V = e_M - k$$

$$= (1 - \frac{K}{E_M}) e_M$$

Das auslaufende Elektron strahlt

$$k = \frac{K}{E'_M} e'_M \quad (A.1)$$

$$e'_V = e'_M + k$$

$$= (1 + \frac{K}{E'_M}) e'_M \quad (A.2)$$

$$Q_V^2 = -(e_V - e'_M)^2 = 2 e_V e'_M$$

$$= 2 \left(1 - \frac{K}{E_M}\right) e_M e'_M$$

$$= Q_M^2 \left(1 - \frac{K}{E_M}\right)$$

$$W_V^2 = (e_V - e'_M + p)^2$$

$$= (e_M - e'_M + p - \frac{K}{E_M} e_M)^2$$

$$= (W_M - \frac{K}{E_M} e_M)^2$$

$$= W_M^2 + 2K \left[\frac{Q_M^2}{2E_M} - M_P \right]$$

$$t_V = (e_V - e'_M - \pi)^2$$

$$= (e_M - e'_M - \pi - \frac{K}{E_M} e_M)^2$$

$$= t_M + 2K \left[\frac{Q_M^2}{2E_M} + E_\pi - P_\pi \cos \theta_{e\pi} \right]$$

$$t_V = t_M + 2K \left[-\frac{Q_M^2}{2E'_M} + E_\pi - P_\pi \cos \theta_{e'\pi} \right] \quad (A.5)$$

$$M_{XV}^2 = (e_V - e'_M + p - \pi)^2$$

$$= M_{XM}^2 + 2K \left[\frac{Q_M^2}{2E_M} - M_P + E_\pi - P_\pi \cos \theta_{e\pi} \right]$$

$$M_{XV}^2 = M_{XM}^2 + 2K \left[-\frac{Q_M^2}{2E'_M} - M_P + E_\pi - P_\pi \cos \theta_{e'\pi} \right] \quad (A.6)$$

$$Q_V^2 = Q_M^2 \left(1 + \frac{K}{E'_M}\right) \quad (A.3)$$

$$W_V^2 = W_M^2 + 2K \left[-\frac{Q_M^2}{2E'_M} - M_P \right] \quad (A.4)$$

Im gesamten kinematischen Bereich dieses Experimentes gelten demnach folgende Ungleichungen:

$$Q_V^2 \leq Q_M^2$$

$$W_V^2 < W_M^2$$

(A.7)

$$|t|_V < |t|_M$$

$$M_{XV}^2 < M_{XM}^2$$

Später werden auch noch die Ableitungen von $M_X^2 = (e - e' + p - \pi)^2$ nach verschiedenen Variablen benötigt, für deren Änderung durch Bremsstrahlung der M_X -Schnitt Grenzen setzt. Diese Formeln sollte man bestenfalls bei kleinem $|t|$ aus $M_X^2 = (q + p - \pi)^2$ herleiten, da sie dann statt der Winkel $\theta_{e\pi}$ und $\theta_{e'\pi}$ den Winkel $\theta_{q\pi}$ enthalten, dessen Abhängigkeit von E und E' man leicht übersieht (wie z.B. bei URB 70)⁺. Physikalisch bedeutet dies, daß die Richtungsänderung des virtuellen Photons bei Bremsstrahlung nicht berücksichtigt wird, was sich in diesem Experiment bei größeren Impulsüberträgen schon auswirkt.

⁺ Bei BUR 65 ist dies berücksichtigt, jedoch sind die Formeln dort etwas unhandlich, da sie unübliche Winkel enthalten.

$$M_X^2 = M_P^2 + m_\pi^2 + 2E \left[-E' (1 - \cos \theta_e) + M_P - E_\pi \right] + 2\vec{e} \cdot \vec{\pi} + 2E' \left[-M_P + E_\pi \right] - 2\vec{e} \cdot \vec{\pi} - 2E_\pi M_P \quad (A.8)$$

$$\frac{\partial M_X^2}{\partial E} = 2 \left[-E' (1 - \cos \theta_e) + M_P - E_\pi + P_\pi \cos \theta_{e\pi} \right] \quad (A.9a)$$

$$\frac{\partial M_X^2}{\partial E'} = 2 \left[-E (1 - \cos \theta_e) - M_P + E_\pi - P_\pi \cos \theta_{e\pi} \right] \quad (A.9b)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial M_X^2}{\partial P_\pi} &= 2 \left[\frac{P_\pi}{E_\pi} (-E + E' - M_P) + E \cos \theta_{e\pi} - E' \cos \theta_{e\pi} \right] \\ &= 2 \left[\frac{P_\pi}{E_\pi} (-E + E' - M_P) + |\vec{q}| \cos \theta_{q\pi} \right] \end{aligned} \quad (A.9c)$$

$$\frac{\partial M_X^2}{\partial \theta_e} = 2E' \left[-E \sin \theta_e + P_\pi \sin \theta_{e\pi} \right] \quad (A.9d)$$

$$\frac{\partial M_X^2}{\partial \theta_{e\pi}} = -2E P_\pi \sin \theta_{e\pi} \quad (A.9e)$$

Die Formeln (A.9.a-c) hängen nicht oder nur sehr geringfügig von der abgeleiteten Größe ab; sie eignen sich daher auch zur Berechnung großer Abweichungen. Von den Formeln (A.9) ist nur (A.9c) identisch mit der entsprechenden Formel in URB 70. (Das liegt daran, daß $E \cdot \cos \theta_{e\pi} - E' \cdot \cos \theta_{e\pi} = |\vec{q}| \cdot \cos \theta_{q\pi}$ ist; die zweite Fassung von G. A.9.c ist die Formel von Urban).

A.2 Externe Strahlungskorrekturen

Die externen Strahlungskorrekturen wurden nach der Methode von Mo und Tsai (TSA 71, Gl. 2.16) berechnet, bei der nur Strahlung von Elektronen berücksichtigt wird. Ionisationsverluste wurden hier vernachlässigt, da sie kleiner als 2% waren.

Mit der Definition

$$\sigma(\text{Messung}) = \sigma(\text{1-Photon-Austausch}) \cdot f_{\text{ext}} \cdot f_{\text{int}} \quad (A.10)$$

gilt

$$f_{\text{ext}} = \frac{1}{1 + b(\tau_i + \tau_f + T)} \left(\frac{\Delta E}{E} \right)^{b(\tau_i + T/2)} \cdot \left(\frac{\Delta E'}{E'} \right)^{b(\tau_f + T/2)} \quad (A.11)$$

mit

$$b \approx \frac{4}{3}$$

τ_i Materialdicke vor dem Target in Strahlungslängen
 τ_f " " hinter " " " "
 T Targetlänge " " "

$$\Delta E = \frac{\partial M_X^2}{\partial M_X^2 / \partial E}, \text{ analog für } E' \text{ (vgl. Gl. A.9 a,b)}$$

ΔE bzw. $\Delta E'$ sind die maximalen Photonenergien, die durch den M_X -Schnitt kinematisch möglich sind.

A.3 Interne Strahlungskorrekturen

Bei den internen Strahlungskorrekturen ergibt sich das bekannte Problem der "Infrarotdivergenzen": die Matrixelemente für die Graphen mit zusätzlich virtuellen Photonen (Abb. A.1 e-g) divergieren bei der Integration über den Photon-Phasenraum für $K \rightarrow 0$. Das gleiche gilt

jedoch - mit umgekehrten Vorzeichen - für die Bremsstrahlungsgraphen (b,c), deren Beiträge sich durch das endliche Auflösungsvermögen der Apparatur nur bis zu einer bestimmten Grenze vom Grundprozeß (a) trennen lassen. Es bleibt - wegen der kleinen Elektronmasse vor allem durch die Graphen b - ein endlicher Rest, der den Hauptteil der internen Korrekturen ausmacht (BUR 64). Wegen der größeren Hadronmassen werden die Graphen c, f und g häufig vernachlässigt; wenn nicht, werden nur die endlichen Reste der Infrarotdivergenzen berücksichtigt.

Für Experimente mit Nachweis eines geladenen Hadrons neben dem Elektron sind die internen Strahlungskorrekturen von de Calan und Fuchs (CFU 65), Dickinson (DIC 72) sowie von Bartl und Urban (BUR 65, URB 70) berechnet worden, deren Methode hier benutzt wurde. Die Hadronabstrahlung wurde dabei berücksichtigt. Bei Bartl und Urban werden die reellen Photonen folgendermaßen in "harte" und "weiche" eingeteilt: "harte" Photonen verändern die fehlende Masse so stark, daß das Ereignis durch den Schnitt in M_X (bei $M_S = 1.02$ GeV) verloren geht - die Definition ist so der Methode der Auswertung angepaßt. Die Korrekturen werden entsprechend so definiert:

$$\sigma(\text{Messung}) = \sigma(1\text{-Photon-Austausch}) \cdot f_{\text{ext}} \cdot f_{\text{int}}$$

$$f_{\text{int}} = e^{\delta_S} (1 + \delta_H + \delta_{e1}) \quad (\text{A.12})$$

δ_S : Korrektur für weiche Photonen (einschließlich aller Reste von Infrarotdivergenzen, ausgenommen Graph A.1e)

δ_H : Verluste durch harte Photonen

δ_{e1} : Korrektur für die Vakuumpolarisation und den Austausch eines virtuellen Photons am Elektronvertex (Abb. A.1.d,e)

$$\delta_{e1} = \frac{\alpha}{\pi} \left(\frac{13}{6} \ln \frac{Q^2}{m_e^2} - \frac{28}{9} \right) \quad (28 \text{ statt } 46, \text{ vgl. CEA 73, Fußnote 47})$$

Die Formeln für δ_S und δ_H sind sehr umfangreich, siehe BUR 65 Gl.(10) und (11) bzw. URB 70 Gl. (4.33) und (4.37).

Zur Berechnung der Korrekturen δ_S und δ_H muß u.a. über den Phasenraum der reellen Photonen integriert werden. Im Laborsystem würde hier die "peaking approximation" (MOT 69) helfen. Bei Bartl und Urban wird diese Integration im Ruhesystem der unbeobachteten Teilchen (also n und k) durchgeführt, weil hier die durch den Schnitt in M_X festgelegte Integrationsgrenze isotrop ist:

Das System ist definiert durch

$$0 = \vec{n} + \vec{k} \quad (= \vec{e} - \vec{e}' + \vec{p} - \vec{\pi})$$

und es folgt ($M_X^2 = (e - e' + p - \pi)^2$):

$$M_X = E_n + K \quad (\text{A.13})$$

Die Integrationsgrenze $K_{\text{max}} = M_S - M_n$ hängt also in diesem Fall nicht von der Richtung des Photons ab.

Die Formeln bei Bartl und Urban wurden für Experimente hergeleitet, bei denen sich M_S aus relativ großen apparativen Auflösungen der Meßgrößen (z.B. P_π , E' , θ_e , ...) ergibt. ($\partial M_X^2 / \partial \dots$ siehe A.9):

$$\Delta(M_X^2) = \frac{\partial M_X^2}{\partial P_\pi} \Delta P_\pi + \frac{\partial M_X^2}{\partial E'} \Delta E' + \dots \quad (\text{A.14})$$

Zur Vereinfachung wird angenommen, daß ΔP_π dominiert. Die Integration wird dann bis K_{max} durchgeführt, wie es sich nach (A.13) und (A.14) allein aus ΔP_π ergibt; über die anderen Auflösungen wird gemittelt. Unsere Situation wird diesem Verfahren angepaßt, indem der Schnitt in der fehlenden Masse nach (A.9c) in eine fiktive Auflösung für ΔP_π (60 - 120 MeV) umgerechnet wird. Das hat auch den Vorteil, daß die - im Vergleich dazu jedoch kleinen (vgl. Kap. III.3) - echten experimentellen Auflösungen von E' , θ_e und $\theta_{e\pi}$ durch die Mittelung berücksichtigt werden können. Ihr Einfluß ist allerdings gering.

A.4 Ergebnisse und Diskussion

Die wie oben beschriebenen Strahlungskorrekturen wurden mit Hilfe eines Programms, das J. Gayler zur Verfügung gestellt hat, für jedes t - ϕ -Bin berechnet. Die Ergebnisse sind in Tabelle A.1 aufgeführt und hier kurz zusammengefaßt:

Gesamtkorrektur: $f_{ext} \cdot f_{int} \approx 0.72 - 0.87$

extern (A.11): $f_{ext} \approx 0.93 - 0.97$

intern (A.12): $f_{int} \approx 0.78 - 0.90$

davon: $e^{\delta_s} \approx 0.73 - 0.85$
 $\delta_H \approx -10^{-4} - -10^{-3}$
 $\delta_{el} \approx 0.055 - 0.071$

Hadronabstrahlung,
 in f_{int} enthalten: $\approx 0.999 - 0.94$

Die Korrekturen (sowohl f_{ext} als auch f_{int}) hängen vom Azimuthalwinkel ϕ des Pions ab, umso stärker, je größer $|t|$ ist. Für die maximalen $|t|$, bei denen in diesem Experiment der volle ϕ -Bereich erfaßt wird (s. Tab. A.1), beträgt der Unterschied zwischen $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ 6.4%.

Der Anteil der Hadronabstrahlung wächst mit $|t|$ und wird besonders groß für $\phi \approx 0^\circ$.

Die Richtungsänderung des virtuellen Photons (aus dem Einphotonenaustausch) bei Bremsstrahlung - also der Unterschied zwischen den Formeln (A.9) und entsprechenden in URB 70 - wirkt sich vor allem in der externen Korrektur aus: Die durch den M_X -Schnitt bestimmte Grenze für die Photonenergie liegt in unserem kinematischen Bereich zwischen 90 und 230 MeV; mit den Formeln aus URB 70 ergeben sich, vor allem bei großem $|t|$, bis zu 50% zu niedrige Werte. Die Korrektur wird dadurch allerdings nur höchstens 1.3% zu klein. Dies wird verständlich, wenn man sich das Bremsstrahlungsspektrum ansieht (Abb. A.2 weiter hinten): es fällt etwa wie $1/K$ ab, so daß im Beispiel der Abb. für 90% der Fälle $K < 75$ MeV ist. Es macht also für die Zahl der durch den M_X -Schnitt wegfallenden Ereignisse nicht mehr viel aus, ob z.B. $K_{max} = 115$ MeV oder $K_{max} = 230$ MeV ist.

Tabelle A.1
 Strahlungskorrekturen für $e^+e^- \rightarrow e^+\pi^+\pi^-$

Definitionen, vgl. (A.11) und (A.12):
 $\sigma(\text{Messung}) = \sigma(1\text{-Photon-Austausch}) \cdot f_{int} \cdot f_{ext}$
 $f_{int} = e^{\delta_s}(1 + \delta_H + \delta_{el})$
 Methode: f_{ext} nach Mo & Tsai, f_{int} nach Bartl & Urban

Q^2 [GeV ²]	$ t $ [GeV ²]	ϕ [Grad]	K o r r e k t u r e n					i n t e r n	
			insgesamt	extern f_{ext}	mit f_{int}	Hadronabstrahlung e^{δ_s}	δ_H [10 ⁻⁴]	δ_{el} [10 ⁻²]	ohne H.abstr. f_{int}
0.06	0.04	180	.849	.959	.885	.839	-0.9	+5.5	.909
	1.05	180	.872	.970	.899	.852	-1.0	"	.922
0.28	0.03	180	.804	.940	.855	.805	-3.4	+6.6	.858
	1.05	180	.815	.952	.855	.805	-3.3	"	.876
0.70	0.05	180	.765	.932	.820	.769	-7.8	+6.7	.829
	0.29	0	.720	.927	.777	.729	-11.6	"	.825
	0.29	180	.766	.936	.818	.767	-8.1	"	.834
	1.05	180	.783	.945	.828	.776	-8.0	"	.848
1.35	0.1	0	.769	.929	.828	.774	-9.1	+7.1	.815
	0.1	180	.763	.933	.818	.764	-9.5	"	.819
	0.42	0	.719	.925	.777	.727	-13.5	"	.813
	0.42	180	.764	.939	.813	.760	-10.5	"	.826
	1.05	0	.690	.924	.747	.699	-19.9	"	.814
	1.05	180	.775	.946	.819	.766	-10.9	"	.836

Für die internen Korrekturen ergibt sich in unserem Fall kaum ein Unterschied (< 0.1%), da gerade die Formel (A.9.c) mit der in UR 70 übereinstimmt (s. Kap. A.1) - mit ihr wird $\Delta(M_X^2)$ aus der dominanten Unschärfe ΔP_π berechnet. Die Lage würde sich aber ändern, wenn aus experimentellen Gründen eine andere Unschärfe (z.B. $\Delta E'$) dominant wäre.

A.5 Näherungen und Fehler

5.1 Variation des Wirkungsquerschnittes

Wenn das einfallende Elektron strahlt, ändern sich die kinematischen Parameter und damit auch der Wirkungsquerschnitt. Die Berechnung der Strahlungskorrekturen - so wie hier beschrieben - setzt voraus, daß diese Änderung innerhalb der durch den M_X -Schnitt gesetzten Grenzen nicht drastisch ist.

Dies läßt sich mit Hilfe der Gleichungen A.1 - 6 prüfen, die für jede Photonenergie die Änderung der kinematischen Parameter liefern. Für die Abschätzung läßt sich der Wirkungsquerschnitt wie folgt beschreiben:

$$\frac{d^5\sigma}{dQ^2 dW^2 d\phi_e dt d\phi} \approx \frac{\Gamma_t}{4M_p EE'} \frac{1}{(W^2 - M_p^2)^2} f(Q^2) e^{at}$$

Der erste Term stellt den Zusammenhang zwischen $d^5\sigma$ und $d^2\sigma$ dar (Gl. II.14), die letzten drei Terme beschreiben $d^2\sigma$. Aus dem Ergebnis der Auswertung wurde abgeschätzt, daß - jeweils abhängig von t - a zwischen 1.2 und 10 liegt und f nicht stärker als $(1+Q^2/m_p^2)^{-1}$ fällt.

Für die durch den M_X -Schnitt bestimmte maximale Photonenergie K_{\max} ergibt sich so als größte Änderung des Wirkungsquerschnittes +60% (bei $Q^2=1.35$, $|t|=1.05$). Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Photon eine so große Energie hat, ist jedoch recht gering, siehe Abb. A.2. Für zB 90% der Fälle ist K erheblich kleiner, und der Wirkungsquerschnitt ändert sich dann um weniger als 20%. Die oben genannte Voraussetzung, daß diese Änderung nicht drastisch sein darf, ist also erfüllt.

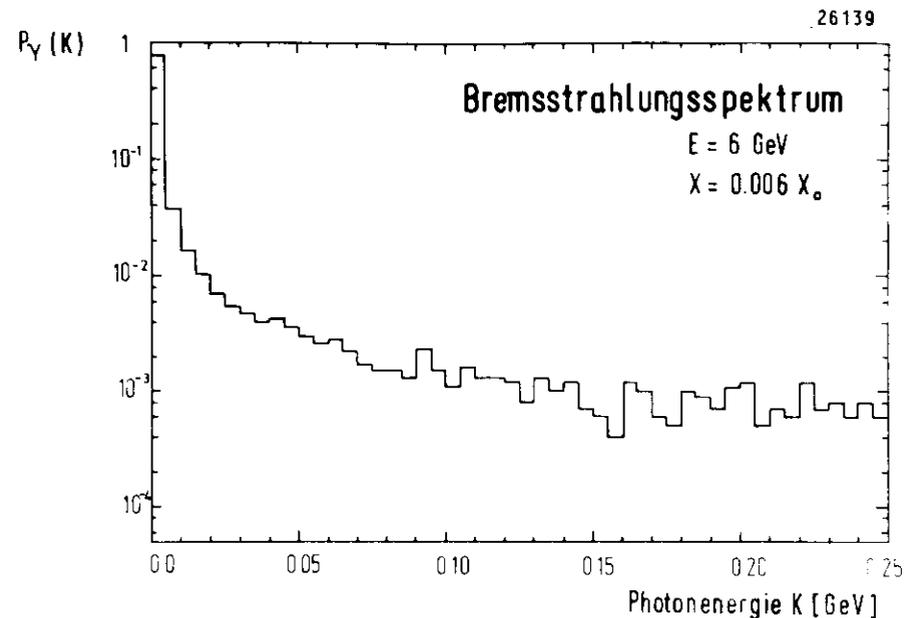


Abb. A.2 Bremsstrahlungsspektrum für das einfallende Elektron bei $Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$

Das Spektrum wurde mit einem Programm von F.-W. Büßer erzeugt, das nach Mo & Tsai (MOT 69) externe und interne Bremsstrahlung simuliert, letztere mit der Methode der "äquivalenten Radiatoren".

5.2 Korrektur für kinematische Schnitte

Durch die Bremsstrahlung können sich die kinematischen Variablen so ändern, daß zwischen Vertex- und Meßgröße eine Schnittstelle oder eine Bingrenze liegt. Nach Gl. A.3-6 ist der Meßwert für W^2 , $|t|$ und M_X^2 immer größer als der Vertexwert. An einer unteren Schnittgrenze

werden also "falsche" Ereignisse in den Schnittbereich "hineingeschoben", an der oberen "echte" Ereignisse hinaus; bei $|t|$ wird entsprechend falsch in die Bins einsortiert. Q^2 kann sich in beiden Richtungen ändern, es kommen also Verschiebungen nach unten und nach oben an beiden Grenzen vor.

Die oben beschriebenen Strahlungskorrekturen berücksichtigen Verluste durch den empfindlichsten Schnitt, den in M_X . Verschiebungen über die Bingenzen der anderen kinematischen Variablen hinweg müssen darüber hinaus also nur dann korrigiert werden, wenn die Photonenergie kleiner als die Grenzenergie K_{max} war, die dem Schnitt in M_X entspricht. K_{max} bestimmt somit nach Gl. A.3 - 6 die größte noch zu berücksichtigende Änderung der Variablen, also auch den für diese Korrekturen relevanten Bereich in der Nähe der Schnittstellen. Merkbare Effekte ergeben sich nur, wenn

- a) dieser Bereich nicht klein im Vergleich zum Schnittintervall ist und wenn
 - b1) die Zählrate sich im Intervall so drastisch ändert, daß die Zahl der hereingeschobenen Ereignisse nicht durch die hinausgeschobenen aufgehoben wird
- oder wenn
 - b2) aus physikalischen Gründen (z.B. bei $|t|_{min}$) nur an einer Grenze Veränderungen auftreten.

Diese Bedingungen sind nur für kleine $|t|$ erfüllt. Für eine Abschätzung läßt sich das Photonspektrum $P_Y(K)$ (Abb. A.2) mit Hilfe von Gl. A.5 in die Variable $|t|$ umrechnen:

$$P_Y(\tau) = P_Y(K) \text{ für } \tau = \tau(K) = |t_M(K)| - |t_V|$$

An einem festen Punkt $|t_f|$ im Bin $[|t_u|, |t_o|]$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis verloren geht (vgl. Abb. A.3):

$$P_{\text{raus}}(|t_f|) = \int_{|t_o| - |t_f|}^{\tau_{\text{max}}} P_Y(\tau) d\tau,$$

und die Wahrscheinlichkeit im ganzen Bin ist:

$$P_{\text{raus}}^{\text{gesamt}} = \int_{|t_o| - \tau_{\text{max}}}^{|t_o|} P_{\text{raus}}(|t|) d|t|.$$

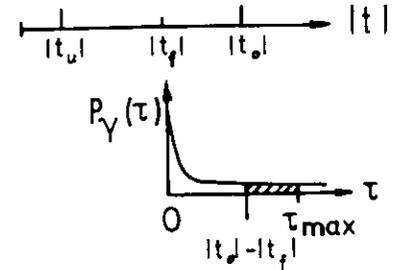


Abb. A.3 Zusätzliche Korrekturen für kinematische Schnitte

Ähnliches gilt für die Wahrscheinlichkeit, daß Ereignisse in das Bin hineingeschoben werden.

Eine exemplarische Prüfung für $Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$, $|t| \in [.04, .06] \text{ GeV}^2$ ergab mit der Annahme, daß die Zählrate $\sim e^{10t}$ ist: $\approx 5\%$ der Ereignisse werden herausgeschoben, $\approx 7\%$ hinein. Für dieses Bin wird also netto 2% zuviel, für $[.02, .04]$ wegen $|t|_{min} \approx 5\%$ zuwenig gezählt.

Am besten wäre es gewesen, die Akzeptanzen in der Nähe von $|t|_{min}$ mit simulierter Bremsstrahlung zu berechnen. Da dies aus Zeitgründen nicht geschehen und obige Abschätzung zu ungenau ist (z.B. ändert $|t|_{min}$ sich mit Q^2 und W^2 innerhalb der Schnitte), wurden Bins, die an $|t|_{min}$ grenzen, nicht ausgewertet.

Für die übrigen Bins wurde diese Korrektur nur als systematischer Fehler berücksichtigt, da sie im Vergleich zu den sonstigen Fehlern klein ist.

5.3 Fehler

- 1) Für die Berechnung der externen Strahlungskorrekturen gibt Tsai (TSA 71) einen Fehler von 1% an.
- 2) Die internen Strahlungskorrekturen wurden - ohne Hadronabstrahlung - auch nach de Calan und Fuchs (CFU 65) sowie nach Dickinson (DIC 72) berechnet. Der Vergleich ergab:

$$f_{\text{int}}^{\text{ohne}}(\text{CFU}) > f_{\text{int}}^{\text{ohne}}(\text{BUR}) > f_{\text{int}}^{\text{ohne}}(\text{DIC})$$

$$\left[\Delta \leq 1.2\% \right] \quad \left[\Delta \leq 1.8\% \right]$$

3) Durch kinematische Schnitte (s.o.) entstehen Fehler $\lesssim 2\%$.

Es sei angenommen, daß diese Fehler unkorreliert sind; der gesamte systematische Fehler der Strahlungskorrektur beträgt dann etwa 3%.

B Tabellen

In den folgenden Tabellen wird nur der statistische Fehler angegeben, der systematische beträgt 6.5% (s. Kap. IV.6).

Tabelle B.1 L-f-Nutzen für den Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d\sigma}{d\Omega}$

DES Y

26619

1.) $\sigma_{\text{rel}} = 0.06 \text{ GEV}^2$
 $M = 2.19 \text{ GEV, EPSILON} = 0.44$

PHI <GRAU>	IT1 <GEV**2>	IT2 <GEV**2>	IT3 <GEV**2>	IT4 <GEV**2>	IT5 <GEV**2>	IT6 <GEV**2>	IT7 <GEV**2>	IT8 <GEV**2>	IT9 <GEV**2>
135	11.83 ← 1.93	10.50 ← 0.78	8.67 ← 0.73	5.23 ← 0.58	2.84 ← 0.40	1.48 ← 0.30	0.72 ← 0.12	0.30 ← 0.10	0.15 ← 0.05
195	10.98 ← 1.73	7.73 ← 0.63	7.99 ← 0.70	5.23 ← 0.59	2.81 ← 0.38	1.90 ← 0.33	1.16 ← 0.27	0.50 ← 0.16	0.26 ← 0.08

2.) $\sigma_{\text{rel}} = 0.28 \text{ GEV}^2$

$M = 2.19 \text{ GEV, EPSILON} = 0.76$

PHI <GRAU>	IT1 <GEV**2>	IT2 <GEV**2>	IT3 <GEV**2>	IT4 <GEV**2>	IT5 <GEV**2>	IT6 <GEV**2>	IT7 <GEV**2>	IT8 <GEV**2>	IT9 <GEV**2>
75	30.41 ← 4.53	24.71 ← 3.06	16.32 ← 2.21	10.49 ← 1.31	6.24 ← 0.95	4.47 ← 0.65	2.16 ← 0.26	1.33 ← 0.16	0.58 ← 0.07
105	26.01 ← 2.21	22.93 ← 1.63	15.47 ← 1.40	10.16 ← 1.00	6.73 ← 1.14	5.15 ← 1.43	3.69 ← 1.32	1.94 ← 0.73	0.86 ← 0.29
135	21.46 ← 1.89	18.49 ← 1.41	13.84 ← 1.37	10.16 ← 0.95	6.73 ← 1.06	5.15 ← 1.22	3.69 ← 0.65	1.94 ← 0.76	0.86 ← 0.27
165	16.32 ← 1.59	15.84 ← 1.31	10.49 ← 0.95	6.24 ← 1.06	4.47 ← 1.22	2.16 ← 0.65	1.33 ← 0.26	0.58 ← 0.16	0.27 ← 0.07
195	18.50 ← 1.79	15.47 ← 1.40	10.16 ← 1.00	6.73 ← 1.14	5.15 ← 1.43	3.69 ← 1.32	1.94 ← 0.73	0.86 ← 0.29	0.45 ← 0.15
225	20.86 ← 2.03	18.46 ← 1.86	13.84 ← 1.37	10.16 ← 0.95	6.73 ← 1.06	5.15 ← 1.22	3.69 ← 0.65	1.94 ← 0.76	0.86 ← 0.27
255	30.71 ← 3.08	27.60 ← 2.82	18.46 ← 1.86	10.16 ← 0.95	6.73 ← 1.06	5.15 ← 1.22	3.69 ← 0.65	1.94 ← 0.76	0.86 ← 0.27
285	30.14 ← 8.24	22.95 ← 7.38	15.47 ← 1.40	10.16 ← 0.95	6.73 ← 1.06	5.15 ← 1.22	3.69 ← 0.65	1.94 ← 0.76	0.86 ← 0.27

3.) Q**2 = 0.70 GEV**2

W = 2.19 GEV, EPSILON = 0.86

<u> T <GEV**2></u>	0.05	0.07	0.10	0.14	0.20	0.29	0.42	0.60	0.80	1.05
PHI <GRAD>										
15	14.83 +- 1.01	12.02 +- 0.97	8.12 +- 0.77	5.09 +- 1.10						
45	15.74 +- 0.99	13.43 +- 0.95	8.23 +- 0.59	6.86 +- 0.62	4.51 +- 0.56	3.44 +- 0.51				
75	16.90 +- 1.04	16.34 +- 1.07	12.14 +- 0.72	8.50 +- 0.66	8.20 +- 0.59	4.45 +- 0.52				
105	15.21 +- 1.12	15.84 +- 1.22	11.92 +- 0.86	8.37 +- 0.80	5.69 +- 0.59	5.59 +- 0.70				
135	14.05 +- 1.19	12.94 +- 1.28	9.29 +- 0.97	8.42 +- 0.96	6.04 +- 0.71	2.91 +- 0.51	2.79 +- 0.42	1.37 +- 0.30	0.81 +- 0.27	0.68 +- 0.27
165	14.67 +- 1.35	11.11 +- 1.37	8.17 +- 0.90	5.70 +- 0.83	3.93 +- 0.61	2.17 +- 0.41	1.94 +- 0.34	0.94 +- 0.22	1.14 +- 0.28	0.11 +- 0.11
195	13.33 +- 1.30	12.32 +- 1.47	9.06 +- 1.00	6.85 +- 0.92	3.41 +- 0.55	2.26 +- 0.43	1.52 +- 0.30	0.99 +- 0.23	0.84 +- 0.24	0.32 +- 0.19
225	17.26 +- 1.39	15.74 +- 1.51	12.66 +- 1.20	7.92 +- 1.03	6.07 +- 0.75	3.73 +- 0.67	3.52 +- 0.57	1.84 +- 0.42	1.15 +- 0.42	0.90 +- 0.35
255	18.53 +- 1.35	16.94 +- 1.42	12.04 +- 1.01	10.79 +- 1.16	6.78 +- 0.88	3.81 +- 0.84				
285	14.03 +- 1.04	16.63 +- 1.20	12.32 +- 0.85	8.67 +- 0.83	7.81 +- 0.77	5.21 +- 0.97				
315	16.21 +- 1.04	13.50 +- 1.02	9.56 +- 0.71	6.87 +- 0.70	6.51 +- 0.70	4.38 +- 0.91				
345	14.74 +- 1.00	10.90 +- 0.95	7.69 +- 0.79	7.86 +- 1.98						

4.) Q**2 = 1.35 GEV**2

W = 2.19 GEV, EPSILON = 0.84

<u> T <GEV**2></u>	0.14	0.20	0.29	0.42	0.60	0.80	1.05
PHI <GRAD>							
15	4.77 +- 0.59	2.86 +- 0.35	2.45 +- 0.38	1.06 +- 0.48			
45	5.91 +- 0.73	3.63 +- 0.43	2.34 +- 0.35	2.12 +- 0.38			
75	4.88 +- 0.69	3.82 +- 0.51	3.62 +- 0.55	1.30 +- 0.40			
105	4.45 +- 0.71	4.17 +- 0.51	2.70 +- 0.46	2.49 +- 0.52			
135	5.12 +- 0.73	3.82 +- 0.63	3.37 +- 0.57	0.83 +- 0.26	1.48 +- 0.33	0.96 +- 0.37	0.36 +- 0.18
165	3.32 +- 0.65	3.13 +- 0.62	1.44 +- 0.35	1.48 +- 0.32	0.62 +- 0.20	0.29 +- 0.14	0.70 +- 0.17
195	3.46 +- 0.67	2.86 +- 0.56	2.04 +- 0.41	1.20 +- 0.29	0.82 +- 0.24	0.98 +- 0.27	0.68 +- 0.16
225	4.57 +- 0.68	2.84 +- 0.54	3.00 +- 0.60	1.25 +- 0.33	1.19 +- 0.34	0.46 +- 0.27	1.00 +- 0.36
255	3.86 +- 0.68	5.37 +- 0.67	2.22 +- 1.12	3.39 +- 0.84			
285	5.30 +- 1.15	5.20 +- 0.70	2.62 +- 0.58	2.54 +- 0.75			
315	5.42 +- 0.78	3.67 +- 0.49	3.52 +- 0.51	1.20 +- 0.33			
345	4.91 +- 0.76	3.96 +- 0.44	2.21 +- 0.36	3.50 +- 1.00			

Tabelle B.2

Der Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ (W = 2.19 GeV)

$Q^2 = 0.06 \text{ GeV}^2$ $105^\circ \leq \phi \leq 225^\circ$ $\epsilon = 0.44$		$Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2$ $150^\circ \leq \phi \leq 210^\circ$ $\epsilon = 0.76$		$Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ $150^\circ \leq \phi \leq 210^\circ$ $\epsilon = 0.86$		$Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2$ $150^\circ \leq \phi \leq 210^\circ$ $\epsilon = 0.84$	
$ t $ (GeV ²)	σ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	$ t $ (GeV ²)	σ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	$ t $ (GeV ²)	σ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	$ t $ (GeV ²)	σ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)
				0.05	14.4 \pm 1.0		
		0.03	18.0 \pm 1.3	0.07	11.7 \pm 1.1		
0.04	11.4 \pm 1.4	0.06	16.2 \pm 1.1	0.10	8.74 \pm 0.71		
0.12	9.25 \pm 0.56	0.12	10.5 \pm 0.75	0.14	6.35 \pm 0.67	0.14	3.41 \pm 0.50
0.20	8.46 \pm 0.57	0.20	6.64 \pm 0.83	0.20	3.70 \pm 0.43	0.20	3.06 \pm 0.44
0.29	5.18 \pm 0.45	0.29	4.87 \pm 0.97	0.29	2.25 \pm 0.32	0.29	1.75 \pm 0.28
0.42	2.88 \pm 0.30	0.42	2.47 \pm 0.63	0.42	1.73 \pm 0.25	0.42	1.40 \pm 0.23
0.60	1.83 \pm 0.26	0.60	2.17 \pm 0.59	0.60	1.02 \pm 0.17	0.60	0.72 \pm 0.16
0.80	1.01 \pm 0.22	0.80	1.42 \pm 0.66	0.80	1.06 \pm 0.20	0.80	0.71 \pm 0.16
1.05	0.50 \pm 0.26	1.05	0.40 \pm 0.35	1.05	0.22 \pm 0.11	1.05	0.73 \pm 0.13

Tabelle B.3

Die Terme des Wirkungsquerschnittes (W = 2.19 GeV)

$ t $ (GeV ²)	$\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	$\frac{d\sigma_P}{dt}$ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	$\frac{d\sigma_I}{dt}$ ($\mu\text{b}/\text{GeV}^2$)	n_D	$\frac{\chi^2}{n_D}$
$Q^2 = 0.28 \text{ GeV}^2 \quad \epsilon = 0.76$					
0.03	26.6 \pm 4.3	-3.6 \pm 4.1	4.4 \pm 4.2	5	0.52
0.06	21.5 \pm 3.2	-4.1 \pm 3.2	2.1 \pm 3.1	5	0.56
$Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2 \quad \epsilon = 0.86$					
0.05	15.34 \pm 0.40	-0.97 \pm 0.63	0.17 \pm 0.32	9	1.45
0.07	13.91 \pm 0.35	-3.11 \pm 0.54	-0.12 \pm 0.28	9	0.41
0.10	9.99 \pm 0.29	-2.49 \pm 0.46	-0.37 \pm 0.23	9	1.36
0.14	7.37 \pm 0.25	-1.92 \pm 0.43	-0.34 \pm 0.22	9	0.70
0.20	5.49 \pm 0.35	-2.16 \pm 0.63	0.06 \pm 0.33	7	2.43
0.29	3.51 \pm 0.22	-1.49 \pm 0.39	0.11 \pm 0.21	7	0.76
$Q^2 = 1.35 \text{ GeV}^2 \quad \epsilon = 0.84$					
0.14	4.62 \pm 0.21	-0.32 \pm 0.32	0.41 \pm 0.16	9	0.67
0.20	3.68 \pm 0.18	-0.83 \pm 0.28	0.10 \pm 0.13	9	1.29
0.29	2.59 \pm 0.16	-0.66 \pm 0.26	0.13 \pm 0.11	9	1.32
0.42	1.49 \pm 0.19	-0.24 \pm 0.36	0.11 \pm 0.15	9	2.59

<u>Verzeichnis der Abbildungen</u>	(nach)
	Seite
I.1 Elastischer und inelastischer ep-Streuquerschnitt	1
II.1 Einphotonenaustauschgraph	3
II.2 Definition der kinematischen Größen	4
II.3 Terme des (π^+n)-Wirkungsquerschnittes (F32 71)	10
II.4 Bornsterme für den Prozeß $\gamma_{(\nu)}p + \pi^+n$	11
II.5 Kopplung des Photons an das Hadron über Vektormesonen	13
III.1 Das Spektrometer	16
III.2 Die Elektronik	21
IV.1 Die Rückstoßmassenverteilung	26
IV.2 Zur W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes	30
IV.3 Impulshöhen- und Zeitdifferenzspektren	35
V.1 ϕ -Verteilungen des Wirkungsquerschnittes	39
V.2 Die Beiträge des Wirkungsquerschnittes zu verschiedenen Polarisationszuständen des Photons	40
V.3 Zur Q^2 -Abhängigkeit des Terms $\frac{d\sigma_U}{dt} + \frac{d\sigma_L}{dt}$	40
V.4 Trennung aller vier Terme des Wirkungsquerschnittes	40
V.5 t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes	43
V.6 Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes	44
V.7 t- Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ($Q^2 \leq 4 \text{ GeV}^2$)	45
V.8 Totaler ($\gamma_{\nu}p + X$) - und totaler ($\gamma_{\nu}p + \pi^+n$) - Wirkungsquerschnitt	47
V.9 Totaler ($\gamma_{\nu}p + X$) - Wirkungsquerschnitt (BGI 71)	47
V.10 Das Verhältnis $R_X^{\pi^+n} = \frac{\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu}p + \pi^+n, \phi \approx 180^\circ)}{\sigma_{\text{tot}}(\gamma_{\nu}p + X)}$	48
V.11 Die Skalenfunktion vW_2 (STE 75)	51
V.12 'Korrespondenz'-Vorhersage für $\sigma_T(\gamma_{\nu}p + \pi^+n)$	54
A.1 Feynmangraphen zu den Strahlungskorrekturen	59
A.2 Bremsstrahlungsspektrum	70
A.3 Zusätzliche Korrekturen für kinematische Schnitte	72

Verzeichnis der Tabellen

	Seite
III.1 Eigenschaften der Čerenkovzähler	20
III.2 Impulsaufklärungsvermögen	21
IV.1 Parameter der Messungen	24
IV.2 Stufen der Datenreduktion	26
IV.3 Strahlungskorrekturen (Zusammenfassung)	34
IV.4 Rekonstruktionswahrscheinlichkeit	34
IV.5 Fehler	38
A.1 Strahlungskorrekturen	68
B.1 t - ϕ - Matrizen für $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$	74
B.2 $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ für $\phi \approx 180^\circ$	77
B.3 Die Terme des Wirkungsquerschnittes	78

Literaturverzeichnis

- ABK 74 A. Actor, I. Bender, J.G. Körner; Nuovo Cim. 24A (1974) 369
- AKE 67 C.W. Akerlof et al.; Phys. Rev. 163 (1967) 1482
- AND 76 R.L. Anderson et al.; Phys. Rev. D14 (1976) 679
- BAR 69 W. Bartel; Dissertation, Hamburg 1969, DESY F22-69/3
- BER 71 K. Berkelman; Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Cornell 1971), Ithaca (NY) 1971
- BGI 71 E.D. Bloom, F.J. Gilman; Phys. Rev. D4 (1971) 2901
- BJK 73 J.D. Bjorken, J. Kogut; Phys. Rev. D8 (1973) 1341
- BJO 72 J.D. Bjorken; Slac-Pub 1017 (Feb. 1972)
- BJO 73 J.D. Bjorken; Proc. of the Summer Institute on Particle Physics, Slac Report 167 (Nov. 1973)
- BJO 76 J.D. Bjorken; in: Current Induced Reactions (Int.Sum.Inst.Theo.Phys., DESY 1975), Ed. J. Körner et al., Berlin/Heidelb./New York 1976
- BKO 71 W. Bartel, W. Kolster; DESY F22-71/1
- BLO 76 J. Blomquist et al.; DESY-Proposal Nr. 141
- BRA 72 F.W. Brasse et al.; Nucl. Phys. B39 (1972) 421
- BRA 73 F.W. Brasse; Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Bonn 1973), Amsterdam-London 1974
- BRA 75 F.W. Brasse et al.; Phys. Lett. 58B (1975) 467, siehe auch MES 75
- BRL 72 P. Brauel; Diplomarbeit, Hamburg 1972
- BUR 64 A. Bartl, P. Urban; Fortschritte der Physik 12 (1964) 386
- BUR 65 A. Bartl, P. Urban; Acta Physica Austriaca 24 (1966) 139
- BUS 66 G. Buschhorn et al.; Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1027 und Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 571
- BYA 67 Z. Bar-Yam et al.; Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 40
- CEA 73 C.N. Brown et al.; Phys. Rev. D8 (1973) 92
- CEH 58 F. Cerulus, R. Hagedorn; Nuovo Cim. 2 (1958) 646
- CFU 65 C. de Calan, G. Fuchs; Nuovo Cim. 38 (1965) 1594 und Nuovo Cim. 41 (1966) 286
- COR 74 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. D9 (1974) 1229
- COR 75 S.D. Holmes et al.; Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1313
- COR 76 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. D13 (1976) 25
- COR 76b C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1326
- DES 66 DESY - Handbuch
- DHE 70 P. Joos; Compilation of Photoproduction Data above 1.2 GeV, DESY-HERA 70-1
- DIC 72 B. Dickinson; Nucl. Phys. B54 (1973) 285
- DIX 69 W.-R. Dix; Diplomarbeit, Hamburg 1969, DESY-F22/1 (1969)
- DLY 72 R.C.E. Devenish, D.H. Lyth; Phys. Rev. D5 (1972) 47
- DOM 71 N. Dombey, in: Hadronic Interactions of Electrons and Photons, ed. J. Cumming & H. Osborn, London 1971
- DWB 70 S.D. Drell, T.M. Yan; Phys. Rev. Lett. 24(1970) 181
G.B. West; Phys. Rev. Lett. 24 (1970) 1206
E.D. Bloom, F.J. Gilman; Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 1140
- EIC 76 J. Eickmeyer et al.; Phys. Lett. 63B (1976) 104 und Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 289
- FAN 76 D.L. Fancher et al.; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1323
- FEY 72 R.P. Feynman; Photon-Hadron Interactions, Reading (Mass.) 1972
- F22 76 P. Brauel et al.; Phys. Lett. 65B (1976) 181
- F22 76b P. Brauel et al.; Phys. Lett. 65B (1976) 184, siehe SHÄ 76
- F22 77 P. Brauel et al.; Phys. Lett. 69B (1977) 253
siehe auch HEL 77
- F32 71 C. Driver et al.; Nucl. Phys. B30 (1971) 245
- GIL 68 F.J. Gilman; Phys. Rev. 167 (1968) 1365
- GRO 75 H. Grote; Diplomarbeit, Hamburg 1975
- GUK 72 F. Gutbrod, G. Kramer; Nucl. Phys. B49 (1972) 461
- GUZ 76 G. Guzielski; Diplomarbeit, Hamburg 1976
- HAN 63 L.N. Hand; Phys. Rev. 129 (1963) 1834
- HAR 71 H. Harari; a.a.O. BER 71
- HEI 71 K. Heinloth; Talk at the "Daresbury Study Weekend on Inelastic Electron Scattering"; DESY 71/35
- HEL 75 M. Helm; Diplomarbeit, Hamburg 1975
- HEL 77 M. Helm; Dissertation, Hamburg 1977
- HME 70 H. Meyer et al.; Phys. Lett. B (1970) 189
- JON 65 H.F. Jones; Nuovo Cim. 40A (1965) 1018
- KAR 71 P. Karow; Dissertation, Hamburg 1971, DESY F32-71/1
- KEN 71 H. Kendall; a.a.O. BER 71
- KOL 76 W.-D. Kollmann; Dissertation, Hamburg 1976, DESY F22-76/01
- LÜB 69 K. Lübelmeyer; a.a.O. TAY 69
- MES 75 K.H. Meß; Dissertation, Hamburg 1975, DESY F35-75/1
- MOT 69 L.W. Mo, Y.S. Tsai; Rev. Mod. Phys. 41,1 (1969) 205
- MYE 63 N. Meister, D.R. Yennie; Phys. Rev. 130 (1963) 1210
- NAC 76 O. Nachtmann; Nucl. Phys. B 151 (1976) 81
- NIE 74 O. Niedmers; Diplomarbeit, Hamburg 1974
- NLN 72 A. Sefair et al.; Nucl. Phys. B42 (1972) 369
- PER 73 M. Perl; a.a.O. BJO 73
- RAB 74 G. Rube; Diplomarbeit, Hamburg 1974, DESY F22-74/6

- RIC 67 B. Richter; Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Stanford 1967
- SHÄ 76 M. Schädlich; Dissertation, Hamburg 1976, DESY F22-76/02
- SHÄ 74 M. Schädlich; Diplomarbeit, Hamburg 1974, DESY F22-74/5
- STE 75 S. Stein et al.; Phys. Rev. D12 (1975) 1884
- TAY 69 R.E. Taylor; Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies (Liverpool 1969), Daresbury 1969
- TSA 61 Y.S. Tsai; Phys. Rev. 122 (1961) 1898
- TSA 71 Y.S. Tsai; Slac-Pub 848 (Jan. 1971)
- URB 70 P. Urban; Topics in applied Quantumelectrodynamics, New York 1970
- URW 66 P. Urban, F. Widder; Phys. Lett. 22 (1966) 526
- WSH 69 W. Schmidt; Dissertation, Hamburg 1969, DESY F22-69/2

Danksagung

Diese Arbeit ist nur durch die Hilfe von vielen Seiten möglich gewesen.

Herrn Dr. R. Felst und Herrn Prof. G. Weber danke ich für ihre Unterstützung durch stetes Interesse und wertvolle Ratschläge, Herrn Dr. J. Körner für seine geduldigen Antworten auf Fragen zur Theorie.

Herzlich danken möchte ich auch allen Mitgliedern der Gruppe F 22, die durch technische Hilfe, ständige Diskussionsbereitschaft und gemeinsame Meßschichten zum Gelingen der Arbeit beigetragen haben. Wichtig war auch das angenehme Arbeitsklima in dieser noch überschaubaren Gruppe.

Mein Dank geht weiter an Frau S. Platz, die meine Hieroglyphen in Lesbares verwandelt hat, sowie an Fräulein A. Dreher, Frau V. Fischer und Herrn W. Knaut, die die Zeichnungen angefertigt haben.

Zu Dank bin ich schließlich auch mehreren DESY-Gruppen verpflichtet, die tatkräftig geholfen haben, viele spezielle Probleme zu lösen.

Im Übrigen versichere ich, daß ich die Arbeit selbständig angefertigt und alle Quellen und Hilfsmittel angegeben habe.

Hamburg, im Oktober 1977

Thomas Casale

Lebenslauf

Personalien

28.1.1946 In Hamburg geboren
24.5.1974 Eheschließung mit Waltraud Hillers

Ausbildung

1952 - 1965 Grundschule und Gymnasium "Walddörferschule"
(naturwissenschaftlicher Zweig) in Hamburg-Volksdorf
22.1.1965 Abitur
April 1965 - Wehrdienst
März 1967
April 1967 - Physikstudium an der Universität Hamburg
Okt. 1972
30.10.1972 Physik-Diplom; Thema der Diplomarbeit:
"Untersuchungen über die Diskrimination von stark
und schwach ionisierenden Teilchen in einer
Charpak-Kammer"

Beruflicher Werdegang

Nov. 1972 - Wissenschaftlicher Angestellter am II. Institut
Juni 1976 für Experimentalphysik der Universität Hamburg
ab Juli 1976 Wissenschaftlicher Angestellter am
Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg

