

Interner Bericht
DESY F32-79/01
April 1979

DESY-Bibliothek

31. MAI 1979

MESSUNG DER LONGITUDINALEN UND TRANSVERSALEN
WIRKUNGSQUERSCHNITTSKOMPONENTEN FÜR DIE
ELEKTROPRODUKTION VON π^+_n

von

Wilfried Gabriel

MESSUNG DER LONGITUDINALEN UND TRANSVERSALEN
WIRKUNGSQUERSCHNITTSKOMPONENTEN FÜR DIE
ELEKTROPRODUKTION VON π^+ n

Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Wilfried Gabriel
aus Görschnitz

Hamburg
1 9 7 8

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Schopper
Prof. Dr. D. Schmidt

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. D. Schmidt
Prof. Dr. H. Spitzer

Datum der Disputation: 23. Februar 1979

Vorsitzender des Promotionsausschusses
und Sprecher des Fachbereiches Physik: Prof. Dr. H.V. von Geramb

Abstract

We report on an experiment where the contributions from longitudinal and transversal photons are separated for the π^+ -electroproduction $e p \rightarrow e' \pi^+ n$ above the resonance region at invariant hadronic masses $W \geq 2.0$ GeV. The scattered electron and the produced pion were detected in coincidence by a large two-arm spectrometer comprising of strong bending magnets, optical spark chambers and scintillation counters. The electrons were identified by a Čerenkov counter and a shower counter and the pions by a Čerenkov counter and time of flight measurements. The π^+n -channel was selected by applying cuts in the invariant mass of the unobserved particles, where a clear signal due to the neutron was observed. In the kinematical region of small $|t|$ and $|q^2|$ all the four components $\frac{d\sigma_u}{dt}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_p}{dt}$ and $\frac{d\sigma_I}{dt}$ can be determined by evaluating the cross sections for different values of the azimuthal angle ϕ defined by the π^+n -production plane and the ee' -scattering plane and by measurements at low and high transversal polarisation ϵ of the exchanged virtual photon. Without modification of the apparatus, the large scattering angles corresponding to low ϵ were accepted by using an additional magnet, which bent the electrons with large scattering angles back into the apparatus. This method minimizes the relative systematic errors of measurements at different values of ϵ .

The cross section for virtual photoproduction $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ averaged over $-60^\circ \leq \phi \leq +60^\circ$ was measured in the range $0.2 \text{ GeV}^2 \leq |q^2| \leq 0.55 \text{ GeV}^2$ and $t_{\min} \leq |t| \leq 0.19 \text{ GeV}^2$. The data show little variation with q^2 but strong increase with rising ϵ for $t = -0.03 \text{ GeV}^2$. This indicates a dominance of $\frac{d\sigma_L}{dt}$ over $\frac{d\sigma_u}{dt}$. A further hint supporting this observation comes from the different steepness of the t -dependence for high and low ϵ . The exponential fall has a slope of 8.1 ± 0.5 for $\epsilon = 0.71$ and 5.6 ± 1.0 for $\epsilon = 0.34$. This behaviour can only be explained by existence of large $\frac{d\sigma_L}{dt}$ at small $|t|$ -values with a very steep t -dependence.

The four components of the cross section were separated for $0.26 \text{ GeV}^2 \leq |q^2| \leq 0.46 \text{ GeV}^2$, $|t_{\min}| \leq |t| \leq 0.05 \text{ GeV}^2$, $2.0 \text{ GeV} \leq W \leq 2.2 \text{ GeV}$ with full acceptance in ϕ . In the entire region $\frac{d\sigma_L}{dt}$ dominates the other components. $\frac{d\sigma_I}{dt}$ is compatible with zero, $\frac{d\sigma_u}{dt} = -\frac{d\sigma_p}{dt}$ and therefore $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \gg \frac{d\sigma_H}{dt}$ as in photoproduction. The W -dependence of $\frac{d\sigma_L}{dt}$ and $\frac{d\sigma_u}{dt}$ is in agreement with the $(W^2 - m_p^2)^{-2}$ -behaviour of the photoproduction cross sections. The variation with q^2 is small for all four components. Only $\frac{d\sigma_L}{dt}$ shows a steep decrease with $|t|$, compatible with e^{14t} .

This t -behaviour has also been found in the neighbouring t -region by the experiment (Bra 77) at a slightly higher value of $|q^2| = 0.7 \text{ GeV}^2$. The comparison of our measurements with (Bra 77) and (Beb 76) at $q^2 = 1.2 \text{ GeV}^2$ indicates that the flat q^2 -behaviour is also continued to higher values of $|q^2|$.

The predictions of the vector meson dominance model (FrS 71) for $\frac{d\sigma_L}{dt}$ and $\frac{d\sigma_U}{dt}$ are confirmed by our data. A generalized Born term model (GuK 72) reproduces the magnitude and the behaviour of all the four components very well. Within the framework of this model the electromagnetic formfactor of the pion is calculated to be $F_\pi(q^2 = -0.35 \text{ GeV}^2) = 0.598 \pm 0.021$. This is lower than that expected from ρ -pole behaviour, $F_\rho = (1 - q^2/m_\rho^2)^{-1} = 0.621$, but agrees very well with the isovector nucleon formfactor $F_1^V(q^2 = -0.35 \text{ GeV}^2) = 0.599$.

Inhaltsverzeichnis
=====

	<u>Seite</u>
0. <u>Abstract</u>	
1. <u>Einleitung</u>	3
2. <u>Kinematik</u>	5
2.1. Elektroproduktion als Photoproduktion mit virtuellen Photonen	5
2.2. Variablenwahl	6
2.3. Wirkungsquerschnittskomponenten der virtuellen Photoproduktion	10
3. <u>Motivation und Zielsetzung des Experimentes</u>	12
3.1. Motivation	12
3.2. Wahl des Meßbereiches	14
3.3. Experimentelle Anforderungen	15
4. <u>Apparativer Aufbau</u>	18
4.1. Elektronenstrahl und Ladungsmessung	18
4.2. Target	20
4.3. Teilchenidentifikation	22
4.4. Impulsmessung	23
4.5. Elektronik und Datennahme	26
4.6. Eichung der Apparatur	31

	<u>Seite</u>
5. <u>Auswertung der Daten</u>	33
5.1. Spurenrekonstruktion und Impulsberechnung	33
5.2. Abtrennung des π^+ n-Kanals	34
5.3. Korrekturen und Fehler	38
5.4. Behandlung der Akzeptanz bei der Wirkungsquerschnittsberechnung	42
5.5. Trennung der Wirkungsquerschnittskomponenten mit Hilfe des Extended-Maximum-Likelihood-Verfahrens	46
6. <u>Resultate</u>	52
6.1. Wirkungsquerschnittsverlauf bei großem und kleinem ϵ	52
6.2. Die Wirkungsquerschnittskomponenten und ihre kinematischen Abhängigkeiten	56
6.3. Vergleich mit anderen Experimenten	65
6.4. Vergleich mit theoretischen Modellvorstellungen	67
6.4.1. Vektor-Meson-Dominanz-Modell	67
6.4.2. Verallgemeinertes Born-Term-Modell und Berechnung des elektromagnetischen Formfaktors des Pions	71
7. <u>Zusammenfassung</u>	76
Literaturverzeichnis	79
Abbildungs- und Tabellenverzeichnis	82

1. Einleitung

Da Elektronen nicht der starken Wechselwirkung unterliegen, eignet sich die inelastische Elektronstreuung gut zur Aufklärung der elektromagnetischen Struktur der Nukleonen. Liegt im Endzustand mehr als ein Hadron vor, so spricht man von Elektroproduktion. Die Wechselwirkung zwischen Elektronen und Nukleonen wird durch den Austausch vorwiegend eines virtuellen Photons beschrieben. Damit ist ein Vertex dieses Prozesses durch die Quantenelektrodynamik genau berechenbar. Deshalb eignet sich die Elektroproduktion zum Studium der Kopplung des Photons an das Feld der starken Wechselwirkung und zur Untersuchung der Hadrondynamik in Abhängigkeit vom Massenquadrat q^2 des virtuellen Photons, wobei q^2 als ein Maß für die Eindringtiefe des Photons in das Nukleon aufgefaßt werden kann. Diesbezüglich erweitert die Elektroproduktion die Kenntnisse aus Produktionsprozessen mit reellen Photonen ($q^2 = 0 \text{ GeV}^2$), der Photoproduktion.

Im Unterschied zu reellen Photonen haben virtuelle Photonen zusätzlich zur transversalen Polarisation auch eine longitudinale Komponente. An dem totalen Elektron-Proton-Wirkungsquerschnitt ist der Anteil durch longitudinale Photonen klein: Für das Verhältnis R von longitudinalem zu transversalem Anteil im kinematischen Bereich $|q^2| < 1 \text{ GeV}^2$ bei Schwerpunktsenergien W im Photon-Proton-System $2 \text{ GeV} < W < 3 \text{ GeV}$ wurde $R = 0,18$ gemessen (Mor 71, Mil 72, Bra 72). Aber schon vor einigen Jahren wurden Elektroproduktionsexperimente mit

dem speziellen Endzustand π^+n durchgeführt (Dri 71, Kum 71, Bro 71), deren Resultate mit einem besonders starken Beitrag dieser longitudinalen Photonen erklärt wurden. Erst kürzlich jedoch wurden Resultate zur getrennten Bestimmung dieses Anteils veröffentlicht (Beb 76, Bra 77, Ack 77, Bar 77). Das Experiment (Ack 77) ist Gegenstand dieser Arbeit.

Die Reaktion



wurde bei Schwerpunktsenergien oberhalb der Nukleonresonanzen, bei kleinem $|q^2|$ und einer Produktion des Pions hauptsächlich in Richtung des virtuellen Photons gemessen. Unter diesen kinematischen Bedingungen wird ein besonders großer Einfluß durch longitudinale Photonen erwartet, und eine relativ einfache Dynamik erlaubt den Test von Modellvorstellungen.

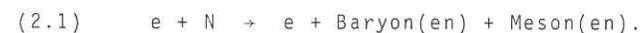
Im folgenden werden nach einer Erklärung der Elektroproduktionskinematik Motivation und Zielsetzung des Experiments vorgestellt, dann der experimentelle Aufbau und die Methode der Datenauswertung besprochen. Nach der Darstellung der Resultate werden diese mit anderen Experimenten und zwei Modellvorhersagen verglichen. Im Rahmen eines dieser Modelle wird der elektromagnetische Formfaktor des Pions bestimmt.

2. Kinematik

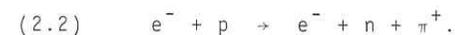
Zunächst sollen kurz Kinematik, Variablenwahl und Wirkungsquerschnittsformeln der Elektroproduktion besprochen werden.

2.1. Elektroproduktion als Photoproduktion mit virtuellen Photonen

Unter Elektroproduktion versteht man die Erzeugung von Hadronen durch inelastische Streuung von Elektronen oder Positronen (e^\pm) an Nukleonen (N), also Prozesse der Art



In dem hier vorgestellten Experiment wird die Elektroproduktion eines positiv geladenen Pions (π^+) am Proton (p) untersucht, wobei als Baryon im Endzustand das Neutron (n) auftritt:



Die Elektroproduktion kann wegen der Kleinheit der elektromagnetischen Kopplungskonstanten $\alpha = 1/137$ in sehr guter Näherung durch den Austausch eines einzigen virtuellen Photons beschrieben werden, also durch den Beitrag niedrigster Ordnung der störungstheoretischen Entwicklung der Quantenelektrodynamik (QED).

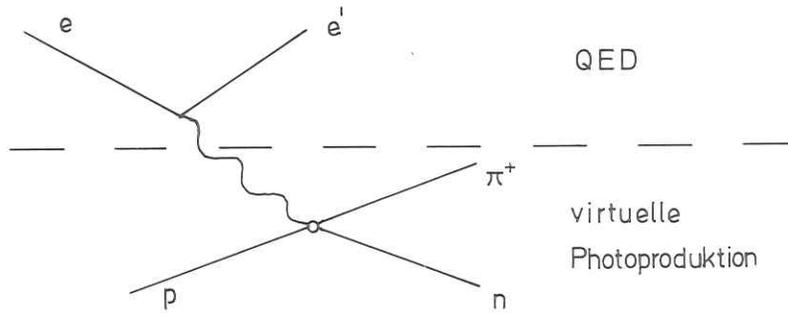


Abb. 2.1 Einphotonenaustauschgraph

In dieser Einphotonenaustauschnäherung, von der bislang experimentell noch keine Abweichung meßbar ist (Fan 76), läßt sich Elektroproduktion auffassen als Photoproduktion mit virtuellen Photonen (γ_V). Das elektrische Feld der virtuellen Photonen ist im Rahmen der QED exakt definiert, so daß sich die untersuchte Reaktion (2.2) auch schreiben läßt als

$$(2.3) \quad \gamma_V + p \rightarrow n + \pi^+$$

2.2. Variablenwahl

Mit der Kenntnis von drei Viererimpulsen dieser Vier-Körperreaktion (2.3) ist die Kinematik vollständig bestimmt. Mit e , e' , q , p , n und π sollen im folgenden die Viererimpulse von einfallendem Elektron, gestreutem Elektron, virtuellem Photon, Targetproton, Neutron und Pion bezeichnet werden. (Für

Vierervektoren $a = (a_0, \vec{a})$ und $b = (b_0, \vec{b})$ gelte die Metrik $a_\mu b^\mu = a_0 b^0 - \vec{a} \vec{b}$, Planksches Wirkungsquantum \hbar und Lichtgeschwindigkeit c sind $\hbar = c = 1$ gesetzt).

Wird bei bekannter Energie e_0 des einfallenden Elektrons auf ein ruhendes Proton geschossen und der Impuls des gestreuten Elektrons gemessen, so sind die Viererimpulse des Anfangszustandes definiert:

$$q = e - e'$$

$$p = (m_p, \vec{0}) \quad \text{mit } m_p = \text{Protonmasse}$$

Durch Identifizierung eines Endzustandsteilchens - in diesem Experiment ist es das Pion - und Messung seines Impulses liegt ein vollständiger Satz kinematischer Variablen vor. Experimentell meßbar ist damit der sechsfach differentielle Wirkungsquerschnitt

$$(2.4) \quad \frac{d^6 \sigma}{dp_e, d\cos\theta_e, d\phi_e, dp_{\pi^+} \cos\theta_{\pi^+} d\phi_{\pi^+}}$$

mit p als Impulsbeträgen und θ , ϕ als Polar- bzw. Azimutalwinkel.

Da im Experiment sowohl die Protonen als auch die Elektronen unpolarisiert sind, kann ohne Informationsverlust über ϕ_e integriert werden. Ist sichergestellt, daß die Masse des unbeobachteten Systems gleich der Neutronmasse m_n ist, so sind wegen der Energie-Impuls-Erhaltung q und π korreliert:

$$(2.5) \quad m_n = \sqrt{(q + p - \pi)^2}$$

Für die Untersuchung der Dynamik des Prozesses (2.3) müssen dann nur vier unabhängige kinematische Variablen gewählt werden. Diese sind:

$$q^2 = (e - e')^2$$

Massenquadrat des virtuellen Photons; q ist raumartig, da $q^2 < 0$.

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

Schwerpunktsenergie des Photon-Proton- bzw. des Pion-Neutron-Systems.

$$t = (q - \pi)^2 = (p - n)^2$$

Viererimpulsübertrag vom Photon an das Pion bzw. vom Proton an das Neutron.

$$\phi_{q\pi^+} = \phi$$

Azimutalwinkel zwischen der e - e' -Streuebene und der π^+ - n -Erzeugungsebene. ϕ ist Null, wenn der Winkel zwischen gestreutem Elektron und Pion am größten ist (siehe Abb. 2.2).

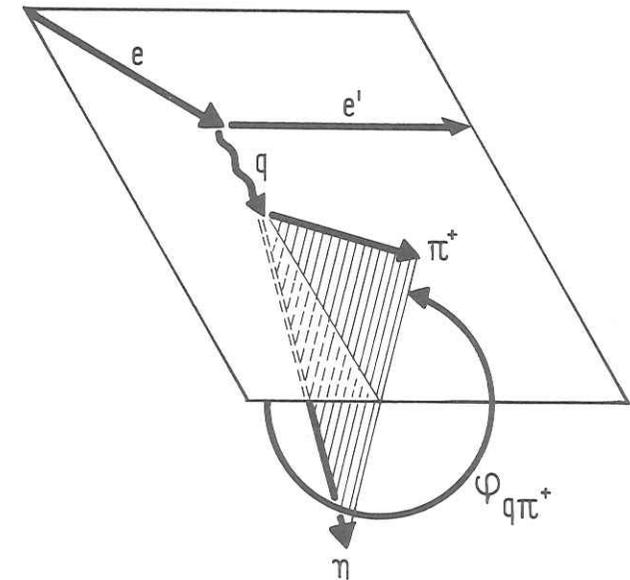
Der Wirkungsquerschnitt (2.4) läßt sich umrechnen in

$$\frac{d^6\sigma}{dq^2 dW^2 dt d\phi d\phi_e dm}$$

Nach Integration über ϕ_e , und bei festliegender Masse $m = m_n$ wird also anstelle von (2.4) der Wirkungsquerschnitt

$$(2.6) \quad \frac{d^4\sigma}{dq^2 dW^2 dt d\phi}$$

analysiert.



Definition des Azimutalwinkels ϕ

Abb. 2.2

2.3. Wirkungsquerschnittskomponenten der virtuellen Photoproduktion

Dieser Wirkungsquerschnitt (2.6) läßt sich (siehe z. B. Han 63, Ber 64, Gou 65, Jon 65, BDW 67) faktorisieren in einem Term Γ , der durch den Leptonenvertex definiert ist und den Fluß der virtuellen Photonen beschreibt, und den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photoproduktion $\sigma_{\gamma_V}(\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n)$

$$(2.7) \quad \frac{d^4\sigma}{dq^2 dW^2 dt d\phi} = 2 \pi \Gamma \frac{d^2\sigma_{\gamma_V}}{dt d\phi}(q^2, W, t, \phi)$$

mit

$$(2.8) \quad \Gamma(e_0, q^2, W) = \frac{\alpha}{4(2\pi)^2} \frac{1}{e_0^2 m_p^2 |q^2|} \frac{(W^2 - m_p^2)}{(1 - \epsilon)}$$

Dabei ist ϵ

$$(2.9) \quad \epsilon = \left(1 + 2 \frac{\vec{q}^2}{|q^2|} \tan^2 \frac{\theta}{2} \frac{e e'}{2} \right)^{-1} = \frac{4 e_0 e_0' + q^2}{2(e_0^2 + e_0'^2) - q^2}$$

der Grad der transversalen Polarisation der virtuellen Photonen. Im Gegensatz zu reellen Photonen sind diese nicht nur transversal (Helizität $\lambda = \pm 1$) polarisiert, sondern haben auch eine longitudinale ($\lambda = 0$) Komponente. Hinsichtlich der Beiträge der unterschiedlichen Polarisationszustände kann der Wirkungsquerschnitt aufgespalten werden in

$$(2.10) \quad 2 \pi \frac{d\sigma_{\gamma_V}}{dt d\phi}(q^2, W, t, \phi) = \frac{d\sigma_U}{dt}(q^2, W, t) + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}(q^2, W, t) + \epsilon \frac{d\sigma_P}{dt}(q^2, W, t) \cos 2\phi + \sqrt{2\epsilon(\epsilon + 1)} \frac{d\sigma_I}{dt}(q^2, W, t) \cos \phi$$

mit den Anteilen

- σ_U für unpolarisierte transversale Photonen,
- σ_L für longitudinale Photonen,
- σ_P zusätzlicher Beitrag der transversalen Photonen,
- σ_I für die Interferenz zwischen longitudinalen und transversalen Photonen.

Der Bezug zu den transversalen Anteilen $\sigma_{||}$ (parallel) und σ_{\perp} (senkrecht polarisiert zur Erzeugungsebene des γ_V - π -Systems) ist gegeben durch

$$(2.11) \quad \begin{aligned} \frac{d\sigma_U}{dt} &= \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \\ \frac{d\sigma_P}{dt} &= \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right) \end{aligned}$$

Die Komponenten $\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ sind unabhängig von dem Winkel ϕ .

Ziel von Elektroproduktionsexperimenten ist die Trennung dieser vier Beiträge und die Messung ihrer Abhängigkeiten von den kinematischen Variablen q^2 , W und t .

3. Motivation und Zielsetzung des Experimentes

3.1. Motivation

Wie aus der Formel (2.10) ersichtlich ist, lassen sich durch Variation des Azimutalwinkels ϕ die Terme σ_p , σ_I und $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ separieren, durch Messung bei verschiedenen Werten von ϵ können auch σ_U und σ_L voneinander getrennt werden.

In einem früheren Experiment (Dri 71) wurden in dem kinematischen Bereich $0,1 \text{ GeV}^2 \leq |q^2| \leq 0,9 \text{ GeV}^2$, $t_{\min} \leq |t| \leq 0,15 \text{ GeV}^2$, $2,0 \text{ GeV} \leq W \leq 2,4 \text{ GeV}$, also oberhalb des Resonanzgebietes, bei einem $\epsilon > 0,7$, $\frac{d\sigma_p}{dt}$, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ und $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ bestimmt. Der Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ in Abhängigkeit von q^2 (Abb. 3.1)

durchläuft - ausgehend vom Meßwert der Photoproduktion ($q^2 = 0$) (im Grenzwert $q^2 \rightarrow 0$ entspricht die Elektroproduktion γ_{VP} der Photoproduktion γp mit unpolarisierten Photonen, also

$\sigma_{\gamma_{VP}} \xrightarrow{q^2=0} \sigma_{\gamma p} = \sigma_U (q^2=0)$ - ein Maximum bei $q^2 \approx 0,4 \text{ GeV}^2$, das weit oberhalb des entsprechenden Photoproduktionswertes liegt.

Nachdem alle Modelle für diese Reaktion einen monotonen Abfall von σ_U mit wachsendem $|q^2|$ vorhersagen, läßt sich dieser Verlauf nur mit einem sehr großen Anteil von σ_L erklären. Da die gemessene t -Abhängigkeit $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ in diesem Bereich mit e^{10t} wesentlich steiler abfällt als die e^{3t} -Abhängigkeit in der Photoproduktion, erwartet man für $\frac{d\sigma_L}{dt}$ eine sehr steile t -Abhängigkeit. Diese theoretischen Interpretationen bedürfen jedoch der experimentellen Überprüfung - und hierin liegt das Hauptmotiv für ein Experiment zur Trennung von $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$.

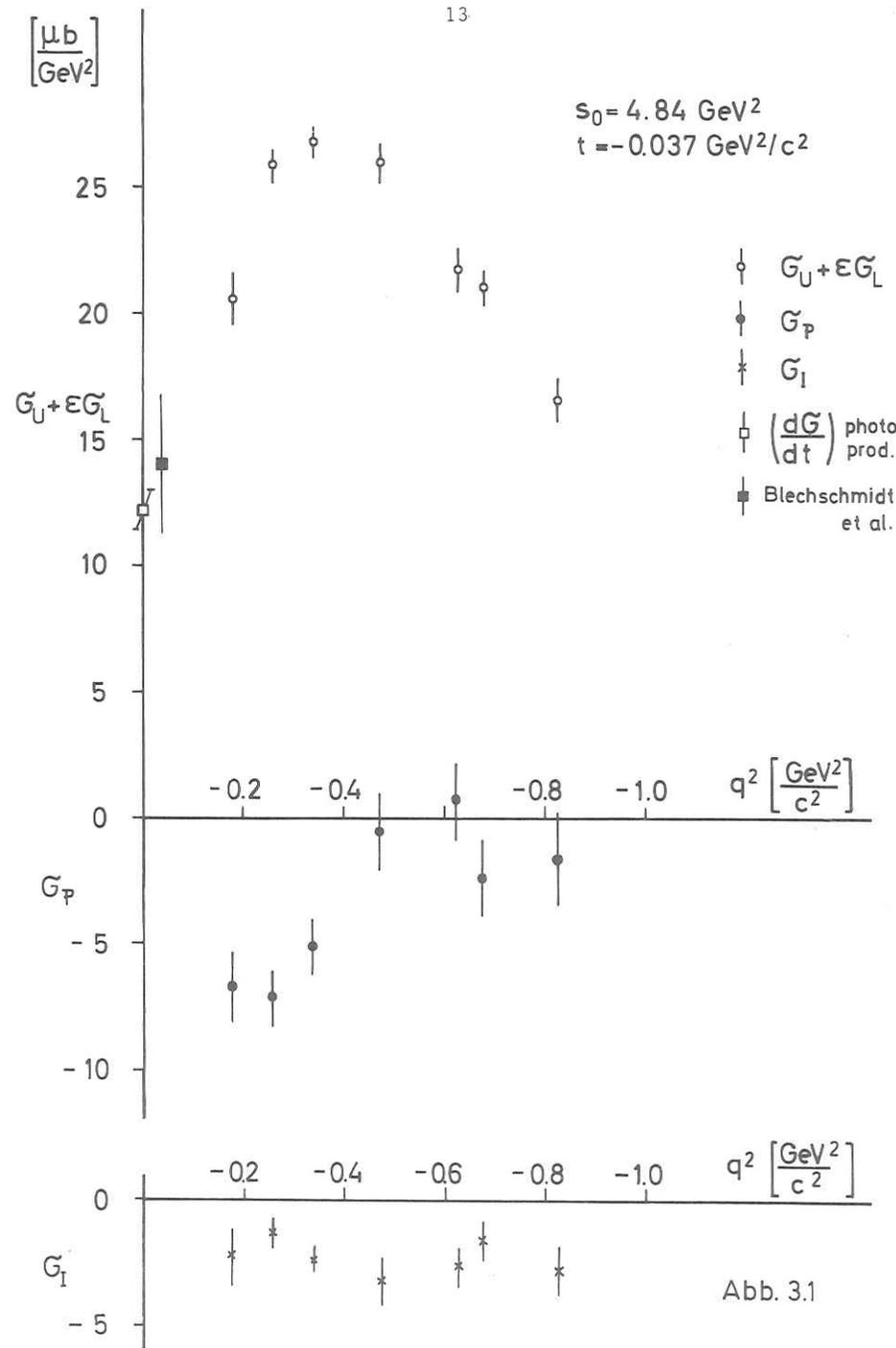


Abb. 3.1

Weil die Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n$ bei kleinen Werten von $|t|$, z. B. im Rahmen des Born-Term-Modells, durch den Ein-Pion-Austauschgraphen (Abb. 3.2) dominiert wird, kann mit ihrer Messung der Pionformfaktor $F_{\pi}(q^2)$ ermittelt werden (Fra 59, Sul 70). Die maßgebende Größe für seine Berechnung ist $\frac{d\sigma_L}{dt}$. Somit wird die Modellabhängigkeit seiner Bestimmung durch die Separation von $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ wesentlich vermindert.

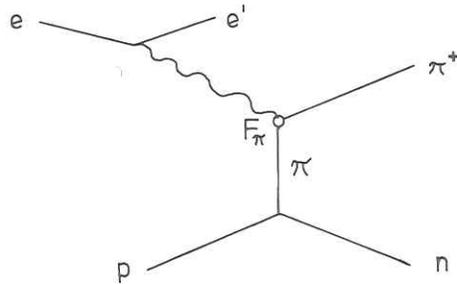


Abb. 3.2 Einpionenaustauschgraph

3.2. Wahl des Meßbereichs

Da die Dominanz von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ über $\frac{d\sigma_U}{dt}$ für kleines $|t|$ erwartet wird, liegt es nahe, bei möglichst kleinem $|t|$ zu messen, wobei q^2 im Bereich der maximalen Überhöhung von $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ liegen sollte. W wird größer als 2 GeV gewählt, weil unterhalb von 2 GeV die Wirkungsquerschnitte stark von Einflüssen der Nukleonresonanzen geprägt sind.

Die Trennung von $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ ist also im folgenden kinematischen Bereich angestrebt:

$$\begin{aligned} 0,2 \text{ GeV}^2 &\leq |q^2| \leq 0,5 \text{ GeV}^2 \\ t_{\min} &\leq |t| \leq 0,05 \text{ GeV}^2 \\ 2,0 \text{ GeV} &\leq W \end{aligned}$$

3.3. Experimentelle Anforderungen

Die experimentell direkt meßbare Größe ist der Wirkungsquerschnitt $\frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$. Um seine Anteile $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ separieren zu können, ist die Bestimmung aller vier Wirkungsquerschnittskomponenten nötig. Um bei festem ϵ eine saubere Abtrennung der Summe $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ von $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ durchführen zu können, ist eine möglichst volle Akzeptanz im Azimutalwinkel ϕ wünschenswert, d. h. von 0° bis 360° bzw. bis 180° (der Wirkungsquerschnitt ist wegen der Kosinusstruktur in ϕ zu 180° symmetrisch).

Um $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ von einander zu trennen, sind

Messungen bei möglichst unterschiedlichen Werten von ϵ im gleichen kinematischen Bereich von q^2 , W und t nötig. Für festes q^2 und W ist ϵ eine Funktion von e_0 :

$$(3.1) \quad \epsilon = \epsilon(e_0, q^2, W) = \frac{4e_0(e_0 - (W^2 - m_p^2 - q^2)/2m_p) + q^2}{2e_0^2 + 2(e_0 - (W^2 - m_p^2 - q^2)/2m_p)^2 - q^2}$$

In Abb. 3.3 ist für verschiedene q^2 -Werte bei einer Schwerpunktsenergie $W = 2,2 \text{ GeV}$ abzulesen, wie Einschubenergie e_0 und ϵ korreliert sind. Durch die Beziehung

$$(3.2) \quad q^2 = -4 e_0 e'_0 \sin^2 \frac{\theta_{e'}}{2}$$

$$W = \sqrt{q^2 + m_p^2 + 2 m_p (e_0 - e'_0)}$$

sind dann für festes ϵ bei vorgegebenen q^2 - und W -Werten nicht nur e_0 , sondern auch die Energie des gestreuten Elektrons e'_0 und der Streuwinkel $\theta_{e'}$ festgelegt, wie in Abb. 3.4 und 3.5 dargestellt.

Da $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ durch Differenzmessung bei verschiedenen ϵ -Werten getrennt werden, ist es erstrebenswert, eine

Minimierung des relativen systematischen Fehlers der unterschiedlichen Messungen zu erzielen. Dies ist am besten gewährleistet, wenn diese Messungen mit derselben Apparatur und ohne Änderungen an dieser Apparatur durchgeführt werden.

Wie es in diesem Experiment möglich ist, mit identischer Apparatur die notwendigen großen Bereiche für Elektronenstreuwinkel und Elektronenimpulse zu überdecken, wird im nächsten Kapitel beschrieben.

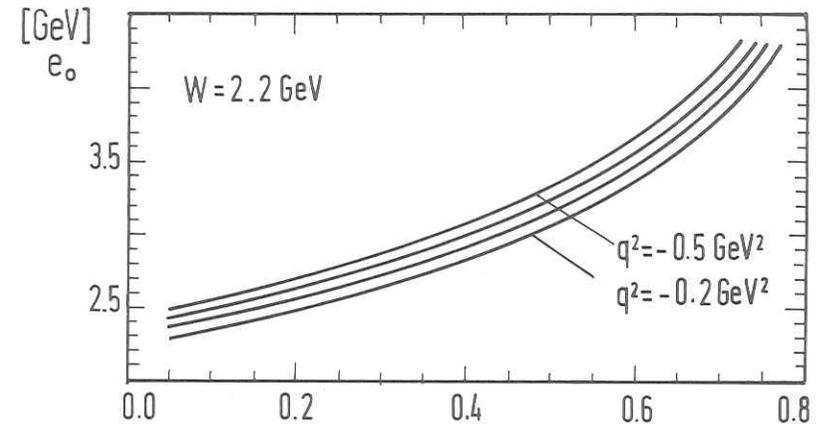


Abb. 3.3

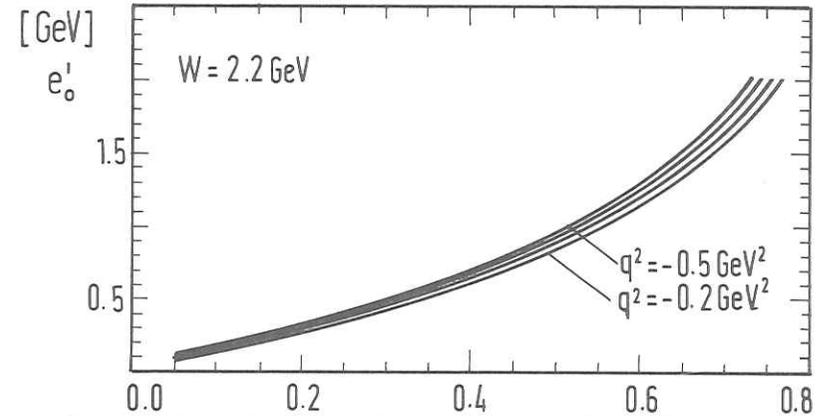


Abb. 3.4

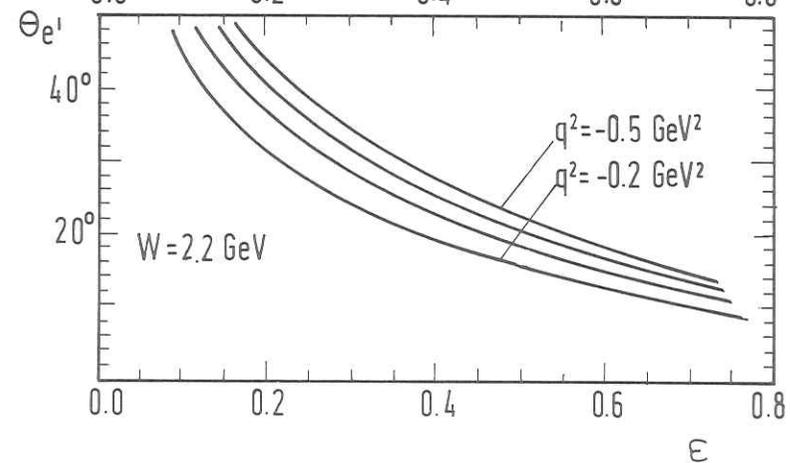


Abb. 3.5

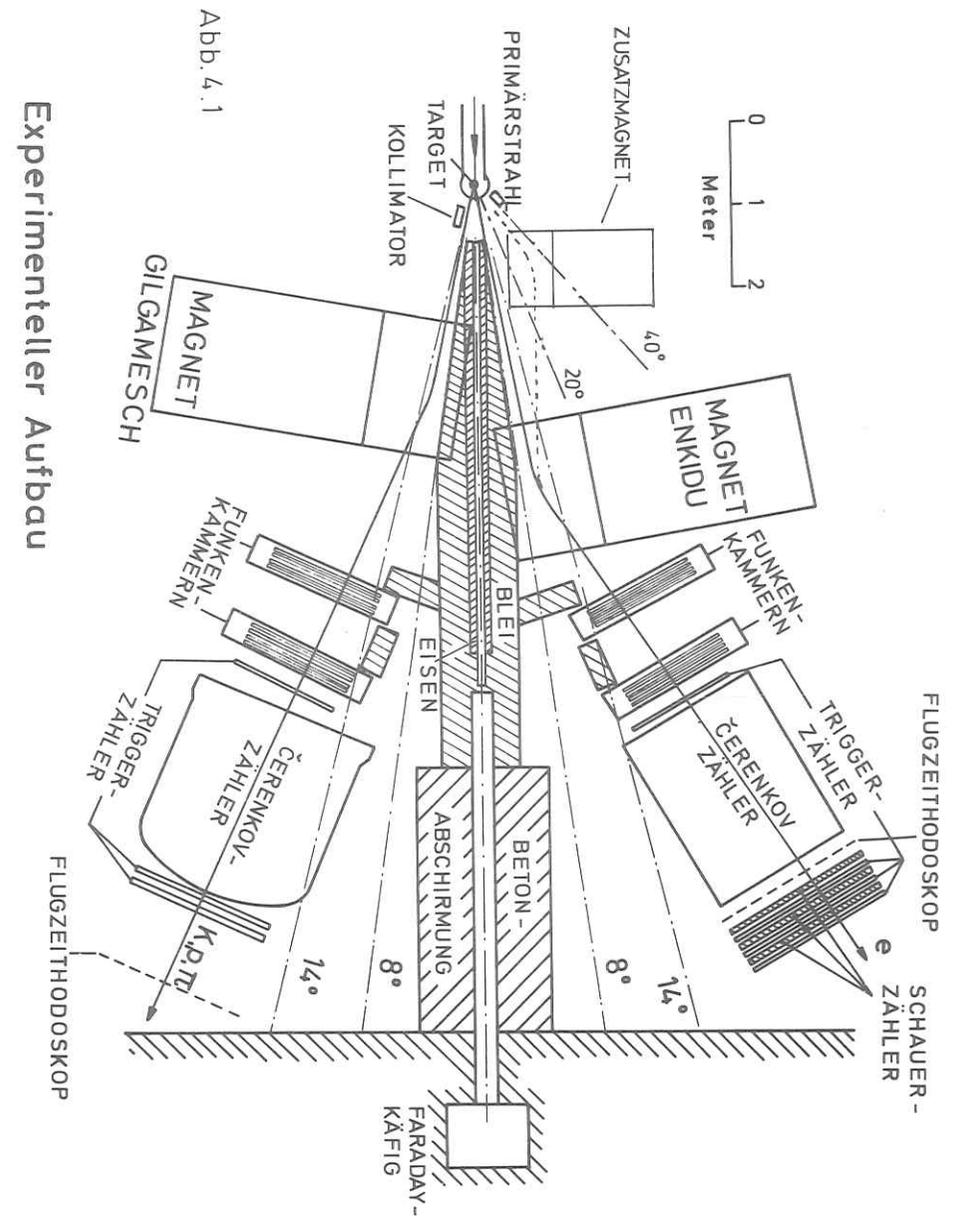
4. Apparativer Aufbau

Die Apparatur (Abb. 4.1) besteht aus zwei analog aufgebauten Teilchenspektrometern für Elektronen und Hadronen. Die Impulsbestimmung erfolgt über Ablenkmagnete und optische Funkenkammern, für die Teilchenidentifizierung werden Čerenkov-, Schauer- und Szintillationszähler und Hodoskope zur Flugzeitmessung eingesetzt. Detaillierte Beschreibungen der einzelnen Komponenten sind in (Kar 71, Hof 71, Rat 71, Jan 74) zu finden. Das hier beschriebene Experiment unterscheidet sich im Aufbau nur durch die Aufstellung eines Zusatzmagneten auf der Elektronenseite, der nur für die Messungen bei kleinem ϵ eingeschaltet wird und dazu dient, Elektronen unter größeren Streuwinkeln in die Apparatur zurückzulenken.

4.1. Elektronenstrahl und Ladungsmessung

Das Experiment wurde am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg durchgeführt. Das Synchrotron erlaubt es, im sogenannten Flat-Top-Betrieb (Hem 73) über ein Zeitintervall von 3 msec (Spilllänge) Elektronen zu ezejieren, deren Energie nicht mehr als 0,25 % von der Sollenergie abweicht. Die Ejektion erfolgt mit einer Frequenz von 50 Hz.

Der Elektronenstrahl wird mit zwei Ablenkmagneten und vier Quadrupolmagneten auf das Target fokussiert. Zur Minimierung von Vielfachstreuung und Untergrundstrahlung ist im gesamten Strahlführungssystem das Vakuum besser als 0,1 Torr. Strahl-lage und Form werden auf dem Transportweg und insbesondere dicht vor dem Target mit fahrbaren Zinksulfidschirmen über



Fernsehkameras sowie kurz vor der Ladungsmessung mit einem Streifenmonitor (Kes 69) kontrolliert. Im Bereich der starken Experimentiermagnete ($B = 15 \text{ kr}$) verläuft die Strahlführung abgeschirmt durch ein Eisenrohr (100 mm Durchmesser) feldfrei ($B < 20 \text{ r}$). Die räumliche Intensitätsverteilung der Elektronen am Targetort wurde mit sensibilisierten Glasfluoreszenzplatten gemessen. Die horizontale und vertikale Intensitätsverteilung läßt sich bis zu einem Intensitätsabfall um drei Zehnerpotenzen gut durch eine Gaußverteilung beschreiben. Nach einem Abfall auf ein Zehntel des Intensitätsmaximums ist die volle Breite des Strahls horizontal kleiner als 4,5 mm und vertikal kleiner als 2,5 mm, bzw. nach einem Abfall auf ein Hundertstel kleiner als 6,7 mm und 4 mm. Die Winkeldivergenz am Targetort ist kleiner als 1 mrad.

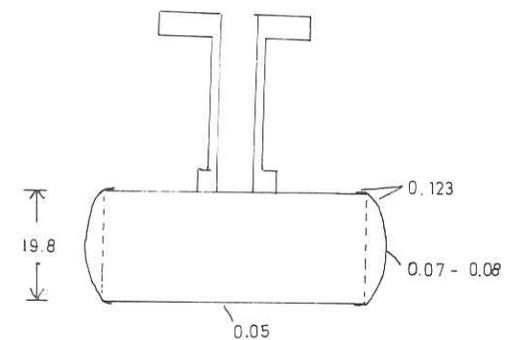
Zur Ladungsmessung werden die Elektronen in einem Faradaykäfing gesammelt, der eine Bestimmung der eingefallenen Ladung mit einer Genauigkeit von besser als 1 % erlaubt.

4.2. Target

Zur Elektroproduktion an Protonen ist flüssiger Wasserstoff ein geeignetes Target. Weil Vielfachstreuung im Target und Unkenntnis des Ortes der Wechselwirkung im Target zu einer Verschlechterung der Impulsauflösung des Spektrometers führen, ist die Targetgröße durch die gewünschte Impulsauflösung limitiert. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Rechnungen wurden beide Effekte in Abhängigkeit von Targetlänge und Targetbreite studiert. Bei einer Länge von 45 mm (in Strahlrichtung)

und einer Breite von 20 mm ist der Beitrag des Targets zur Impulsauflösung auf $\Delta p/p < 0,3 \%$ beschränkt.

Ein Längsschnitt des Targetbehälters mit Halterung ist in Abb. 4.2 zu sehen. Er ist aus Kaptonfolie gefertigt, die an den Stirnflächen im Bereich des Intensitätsmaximums 0,07 mm, am Rand 0,125 mm und an den Längsflächen 0,05 mm dick ist. Aus Targetgeometrie und Intensitätsverteilung des Primärstrahls bestimmen sich die effektive Protonendichte unter Berücksichtigung der Wasserstofftemperatur (am Siedepunkt), des Zellen-druckes und der Bläschenbildung im Wasserstoff zu $1,91 \cdot 10^7 \cdot (1 - .008 - .005) \text{ Protonen}/\mu\text{b}$.



(Zahlen in mm)

Abb. 4.2 Target

Der berechnete Leertargeteffekt - das Verhältnis von Wechselwirkung am Wasserstoff zur Wechselwirkung am Kapton - stimmt sehr gut mit dem gemessenen Wert von 9,9 % überein.

4.3. Teilchenidentifikation

Im Elektronenarm werden negativ geladene Teilchen bei gleichzeitiger Erfüllung folgender Bedingungen akzeptiert:

- 1) Signal in einem der vier großflächigen Szintillationszähler vor dem Čerenkovzähler.
- 2) Der SchwellenČerenkovzähler (Freon unter Normaldruck) muß angesprochen haben.
- 3) Signal in einem der sechzehn Segmente des Flugzeit-zählerhodoskops.
- 4) Die Signalthöhe in der ersten der Schauerzählerebenen muß die gesetzte Schwelle überschreiten.

Der Čerenkovzähler hat für alle vorkommenden Teilchenrichtungen eine Ansprechwahrscheinlichkeit von über 99 % für Elektronen und von kleiner als 2,3 % für Pionen. Der Schauerzähler ist so geeicht, daß die Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen 99,5 % und für Pionen 10 % beträgt. Auf diese Weise ist schon bei der Datennahme sichergestellt, daß die Pionenkontamination sehr klein ist. Der verbleibende Pionenuntergrund kann bei der Datenanalyse durch einen Schnitt in der Höhe der Schauerzähleramplitude abgetrennt werden. Für den π^+n -Endkanal ist dies nicht nötig, da die Kinematik eine Pionkontamination nicht zuläßt (siehe Kap. 5.3.).

Für den Hadronenarm wird bei der Datennahme gefordert: Signale in der Szintillationszählerebene vor dem Čerenkovzähler, in den zwei Szintillationszählerebenen hinter dem Čerenkovzähler und im Flugzeit-zählerhodoskop.

Die Koinzidenzbedingung zwischen Elektronen und Hadronen selektiert damit für die Datennahme Ereignisse der Art

$$e^- + p \rightarrow e^- + h^+ + X,$$

wobei das nachgewiesene Hadron h wegen der Magnetfeldpolung positiv geladen sein muß.

Die genaue Identifikation der Hadronen erfolgt in der Datenanalyse. Der Čerenkovzähler im Hadronenarm (Freon unter 2,5 atü) spricht für Pionen mit Impulsen größer als 1,7 GeV mit einer Wahrscheinlichkeit von über 99 % an; in diesem Impulsbereich können also Pionen sehr gut von Kaonen und Protonen getrennt werden. Zusätzlich erlaubt die Flugzeitinformation (Zeitdifferenz zwischen den Flugzeithodoskopen der beiden Arme), auch für kleinere Impulse Protonen, Kaonen und Pionen voneinander zu unterscheiden. Da für den Endkanal π^+n nur Pionen mit Impulsen größer als 1,8 GeV untersucht werden, wird die Flugzeitinformation lediglich für Untergrundberechnungen benutzt.

4.4. Impulsmessung

Die Messung in einem gewünschten kinematischen Bereich erfordert Akzeptanz für die entsprechenden Impulse und Streuwinkel. Das beschriebene Experiment ist so ausgelegt, daß dafür keine

Lageänderung der Spektrometerarme erforderlich ist. Durch Aufstellung von Kollimatoren hinter dem Target und Variation des Magnetfeldes werden gewünschte Impuls- und Winkelbereiche für kleines und großes ϵ überdeckt.

Der Strom des Magneten im Hadronarm bleibt ungeändert, und das Magnetfeld wird nur geringfügig durch unterschiedliche Streufelder der Elektronenseite modifiziert. Es können Streuwinkel zwischen $7,5^\circ$ und $14,5^\circ$ nachgewiesen werden.

Für die Elektronenseite werden drei Magnetfeldkonfigurationen benutzt. Für großes ϵ steht bei ausgeschaltetem Zusatzmagneten für die gestreuten Elektronen ein Winkelband von 8° bis 14° offen. Für kleines ϵ , also große Streuwinkel werden die Kollimatoren hinter dem Target so aufgebaut, daß sie Winkel zwischen 20° und 45° zulassen. Die gestreuten Elektronen mit den gewünschten, gegenüber der Messung bei großem ϵ , kleineren Impulsen (siehe Kap. 3.3) werden von dem entgegengesetzt gepolten Zusatzmagneten in den Hauptmagneten und den Elektronenarm zurückgelenkt. Durch zwei unterschiedliche Erregungen des Zusatzmagneten und zwei korrespondierende Einschubenergien (2,5 GeV und 2,9 GeV) sind zwei sich überlappende q^2 -Bereiche zugänglich.

Zur Ortsmessung sind in jedem Spektrometerarm zwei Pakete mit je vier großflächigen optischen Funkenkammern aufgestellt (sensitive Fläche: 80 cm Höhe und 130 cm Breite), so daß jede Spur an acht Punkten vermessen wird.

Um die Vielfachstreuung vor der Ortsmessung zu verringern, ist der Raum zwischen Target und Funkenkammern mit Heliumatmosphäre in einem Sack aus dünner Folie ausgefüllt.

Die Unkenntnis des Wechselwirkungspunktes im Target, die Güte der Magnetfeldvermessung ($\Delta \int B dx < 0,5\%$) und die Ortsauflösung der Funkenkammern (0,5 mm) sowie die Vielfachstreuung bestimmen etwa je zu einem Viertel die Genauigkeit der Impulsberechnung. Die Größe der Meßfehler beträgt für die Azimutal- und Polarwinkel abhängig von der Energie:

$$\begin{aligned} \Delta \theta &< \begin{array}{ll} 0,1^\circ - 0,5^\circ & \text{für Elektronen} \\ 0,1^\circ & \text{für Hadronen} \end{array} \\ \Delta \phi &< 0,4^\circ \end{aligned}$$

und für die Impulsbeträge p

$$\begin{aligned} \frac{\Delta p}{p} &< \begin{array}{ll} 0,5 - 1\% & \text{für Elektronen} \\ 0,5\% & \text{für Hadronen.} \end{array} \end{aligned}$$

Die resultierenden Auflösungen in den kinematischen Variablen sind nahezu energieunabhängig:

$$\begin{aligned} \Delta q &\leq 0,006 \text{ GeV}^2 \\ \Delta W &\leq 0,006 \text{ GeV} \\ \Delta t &\leq 0,003 \text{ GeV}^2 \\ \Delta \phi_{qh} &< 3^\circ \end{aligned}$$

4.5. Elektronik und Datennahme

Die Elektronik läßt sich in die drei Bereiche Hauptkoinzidenz-
kreis, Kontrollkoinzidenz-
kreis und Datenaufnahmeelektronik auf-
teilen. In Abb. 4.3 ist ein Blockschaltbild der Hauptkoinzi-
denz skizziert.

Die Photomultipliersignale müssen zunächst Diskriminator-
schwelen passieren. Diese sind so eingestellt, daß Rausch-
pulse gegenüber Signalen von minimalionisierenden Teilchen
sehr stark unterdrückt sind. Vor dem Aufbau einer Koinzidenz
werden die Segmente eines Zählers oder einer Szintillations-
zählerebene über ein logisches Oder addiert. Im Elektronen-
arm wird eine vierfache Koinzidenz (KOE) aus der ersten Szin-
tillationszählerebene, dem Čerenkovzähler, der Flugzeitzähler-
ebene und der Schauerzählerebene gefordert, im Hadronenarm
eine vierfache Koinzidenz (KOH) aus drei Szintillationszähler-
ebenen und der Flugzeitzählerebene. Durch Koinzidenz zwischen
Elektronenarm und Hadronenarm ist die Hauptkoinzidenz (KOM)
definiert. Von ihr werden die Flugzeitelektronik (siehe Jan
74) und die Datenaufnahmeelektronik (Funkenkammer, Blitzlicht,
Kamera, siehe Kar 71) angesteuert.

Die Abb. 4.4 zeigt die Aufnahme eines typischen Ereignisses.
Eine genaue Beschreibung des optischen Systems zur Bildauf-
nahme ist bei (Hof 71) nachzulesen. Auf dem Bild sind neben
der Direktansicht der Teilchenspuren (vier Funken in einer
Linie) Stereospuren (je zwei zusammengehörige Funken) zu
sehen, die durch zwei versetzte Spiegel erzeugt werden. Zur

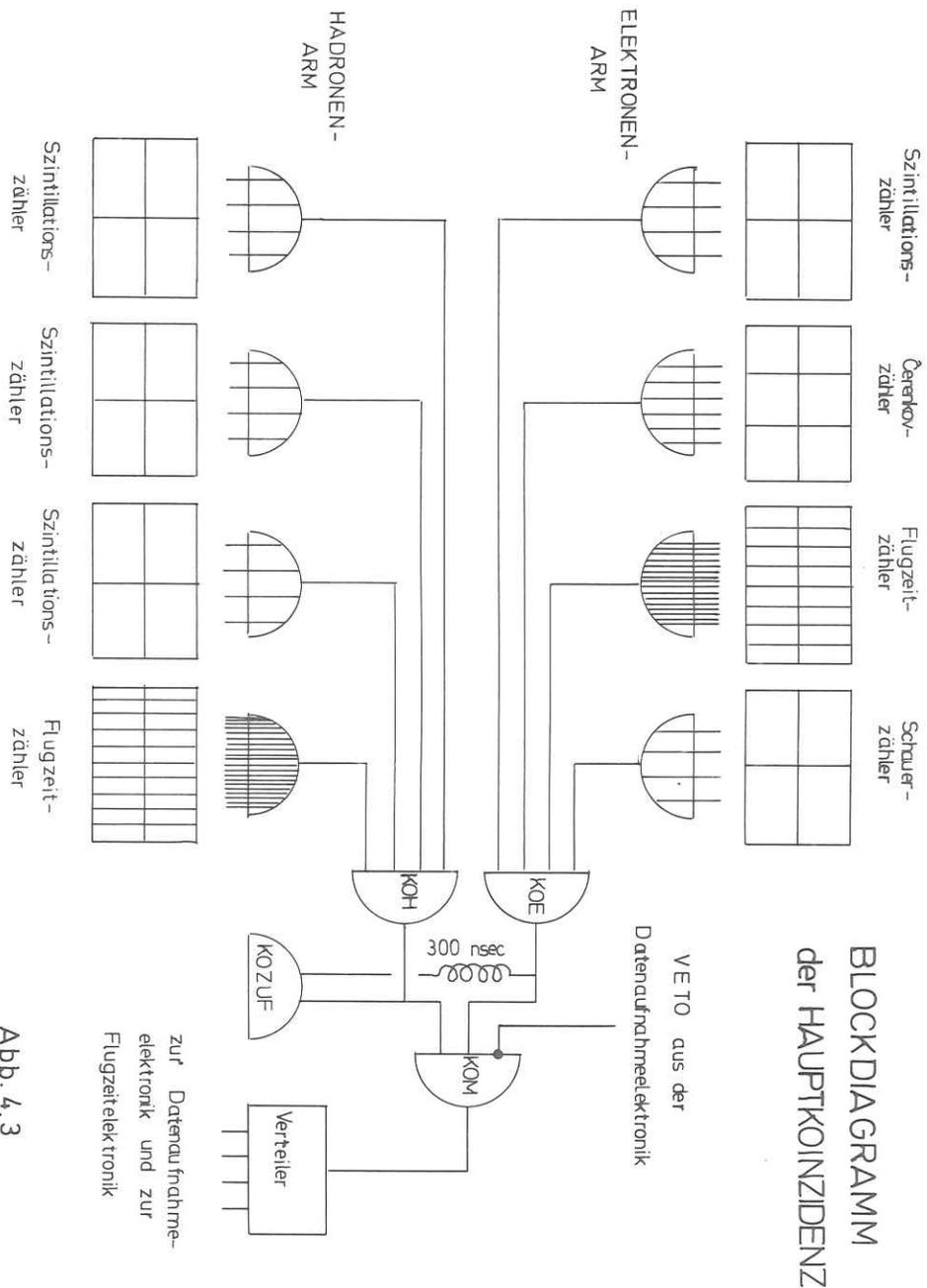


Abb. 4.3

räumlichen Rekonstruktion ist zwar nur eine Stereoansicht erforderlich, die zweite Stereoansicht erlaubt aber die Auflösung (von selten vorkommenden) Doppelspuren. Die ortsfesten Eichmarken aus reflektierendem Papier werden durch ein Blitzlicht erhellt, das am Ort der Kamera aufgestellt ist. Auf den Bitreihen am rechten Bildrand werden die für jedes Ereignis verfügbaren Daten festgehalten: laufende Bildnummer, Flugzeit, Höhe der Schauerzähleramplitude und die Information, welche der insgesamt achtundsechzig Szintillations-, Schauer- und Čerenkovzählersegmente angesprochen haben.

Eine weitere wichtige Aufgabe des Hauptkoinzidenzkreises ist die Messung der Rate zufälliger Koinzidenzen. Für diese rührt der wesentliche Beitrag, gegen den alle anderen Beiträge vernachlässigt werden können, von Paaren unkorrelierter Elektronen und Hadronen her. Durch eine stark gegeneinander verzögerte Koinzidenz zwischen KOE und KOH ist es möglich, diese Zufälligenrate zu messen. Sie wurde während der Experimente durch entsprechende Primärintensität kleiner als 3 % bezogen auf die Hauptkoinzidenz gehalten.

Parallel zum Hauptkoinzidenzkreis ist ein Kontrollkoinzidenzkreis aufgebaut. Zur Überwachung der Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Zähler werden mit einem Prozeßrechner die Statistik von Einzelzählraten und Kontrollkoinzidenzstufen aufgenommen und überwacht, außerdem im Zwanzigminutenrhythmus die Ströme der Experimentiermagneten und die Amplituden der Szintillationszähler durch Anblitzen mit Leuchtdioden über-

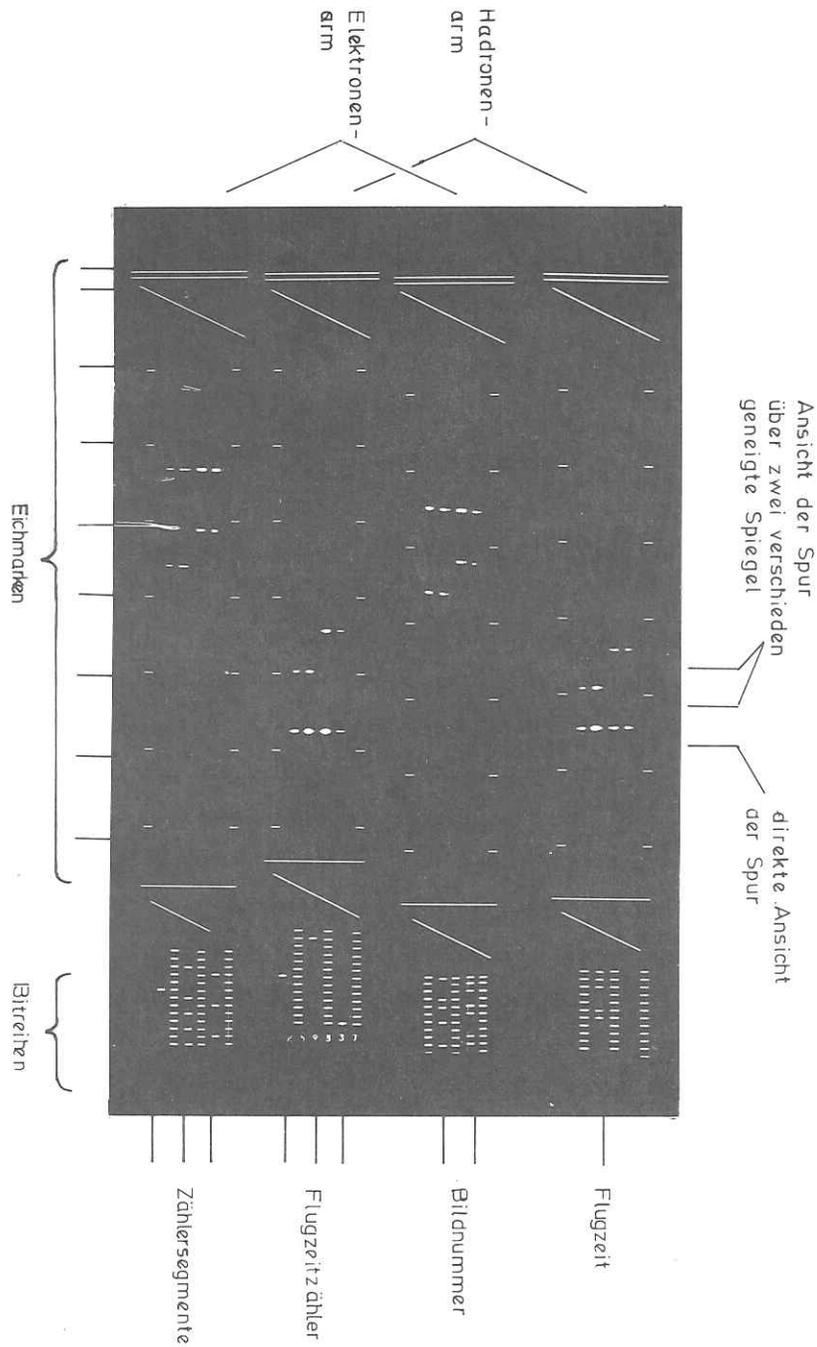


Abb. 4.4 Funkenkammerbild

prüft. Werden Sollwerte um definierte Toleranzen überschritten, so wird die Datennahme vom Prozeßrechner automatisch gestoppt.

Die Totzeit der Apparatur ist im wesentlichen durch die für den Filmtransport benötigte Zeit festgelegt. Die Datennahme wird nach jeder Hauptkoinzidenz für ungefähr 0,4 sec gestoppt. Die Messung der Primärladung wird während dieser Zeit aber nicht unterbrochen. Die effektive Elektronenladung läßt sich jedoch sehr genau berechnen, da für eine der Primärladung proportionale Einzelzählrate oder Koinzidenz das Verhältnis der zeitlich unterbrochenen zur kontinuierlichen Zählrate sehr gut meßbar ist. Um in dieser für die absolute Normierung wichtigen Messung apparative Fehlerquellen auszuschalten, wurde dieses Verhältnis simultan durch drei verschiedene Koinzidenzen und eine Einzelzählrate bestimmt und so die pro Hauptkoinzidenz benötigte Ladung fortlaufend gemessen und auf seine Konstanz hin geprüft. Die sehr gute Übereinstimmung aller vier Verhältnisse bot eine weitere Gewähr dafür, daß unter ständig gleich bleibenden experimentellen Bedingungen gemessen wurde.

Alle übrigen technischen Komponenten wie Hochspannungsversorgung, Druck und Temperatur der Čerenkovzähler und Lage des Primärstrahls wurden spätestens beim Filmwechsel nach jeweils 3600 Ereignissen kontrolliert. Targetfüllstand, Intensität des Primärstrahles und Füllung der Heliumsäcke wurden ständig automatisch überprüft und stoppten bei Unregelmäßigkeiten so-

fort die Datennahme. Die Qualität der aufgenommenen Bilder und damit der einwandfreie Zustand der Funkenkammern wurden laufend über eine Fernsehkamera verfolgt.

Insgesamt wurden bei den verschiedenen Primärenergien e_0 die folgende Anzahl von Bildern aufgenommen:

$e_0 = 4,0 \text{ GeV}$	60 000 Bilder
$e_0 = 2,9 \text{ GeV}$	49 000 Bilder
$e_0 = 2,5 \text{ GeV}$	38 000 Bilder

4.6 Eichung der Apparatur

Da bei der Datennahme nicht gleichzeitig Reaktionskanäle mit genau bekanntem Wirkungsquerschnitt mitgemessen werden konnten, wurde die Eichung der Apparatur getrennt von der Datennahme überprüft. Als Eichreaktion wurden die Prozesse der elastischen Elektronstreuung

$$e + p \rightarrow e' + p'$$

und der inelastischen Einarmstreuung

$$e + p \rightarrow e' + X$$

benutzt. Mit elastischer Elektronstreuung wurden das Elektronenspektrometer in der Magnetfeldkonfiguration für großes ϵ und das Hadronspektrometer (durch Umpolung des Magnetfeldes) in dem Impulsbereich zwischen 1,5 und 3 GeV ausgetestet. Weil das Synchrotron am DESY mit Primärenergien unter 1,5 GeV nicht stabil zu betreiben ist, wurde das Elektronenspektrometer in den Konfigurationen für kleines ϵ , wo Impulse ab 0,3 GeV akzeptiert werden, mit Hilfe der inelastischen Einarmmessung getestet.

Die Daten der Eichmessungen wurden wie sonstige Meßdaten behandelt und ausgewertet. Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte wurden die Strahlungskorrekturen nach der Methode von Mo und Tsai (MoT 69, Tsa 71) angebracht. (Methode und Programm siehe Lin 77.)

Aus der exakten Lage des Protonsignals im Rückstoßmassenspektrum $m_x = \sqrt{(e + p - e')^2}$ folgt:

Die Genauigkeit der Impulsrekonstruktion ist besser als 0,3 %.

Aus dem Vergleich der gemessenen Wirkungsquerschnitte mit den genau bekannten Werten ergibt sich:

Der systematische Fehler der Wirkungsquerschnitte auf Grund von Ladungsmessung, Ansprechwahrscheinlichkeiten und Akzeptanzberechnung ist kleiner als 5 %.

5. Auswertung der Daten

Im folgenden Kapitel wird die Auswertung von der Filminformation bis zum Wirkungsquerschnitt beschrieben. Ein Flußdiagramm dieser Datenanalyse ist in Abb. 5.1 aufgezeichnet.

5.1. Spurenrekonstruktion und Impulsberechnung

In einem automatischen Gerät zur Vermessung der Funkenkammerbilder (flying spot digitiser, Bec 66) wird in Verbindung mit einem Prozeßrechner die Bildinformation in digitale Information umgesetzt. Die weitere Datenverarbeitung erfolgt an den Großrechnern im Rechenzentrum des DESY.

In einem Bilderkennungsprogramm werden die Bitreihen dekodiert, mit Hilfe der Eichmarken und Stereospuren die Teilchenspuren rekonstruiert und pro Spur vier Raumpunkte im Laborsystem berechnet. Die auftretenden Verluste bei dieser Umsetzung von photographischer Aufnahme in computergerechte physikalische Information sind unabhängig vom Reaktionstyp, da sie auf technischen Mängeln wie Funkenkammerausfall, ungünstiger Belichtung und fehlerhafter Filmentwicklung beruhen. Somit sind die Verluste in dieser Auswertekette (durchschnittlich 15 %) frei von systematischen Fehlern.

Für die Impulsberechnung aus den Hallenkoordinaten wird der Vertexpunkt auf die Targetmitte festgelegt. Der Impuls wird iterativ berechnet, indem der Abstand zwischen der einem Impuls entsprechenden theoretischen Teilchenbahn und den gemessenen Funkenkammerkoordinaten minimalisiert wird. Da der

Startwert für diese Berechnung einer Funkenkammerort-Steigungs-Matrix entnommen wird, sind für 95 % der Ereignisse nur drei Iterationsschritte notwendig. In nur weniger als 0,1 % der Fälle läßt sich der Impuls nicht bestimmen.

5.2. Abtrennung des π^+ n-Kanals

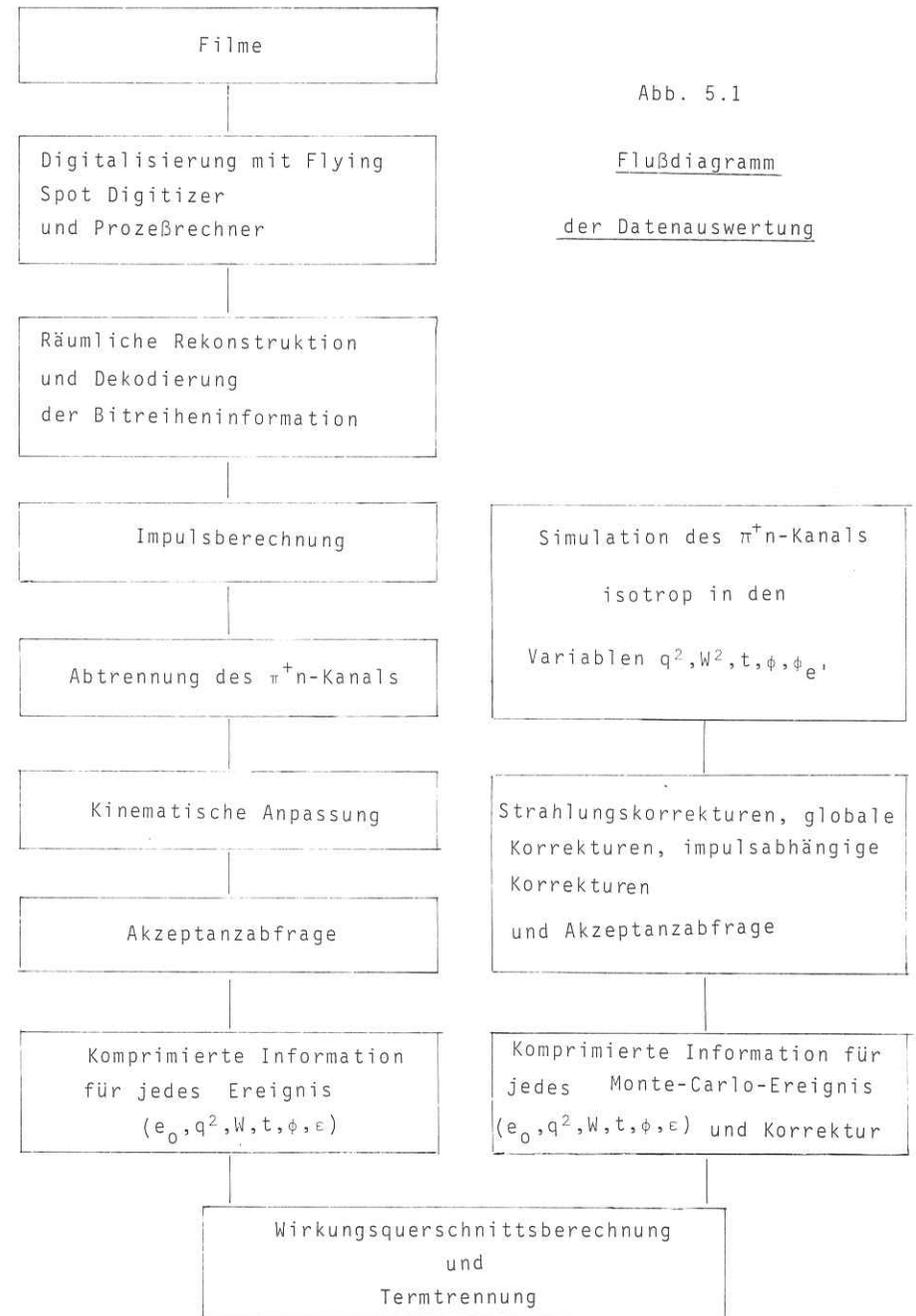
Sind die Impulse bestimmt, so kann der gewünschte Endkanal π^+ n auf sehr einfache Weise abgetrennt werden. Da der Čerenkovzähler im Hadronarm für Impulse größer als 1,7 GeV mit über 99 %-iger Wahrscheinlichkeit anspricht, filtern die Bedingungen Hadronimpuls größer als 1,8 GeV und Ansprechen des Čerenkovzählers eine sehr reine π^+ X-Ereignisklasse heraus. Zusätzlich wird gefordert, daß die Hadronspur räumlich mit dem Segment des Čerenkovzählers zusammenpaßt. Der verbleibende Untergrund an Protonen und Kaonen (ermittelt durch Flugzeituntersuchungen) von 0,8 % kompensiert die Verluste durch Nichtansprechen des Čerenkovzählers.

Mit der Identifizierung des gemessenen Hadrons als Pion ist die Kinematik dieser π^+ X-Ereignisse durch die bekannten Impulse eindeutig bestimmt, und die Masse des unbeobachteten Systems

$$m_x = \sqrt{(e + p - e^- - \pi)^2}$$

kann berechnet werden.

In der Abb. 5.2 sind für die verschiedenen Einschußenergien diese Rückstoßmassenspektren aufgetragen. Man sieht ein deut-



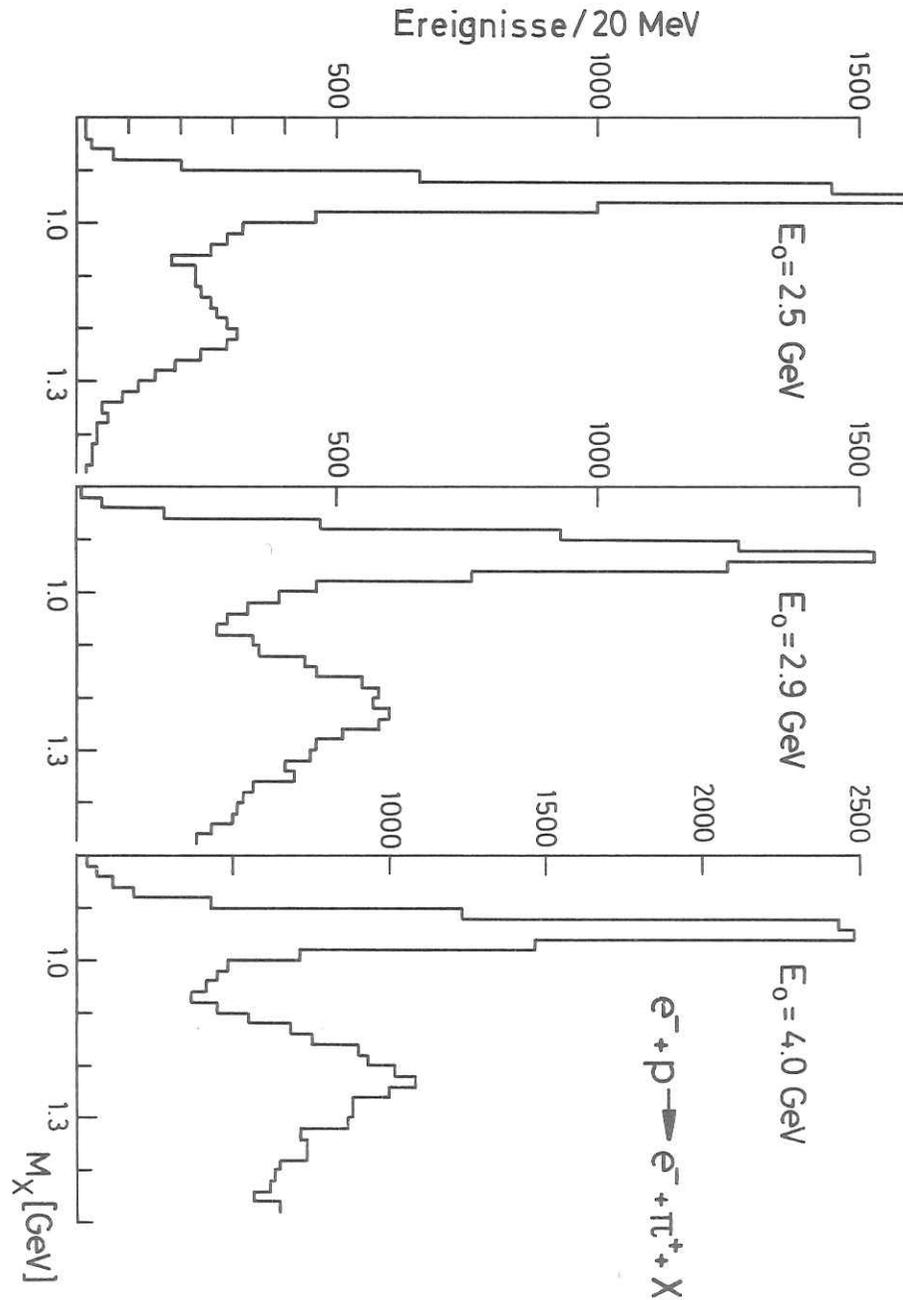


Abb. 5.2

liches Neutronsignal, das sich gut durch einen Schnitt in der Rückstoßmasse abtrennen läßt. Als π^+n -Kanal wurden für die weitere Analyse alle Ereignisse innerhalb des Intervalls

$$0,85 \text{ GeV} < m_X < 1,05 \text{ GeV}$$

behandelt. Die dadurch auftretenden Verluste sind in Kap. 5.3. angegeben.

Liegt die Rückstoßmasse fest, so ist die Reaktion $ep \rightarrow e\pi^+n$ durch die gemessenen sechs Impulskomponenten einfach überbestimmt. Es wird nun eine kinematische Anpassung (z. B. Ron 64) der gemessenen Impulse mit der Bedingung $m_X = m_n = 0,9396 \text{ GeV}$ vorgenommen, wobei die resultierenden Impulsänderungen allerdings sehr gering sind.

Diese Datenmenge wird weiter reduziert durch eine Akzeptanzabfrage der Teilchentrajektorien, bei der die räumlichen Abgrenzungen überall enger gezogen sind als durch die Apparatur vorgegeben. Dadurch verliert man zwar bis zu 15 % der Ereignisse pro Spektrometerarm, vermeidet aber Unsicherheiten an den Akzeptanzgrenzen und systematische Fehler in der Akzeptanzberechnung, da die dafür simulierten Monte-Carlo-Daten den gleichen Akzeptanzbedingungen unterworfen werden können wie die experimentellen Ereignisse.

Um bei der Wirkungsquerschnittsberechnung Rechenmaschinenzzeit zu sparen, werden von diesen akzeptierten Ereignissen Magnetbänder oder Plattendatensätze erzeugt, wo nur die zur weiteren Auswertung nötige Information gespeichert ist, d. h. pro Ereignis die kinematischen Variablen q^2 , W , t , ϕ , ε und e_0 .

5.3. Korrekturen und Fehler

Vor der Berechnung der Wirkungsquerschnitte müssen noch einige Korrekturen angebracht werden:

- Die Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit setzt sich aus den Ansprechwahrscheinlichkeiten der sieben Szintillationszählerebenen und des Elektronenčerenkovzählers zusammen: $(99,3 \pm 0,3)^B \% = 95,3 \pm 0,85 \%.$
- Durch geometrisch nicht überlappende Szintillationszählersegmente werden im zugelassenen Akzeptanzbereich nur 97,9 % der Ereignisse registriert.
- Durch Pionenkontamination der Elektronen entsteht kein Fehler, da die minimale bei Elektronenmißidentifikation berechnete Rückstoßmasse eines Kontaminationsprozesses (z. B. $e^- + p \rightarrow e^- + \pi^- + \pi^+ + p$ mit gemessenen π^+ und π^- , das irrtümlich als Elektron behandelt wird) oberhalb der Rückstoßmassengrenze von 1,05 GeV liegt.
- Wie schon in Kap. 5.2. beschrieben, kompensieren sich die Verluste durch Nichtansprechen des Hadrončerenkovzählers mit dem Untergrund von Protonen und Kaonen. Daher erfordert die Pionenidentifikation keine Korrektur, ist aber mit einer Unsicherheit von 0,5 % behaftet.
- Der Verlust durch Pionenzerfall ist impulsabhängig und variiert zwischen 4,25 % für 1,8 GeV und 1,4 % für 2,5 GeV große Impulse. Diese impulsabhängigen Verlusten wurden durch Simulation des Pionenzerfalls und Weiterverfolgung des Zerfallsmyons durch die Apparatur berechnet.

- Wegen der starken Wechselwirkung des Pions mit der Materie auf dem Weg bis zur letzten Nachweisebene erfüllen nur 95,6 % der Pionen die Koinzidenzbedingung.
- Bei dem Schnitt in der Rückstoßmasse verbleibt einerseits ein Untergrund von der Zweipionenerzeugung, andererseits gehen π^+ n-Ereignisse verloren. Die daraus resultierenden Korrekturen betragen unterschiedlich nach Primärenergie e_0 3,5 % Verlust bei 2,5 GeV und 2,2 % Verlust bei 2,9 GeV. Bei 4 GeV gleichen sich π^+ n-Verlust und Untergrundbeitrag aus.
- Der primäre Elektronenfluß wird über die gemessene Ladung pro Ereignis berechnet. Die mittlere Ladung pro Ereignis ist dabei definiert als der Quotient aus effektiver Ladung und der Differenz aus Hauptkoinzidenzen (KOM) und zufälligen Koinzidenzen (KOZUF). Die Gesamtladung erhält man durch Multiplikation mit der Anzahl aller Ereignisse, die in der Auswertekette nach der Impulsberechnung übrigbleiben. Der Fehler ist kleiner als 2 % und von der Genauigkeit der Ladungsintegration und der Totzeitmessung abhängig.
- Wird mit dieser Berechnung der Zahl der einfallenden Elektronen ein Wirkungsquerschnitt in einem kinematischen Intervall $\Delta V = \Delta q^2 \Delta W^2 \Delta t \Delta \phi$ berechnet, so muß der Wirkungsquerschnitt wegen zufälliger Koinzidenzen mit dem Faktor k^{zuf}

$$k^{\text{zuf}} = \frac{1 + \beta \frac{\text{KOZUF}}{\text{KOM} - \text{KOZUF}}}{1 + \frac{N^{\text{zuf}}(\Delta V)}{N^{\text{reak}}(\Delta V)}}$$

korrigiert werden, wobei $N^{\text{zuf}}(\Delta V)$ der Beitrag zufälliger, aber rekonstruierbarer (d. h. auswertbares Funkenkammerbild und berechenbarer Impuls) Ereignisse zum untersuchten Reaktionskanal im Intervall ΔV und $N^{\text{reak}}(\Delta V)$ die Anzahl entsprechender echter Ereignisse und β das Verhältnis aller rekonstruierbaren zufälligen Koinzidenzen zur Gesamtzahl zufälliger Koinzidenzen angeben. Da während der Datennahme die Zufälligenrate unter 3 % gehalten wurde, $\beta \approx 0,1$ ist und für den Kanal π^+n das Verhältnis $N^{\text{zuf}}/N^{\text{reak}}$ kleiner als 0,015 ist, gilt für k^{zuf}

$$1,0015 \leq k^{\text{zuf}} \leq 1,003.$$

Die Verfälschung der Wirkungsquerschnitte durch zufällige Koinzidenzen bleibt somit im Promillebereich.

Wie in Kap. 4.3. erläutert, muß die Protonendichte um den Faktor $(1 - 0,008 - 0,005 + 0,099) = 1,086$ korrigiert werden.

Der zahlenmäßig größte Korrekturfaktor kommt von den Strahlungskorrekturen, die sich aus drei Beiträgen zusammensetzen: Erstens externe Bremsstrahlung, d. h. Energieverlust des Elektrons im Feld eines Protons vor oder nach der Wechselwirkung, zweitens als Hauptanteil die Korrektur am Elektronen-Vertex (siehe Abb. 5.3).

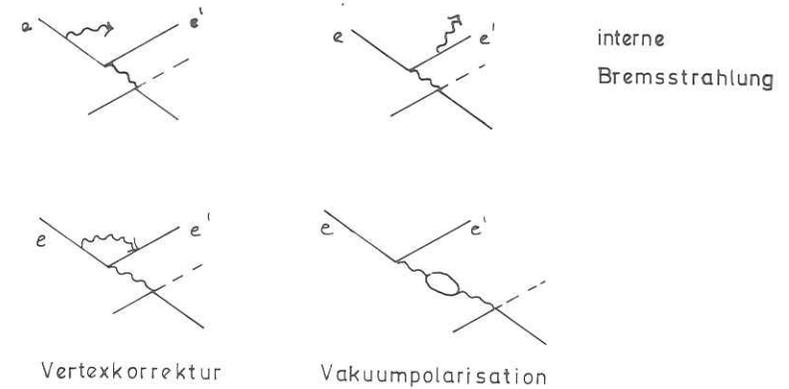


Abb. 5.3 Strahlungskorrekturen am Elektronenvertex

und drittens Strahlungskorrektur am Hadron-Vertex, die allerdings nur einige Prozent der internen Bremsstrahlung beträgt. Berechnet wurden diese Korrekturen nach dem Verfahren von Calan und Fuchs (CaF 65) und zur Kontrolle auch nach der Methode entsprechend Bartel und Urban (BaU 64). Die beiden Verfahren liefern nur geringfügig unterschiedliche Resultate. Die Größe der Strahlungskorrekturen liegt zwischen 9 % und 18 % und variiert stark mit den kinematischen Variablen q^2 und W , unterscheidet sich bei gleichem q^2 und W aber nur geringfügig für großes und kleines ϵ . Sie werden bei der Wirkungsquerschnittsberechnung einzeln an jedem Monte-Carlo-Ereignis angebracht (siehe nächstes Kapitel).

In der Tabelle 5.1 sind die einzelnen Korrekturen und ihre Beiträge zum systematischen Fehler aufgelistet. Der gesamte systematische Fehler liegt unter 5 %.

Tabelle 5.1 Korrekturfaktoren und systematische Fehler

	Korrektur ⁻¹	Fehler in %
Gesamtnachweiswahrscheinlichkeit	0,953	0,85
Akzeptanzverlust durch nicht überlappende Szintillationszähler	0,979	0,1
Pionenidentifikation	-	0,5
Pionenerfall	0,952 - 0,986	0,7
Pionenverlust durch starke Wechselwirkung	0,956	1,1
Rückstoßmassenschnitt	0,966 - 1,0	1,1
Elektronenzahl	-	2,0
Protonenzahl	1,086	1,5
Vielfachstreuungsimulation und Akzeptanzberechnung	-	1,7
Strahlungskorrekturen	0,82 - 0,91	3,0
Systematischer Fehler		4,7

5.4. Behandlung der Akzeptanz bei der Wirkungsquerschnittsberechnung

Aus den gemessenen Zählraten und den bekannten Korrekturen können die gewünschten Wirkungsquerschnitte noch nicht direkt berechnet werden. Die Anzahl der experimentellen Ereignisse

$N_{ex}(\Delta V)$ in einem kinematischen Intervall $\Delta V = \Delta q^2 \Delta W^2 \Delta t \Delta \phi$ ist mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma(V)}{dV}$ über folgende Beziehung verknüpft:

$$(5.1) \quad N_{ex}(\Delta V) = N_e N_T \int_{\Delta V} \frac{d\sigma(V)}{dV} A(V) dV$$

mit N_e = Anzahl der primären Elektronen,
 N_t = Targetprotonendichte,

wobei $A(V)$ die Akzeptanz im kinematischen Punkt V angibt. Soll der Wirkungsquerschnitt an einem genau bekannten Punkt innerhalb des Intervalls ΔV berechnet werden und variiert er stark innerhalb dieses Intervalls, dann genügt es nicht, die Akzeptanz durch einen über das Intervall ΔV gemittelten Wert zu berücksichtigen. Eine Prozedur zur Lösung dieses Problems wird in diesem Kapitel vorgestellt. Wie die ϕ -unabhängigen Wirkungsquerschnittskomponenten $\frac{d\sigma_u}{dz}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_p}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ ermittelt werden, ist im nächsten Kapitel beschrieben.

Durch Anwendung des Mittelwertsatzes auf die Gleichung (5.1) kann der Wirkungsquerschnitt an einem unbekannten, innerhalb des Intervalls ΔV liegenden Punkt V' angegeben werden:

$$(5.2) \quad \frac{d\sigma}{dV}(V') = \frac{N_{ex}(\Delta V)}{N_e N_T \int_{\Delta V} A(V) dV}$$

Durch rasch konvergierende Iteration des im folgenden beschriebenen Verfahrens zur Wirkungsquerschnittsberechnung gelingt es, die kinematischen Abhängigkeiten des Wirkungsquerschnitts zu ermitteln. Diese Abhängigkeit werde durch eine analytische

Funktion $\text{Phys}(V)$ beschrieben. Dann gilt für den Wirkungsquerschnitt an einem vorgewählten, bekanntem Punkt \hat{V} im Intervall ΔV (z. B. am Mittelpunkt):

$$(5.3) \quad \frac{d\sigma}{dV}(\hat{V}) = \frac{d\sigma}{dV}(V') \frac{\text{Phys}(\hat{V})}{\text{Phys}(V')}$$

$$= \frac{N_{\text{ex}}(\Delta V)}{N_e N_T} \frac{\text{Phys}(\hat{V})}{\text{Phys}(V') \int_{\Delta V} A(V) dV}$$

Das unbekannte Produkt $\text{Phys}(V') \int_{\Delta V} A(V) dV$ wird durch Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt. Isotrop in den kinematischen Variablen wird im von der Apparatur erfaßten Bereich der Prozesse $e + p \rightarrow e + \pi^+ + n$ simuliert und auf Akzeptanz abgefragt. Dabei werden so viele Monte-Carlo-Ereignisse erzeugt, daß in jedem kinematischen Gebiet die Zahl der experimentellen Ereignisse mindestens um den Faktor 50 übertroffen wird. Für diese Monte-Carlo-Zählraten $N_{\text{is}}(\Delta V)$ gilt dann in einem Intervall ΔV :

$$(5.4) \quad N_{\text{is}}(\Delta V) = d_{\text{mc}} \int_{\Delta V} A(V) dV$$

mit $d_{\text{mc}} = \frac{\text{Monte-Carlo-Dichte}}{\text{Anzahl der Simulationsversuche}} = \frac{1}{\text{kinematisches Volumen der Simulation}}$

$A(V)$ = Akzeptanz im Punkt V . Hierbei ist bereits über ϕ_e integriert, da der Wirkungsquerschnitt nicht von ϕ_e abhängt. Also

$A(V) = \int a(V, \phi_e) d\phi_e$, mit

$a(V, \phi_e)$ = Dichte der Beobachtungswahrscheinlichkeit am Punkt (V, ϕ_e)

Diese Beobachtungswahrscheinlichkeit setzt sich zusammen aus den Strahlungskorrekturen $\text{stra}(V)$, der Nachweiswahrscheinlichkeit $\text{eff}(V)$ unter Berücksichtigung aller anderen Korrekturen (siehe Kap. 5.3.) und aus der geometrischen Akzeptanz $g(V, \phi_e)$, die nur die Werte 0 oder 1 annehmen kann:

$$(5.5) \quad a(V, \phi_e) = \text{stra}(V) \cdot \text{eff}(V) \cdot g(V, \phi_e)$$

Wird unter dem Integral in (5.4) zusätzlich mit $\frac{\text{Phys}(V)}{\text{Phys}(\hat{V})}$ gewichtet, so gelten die Beziehungen:

$$(5.6) \quad N_{\text{MC}}(\Delta V) = d_{\text{mc}} \cdot \int_{\Delta V} A(V) \frac{\text{Phys}(V)}{\text{Phys}(\hat{V})} dV$$

$$= \frac{d_{\text{mc}}}{\text{Phys}(\hat{V})} \text{Phys}(V') \int_{\Delta V} A(V) dV$$

Ist durch die Funktion Phys der Wirkungsquerschnittsverlauf annähernd gut beschrieben, so sind die unbekannt Punkte V' in (5.6) und (5.2, 5.3) identisch, so daß (5.6) in (5.3) eingesetzt werden kann:

$$(5.7) \quad \frac{d\sigma}{dV}(\hat{V}) = \frac{N_{\text{ex}}(\Delta V)}{N_e N_T} \frac{d_{\text{mc}}}{N_{\text{MC}}(\Delta V)}$$

Die Größe $d_{\text{mc}}/N_{\text{MC}}(\Delta V)$ läßt sich bei genügend hoher Monte-Carlo-Statistik in sehr guter Näherung durch Summation über alle geometrisch akzeptierten ($g(V, \phi_e) = 1$), isotrop erzeugten Monte-Carlo-Ereignisse bestimmen:

$$\begin{aligned}
 (5.8) \quad \frac{d_{mc}}{N_{MC}}^{-1} &= \int_{\Delta\phi_e} \int_{\Delta V} g(V, \phi_e) \text{eff}(V) \text{stra}(V) \frac{\text{Phys}(V)}{\text{Phys}(V)} dV d\phi_e \\
 &= \frac{1}{d_{mc}} \sum_{\text{Monte-Carlo in } \Delta V \Delta\phi_e} \text{eff}(V) \text{stra}(V) \frac{\text{Phys}(V)}{\text{Phys}(V)}
 \end{aligned}$$

Mit der Formel (5.7) können also in relativ einfacher Weise innerhalb des von der Apparatur erfaßten kinematischen Bereichs an genau bekannten Punkten $V = (q^2, W, t, \phi)$ die Wirkungsquerschnitte berechnet werden.

5.5. Trennung der Wirkungsquerschnittskomponenten mit Hilfe des "Extended-Maximum-Likelihood"-Verfahrens

Ziel des Experimentes sind aber nicht nur Messungen von Wirkungsquerschnitten an einzelnen kinematischen Punkten, es interessieren insbesondere die einzelnen ϕ -unabhängigen Wirkungsquerschnittskomponenten $\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ entsprechend der Formel (2.10)

$$\begin{aligned}
 2 \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} &= \frac{d\sigma_U}{dt} + \frac{d\sigma_L}{dt} + \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi + \\
 &+ \sqrt{2 \epsilon(\epsilon + 1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \phi
 \end{aligned}$$

Ein dafür übliches Verfahren wäre die Berechnung von Wirkungsquerschnitten an fixen q^2, W, t -Punkten für verschiedene ϕ -Werte und eine Anpassung der theoretisch bekannten an die experimentell gemessene ϕ -Verteilung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate (Least-Squares-Verfahren). So lassen sich die

Terme $\frac{d\sigma_U}{dt} + \frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ für unterschiedliche ϵ -Werte bestimmen und damit auch $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ berechnen, oder man bestimmt alle vier Komponenten gleichzeitig durch eine Anpassung an die zweidimensionale ϕ - ϵ -Verteilung.

Nachteile dieses Verfahrens sind, daß es für kleine Zählraten, wo sich die Poissonverteilung nicht mehr genügend gut durch eine Gaußverteilung nähern läßt, die Resultate verfälscht und daß durch die notwendige Zusammenfassung der Zählraten in ϕ -Intervalle Information verloren geht. Diese Nachteile lassen sich bei Anwendung des Maximum-Likelihood-Verfahrens vermeiden. Wegen der speziellen Problemstellung in der Akzeptanzbehandlung wurde das sogenannte "Extended-Maximum-Likelihood"-Verfahren (Swa 66) verwendet.

Bei der Maximum-Likelihood-Methode werden die freien Parameter $\vec{\sigma}$, also in unserem Fall z. B.

$$\vec{\sigma} = \left(\frac{d\sigma_U}{dt}, \frac{d\sigma_L}{dt}, \frac{d\sigma_P}{dt}, \frac{d\sigma_I}{dt} \right)$$

so angepaßt, daß die "Likelihood" maximal wird. Die Likelihood ist die (a posteriori) Wahrscheinlichkeit dafür, aus der Anzahl der möglichen Ereignisse gerade die im Experiment gemessenen Ereignisse erhalten zu haben.

Die zu maximierende Likelihood-Funktion L setzt sich bei der Extended-Maximum-Likelihood-Methode aus zwei Faktoren zusammen:

$$(5.9) \quad L = \prod_{i=1}^{N_{\text{ex}}} W_i(V_i, \phi_{e^i}, \vec{\lambda}) \quad W_{\text{nicht}}(V, \phi_{e^i}, \vec{\lambda})$$

mit

W_i : (a posteriori) Wahrscheinlichkeit, das Ereignis der Nummer i zu messen. Diese Wahrscheinlichkeit muß in Abhängigkeit der zu bestimmenden Parameter dargestellt werden.

N_{ex} : Anzahl der experimentellen Ereignisse in dem kinematischen Intervall ΔV , in dem die Berechnung vorgenommen wird.

W_{nicht} : (a posteriori) Wahrscheinlichkeit dafür, daß in ΔV überall dort keine Ereignisse auftreten, wo im Experiment keine Ereignisse aufgetreten sind. Laut Theorie gilt

$$(5.10) \quad W_{\text{nicht}} = \exp \left\{ - \int_{\Delta \phi_{e^i}} \int_{\Delta V} W(V, \vec{\lambda}) dV d\phi_{e^i} \right\}.$$

Aus rechentechnischen Gründen bietet es sich an, anstelle von L den Logarithmus von L zu maximieren. Mit (5.10) gilt dann für diese Logarithmische Likelihoodfunktion χ :

$$(5.11) \quad \chi = \log L = \sum_{i=1}^{N_{\text{ex}}(\Delta V)} W_i(V_i, \phi_{e^i}, \vec{\lambda}) - \int_{\Delta \phi_{e^i}} \int_{\Delta V} W(V, \phi_{e^i}, \vec{\lambda}) dV d\phi_{e^i}$$

Die Likelihood W_i für jedes der einzelnen Ereignisse ist das Produkt aus Erzeugungs- und Beobachtungswahrscheinlichkeit

$$(5.12) \quad W_i(V_i, \vec{\lambda}) = N_e N_T \sigma_i(V_i, \vec{\lambda}) a_i(V_i, \phi_{e^i}^i)$$

mit $a_i(V_i, \phi_{e^i}^i)$ entsprechend (5.5), wobei für nachgewiesene Ereignisse $g(V, \phi_{e^i}) = 1$ gilt. Der Wirkungsquerschnitt σ_i wird analog zu (2.7) und (2.10) dargestellt, wobei die einzelnen Wirkungsquerschnittskomponenten als freie Parameter behandelt werden. Diese Werte sollen aber nicht für die kinematischen Punkte

$$y_i = (q_i^2, W_i, t_i),$$

sondern für den festgelegten Punkt

$$\hat{y} = (\hat{q}^2, \hat{W}, \hat{t})$$

bestimmt werden, d. h. $\sigma_i(V_i)$ muß durch $\sigma_i(\hat{V})$ entsprechend (5.3) ausgedrückt werden. Damit ergibt sich für σ_i

$$\sigma_i(V_i, \vec{\lambda}) = \frac{\text{Phys}(y_i, \phi_i)}{\text{Phys}(\hat{y}, \phi_i)} \sigma_i(\hat{y}, \phi_i, \vec{\lambda})$$

mit $\sigma_i(\hat{y}, \phi_i, \vec{\lambda})$ z. B.

$$(5.13) \quad \sigma_i(\hat{y}, \phi_i, \vec{\lambda}) = \Gamma_t(\hat{q}^2, W) \sigma_i^{\text{fit}}(\hat{y}, \phi_i, \vec{\lambda})$$

$$\begin{aligned} \sigma_i^{\text{fit}}(\hat{V}, \phi_i, \vec{\lambda}) &= P(1) + \hat{\epsilon} P(2) + \hat{\epsilon} P(3) \cos 2\phi_i + \\ &+ \sqrt{2\hat{\epsilon}(\hat{\epsilon} + 1)} P(4) \cos \phi_i \end{aligned}$$

und mit $P(i)$ als freie Parameter $\vec{\lambda}$ in der Bedeutung

$$\begin{aligned} P(1) &= \frac{d\sigma_u}{dt}(\hat{y}), & P(2) &= \frac{d\sigma_L}{dt}(\hat{y}), \\ P(3) &= \frac{d\sigma_p}{dt}(\hat{y}), & P(4) &= \frac{d\sigma_I}{dt}(\hat{y}). \end{aligned}$$

Für W_i gilt somit

$$(5.14) \quad W_i = N_e N_T \frac{\text{Phys}(y_i, \phi_i)}{\text{Phys}(\hat{y}, \phi_i)} \sigma_i(\hat{y}, \phi_i, \vec{\lambda}) a_i(V_i, \phi_e^i).$$

Das Integral $\int_{\Delta\phi_e} \int_{\Delta V} W(V, \phi_e, \vec{\lambda}) dV d\phi_e$, wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Ereignisse gelöst. Mit (5.11) ergibt sich analog zu (5.8)

$$(5.15) \quad \int_{\Delta\phi_e} \int_{\Delta V} W(V, \phi_e, \vec{\lambda}) dV d\phi_e = \frac{N_e N_T}{d_{mc}} \cdot \sum_{\substack{g(V, \phi_e)=1 \\ \text{Monte-Carlo in } \Delta V \Delta\phi_e}} \frac{\text{Phys}(y_j, \phi_j)}{\text{Phys}(\hat{y}, \phi_j)} \sigma_j(\hat{y}, \phi_j, \vec{\lambda}) \text{eff}(V_j) \text{stra}(V_j)$$

Damit ist die Likelihood-Funktion bekannt. Für die Maximierung können alle Summanden weggelassen werden, die nicht von den Parametern $\vec{\lambda}$ abhängen. In der so reduzierten Form lautet die logarithmische Likelihood-Funktion also:

$$(5.16) \quad \begin{aligned} \chi &= \log L = \sum_{i=1}^{N_{\text{ex}}(\Delta V)} \sigma_i^{\text{fit}}(\hat{y}, \phi_i, \vec{\lambda}) + \frac{N_e N_T}{d_{mc}} \cdot \\ &\cdot \Gamma(q^2, \hat{W}, e_0) \sum_{\substack{g(V, \phi_e)=1 \\ \text{Monte-Carlo in } \Delta V \Delta\phi_e}} \frac{\text{Phys}(y_j, \phi_j)}{\text{Phys}(\hat{y}, \phi_j)} \sigma_j^{\text{fit}}(\hat{y}, \phi_j, \vec{\lambda}) \cdot \\ &\cdot \text{eff}(V_j) \cdot \text{stra}(V_j) \end{aligned}$$

wobei die erste Summation über alle experimentellen und die zweite Summation über alle geometrisch akzeptierten Monte-Carlo-Ereignisse im Intervall $\Delta V \Delta\phi_e$, ausgeführt wird.

Da zur Trennung von $\frac{d\sigma_u}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ Daten bei unterschiedlichem ϵ verarbeitet werden müssen, ist es für eine simultane Bestimmung aller vier Terme notwendig, diese in ϵ , e_0 , N_e , N_t und d_{mc} unterschiedlichen Daten zu verknüpfen. Die Gesamt-Likelihood-Funktion L_{gesamt} für unabhängige Experimente ist das Produkt der Likelihood-Funktionen L_i dieser Experimente, $L_{\text{gesamt}} = \prod_i L_i$, bzw. für die logarithmische Gesamt-Likelihood-Funktion χ_{gesamt} werden über die Funktionen χ (5.16) bei verschiedenen ϵ -Werten addiert, $\chi_{\text{gesamt}} = \sum_i \chi_i$.

Nachdem gezeigt ist, wie zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte und ihre vier Komponenten $\frac{d\sigma_u}{dt}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_p}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ an bestimmten kinematischen Punkten berechnet und somit auch ihre Abhängigkeiten von Variablen q^2 , W und t studiert werden können, folgt im nächsten Kapitel die Darstellung der Resultate des Experiments.

6. Resultate

Zunächst sollen die experimentellen Ergebnisse beschrieben und mit anderen Experimenten verglichen werden, dann wird versucht, sie im Rahmen zweier Modelle zu verstehen, dem Born-Term-Modell und dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell, die beide die Resultate früherer Messungen bei großem ϵ gut erklären konnten. Mit Hilfe des Born-Term-Modells wird dann der elektromagnetische Formfaktor des Pions berechnet.

6.1. Der Wirkungsquerschnittsverlauf für großes und kleines ϵ

Wie schon in Kapitel 3.1. dargestellt, wurde der Wirkungsquerschnittsverlauf von $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ für großes ϵ (Dri 71) damit erklärt, daß im Bereich kleiner $|q^2|$ - und $|t|$ -Werte $\frac{d\sigma_L}{dt}$ groß ist gegenüber $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und daß $\frac{d\sigma_L}{dt}$ steil mit $|t|$ abfällt. Falls diese Interpretation richtig ist, muß sich das (in Bereichen kleiner Beiträge von $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$) in einer starken Variation des Wirkungsquerschnitts für virtuelle Photoproduktion $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ mit ϵ niederschlagen, nämlich durch unterschiedlich starke Beiträge von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ je nach der Größe von ϵ . Diese Untersuchung kann in Bereichen ohne volle ϕ -Akzeptanz durchgeführt werden. Deshalb steht dafür ein größerer kinematischer Bereich als zur Trennung der einzelnen Wirkungsquerschnittskomponenten zur Verfügung.

Im folgenden wird der über das ϕ -Intervall $-60^\circ < \phi < +60^\circ$ gemittelte Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photoproduktion $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ bestimmt, also entsprechend (2.10) die Größe

$$\frac{3}{2\pi} \int_{-60^\circ}^{+60^\circ} d\phi \ 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + 0,4135 \epsilon \frac{d\sigma_P}{dt} + 0,827 \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt}$$

Schon aus früheren Messungen (Dri 71) ist bekannt, daß $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ klein sind gegenüber der Summe $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$; bei kleinem ϵ werden ihre Beiträge noch zusätzlich unterdrückt. Im wesentlichen wird also die Summe $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ bestimmt.

In Abb. (6.1) ist die q^2 -Abhängigkeit dieses Wirkungsquerschnitts (bei $W = 2,08$ GeV und $t = -0,03$ GeV²) für die drei verschiedenen Einschußenergien $e_0 = 2,5, 2,9$ und $4,0$ GeV und damit für unterschiedliche Werte von ϵ dargestellt.

Alle drei Wirkungsquerschnittsverläufe zeigen keine starke q^2 -Abhängigkeit (Abb. 6.1). Einen deutlichen Hinweis auf das Vorhandensein eines starken longitudinalen Anteils liefert das Ansteigen des Wirkungsquerschnitts mit wachsender transversaler Polarisation ϵ . Bei den kleinsten ϵ -Werten liegt die Größe des Wirkungsquerschnitts nicht mehr über dem Photoproduktionswert ($q^2 = 0$), ist aber wesentlich größer als man es unter der Annahme eines alleinigen Vorhandenseins von σ_U und bei einer Abnahme von σ_U mit $|q^2|$ erwarten würde. Zum Vergleich ist der Verlauf von σ_U mit $(1 - \frac{q^2}{m_\rho^2})^{-2}$ ausgehend von der Photoproduktion (Bus 66) entsprechend dem Modell der Vektor-Meson-Dominanz (siehe Kap. 6.4.1.) eingezeichnet.

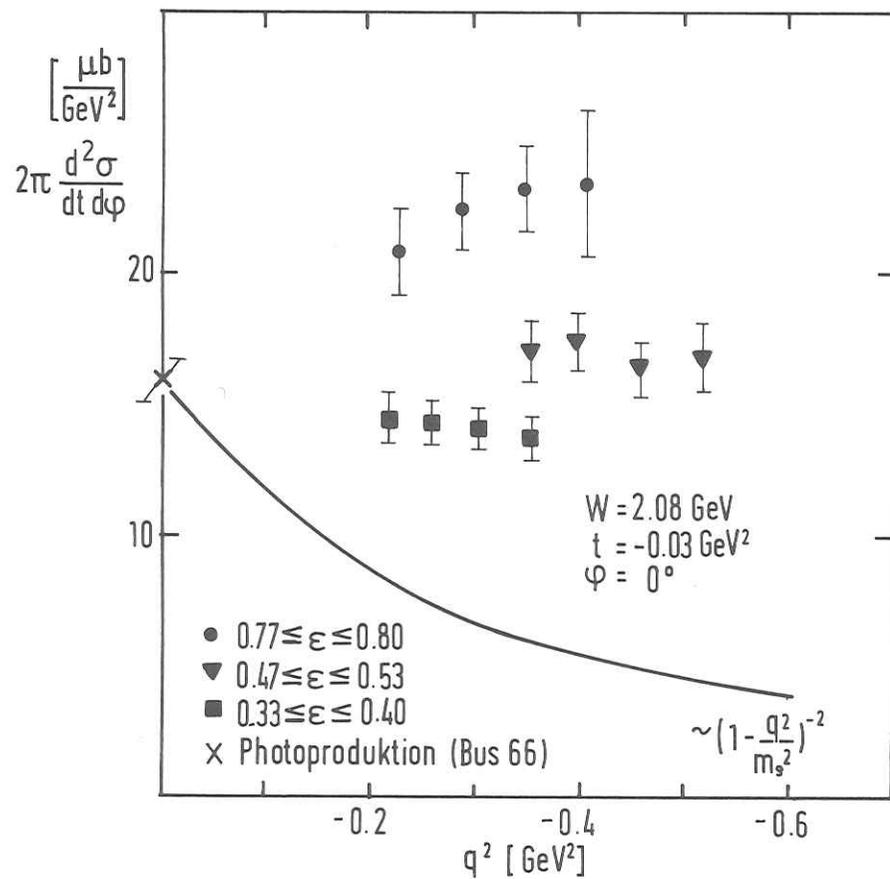


Abb. 6.1

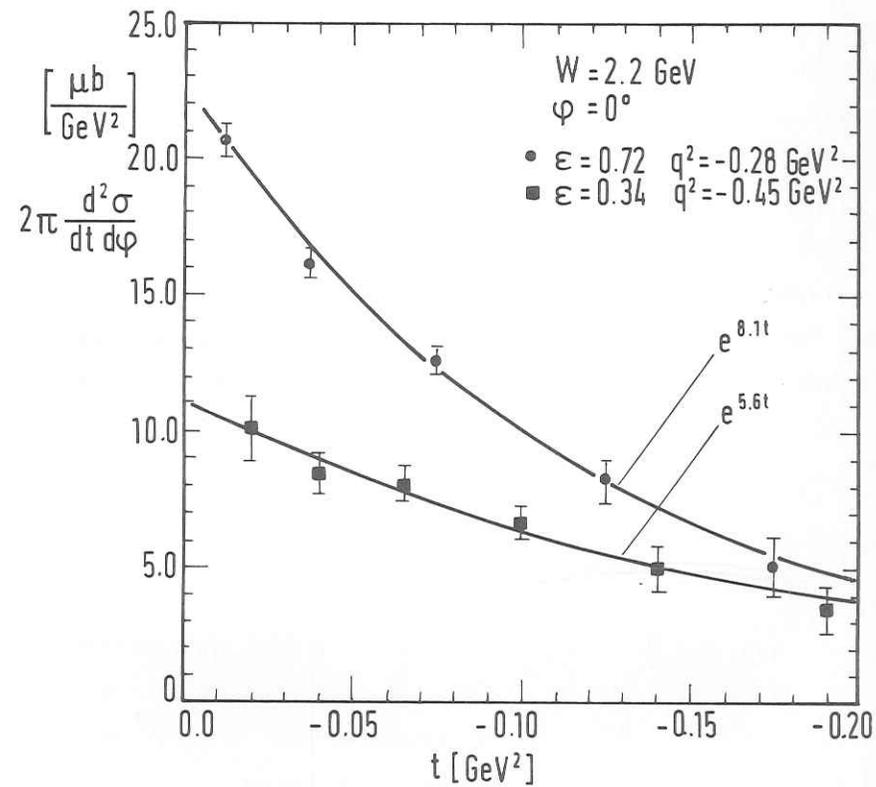


Abb. 6.2

Wenn die Erklärung des steilen t -Abfalls der Elektroproduktion bei großem ϵ (siehe Kapitel 3.1.) durch einen großen, steil mit $|t|$ abfallenden longitudinalen Anteil und durch einen kleinen Anteil von σ_U - das wie in der Photoproduktion mit e^{3t} abfallen soll - richtig ist, so muß sich das bei kleinem ϵ , also geringerem longitudinalem Anteil, in einer flacheren t -Abhängigkeit zeigen, die jedoch steiler mit t verlaufen muß als die Photoproduktion. Genau dies bestätigt die Messung der t -Abhängigkeit (Abb. 6.2) bei kleinem ϵ ($\epsilon = 0,34$, $q^2 = -0,45 \text{ GeV}^2$, $W = 2,5 \text{ GeV}$). Der exponentielle Abfall verläuft wie $e^{5,6 \pm 1,0 t}$. Zum Vergleich ist der Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ für $\epsilon = 0,722$ (bei leicht unterschiedlichem $q^2 = -0,28 \text{ GeV}^2$) eingezeichnet, der mit $e^{8,1 \pm 0,5 t}$ abfällt. Man sieht, daß sich bei großen $|t|$ -Werten die Wirkungsquerschnitte trotz unterschiedlichem ϵ annähern.

Der Wirkungsquerschnittsverlauf der virtuellen Photoproduktion für großes und kleines ϵ ist demnach ein starkes Indiz für eine Dominanz des longitudinalen (σ_L) über den transversalen (σ_U) Anteil für den kinematischen Bereich kleiner q^2 und t . Eine genaue Aussage über die Größe von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ und $\frac{d\sigma_U}{dt}$ ist jedoch nur möglich, wenn alle vier Wirkungsquerschnittskomponenten voneinander separiert werden.

6.2. Die Wirkungsquerschnittskomponenten und ihre kinematischen Abhängigkeiten

Das Experiment ist so ausgelegt (siehe Kap. 3.), daß in dem kinematischen Bereich

$$0,26 < |q^2| < 0,46 \text{ GeV}^2$$

$$2,0 < W < 2,2 \text{ GeV}$$

$$t_{\min} < |t| < 0,05 \text{ GeV}^2$$

der volle ϕ -Bereich $0^0 \leq \phi \leq 360^0$ zugänglich ist und dort die einzelnen Wirkungsquerschnittskomponenten getrennt und ihre kinematischen Abhängigkeiten bestimmt werden können.

In Abb. 6.3 sind die einzelnen Terme für unterschiedliche Werte von W aufgetragen. Wie erwartet, ist $\frac{d\sigma_L}{dt}$ wesentlich größer als $\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$. Eine signifikante Abweichung von der aus der Photoproduktion bekannten W -Abhängigkeit $(W^2 - m_p^2)^{-2}$ ist weder für $\frac{d\sigma_U}{dt}$ noch für $\frac{d\sigma_L}{dt}$ festzustellen.

Die t -Abhängigkeit (Abb. 6.4) von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ ist steil, bei einer Beschreibung durch eine Exponentialfunktion ergibt sich ein Abfall wie $e^{14 \pm 7 t}$. Demgegenüber verläuft $\frac{d\sigma_U}{dt}$ flach mit t und ist gut mit dem e^{3t} -Verhalten der Photoproduktion verträglich. Im gesamten Bereich kleiner $|t|$ -Werte ist $\frac{d\sigma_L}{dt}$ wesentlich größer als $\frac{d\sigma_U}{dt}$. Daß sich der steile $|t|$ -Abfall von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ auch zu größeren $|t|$ -Werten hin fortsetzt, ist schon durch die Messung von $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ (Abb. 6.2) bei großem und kleinem ϵ nachgewiesen worden. Die in Abb. 6.4 eingezeichneten Kurven entsprechen den Vorhersagen des verallgemeinerten Born-Term-Modells von Gutbrod und Kramer (GuK 72), das in Kap. 6.4.2. näher beschrieben wird.

Die Variation mit q^2 (Abb. 6.5) ist bei allen vier Komponenten im zugänglichen Bereich sehr schwach. Es zeigt sich wie-

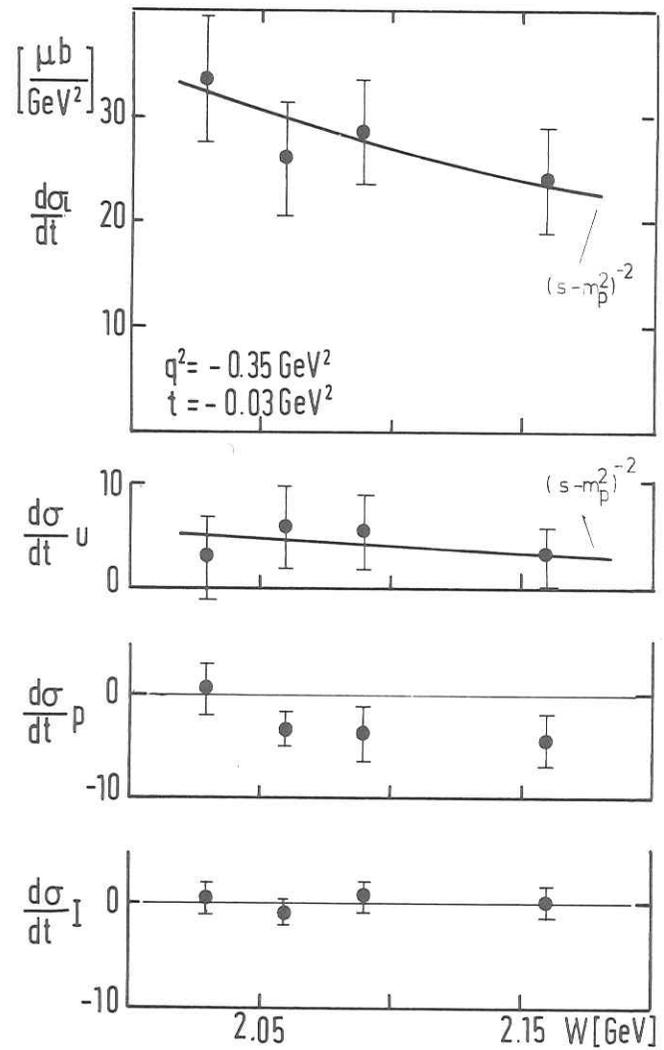


Abb. 6.3

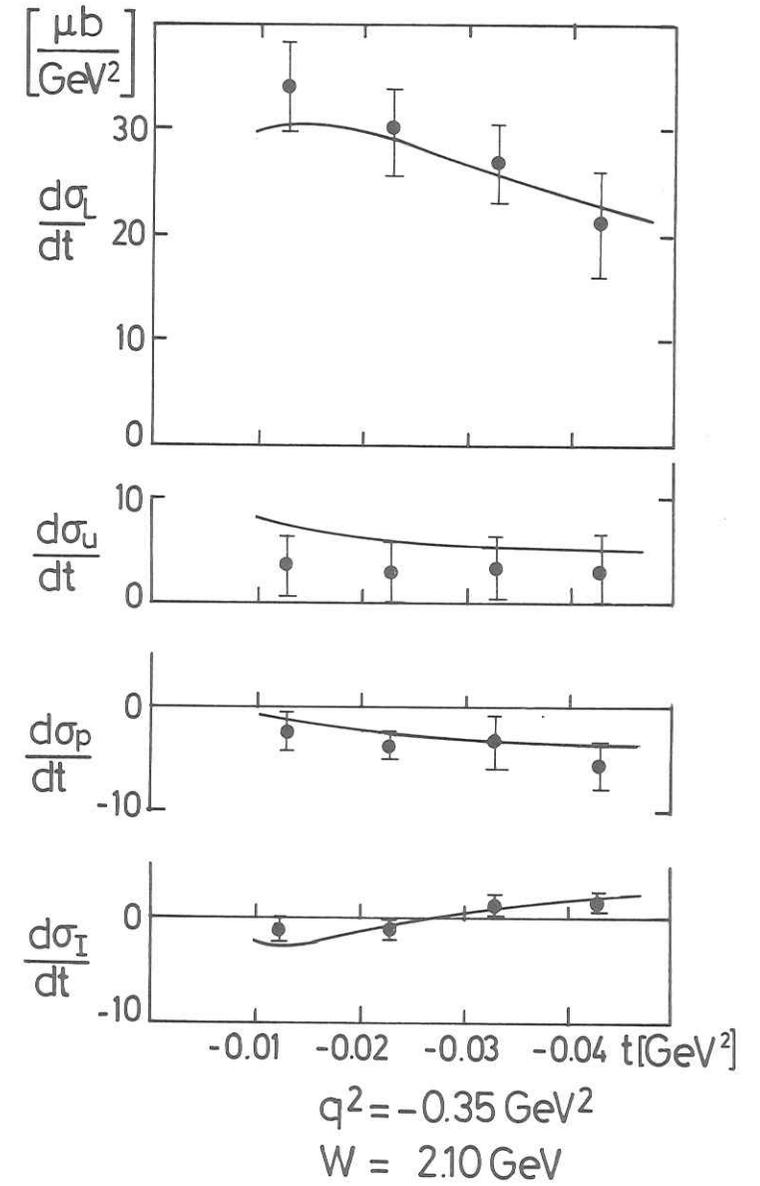


Abb. 6.4

der die starke Dominanz von $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$. Die Kurven für $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$ und $\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$ sind die Vorhersagen des Vektor-Meson-Dominanz-Modells, das in Kap. 6.5.1. erläutert wird.

Durch Vergleich von σ_U und σ_P lassen sich mit den Gleichungen (2.11) Aussagen über σ_{\parallel} und σ_{\perp} gewinnen, denn es gilt:

$$\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \frac{d\sigma_P}{dt}$$

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt} = \frac{d\sigma_U}{dt} - \frac{d\sigma_P}{dt}$$

In der Photoproduktion wurde für $|t| > 0,01 \text{ GeV}^2$ gemessen (Bur 70):

$$\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} \approx 0$$

$$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \gg \frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$$

Dieses starke Überwiegen von $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$ gegenüber $\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$ gilt gemäß obiger Beziehung offensichtlich auch für die Elektroproduktion, da in allen Bereichen $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_P}{dt}$ etwa gleich groß sind, aber verschiedene Vorzeichen haben.

Eine Übersicht über alle gemessenen Wirkungsquerschnitte und die einzelnen Komponenten ist in Tabelle 6.1 und Tabelle 6.2 zusammengestellt.

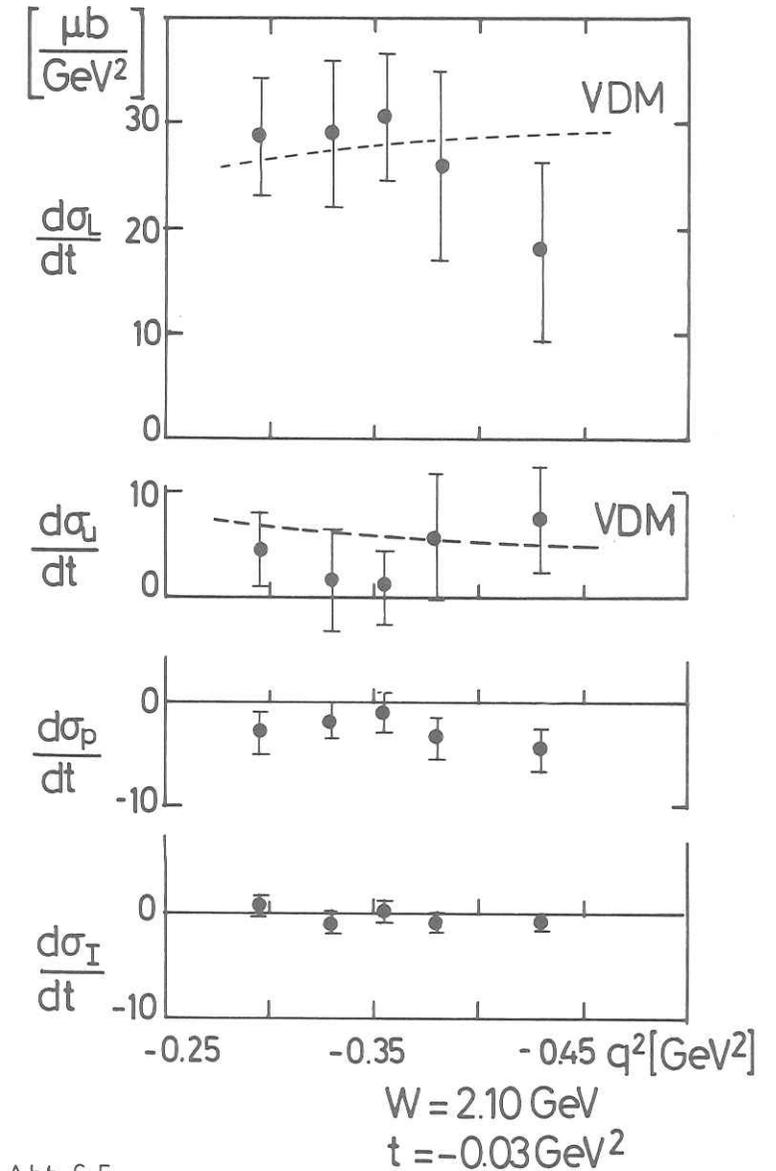


Abb. 6.5

Tabelle 6.1 Wirkungsquerschnitte $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ a) t-Abhängigkeit für großes und kleines ϵ

GeV ²	$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$
-t	$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$
0,02	10,1 \pm 1,2
0,04	8,41 \pm 0,76
0,065	8,05 \pm 0,61
0,1	6,67 \pm 0,63
0,14	4,95 \pm 0,80
0,19	3,46 \pm 0,88

$$\begin{aligned}\epsilon &= 0,34 \\ q^2 &= -0,45 \text{ GeV}^2 \\ W &= 2,2 \text{ GeV} \\ -60^\circ &\leq \phi \leq +60^\circ\end{aligned}$$

GeV ²	$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$
-t	$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$
0,0125	20,67 \pm 0,53
0,0375	16,15 \pm 0,51
0,075	12,60 \pm 0,48
0,125	8,22 \pm 0,69
0,175	5,0 \pm 1,1

$$\begin{aligned}\epsilon &= 0,72 \\ q^2 &= -0,28 \text{ GeV}^2 \\ W &= 2,2 \text{ GeV} \\ -60^\circ &\leq \phi \leq +60^\circ\end{aligned}$$

b) q²-Abhängigkeit für unterschiedliche ϵ -Werte

ϵ	GeV ²	$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$
	-q ²	$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$
0,80	0,23	21,8 \pm 1,6
0,79	0,29	22,4 \pm 1,3
0,78	0,35	23,3 \pm 1,6
0,77	0,41	23,4 \pm 2,8
0,53	0,355	17,1 \pm 1,2
0,51	0,40	17,4 \pm 1,1
0,49	0,46	16,4 \pm 1,0
0,47	0,52	16,8 \pm 1,2
0,40	0,22	14,5 \pm 0,9
0,38	0,26	14,3 \pm 0,8
0,36	0,305	14,1 \pm 0,7
0,33	0,355	13,7 \pm 0,7

$$\begin{aligned}W &= 2,08 \text{ GeV} \\ t &= -0,03 \text{ GeV}^2 \\ -60^\circ &\leq \phi \leq +60^\circ\end{aligned}$$

Tabelle 6.2 Wirkungsquerschnittskomponenten

[GeV] W	[$\mu\text{b}/\text{GeV}^2$]			
	σ_L	σ_U	σ_P	σ_I
2,03	33,6 \pm 6,0	3,1 \pm 4,3	0,6 \pm 2,5	0,6 \pm 1,4
2,06	26,1 \pm 5,3	5,8 \pm 3,6	-3,4 \pm 1,2	-0,8 \pm 0,9
2,09	28,5 \pm 4,6	5,7 \pm 2,9	-4,0 \pm 2,5	0,5 \pm 1,2
2,16	24,0 \pm 4,6	2,9 \pm 2,8	-4,8 \pm 2,4	-0,1 \pm 1,6

$$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$$

$$t = -0,03 \text{ GeV}^2$$

[GeV ²]				
-q ²				
0,295	28,7 \pm 5,2	4,3 \pm 3,1	-3,1 \pm 2,3	0,8 \pm 1,2
0,330	29,0 \pm 7,7	1,3 \pm 5,6	-3,1 \pm 1,7	-1,1 \pm 0,8
0,355	30,4 \pm 5,8	1,2 \pm 3,5	-1,0 \pm 2,1	0,1 \pm 1,2
0,380	25,7 \pm 9,6	5,7 \pm 6,3	-3,7 \pm 2,0	-0,9 \pm 1,2
0,430	17,4 \pm 8,5	3,8 \pm 4,9	-4,6 \pm 1,8	-1,0 \pm 1,0

$$W = 2,1 \text{ GeV}$$

$$t = -0,03 \text{ GeV}^2$$

[GeV ²]				
-t				
0,013	34,1 \pm 4,3	3,5 \pm 2,8	-2,4 \pm 1,8	-1,1 \pm 1,0
0,023	29,9 \pm 4,2	3,1 \pm 2,8	-3,6 \pm 1,3	-1,3 \pm 0,7
0,033	27,4 \pm 3,8	3,4 \pm 2,9	-3,2 \pm 2,6	1,2 \pm 1,1
0,043	21,1 \pm 5,1	3,3 \pm 3,3	-5,5 \pm 2,3	1,4 \pm 0,8

$$q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$$

$$W = 2,1 \text{ GeV}$$

6.3. Vergleich mit anderen Experimenten

Die Trennung von σ_U und σ_L wurde für die Reaktion $\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$ auch von drei anderen Experimenten vorgenommen, allerdings in anderen kinematischen Bereichen.

Ein Experiment am Cambridge Elektron Accelerator (Beb 76) führte die Trennung von σ_U und σ_L für die drei $(-q^2, W)$ -Punkte (1,2 GeV², 2,15 GeV), (2,0 GeV², 2,65 GeV) und (3,3 GeV², 2,65 GeV) durch: Die Abtrennung von $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ wurde allerdings nicht durch Anpassung an eine gemessene ϕ -Verteilung sondern durch Differenzbildung von Messungen bei $\phi = 0^\circ$ und $\phi = 180^\circ$ vorgenommen. Die Resultate für σ_U und σ_L stehen in krassem Widerspruch zu den Vorhersagen eines dispersionstheoretischen Born-Term-Modells (Ber 70), mit dem die bisherigen Daten dieses Experiments (Bro 73, Beb 74, Beb 75) gut beschrieben werden konnten: Der Anteil von σ_U ist viel größer (bis zu einem Faktor 10 für $q^2 = -3,3 \text{ GeV}^2$) als die theoretische Vorhersage, σ_L wird wesentlich kleiner bestimmt als erwartet. Diese Diskrepanzen wachsen mit zunehmendem $|q^2|$. Auch die Abhängigkeit von Winkel $\theta_{\pi\gamma}$ (bzw. t) wird von der Theorie nicht befriedigend, nämlich zu flach, wiedergegeben. Die Autoren sehen eine mögliche Erklärung dieser Widersprüche in vorhandenen, von der Theorie nicht berücksichtigten, isoscalaren Komponenten, deren Beitrag mit wachsendem $|q^2|$ zunimmt. Da dieses Experiment im Vergleich zu unserem bei wesentlich größeren Werten von $|q^2|$ und anderen Schwerpunktsenergien W durchgeführt wurde und somit deren Werte für $|t_{\min}|$

größer sind als unsere größten $|t|$ -Werte, ist ein Vergleich mit unseren Messungen schwierig. Dennoch soll durch Gegenüberstellung dieser Daten bei großen $|q^2|$ mit unseren Daten versucht werden, eine Aussage über die q^2 -Abhängigkeit zu gewinnen. Ohne allzu große Extrapolationen in W und t kann nur die Messung beim kleinsten Winkel ($\theta_{\pi\gamma} < 3^\circ$) entsprechend einem Wert für $t = -0,07 \text{ GeV}^2$ bei $(q^2, W) = (-0,2 \text{ GeV}^2, 2,15 \text{ GeV})$ unseren Messungen gegenübergestellt werden. Dazu müssen die angegebenen Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ nach $\frac{d\sigma}{dt}$ umgerechnet werden und unsere Werte entsprechend den gemessenen Abhängigkeiten in W mit $(W^2 - m_p^2)^{-2}$ und in t (mit e^{3t} für $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und mit e^{14t} für $\frac{d\sigma_L}{dt}$) extrapoliert werden (siehe auch Resultate von Bra 77 weiter unten). Für $\frac{d\sigma_U}{dt}$ ergibt sich trotz des wesentlich größeren $|q^2| (= 1,2 \text{ GeV}^2)$ mit $3,2 \pm 1,5 \text{ } \mu\text{b}/\text{GeV}^2$ ein Wert, der etwa gleich groß ist wie unsere Werte im Bereich $q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$. (Wegen der Extrapolation müssen die bei $t = -0,03 \text{ GeV}^2$, $W = 2,1 \text{ GeV}$ angegebenen Werte für $\frac{d\sigma_U}{dt}$ in Tabelle 6.1 mit 0,79 multipliziert werden.) Dies bedeutet ein sehr flaches q^2 -Verhalten für σ_U . Unter der Einschränkung der Gültigkeit der e^{14t} -Extrapolation für σ_L zeigt sich auch für den Anteil der longitudinalen (bzw. skalaren) Photonen im Vergleich zu unseren Daten nur ein schwacher Abfall mit q^2 , wie aus Abb. 6.6 zu entnehmen ist.

Ein anderes Experiment am DESY (Bra 77) hat bei festen (q^2, W) -Werten von $(-0,7 \text{ GeV}^2, 2,19 \text{ GeV})$ die Trennung aller vier Wirkungsquerschnittskomponenten bei größeren $|t|$ -Werten als in unserem Experiment durchgeführt. Auch die Daten dieses Experiments lassen sich relativ gut mit dem Gutbrod-Kramer-Modell

beschreiben, obwohl die Gültigkeit dieses Modells von den Autoren auf kleine Werte für $|t|$ und $|q^2|$ beschränkt wurde. Die gemessene t -Abhängigkeit im Bereich $0,05 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 0,24 \text{ GeV}^2$ verläuft wie e^{14+1t} . Wie auch in unserem Experiment wurde $\frac{d\sigma_U}{dt} \approx -\frac{d\sigma_P}{dt}$ gefunden. Da die absolute Höhe der Wirkungsquerschnitte mit unseren gut übereinstimmt (siehe Abb. 6.6), bestätigt sich der flache Verlauf der Wirkungsquerschnitte mit q^2 .

Bei einer Schwerpunktsenergie von $W = 1175 \text{ MeV}$, also an der Schwelle der Ein-Pion-Produktion, wurden in einem Experiment am Saclay-Elektronen-Linac bei $|q^2| \leq 0,12 \text{ GeV}^2$ $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ getrennt. Aufgrund der völlig anderen kinematischen Bedingungen ist ein Vergleich mit unseren Daten nicht möglich, allerdings sollte betont werden, daß es auch bei diesem Experiment gelingt, die Daten durch ein Born-Term-Modell (Coc 75) sehr gut zu beschreiben.

6.4. Vergleich mit theoretischen Modellvorstellungen

6.4.1. Vergleich mit dem Vektor-Meson-Dominanz-Modell

Im Vektor-Meson-Dominanz-Modell (FrF 59, Sak 60) wird die Kopplung des elektromagnetischen Feldes an das Feld der starken Wechselwirkung über Vektormesonen mit gleichem Spin und gleicher Parität wie das Photon beschrieben. Für den elektromagnetischen Strom j_μ der Hadronen wird der Ansatz gemacht

$$j_\mu(x) = \sum_V \frac{m_V^2}{2 g_{\gamma V}} j_\mu^V(x),$$

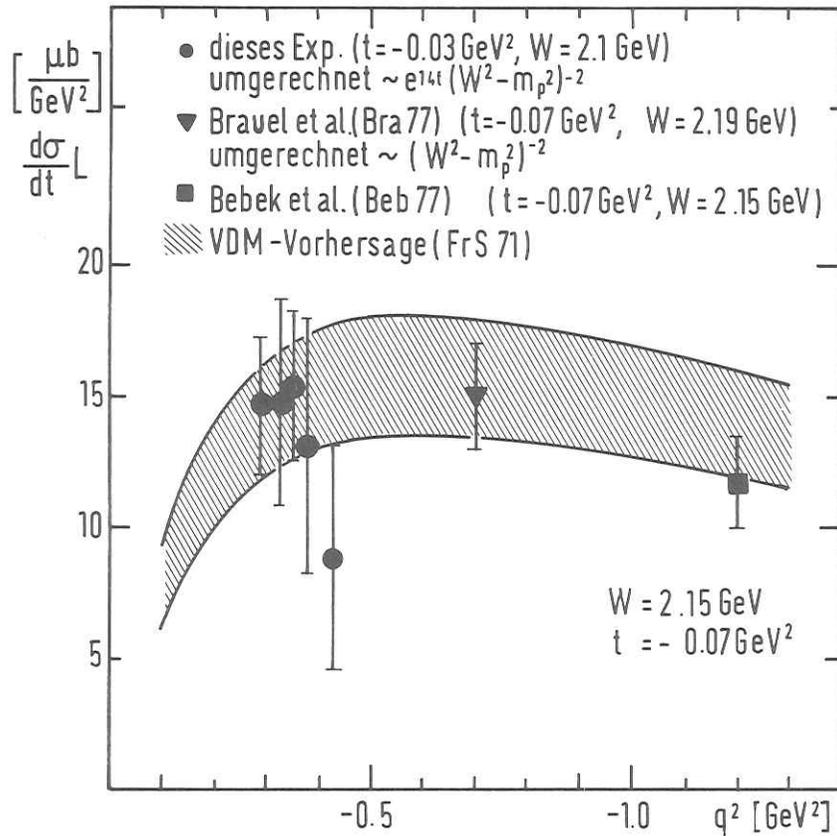


Abb. 6.6

wobei über die bekannten Vektormesonen ρ , ω und ϕ summiert wird. Die Kopplungskonstanten $g_{\gamma V}$ sind durch e^+e^- -Streuung meßbar und auch teilweise aus Symmetrieeigenschaften des elektromagnetischen Stromes und der Vektormesonen definiert.

Die Wechselwirkung der Photonen mit Hadronen wird so über eine q^2 -unabhängige Kopplung des Photons an die Vektormesonen und eine anschließende rein hadronische Wechselwirkung der Vektormesonen mit den Hadronen vermittelt. Über die Propagatoren der entsprechenden Vektormesonen und die Kopplungskonstanten $g_{\gamma V}$ ist somit eine direkte Beziehung zwischen Wirkungsquerschnitten der Photo- bzw. Elektroproduktion mit Nucleonen und Wirkungsquerschnitten der Vektormesonen mit Nucleonen bei gleichen Endzuständen gegeben, also z. B. zwischen $\sigma(\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n)$ und (durch Zeitumkehr) $\sigma(\pi^- p \rightarrow \nu n)$ (siehe Abb. 6.7).

Im Falle $\gamma_V p \rightarrow \pi^+ n$ erwartet man den größten Beitrag durch das ρ -Meson, das in zwei Pionen zerfällt, von denen eines im t -Kanal ausgetauscht wird. Die einzelnen Wirkungsquerschnittskomponenten der π^+ -Elektroproduktion lassen sich dann durch

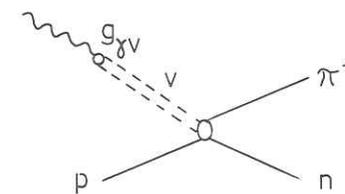


Abb. 6.7

Vektor-Meson-Dominanz

den Wirkungsquerschnitt des Prozesses $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ und dessen Dichtematrixelemente ausdrücken. Für $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ gilt nach (FrS 71)

$$\frac{d\sigma_U}{dt} = \frac{m_\rho^4}{(q^2 - m_\rho^2)^2} \frac{d}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$$

$$\frac{d\sigma_L}{dt} = \frac{-q^2}{m_\rho^2} \frac{m_\rho^4}{(q^2 - m_\rho^2)^2} \frac{\alpha\pi}{g_{\gamma\rho}} \rho_{00} \frac{d\sigma}{dt} \pi^- p \rightarrow \rho^0 n + (\rho^0 \omega) \text{ Interferenzterme}$$

In Abb. 6.5 sind diese Vorhersagen eingezeichnet. Für $\frac{d\sigma_U}{dt}$ wurde der Photoproduktionswert $\frac{d}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^+ n)$ der Messung (Bus 66) eingesetzt. Für $\frac{d\sigma_L}{dt}$ sind je nach zugrundeliegenden Messungen (Poi 67, Hya 68, Joh 68, Mil 71, Bul 71) des Prozesses $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$ die vom Vektor-Meson-Dominanz-Modell errechneten Werte nur auf $\pm 14\%$ genau. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment.

Die Vorhersage über den q^2 -Verlauf von $\frac{d\sigma_U}{dt}$ wird allerdings vom den Experimenten bei größerem $|q^2|$ nicht bestätigt. Die Messung von Beb 77 bei $q^2 = -1,2 \text{ GeV}^2$ liegt eine Größenordnung über dem theoretischen Wert. Für $\frac{d\sigma_L}{dt}$ jedoch ist die Vektor-Meson-Dominanz-Vorhersage auch für die größeren $|q^2|$ -Werte zutreffend (siehe Abb. 6.6; der schraffierte Bereich entspricht der Unsicherheit der experimentellen Daten von $\pi^- p \rightarrow \rho^0 n$).

Die Dominanz von σ_L läßt sich in diesem Modell auch qualitativ veranschaulichen. Da die Pionen Spin-Null-Teilchen sind, muß

der Spin des Photons durch einen Bahndrehimpuls der zwei Pionen aus dem ρ -Zerfall übernommen werden. Dies kann nur durch Impulskomponenten senkrecht zum Photonspin geschehen: für die transversal polarisierten (Helizität $\lambda = 1$) Photonen also senkrecht, für die longitudinal polarisierten Photonen ($\lambda = 0$) parallel zur Richtung des virtuellen Photons. Dementsprechend ist bei kleinem $|t|$, d. h. kleinem Winkel zwischen γ_V und π^+ , die Ankopplung an die longitudinalen Photonen stark bevorzugt, also ein großer Anteil durch σ_L zu erwarten.

6.4.2. Verallgemeinertes Born-Term-Modell und Berechnung des elektromagnetischen Pionformfaktors

Im Born-Term-Modell versucht man bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte mit Feynmangraphen niedrigster Ordnung der Störungstheorie auszukommen. Da der Einpionenaustauschgraph

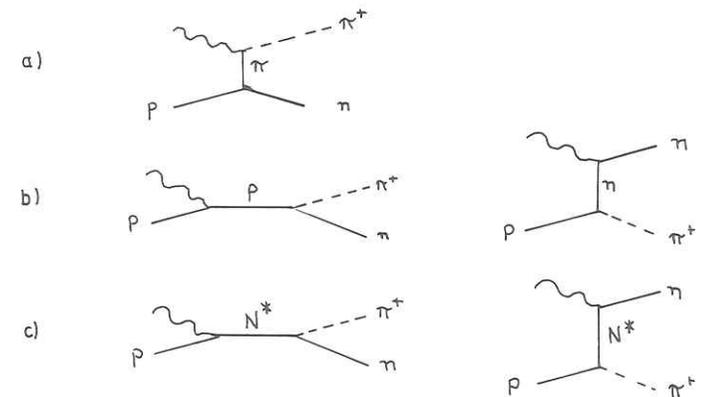


Abb. 6.8. Bornterme

(Abb. 6.8a) alleine genommen nicht eichinvariant ist, muß man die Graphen der Abb. 6.8b und c hinzunehmen.

In die Amplituden für b) gehen die elektromagnetischen Formfaktoren von Proton und Neutron ein. Die Beiträge von c) werden durch Dispersionsintegrale über die Nukleonresonanzen berechnet.

Die verschiedenen Born-Term-Modelle (z. B. BeW 69, Ber 70, MaS 71, Sch 71, Del 72) unterscheiden sich in ihren Ansätzen für den Verlauf des elektromagnetischen Formfaktors des Pions, in der Berücksichtigung isoscalarer Anteile und in der Behandlung der Dispersionsintegrale. Besondere Schwierigkeiten bereitet die korrekte Wiedergabe von Vorzeichen und Verlauf des Interferenzterms σ_I . Eine sehr befriedigende Berechnung von σ_I wie auch von σ_p und $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ für das Experiment (Dri 71) bei großen ϵ gelang durch ein verallgemeinertes Born-Term-Modell von Gutbrod und Kramer (GuK 72). Die Verallgemeinerung besteht darin, daß der Formfaktor für das Nukleon außerhalb seiner Massenschale von seinem gemessenen Wert auf der Massenschale abweichen darf. Dies wird damit begründet, daß das ausgetauschte Nukleon im Gegensatz zum Pion weit von seiner Massenschale entfernt ist. Bei kinematischer Einschränkung auf kleine Werte von $|q^2|$ und $|t|$ können in diesem Modell alle Amplituden in Abhängigkeit von den zwei freien Parametern Pionformfaktor und (off-shell-)Isovektor-Nukleon-Formfaktor F_1^V dargestellt werden.

Mit diesem Modell wurden bei $q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$ aus der t -Abhängigkeit (mit jetzt bekannten σ_u und σ_L) von σ_u , σ_L , σ_p und σ_I diese beiden Parameter neu bestimmt. Wie in Abb. 6.4 (durchgezogene Kurven) dargestellt, können Höhe und Verlauf aller vier Komponenten sehr gut wiedergegeben werden. Das Verhältnis von χ^2 zur Zahl der Freiheitsgrade DOF beträgt $\chi^2/\text{DOF} = 10,28/14$ (confidence level = 0,74). Für den off-shell-Wert des Formfaktors G_E^D ergibt sich dabei der Wert $0,461 \pm 0,023$ gegenüber dem on-shell-Wert 0,449.

Der Pionformfaktor hängt im wesentlichen von σ_L ab. Durch die Abtrennung von σ_u und σ_L wurde er somit relativ modellunabhängig bestimmt:

$$F_\pi(q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2) = 0,598 \pm 0,021$$

Er ist gut verträglich mit einem Verhalten wie F_1^V , also

$$F_\pi = F_1^V = (1 - 3,7 q^2 / (4 m_p^2 - q^2)) G_E^D = 0,5987,$$

und etwas weniger gut mit einem im Vektor-Meson-Dominanz-Modell erwarteten ρ -Pol-Verhalten

$$F_\pi = (1 - \frac{q^2}{m_\rho^2})^{-1} = 0,631.$$

Die früheren Elektroproduktionsdaten der Cornell-Gruppe (Beb 75) (aber nicht ihre $\sigma_u - \sigma_L$ -Trennung) konnten mit dem dispersionstheoretischen Modell von Berends (Ber 70) in dem großen q^2 -Bereich von $0,2 \leq |q^2| \leq 4,0 \text{ GeV}^2$ mit einem ein-

fachen Polansatz für den Pionformfaktor

$$F_{\pi} = \left(1 - \frac{q^2}{0,471 \pm 0,010} \right)^{-1}$$

beschrieben werden. Für unseren q^2 -Wert ergibt sich daraus $F_{\pi} = 0,574 \pm 0,005$. Dies ist zwar im Rahmen der Fehler mit unserem Wert noch verträglich, besser ist jedoch die Übereinstimmung mit dem anderen DESY-Experiment (Bra 77), das einen Wert findet zwischen ρ -Pol- und F_1^V -Verhalten, jedoch nahe an und innerhalb des Fehlers gut verträglich mit F_1^V . Im Saclay-Experiment an der Ein-Pion-Produktionsschwelle (Bar 77) wurde ebenso wie in unserem Experiment gefunden, daß sich der elektromagnetische Pionformfaktor wie der Isovektor-Nukleon-Formfaktor F_V^1 verhält.

In Abb. 6.9 sind bis zu $q^2 = -1,0 \text{ GeV}^2$ die aus experimentellen Daten berechneten Pionformfaktoren zusammen mit den oben beschriebenen Verläufen aufgetragen. Nur die ausgefüllten Punkte bei $q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$ (dieses Experiment) und bei $q^2 = -0,7 \text{ GeV}^2$ (Bra 77) basieren auf Daten mit einer σ_L/σ_U -Separation. Damit ist zwar für diese Punkte die Modellabhängigkeit stark reduziert, aber es handelt sich nicht um eine direkte Messung des Pionformfaktors, was im raumartigen Bereich von q^2 experimentell nur schwer realisierbar ist. Vielmehr sind die Werte für den Pionformfaktor nur insoweit gültig, als die Beschreibung der π^+ -Elektroproduktion durch das verallgemeinerte Born-Term-Modell der physikalischen Realität entspricht.

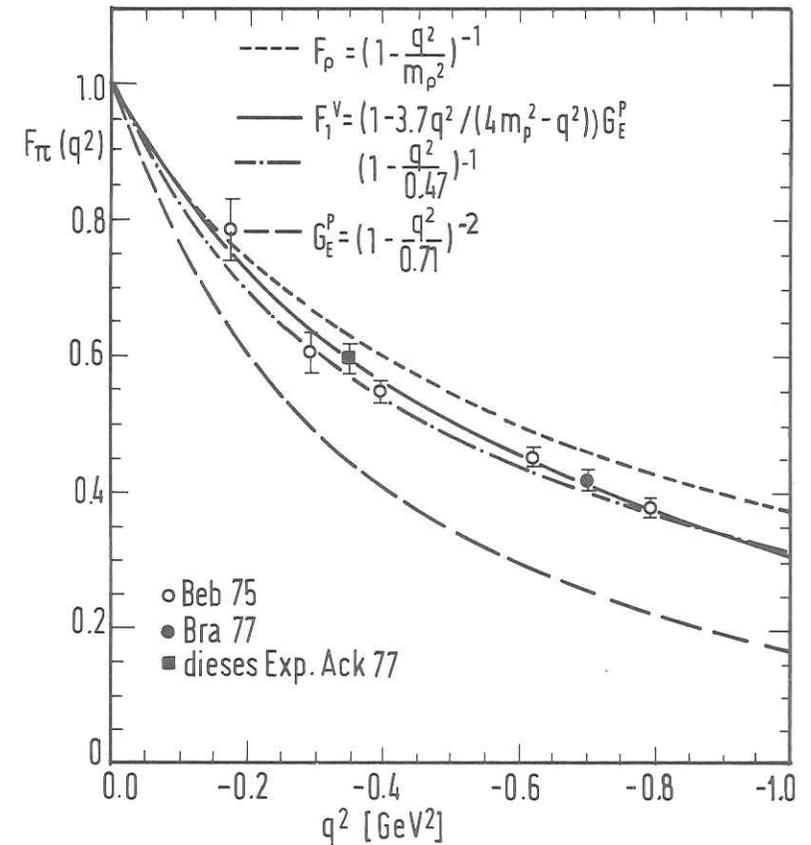


Abb. 6.9

7. Zusammenfassung

Es wird ein Experiment am DESY zur Trennung der Anteile zum Wirkungsquerschnitt durch longitudinale (σ_L) und transversale (σ_U) Photonen bei der Elektroproduktion von π^+ -Mesonen ($e p \rightarrow e' \pi^+ n$) bei Schwerpunktsenergien $W > 2,0$ GeV oberhalb des Resonanzgebietes beschrieben, bei dem das gestreute Elektron und das erzeugte Pion in Koinzidenz nachgewiesen werden. In einem zweiarmigen großräumigen Spektrometer mit starken Ablenkmagneten, optischen Funkenkammern und Szintillationszählern werden die Elektronen durch einen Čerenkovzähler und einen Schauerzähler, die Pionen durch einen Čerenkovzähler und durch Flugzeitmessung identifiziert. Der π^+n -Endkanal wird durch einen Schnitt in der Masse des unbeobachteten Systems abgetrennt, wo ein deutliches Neutronsignal beobachtet wird. Im Bereich kleiner Massenquadrate $|q^2|$ des virtuellen Photons und kleiner Quadrate des Viererimpulsübertrags $|t|$ vom Photon an das Pion werden alle vier Wirkungsquerschnittskomponenten ($\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$ = zusätzlicher Beitrag durch transversal polarisierte Photonen, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ = longitudinal transversale Interferenz) durch Variation in ϕ (= Azimutalwinkel zwischen π^+n -Produktionsebenen und $e-e'$ -Streuebene) und Messung bei großen und kleinen transversalen Polarisationsgraden ϵ des Photons separiert. Dabei überdeckt die große Akzeptanz der Apparatur den vollen ϕ -Kegel $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$. Die stark unterschiedlichen Streuwinkel des Elektrons für kleines und großes ϵ werden ohne Änderung des apparativen Aufbaus erfaßt durch einen Zusatz-

magneten, der Elektronen unter großen Streuwinkeln in die Apparatur zurücklenkt. Dieses Verfahren garantiert eine Minimierung des relativen systematischen Fehlers der Messungen bei unterschiedlichem ϵ .

In einem erweiterten kinematischen Bereich $0,2 \leq |q^2| \leq 0,55$ GeV², $t_{\min} \leq |t| \leq 0,19$ GeV² wird der über $-60^\circ \leq \phi \leq +60^\circ$ gemittelte Wirkungsquerschnitt der virtuellen Photoproduktion $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ gemessen, der im wesentlichen gleich ist der Summe $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$. Dieser Wirkungsquerschnitt verläuft für große und kleine ϵ -Werte flach mit q^2 , seine Größe nimmt (bei $t = -0,03$ GeV²) stark mit steigendem ϵ zu. Dies deutet darauf hin, daß im betrachteten kinematischen Bereich $\frac{d\sigma_L}{dt} \gg \frac{d\sigma_U}{dt}$ ist. Ein Indiz für einen starken t -Abfall von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ ist die unterschiedliche Steilheit der t -Abhängigkeit, die sich für $\epsilon = 0,72$ wie $e^{8,1 \pm 0,5t}$ und für $\epsilon = 0,34$ wie $e^{5,6 \pm 1,0t}$ verhält.

In dem kinematischen Bereich $0,29 \leq |q^2| \leq 0,44$ GeV², $t_{\min} \leq |t| \leq 0,05$ GeV², $2,0$ GeV $\leq W \leq 2,2$ GeV werden bei voller ϕ -Akzeptanz alle vier Wirkungsquerschnittskomponenten getrennt und ihre kinematischen Abhängigkeiten studiert. Im gesamten Bereich dominiert $\frac{d\sigma_L}{dt}$ stark alle anderen Komponenten, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ ist mit Null verträglich, und es gilt $\frac{d\sigma_U}{dt} \approx -\frac{d\sigma_P}{dt}$, d. h. wie in der Photoproduktion ist $\frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \gg \frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$.

Die W-Abhängigkeiten von $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und $\frac{d\sigma_L}{dt}$ sind verträglich mit dem $(W^2 - m_p^2)^{-2}$ -Verhalten der Photoproduktion. Alle vier Komponenten variieren nicht stark mit q^2 . In der t-Abhängigkeit zeigt nur $\frac{d\sigma_L}{dt}$ einen starken Abfall, der mit e^{14t} beschrieben werden kann.

Dieser t-Verlauf wird auch im angrenzenden t-Bereich durch ein anderes Experiment (Bra 71) am DESY für $q^2 = -0,7 \text{ GeV}^2$ gemessen. Beim Vergleich in q^2 mit diesem Experiment und einem Cornell-Experiment (Beb 77) bei $q^2 = -1,2 \text{ GeV}^2$ zeigt sich eine Fortsetzung des flachen q^2 -Verhaltens von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ und $\frac{d\sigma_U}{dt}$ auch zu größeren Werten von $|q^2|$ hin.

Die Resultate des Experimentes werden mit zwei Modellen verglichen, die Vorhersagen des Vektor-Meson-Dominanz-Modells (FrS 71) für die Größe von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ und $\frac{d\sigma_U}{dt}$ werden durch die Messungen bestätigt. Mit einem verallgemeinerten Born-Term-Modell (GuK 72) lassen sich Größe und Verlauf aller vier Komponenten hervorragend wiedergeben. Im Rahmen dieses Modells wurde der Pionformfaktor zu $F_\pi(q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2) = 0,598 \pm 0,021$ bestimmt. Er ist etwas niedriger als aufgrund eines ρ -Polverhaltens ($F_\rho = (1 - q^2/m_\rho^2)^{-1} = 0,631$) erwartet würde und stimmt sehr gut mit dem Verhalten des Nukleon-Isovektorformfaktors $F_V^1(q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2) = 0,599$ überein.

Literaturverzeichnis

- Ack 77 H. Ackermann et al.; DESY 77/64 (1977)
- Bar 77 G. Bardin et al.; Nucl. Phys. B120 (1977) 45
- BaU 64 A. Bartel und P. Urban; Fortschritte der Physik 12 (1964) 386 und Acta Physica Austriaca 24 (1966) 139
- BDW 67 F.A. Behrendt, A. Donnachie und D.L. Weaver; Nucl. Phys. B4 (1967) 1
- Beb 74 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. D9 (1974) 1292
- Beb 75 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. D13 (1976) 25
- Beb 76 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1326
- Bec 66 U. Becker et al.; DESY 66/25 (1966)
- BeG 72 F.A. Berends und R. Gastmanns; Phys. Rev. D5 (1972) 204 und Phys. Rev. D6 (1972) 2067 (E)
- Ber 64 S.M. Berman; Phys. Rev. 135 (1964) 1249
- Ber 70 F.A. Berends; Phys. Rev. D1 (1970) 2590
- BeW 69 F.A. Berends und G.B. West; Phys. Rev. 188 (1969) 2538
- Bra 72 F.W. Brasse et al.; Nucl. Phys. B39 (1972) 421
- Bra 77 P. Brauel et al.; Phys. Lett. 69B (1977) 253
- Bro 71 C.N. Brown et al.; Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1026
- Bro 73 C.N. Brown et al.; Phys. Rev. D8 (1973) 92
- Bul 71 F. Bulos et al.; Phys. Rev. Lett. 22 (1971) 1457 und Phys. Rev. Lett. 26 (1971) 1453
- Bur 70 H. Burfeindt et al.; Phys. Lett. 33B (1970) 509 und C. Geweniger et al.; Phys. Lett. 29B (1969) 41

- Bus 66 G. Buschhorn et al.; Phys. Rev. Lett. 17 (1966) 1027
und Phys. Rev. Lett. 18 (1967) 571
und Phys. Lett. B25 (1967) 622
- CaF 65 C. de Calan und G. Fuchs; Nuovo Cim. 38 (1965) 1594
und Nuovo Cim. 41 (1966) 286
- Fan 76 D.L. Fancher et al.; Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 1323
- Fra 59 W.R. Frazer; Phys. Rev. 115 (1959) 1763
- FrF 59 W.R. Frazer und J.R. Fulco; Phys. Rev. Lett. 2 (1959) 365
- FrS 71 H. Fraas und D. Schildknecht; Phys. Lett. 37B (1971) 389
- DeL 72 R.C.E. Devenish und D.H. Lyth; Phys. Rev. D5 (1972) 47
- Dri 71 C. Driver et al.; Nucl. Phys. B30 (1971) 245
- Gou 65 M. Gourdin; Nuovo Cim. 37 (1965) 209
- GuK 72 F. Gutbrod und G. Kramer; Nucl. Phys. B49 (1972) 461
- Han 63 L.N. Hand; Phys. Rev. 129 (1963) 1834
- Hem 73 G. Hemmie; Interner Bericht DESY S1-73/2 (1973)
- Hof 71 G. Hofmann; Dissertation, Interner Bericht DESY F32-71/2 (1971)
- Hya 68 B.D. Hyams et al.; Nucl. Phys. B7 (1968) 1
- Jan 74 F. Janata; Dissertation, Interner Bericht DESY F32-74/2 (1974)
- Joh 68 P.B. Johnson et al.; Phys. Rev. 176 (1968) 1651
- Jon 65 H.F. Jones; Nuovo Cim. 40 (1965) 1018
- Kar 71 P. Karow; Dissertation, Interner Bericht DESY F32-71/1 (1971)
- Kes 69 G. Kessler; Interner Bericht DESY B2-69/3 (1969)
- Kum 71 P.S. Kummer et al.; Lett. Nuovo Cimento 1 (1971) 1026

- Lin 77 M. Lindau; Diplomarbeit Hamburg 1977
- MaS 71 R. Manweiler und W. Schmidt; Phys. Rev. D3 (1971) 2752
und Phys. Rev. Lett. 33B (1970) 366
- Mil 71 D.H. Miller et al.; Phys. Rev. 153 (1967) 1923
- Mil 72 G. Miller et al.; Phys. Rev. D5 (1972) 528
- Mor 71 J. Moritz et al.; DESY 71/61 (1971)
- MoT 69 L.W. Moe und Y.S. Tsai; Rev. Mod. Phys. 41 (1969) 25
- Poi 67 J.A. Poirier et al.; Phys. Rev. 163 (1967) 1462
- Rat 71 J. Rathje; Dissertation, Interner Bericht DESY F32-71/3 (1971)
- Ron 64 B. Ronne; in CERN 64-13 (1964)
- Sch 71 W. Schmidt; DESY 71/62 (1971)
- Sak 60 J.J. Sakurai; Ann. Phys. 11 (1960) 1
- Sul 70 J.D. Sullivan; Phys. Lett. 33B (1970) 179
- Swa 66 W.P. Swanson, DESY 66/17
- Tsa 71 Y.S. Tsai; SLAC-Pub 848 (1971)

Abbildungs- und Tabellenverzeichnis

a) Abbildungen

<u>Abb.</u>		<u>Seite</u>
2.1	Einphotonaustauschgraph	6
2.2	Definition des Azimutalwinkels	9
3.1	q^2 -Abhängigkeit von $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$ und $\frac{d\sigma_I}{dt}$ nach Dri 71	13
3.2	Einpionenaustauschgraph	14
3.3	e_0 als Funktion von ϵ für $W = 2,2$ GeV und $0,2 \text{ GeV}^2 \leq q^2 \leq 0,5 \text{ GeV}^2$	17
3.4	e_0' als Funktion von ϵ (wie 3.3)	17
3.5	θ_{e_1} als Funktion von ϵ (wie 3.3)	17
4.1	Apparatur	19
4.2	Target	21
4.3	Blockschaltbild der Hauptkoinzidenz	27
4.4	Funkenkammerbild	28
5.1	Flußdiagramm der Datenauswertung	35
5.2	Rückstoßmassenspektren für $e_0 = 2,5, 2,9$ und $4,0$ GeV	36
5.3	Strahlungskorrekturen am Elektronenvertex	41

<u>Abb.</u>		<u>Seite</u>
6.1	q^2 -Abhängigkeit von $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ für $W = 2,08$ GeV, $t = -0,03 \text{ GeV}^2$ und die drei ϵ -Bereiche $0,77 \leq \epsilon \leq 0,80$, $0,47 \leq \epsilon \leq 0,53$ und $0,33 \leq \epsilon \leq 0,40$	54
6.2	t -Abhängigkeit von $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ für $q^2 = -0,45 \text{ GeV}^2$, $W = 2,2$ GeV, $\epsilon = 0,34$ und $q^2 = -0,28 \text{ GeV}^2$, $W = 2,2$ GeV, $\epsilon = 0,72$	55
6.3	W -Abhängigkeit von $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ für $q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$ und $t = -0,03 \text{ GeV}^2$ und Vergleich mit dem $(W^2 - m_p^2)^{-2}$ -Verlauf der Photoproduktion	58
6.4	t -Abhängigkeit von $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ für $q^2 = -0,35 \text{ GeV}^2$ und $W = 2,1$ GeV und Vergleich mit dem verallgemeinerten Born-Term-Modell (GuK 72)	59
6.5	q^2 -Abhängigkeit von $\frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_U}{dt}$, $\frac{d\sigma_P}{dt}$, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ für $W = 2,1$ GeV und $t = -0,03 \text{ GeV}^2$ und Vergleich mit dem Vektor-Meson-Dominanz- Modell (FrS 71)	61
6.6	q^2 -Vergleich für $W = 2,15$ GeV und $t =$ $-0,07 \text{ GeV}^2$ von $\frac{d\sigma_L}{dt}$ mit den Experimenten (Bra 77) und (Beb 76) und der Vektor-Meson- Dominanz-Vorhersage (FrS 71)	68
6.7	Vektor-Meson-Dominanz	69
6.8	Born-Terme	71
6.9	Elektromagnetischer Formfaktor des Pions	75

b) Tabellen

<u>Tab.</u>		<u>Seite</u>
5.1	Korrekturfaktor und systematische Fehler	42
6.1	Wirkungsquerschnitte $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$	62
6.2	Wirkungsquerschnitte $\frac{d\sigma_L}{dt}, \frac{d\sigma_U}{dt}, \frac{d\sigma_P}{dt}, \frac{d\sigma_I}{dt}$	64

Danksagung

Diese Dissertation entstand im Rahmen des Experimentierprogramms der Gruppe F32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Bei den Herren Prof. Dr. H. Schopper und Prof. Dr. G. Weber möchte ich mich für die Ermöglichung dieser Arbeit bedanken.

Herrn Prof. Dr. D. Schmidt bin ich dankbar für die Aufgabenstellung und viele hilfreiche Diskussionen.

Meinen Kollegen H. Ackermann, T. Azemoon, F. Janata, H.D. Mertiens, H.D. Reich und G. Specht sei für die hervorragende Zusammenarbeit gedankt.

Mein Dank für die technische Unterstützung während Aufbau und Durchführung des Experimentes gilt G. Augustinski, P. Burmeister, G. Hase und K. Maschidlauskas, wie auch allen Service-Gruppen am DESY, ohne deren Hilfe dieses Experiment nicht möglich gewesen wäre.

Frau R. Siemer danke ich für die gewissenhafte Erledigung vieler organisatorischer Aufgaben und das sorgfältige Schreiben dieser Arbeit.

L e b e n s l a u f
=====

2. 11. 1947 geboren in Görschnitz
September 1954 Volksschule an der Klenzestraße in München
September 1958 Theresiengymnasium in München
Juni 1967 Abitur
November 1967 Studienbeginn an der Universität München
Oktober 1969 Vordiplomprüfung in Physik
April 1970 Studienortwechsel nach Hamburg
Mai 1974 Diplom-Hauptprüfung in Physik
Juni 1974 Promotionsstipendium durch das Deutsche
Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg
und Mitarbeit bei der Forschungsgruppe F32
Juni 1976 wissenschaftlicher Mitarbeiter am DESY
Februar 1979 Promotion

Ich versichere, diese Arbeit selbständig und unter Angabe
aller verwendeten Quellen angefertigt zu haben.

Hamburg, im Dezember 1978

Wilfried Gabriel