

Interner Bericht
DESY F22-78/03
Mai 1978

2509

W (22)

BRUNNEN

18. JULI 1978

TRENNUNG DES LONGITUDINALEN UND DES TRANSVERSALLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS
DER π^+ -ELEKTROPRODUKTION OBERHALB DER RESONANZEN

von

Michael Helm



Trennung des longitudinalen und des transversalen Wirkungsquerschnitts
der π^+ -Elektroproduktion oberhalb der Resonanzen

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Michael Helm
aus Berlin

Hamburg
1978

Inhaltsverzeichnis

	Seite
I Einleitung	1
II Der Wirkungsquerschnitt für π^+ -Elektroproduktion	3
III Experimenteller Aufbau	10
III.1 Das Zweiarmspektrometer	10
III.2 Die Elektronik	13
IV Messungen und Auswertung	15
IV.1 Datennahme	15
IV.2 Datenreduktion	16
IV.2.1 Pionidentifikation	18
IV.2.2 Korrekturen	20
IV.2.3 Strahlungskorrekturen	23
IV.2.4 Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts	23
IV.2.5 Fehlerbetrachtung	27
V Ergebnisse	30
V.1 Die Beiträge verschiedener Polarisationszustände des Photons zum Wirkungsquerschnitt	30
V.2 Die Größe des longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitts	33
V.3 Vergleich mit anderen Messungen von σ_L und σ_U	36
V.4 Vergleich mit der Reaktion $\gamma_n + \pi^- p$	39
V.5 Modelle für die π^+ -Elektroproduktion	42
V.5.1 Das Bornterm-Modell	43
V.5.2 Der Pionformfaktor	48
V.5.3 Das duale B_5 -Modell	48
V.5.4 Das Vektormeson-Dominanz-Modell	51
V.5.5 Bemerkungen zu den Modellen	52
VI Zusammenfassung	54
Literaturverzeichnis	56
Danksagung	58

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. H. Schopper

Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. P. Schmüser

Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation: 26. Mai 1978

Vorsitzender des Promotionsausschusses und Sprecher

des Fachbereichs Physik: Prof. Dr. H.G. Danielmeyer

I. Einleitung

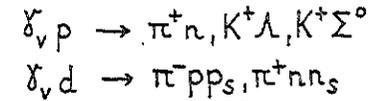
Experimente zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung $ep \rightarrow e'X$ untersuchten die Struktur des Protons in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie W und von Q^2 , dem Quadrat des Vierervektors des ausgetauschten virtuellen Photons. Der Wirkungsquerschnitt spaltet auf in den Mottquerschnitt für die Streuung an punktförmigen Teilchen und einen Faktor, der die Struktur des Protons beschreibt. Er kann auch als Absorptionsquerschnitt für transversale und longitudinale Photonen mit dem Polarisationsgrad ϵ und dem Fluß Γ_t dargestellt werden:

$$\frac{d\sigma}{dE'd\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left(2W_1(Q^2, W^2) + \frac{2\theta}{2} + W_2(Q^2, W^2)\right) = \Gamma_t (\sigma_t + \epsilon \sigma_e)$$

Für $Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$ und $W \gg 2 \text{ GeV}$ zeigten die Strukturfunktionen W_1 und νW_2 angenähertes Skalenverhalten, d.h. sie hingen nur von der Variablen $x' = (W^2/Q^2 + 1)^{-1}$ ab. Verglichen mit der elastischen Streuung ($W = m_p$) war die Q^2 -Abhängigkeit des inelastischen Wirkungsquerschnitts oberhalb der Resonanzen ($W > 2 \text{ GeV}$) sehr viel flacher. Das Parton-Modell erklärt dies als Streuung an punktförmigen Konstituenten des Protons. Wegen $\sigma_1/\sigma_t < 0.2$ wurden die Partonen mit Spin-1/2-Teilchen (Quarks) identifiziert.

Koinzidenzexperimente sollten klären, ob das Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts in exklusiven Reaktionen wiedergefunden wird. Die Elektroproduktion pseudoskalarer Mesonen (BER71) zeigte überraschend, daß die Wirkungsquerschnitte für die Kanäle $\pi^\pm N$ in Vorwärtsrichtung die Werte der Photoproduktion übertrafen. Dies wurde auf beträchtliche Beiträge longitudinaler Photonen zurückgeführt. Andeutungen für im Vergleich zum totalen Wirkungsquerschnitt große longitudinale Anteile fanden sich auch bei den Endzuständen $\pi^\pm \Delta$ und $K^+ \Lambda$. Für die Reaktionen $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n, \pi^+ \Delta^0, \pi^- \Delta^{++}$ wurden die Wirkungsquerschnitte $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$, σ_P und σ_I für verschiedene Polarisationszustände des virtuellen Photons getrennt. Die Dominanz von $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ bei kleinen Viererimpulsüberträgen t erklärte das Bornterm-Modell durch Pion-Austausch im t -Kanal, wobei bevorzugt longitudinale Photonen an das spinlose Pion koppeln. Das ergab die Möglichkeit, den elektromagnetischen Pionformfaktor im raumartigen Bereich $Q^2 > 0$ zu bestimmen.

In unserem Experiment wurden mit einem magnetischen Zweiarmspektrometer die Reaktionen



von der Grenze zur Photoproduktion $Q^2 = 0$ bis zum Skalenbereich $Q^2 \gg 1 \text{ GeV}^2$ gemessen und der t -Bereich anderer Experimente bis 1 GeV^2 erweitert. Bei kleinen $|t|$ konnten drei Terme des Wirkungsquerschnitts getrennt werden. Die vorliegenden Ergebnisse sind veröffentlicht in BRA76, BRA77, SCH76 und CAN77, die K^+ -Elektroproduktion ist Thema einer weiteren Dissertation (BRA78).

Diese Arbeit behandelt die erste Trennung von σ_L und σ_U in der Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n$. Erstmals sind dann die transversalen Wirkungsquerschnitte σ_{\perp} und σ_{\parallel} in der Elektroproduktion gemessen und können mit denen der Photoproduktion verglichen werden. Daraus läßt sich ablesen, ob natürlicher oder unnatürlicher Paritätsaustausch dominiert. Aus dem longitudinalen Beitrag kann der Pionformfaktor bestimmt werden und zwar ohne die bisher notwendige, modellabhängige Annahme für σ_U . Die integrierten Wirkungsquerschnitte für longitudinale und transversale Photonen im Kanal $\pi^+ n$ werden mit σ_L und σ_t für $\gamma_{\nu p} \rightarrow X$ verglichen. Aus unseren Messungen von $\sigma_U + \epsilon \sigma_L$ für die Reaktion $\gamma_{\nu n} \rightarrow \pi^- p$ wird zum ersten Mal σ_U abgeschätzt. Eine Vorhersage des Quark-Parton-Modells für das π^-/π^+ -Verhältnis wird überprüft. Von den Modellen zur π^+ -Elektroproduktion werden das Bornterm-Modell, ein Reggepol-Modell und das Vektormeson-Dominanz-Modell diskutiert.

Im folgenden Kapitel II wird die Kinematik definiert und eine Herleitung der Terme des Wirkungsquerschnitts gebracht. Dann werden der experimentelle Aufbau (Kap. III), die Durchführung der Messungen und die Datenreduktion (Kap. IV) beschrieben. Die Ergebnisse stehen ausführlich in Kapitel V sowie in der Zusammenfassung in Kapitel VI.

II. Der Wirkungsquerschnitt für π^+ -Elektroproduktion

Dieses Kapitel enthält eine Herleitung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion

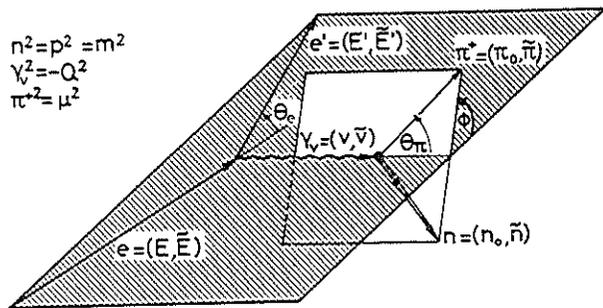


Die Berechnung findet statt unter der Annahme des Einphoton austauschs - Prozesse höherer Ordnung werden durch Strahlungskorrekturen berücksichtigt - und in der Hochenergienäherung, d.h. die Elektronenmasse wird vernachlässigt. Für Vierervektoren $p = (p_0, \vec{p})$ wird die Metrik benutzt, in der für reelle Teilchen gilt:

$$p^2 = p_0^2 - \vec{p}^2 \gg 0 .$$

Massen, Energien und Impulse werden einheitlich in GeV gemessen ($c=1$).

Abbildung II.1 zeigt die Kinematik der Reaktion im Laborsystem, wo das Proton ruht: $p = (m, \vec{0})$.



2703.

Abb. II.1 Die Reaktion $ep \rightarrow e' \pi^+ n$ im Laborsystem

Im Laborsystem bedeuten:

E	Energie des einfallenden Elektrons
E'	Energie des gestreuten Elektrons
$\nu = E - E'$	Energie des virtuellen Photons
$\theta_e = \angle(\vec{E}, \vec{E}')$	Elektronstreuungswinkel
$\theta_\pi = \angle(\vec{\nu}, \vec{\pi})$	Pionstreuungswinkel
$\phi = \angle(\vec{E} \times \vec{E}', \vec{n} \times \vec{\pi})$	Azimuthalwinkel des Pions

Der Wirkungsquerschnitt wird angegeben als Funktion von drei unabhängigen, lorentzinvarianten Größen, die aus den Vierervektoren der Reaktionsteilchen gebildet werden:

$$s_v^2 = (e - e')^2 = -4EE' \sin^2 \frac{\theta_e}{2} = -Q^2 \quad \text{Quadrat der Masse des virtuellen Photons}$$

$$s = (\gamma_v + p)^2 = W^2 \quad \text{Quadrat der Schwerpunktsenergie}$$

$$t = (\gamma_v - \pi^+)^2 \quad \text{Quadrat des Viererimpulsübertrages auf das Nukleon}$$

Unter der Annahme des Einphoton austauschs lässt sich das Übergangsmatrixelement aufspalten in einen leptonischen Teil, der nach der Quantenelektrodynamik berechnet werden kann, den Photonpropagator und den hadronischen Teil, der in diesem Experiment bestimmt werden soll (z.B. JON65):

$$M = \frac{e}{Q^2} \epsilon_\mu J_\mu \quad (II.1)$$

In der üblichen Diracschreibweise bedeuten

$$\epsilon_\mu = \bar{u}(e') \gamma_\mu u(e) \quad (II.2)$$

und $J_\mu = \langle \pi^+ n | J_\mu | p \rangle \quad (II.3)$

den leptonischen bzw. hadronischen elektromagnetischen Strom. Da der Elektronenstrahl unpolarisiert ist und Spins nicht beobachtet werden, wird über die Spins des Anfangszustands gemittelt und des Endzustands summiert. Der Wirkungsquerschnitt ist dann proportional zu

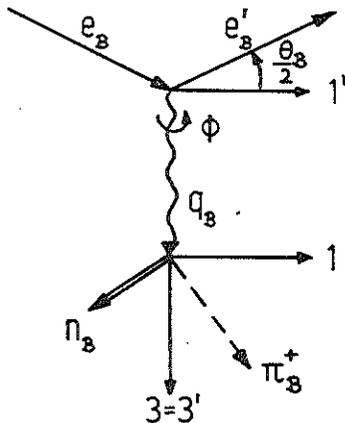
$$\frac{1}{4} \sum_{\text{Spins}} \overline{|M|^2} = \frac{e^2}{Q^4} L_{\mu\nu} T_{\mu\nu} \quad (\text{II.4})$$

Die aus den Strömen gebildeten Tensoren haben die Form

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{4} \sum_{\text{Spins}} \varepsilon_\mu \varepsilon_\nu^* = e_\mu e'_\nu + e_\nu e'_\mu - g_{\mu\nu} \frac{Q^2}{2} \quad (\text{II.5})$$

$$T_{\mu\nu} = \sum_{\text{Spins}} J_\mu J_\nu^* \quad (\text{II.6})$$

Nach der Summierung über μ und ν verbleibt wegen der Symmetrie von $L_{\mu\nu}$ nur der symmetrische Teil von $T_{\mu\nu}$, das sind 10 unabhängige Größen. Die Berechnung der Summe wird im Breitsystem (Index B) durchgeführt. Dort wird durch das Photon keine Energie übertragen: $v_B = 0$. Die π^+n -Erzeugungsebene ist als 13-Ebene definiert und gegenüber der Elektronstreuungsebene 1'3' um den Winkel ϕ gedreht.



$$e_B = E \left(1, \cos \frac{\theta_B}{2} \cos \phi, \cos \frac{\theta_B}{2} \sin \phi, \sin \frac{\theta_B}{2} \right)$$

$$e'_B = E \left(1, \cos \frac{\theta_B}{2} \cos \phi, \cos \frac{\theta_B}{2} \sin \phi, -\sin \frac{\theta_B}{2} \right)$$

$$q_B = E \left(0, 0, 0, 2 \sin \frac{\theta_B}{2} \right)$$

27256

Abb. II.2 Die Reaktion $ep + e'\pi^+n$ im Breitsystem

Die Kontinuitätsgleichung $q_\mu^B J_\mu^B = 0$ bedeutet im Breitsystem, in dem nach Definition nur die 3-Komponente des Photonvektors nicht verschwindet

$$T_{3\nu}^B = T_{\nu 3}^B = 0 \quad \nu = 0, 1, 2, 3 \quad (\text{II.7})$$

Die in $T_{\mu\nu}^B$ eingehenden Vierervektoren enthalten sämtlich keine 2-Komponente, folglich ist

$$T_{20}^B + T_{02}^B = T_{21}^B + T_{12}^B = 0 \quad (\text{II.8})$$

Damit verbleiben vier unabhängige Summanden:

$$L_{\mu\nu}^B T_{\mu\nu}^B = L_{00}^B T_{00}^B + L_{11}^B T_{11}^B + L_{22}^B T_{22}^B + L_{01}^B (T_{01}^B + T_{10}^B) \quad (\text{II.9})$$

Die Elemente des Leptontensors lauten mit den Formeln der Abbildung II.2:

$$L_{00}^B = \frac{Q^2}{2} \text{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2}$$

$$L_{11}^B = \frac{Q^2}{2} \left(1 + \text{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2} \cos^2 \phi \right)$$

(II.10)

$$L_{22}^B = \frac{Q^2}{2} \left(1 + \text{ctg}^2 \frac{\theta_B}{2} \sin^2 \phi \right)$$

$$L_{10}^B = \frac{Q^2}{2} \left(1 + \text{ctg} \frac{\theta_B}{2} \cos \phi / \sin \frac{\theta_B}{2} \right)$$

Als Grad der transversalen Polarisation ε des virtuellen Photons wird bezüglich der Hadronerzeugungsebene ($\phi=0$) definiert:

$$\varepsilon = \frac{L_{11}^B - L_{22}^B}{L_{11}^B + L_{22}^B} = \frac{1}{1 + 2 \text{tg}^2 \frac{\theta_B}{2}} \quad (\text{II.11})$$

Diese Beziehung wird später ausgenutzt, um den Winkel θ_B zu eliminieren.

Nun soll eine Lorentztransformation vom Breitsystem in das π^+ n-Schwerpunktsystem (*) entlang der 3-Achse ausgeführt werden. Dadurch ändern sich die Komponenten 1 und 2 nicht und wegen $J_3^B=0$ bleibt als Zusammenhang

$$J_0^B = \frac{\sqrt{Q^2}}{q_0^*} J_3^* \quad (\text{II.12})$$

und entsprechend für die Tensorelemente

$$T_{01}^B = \frac{\sqrt{Q^2}}{q_0^*} T_{31}^*, \quad T_{00}^B = \frac{Q^2}{q_0^{*2}} T_{33}^* \quad (\text{II.13})$$

Nach einigen Umformungen unter Benutzung der Gleichungen (II.9) bis (II.13) lautet das Quadrat des Matrixelements im Schwerpunktsystem bis auf einen Faktor:

$$L_{\mu\nu}^* T_{\mu\nu}^* = (T_{11}^* + T_{22}^*) + \varepsilon \frac{Q^2}{q_0^{*2}} T_{33}^* + \varepsilon (T_{11}^* - T_{22}^*) \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{\sqrt{Q^2}}{q_0^*} (T_{13}^* + T_{31}^*) \cos \phi \quad (\text{II.14})$$

Der Wirkungsquerschnitt als Funktion der Lorentzinvarianten Q^2 , W^2 und t ist bei Berkelman (BER71) gegeben als

$$\frac{d^4\sigma}{dQ^2 dW^2 dt d\phi} = \Gamma \cdot 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \quad (\text{II.15})$$

Der Faktor Γ beschreibt das Spektrum der virtuellen Photonen

$$\Gamma = \frac{\alpha}{(4\pi)^2} \frac{W^2 - m^2}{E^2 m^2 Q^2} \frac{1}{1 - \varepsilon} \quad (\text{II.16})$$

mit dem Polarisationsgrad

$$\varepsilon = \left(1 + 2 \frac{Q^2 + \nu^2}{Q^2} + g^2 \frac{\theta_\varepsilon}{2} \right)^{-1} \quad (\text{II.17})$$

Der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photoproduktion faktorisiert als (HAN63):

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \phi \quad (\text{II.18})$$

Die Terme sind Funktionen von Q^2 , W^2 und t und den Elementen des Hadrontensors proportional. Sie haben folgende Bedeutung:

$\sigma_U \sim \frac{1}{2} (T_{11} + T_{22})$	Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte transversale Photonen
$\sigma_P \sim \frac{1}{2} (T_{11} - T_{22})$	Wirkungsquerschnitt für die Interferenz der transversalen Polarisationsrichtungen
$\sigma_L \sim \frac{Q^2}{\nu^2} T_{33}$	Wirkungsquerschnitt für longitudinale virtuelle Photonen
$\sigma_I \sim \frac{\sqrt{Q^2}}{\nu} \frac{1}{2} (T_{13} + T_{31})$	Wirkungsquerschnitt, der die Interferenz zwischen linear polarisierten transversalen und longitudinalen Photonen beschreibt.

Wie in der Photoproduktion wird definiert

$\sigma_{ } \sim T_{11}$	Wirkungsquerschnitt für Photonen, deren elektrischer Vektor in der π^+ n-Ebene liegt.
$\sigma_{\perp} \sim T_{22}$	Wirkungsquerschnitt für Photonen, deren elektrischer Vektor senkrecht auf der π^+ n-Ebene steht.

In σ_L und σ_I geht nach der Hand-Konvention ein systemabhängiger kinematischer Faktor ein. Dadurch wird erreicht, daß diese Wirkungsquerschnitte im Grenzfall reeller Photonen wie Q^2 bzw. $\sqrt{Q^2}$ gegen Null gehen.

Für eine spätere Diskussion des Wirkungsquerschnitts wird eine Darstellung des Matrixelements angegeben, die Dennery (DEN61) einführte:

$$M = \sum_{i=1}^6 M_i A_i(Q^2, W^2, t).$$

Die invarianten Elektroproduktionsamplituden $A_i(Q^2, W^2, t)$ beschreiben die Dynamik der Reaktion. Aus dem allgemeinsten Ansatz für die Wechselwirkung ergeben sich die eichinvarianten Matrizen M_i . Sie werden gebildet aus den Vierervektoren der Reaktionsteilchen, den Diracmatrizen und dem Leptonenstrom e_μ , der sich in der Photoproduktion auf den Polarisationsvektor reduziert. Die Kontinuitätsgleichung beschränkt die Anzahl linear unabhängiger Matrizen M_i auf sechs.

In führender Ordnung des Quadrats der Schwerpunktsenergie $s=W^2$ besteht folgender Zusammenhang zwischen den Termen des Wirkungsquerschnitts und den Dennery-Amplituden (ACT74):

$$N\sigma_L = -t |sA_4|^2 + |sA_1|^2$$

$$N\sigma_{II} = -t |sA_3|^2 + |sA_1 - t(sA_2 - Q^2A_5)|^2$$

$$N\sigma_L = 2s^2Q^2 |A_3 - A_6|^2 - \frac{1}{2}tQ^2 |sA_2 - (\mu^2 + Q^2 - t)A_5|^2 \quad (II.19)$$

$$N\sigma_I = -\sqrt{-tQ^2} 2s^2 (|A_3|^2 - \text{Re} A_3 A_6^*) - \sqrt{-tQ^2} \text{Re} [(sA_1 - t(sA_2 - Q^2A_5))(sA_2 - (\mu^2 + Q^2 - t)A_5)^*]$$

$$N = 32\pi (s - m^2) \sqrt{s^2 - 2s(m^2 - Q^2) + (m^2 + Q^2)^2}.$$

III Experimenteller Aufbau

In diesem Kapitel werden vom Experiment nur das Spektrometer und die Elektronik dargestellt. Über den externen Elektronenstrahl und das Wasserstofftarget informieren die Arbeiten von W. Schmidt (SCH69) sowie von W. Bartel und W. Kolster (BAR71).

III.1 Das Zweiarmspektrometer

Die Reaktion $ep \rightarrow e'\pi^+n$ war festgelegt durch die Viererimpulse von vier Teilchen. Im Anfangszustand war mit der Einschußenergie der Elektronen alles bekannt. Vom Endzustand sollten die Viererimpulse der beiden geladenen Teilchen gemessen werden. Die Nachweisapparatur mußte deshalb aus zwei Spektrometern bestehen und folgende Dinge leisten:

- Die Entscheidung treffen, wann zwei Teilchen aus ein- und demselben Streuprozeß nachgewiesen werden (Ereignisdefinition).
- Von beiden Teilchen den Betrag des Impulses und den Erzeugungswinkel im Target messen (Impulsbestimmung).
- Die nachgewiesenen Teilchen unterscheiden (Teilchenidentifikation).

Die Messung des gestreuten Elektrons und des erzeugten Pions genügte, denn das nicht nachgewiesene Neutron wurde mit Hilfe der fehlenden Massen M_X erkannt, wobei

$$M_X^2 = (e - e' + p - \pi^+)^2.$$

Abbildung III.1 zeigt den fast identischen Aufbau der beiden Spektrometer. Zur Ereignisdefinition dienten je vier Szintillationszählerhodoskope. Als Hodoskop 1, Triggerzähler 1 und 2 sowie Hodoskop 2 oder Flugzeitzähler bezeichnet, waren sie in einer Koinzidenzschaltung zusammengefaßt. Ihre räumliche Anordnung schränkte die Richtung möglicher Teilchendurchgänge stark ein und unterdrückte die Messung zufälliger Ereignisse. Der vom Target für geladene Teilchen unter dem kleinsten Raumwinkel erscheinende Triggerzähler 2 begrenzte die geometrische Akzeptanz jedes Spektrometers in Abhängigkeit von der Winkelstellung auf etwa 18 mrad in horizontaler und 180 mrad in vertikaler Richtung (FWHM).

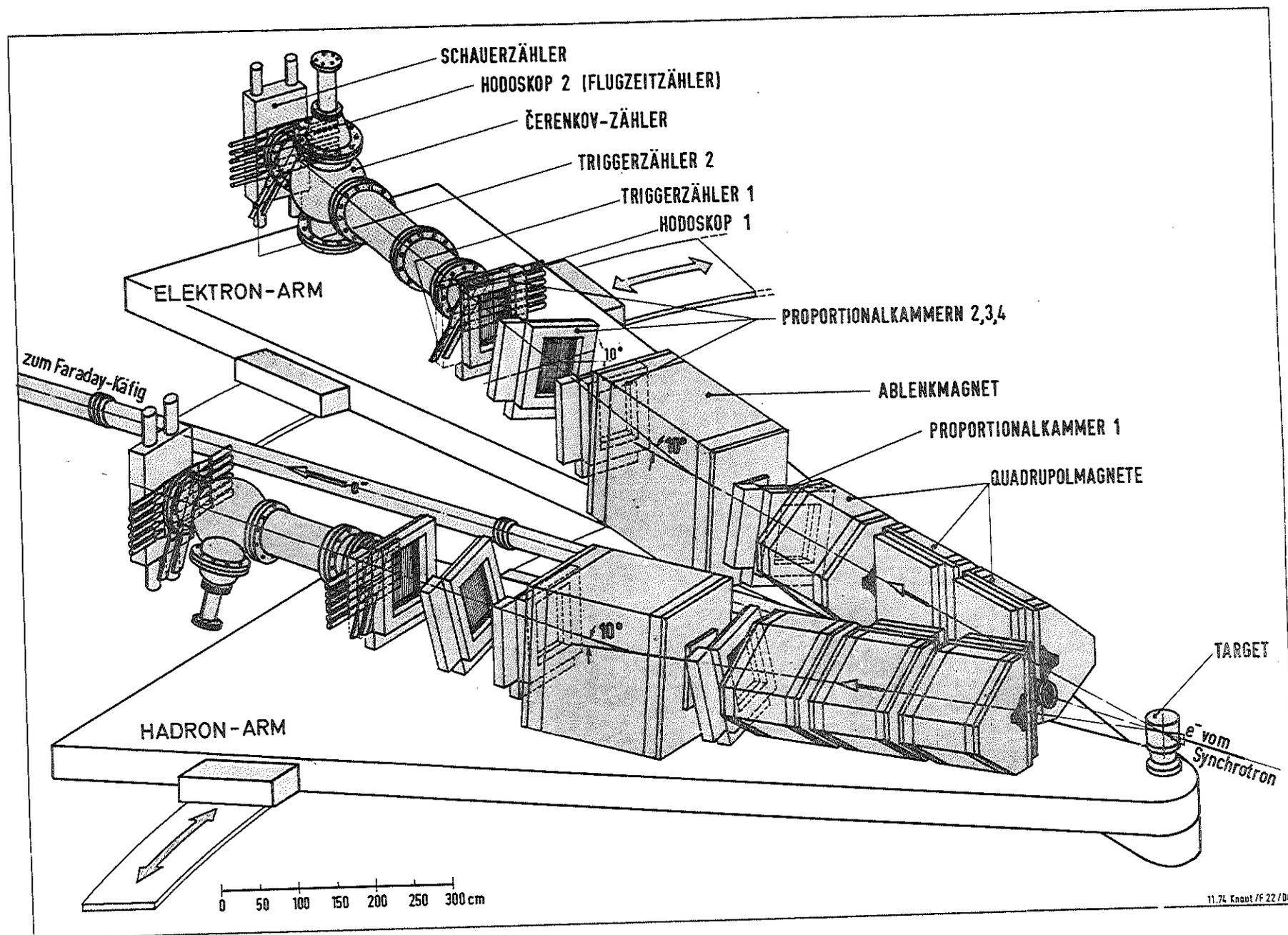


Abb. III.1 Das Zweiarmspektrometer

Die Dipolmagnete lenkten Teilchen um etwa 10° vertikal nach oben ab. Die Teilchenbahn wurde zwecks Impulsbestimmung mit drei Proportionaldrahtkammern hinter und einer vor dem Magneten vermessen.

Die Quadrupolmagnete dienten der Vergrößerung der Raumwinkelakzeptanz und versperren durch ihre versetzte Aufstellung und mit einem Kollimator vor der ersten Magnetöffnung ungeladenen Teilchen den Weg vom Target in die Zähler. Für Messungen bei kleinen Streuwinkeln waren die ersten beiden als halbe Quadrupolmagnete ausgelegt und in der Mitte durch Spiegelplatten abgeschlossen.

Der Abstand der Signaldrähte in den Kammern (2 mm) erlaubte eine Genauigkeit von 1 mm bei der Messung zweier orthogonaler Koordinaten. Coulombvielfachstreuung wurde in den Magnetöffnungen durch den Einbau heliumgefüllter Polyimidsäcke verringert, begrenzte aber zusätzlich zur Ortsauflösung die Meßgenauigkeit des Winkels im Bereich zwischen den Kammern auf 1 mrad. Beide Effekte beeinflussten maßgeblich die Genauigkeit der Impulsmessung, wobei nur der Beitrag der Vielfachstreuung impulsabhängig war. In guter Übereinstimmung mit der experimentell gefundenen Massenauflösung von $\Delta M_x \approx 60$ MeV (FWHM) für das Neutron ergab sich das Impulsauflösungsvermögen (GRO75) zu

$$\frac{\Delta p}{p} [\%] \approx \sqrt{1.1 + \frac{5.3}{p^2 [\text{GeV}^2]}} \quad (\text{FWHM}).$$

In jedem Spektrometer befanden sich ein Schwellengasçerenkovzähler und ein Schauerzähler zur Teilchenidentifikation. Die Signale der Hodoskope 2 bildeten die Endpunkte einer Zeitmessung, aus der sich die Flugzeitdifferenzen der Hadronen errechneten. Die Zeitauflösung war $\Delta t \approx 0.8$ ns (FWHM).

In Tabelle III.1 sind die wichtigsten Teile und Eigenschaften der Spektrometer sowie einige Parameter des Elektronenstrahls und des Targets zusammengestellt.

Tabelle III.1 Parameter des Experiments (Messung bei kleinem ϵ)

Elektronenstrahl

Energie bei Ejektion	E = 3.05 GeV
Energieunschärfe im Flat-Top-Betrieb	$\Delta E/E \approx 0.25\%$ (FWHM)
Zyklusdauer	20 ms
Ejektionsdauer	2.5 ms
mittlere Stromstärke	10^{-7} A
mittlere Teilchenzahl pro Puls	10^{10}
Strahlausdehnung am Target	8 mm horizontal 4 mm vertikal

Target

Länge der zylindrischen Zelle	100 mm
Stärke der Zellenwand aus Polyimid	0.05 mm
Temperatur des flüssigen Wasserstoffs	20 K

Spektrometer (Angabe je Arm)

4 Magnete (DES 66)	2 QC/2, 1 QC, 1 MA
Impulsakzeptanz	$\Delta p/p \approx 45\%$ (FWHM)
4 Proportionaldrahtkammern (CAN72, KOL72)	
Gas	75% Ar, 25% CO ₂
Signaldrahtabstand	2 mm
Ortsauflösung (Binnung)	1 mm
Impulsauflösung für $p_\pi = 2.3$ GeV	$\Delta p/p \approx 1.4\%$ (FWHM)
für $p_e = 0.6$ GeV	$\Delta p/p \approx 4.0\%$ (FWHM)
4 Szintillationszählerhodoskope	NE 110, Pilot B
geometrische Akzeptanz	18 mrad horizontal (FWHM) 180 mrad vertikal (FWHM)
Flugzeitauflösung	0.8 ns (FWHM)
1 Schwellengasçerenkovzähler (HAR 69)	
Füllgas	Äthylen
Betriebsdruck	1.3 atm
1 Schauerzähler	
Blei/Szintillator	12 Schichten
Strahlungslänge	$6.4 X_0$

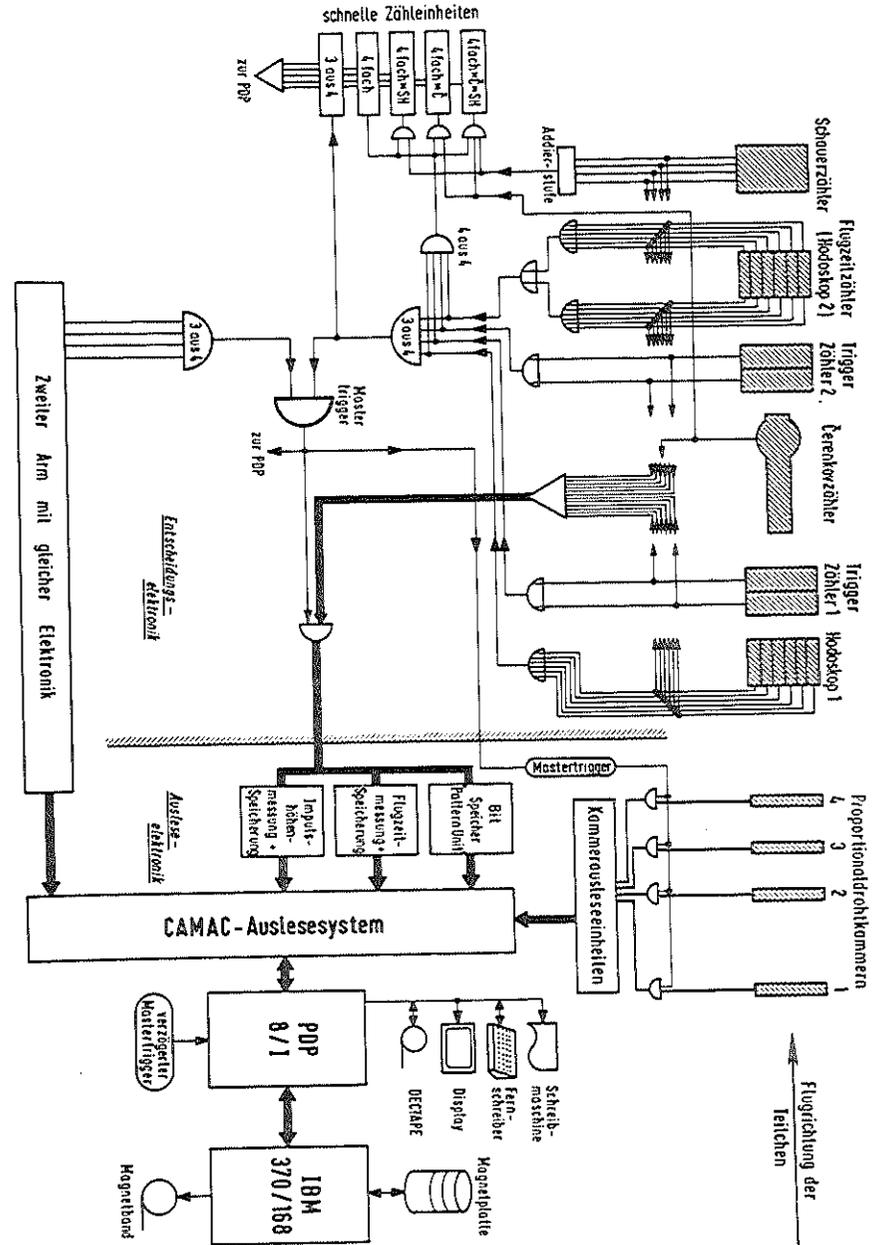
III.2 Die Elektronik

Während der Messungen wurde die Datennahme elektronisch gesteuert. Eine schnelle Logik traf innerhalb einiger Nanosekunden die Entscheidung, ob ein Koinzidenzereignis vorlag. In diesem Fall wurde die Ausleseelektronik aktiviert, um alle von der Apparatur bereitgestellten Informationen zu sammeln und der Speicherung zuzuführen. Da dieser Vorgang bis zu wenigen Millisekunden dauerte, ließ sich pro Ejektionspuls höchstens ein Ereignis registrieren. Abbildung III.2 zeigt ein Blockschaltbild der Elektronik.

Im Bereich der Entscheidungselektronik wurden die Signale aus den Photovervielfältigern aller Zähler verarbeitet. Verzögerungsstrecken glichen die Zeitunterschiede zwischen den Teilchendurchgängen in den hintereinander aufgestellten Zählern aus. Diskriminatoren setzten eine Schwelle für die Impulshöhe und wandelten die Signale zur Weiterverarbeitung in Normimpulse um. Die Ausgänge der unterteilten Zähler waren in einem logischen ODER zusammengefaßt. Lagen von den 4 Signalen der Szintillationszählerhodoskope wenigstens 3 innerhalb eines Zeitintervalls von 10 ns, dann war die Einarmkoinzidenz '3 aus 4' erfüllt. Wenn dies darüber hinaus innerhalb von 20 ns in beiden Spektrometerarmen geschah, lag ein Koinzidenzereignis vor. Ein als Mastertrigger bezeichnetes Signal gab dann den Datenfluß in die Ausleseelektronik frei. Unabhängig vom Vorliegen dieses Signals wurden fortlaufend verschiedene auch mit den Čerenkov- und Schauerzählern gebildete Einarm- und Arm-zu-Arm-Koinzidenzen gezählt. Diese wurden jedoch erst am Ende eines Meßabschnitts ausgelesen, ebenso wie die in einem Faradaykäfig und mit einem Sekundärelektronenmonitor gemessene Ladung.

Die Ausleseelektronik sammelte die zu einem Ereignis gehörende Information aus den Zählern und den Kammern zunächst in Zwischenspeichern. Jedem Zählerelement war ein Bitspeicher zugeordnet. Die analogen Signale der Čerenkov- und Schauerzähler sowie der Flugzeitmessung wurden in digitalisierter Form in ADC's bzw. TDC's gespeichert. Beim Anliegen des

Abb. III.2 Die Elektronik



Mastersignals gelangten außerdem die Adressen der beim Teilchendurchgang durch die Kammern ausgelösten Drähte in einen Pufferspeicher (SCH74,RAB74).

Wenn alle Daten eines Ereignisses in den Zwischenspeichern zur Verfügung standen, wurden sie über ein CAMAC-System sequentiell in den Kernspeicher eines Kleinrechners (PDP 8/I) eingelesen. Dort wurden etwa 50 Ereignisse gesammelt und dann über eine ONLINE-Verbindung zu einem der beiden Großrechner (IBM 370/168) des DESY-Rechenzentrums geschickt, wo sie erst auf Magnetplatte und später auf ein Magnetband geschrieben wurden.

IV Messungen und Auswertung

IV.1 Datennahme

Die vier Wirkungsquerschnitte σ_U , σ_L , σ_P und σ_I ließen sich nach (II.18) trennen, wenn bei zwei verschiedenen Werten des Polarisationsparameters ϵ die ϕ -Abhängigkeit gemessen wurde. Für die Genauigkeit bei der Bestimmung des transversalen und longitudinalen Wirkungsquerschnitts war es wichtig, bei möglichst unterschiedlichen ϵ -Werten zu messen und den Normierungsfehler zwischen den Messungen klein zu halten. Bei Vorgabe des Viererimpulsquadrats Q^2 des virtuellen Photons und der hadronischen Schwerpunktsenergie $W = 2m\nu + m^2 - Q^2$ war ϵ nur noch vom Elektronstreuwinkel θ_e abhängig (II.17). Zu einem großen ϵ gehörte ein kleiner Streuwinkel und umgekehrt. Für eine gute Normierung sollten die Messungen mit derselben Nachweisapparatur durchgeführt werden, da in diesem Fall systematische Fehler bei der Datennahme und der Datenreduktion weitgehend korreliert waren.

Zuerst wurden am Wasserstoff die Reaktion $\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$ und am Deuterium der Prozeß $\gamma_n \rightarrow \pi^- p$ bei $W = 2.19 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $\epsilon_1 = 0.86$ gemessen. Dabei wurde die in Kapitel III beschriebene Apparatur benutzt, jedoch in dem in Abbildung III.1 als Hadronarm bezeichneten Spektrometer Elektronen unter 10° nachgewiesen (großes ϵ) und im sogenannten Elektronarm π -Mesonen unter Winkeln von 10° bis 35° . Durch die Variation des Pionstreuwinkels konnten Viererimpulsüberträge von $|t|_{\min}$ bis $|t| = 1.2 \text{ GeV}^2$ erfaßt werden. Im Bereich kleiner $|t|$ -Werte wurde aufgrund der großen vertikalen Akzeptanz der Spektrometer der gesamte ϕ -Bereich überdeckt, so daß sich über die Winkelabhängigkeit die Terme $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$, σ_P und σ_I trennen ließen.

Für die Messung der Reaktion $\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$ bei kleinem ϵ und gleichen Werten W und Q^2 wurde die Apparatur wie in Abbildung III.1 verwendet. Bei der Stellung des Elektronspektrometers auf $\theta_e = 36^\circ$ wurden virtuelle Photonen mit einem Polarisationsgrad $\epsilon_2 = 0.33$ unter $\theta_\gamma = 8^\circ$ emittiert. Da der

Pionstreuwinkel auf Werte größer als 10° begrenzt war, konnte jetzt nur der halbe Teilchenkegel um das Photon erfaßt werden. Im Bereich $|\tau|_{\min} \leq |\tau| \leq 0.28 \text{ GeV}^2$ wurde die ϕ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts gemessen. Die Zusammenfassung beider Messungen ermöglichte die Bestimmung aller vier Terme. Die Tabelle IV.1 zeigt einen Vergleich kinematischer Größen.

Die Versuchsanordnung und Datenreduktion für das Experiment mit großem ϵ wurden beschrieben in den Dissertationen von M. Schädlich (SCH76) und T. Canzler (CAN77). Im Folgenden werden nur die Messungen bei kleinem ϵ behandelt.

In diesem zweiten Experiment wurden über einem Zeitraum von insgesamt vier Wochen Daten genommen und ca. 224 000 Ereignisse auf Magnetband geschrieben. Die angesammelte Ladung war 0.13 C. Nach der anschließend erläuterten Methode wurden 61 000 Koinzidenzereignisse rekonstruiert, von denen nach Identifikation des Endzustands $e^+\pi^+n$ und nach allen kinematischen Schnitten 877 Ereignisse für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte übrig blieben.

Während der Messungen stand dem Experimentator ein auf dem Großrechner verwaltetes ONLINE-Programm zur Verfügung (SCH76). In kurzen Zeitabständen wurden die Ströme der Spektrometernagnete und die Targettemperatur mit ihren Sollwerten verglichen und Abweichungen gemeldet. Laufend aktualisierte Zwischenergebnisse, z.B. über das Ansprechverhalten der Zähler und Kammern, waren über den Bildschirm oder die Schreibmaschine der PDP zu erhalten und erlaubten eine schnelle Fehlererkennung.

IV.2 Datenreduktion

In diesem Abschnitt wird die Auswertung der Messungen bis zum Wirkungsquerschnitt beschrieben. Sie begann mit der Bestimmung der Vierervektoren der nachgewiesenen Teilchen. Die zu untersuchende Reaktion wurde von

Tabelle IV.1 Vergleich kinematischer Parameter der Messungen bei verschiedenem Polarisationsgrad des Photons

Größe	1. Messung	2. Messung
ϵ	0.86	0.33
W (GeV)	2.19	2.19
Q^2 (GeV^2)	0.70	0.70
E (GeV)	6.0	3.05
E' (GeV)	3.4	0.6
θ_e (Grad)	10	36
θ_γ (Grad)	14.3	7.8
P_π (GeV)	2.3-1.9	2.35
θ_π (Grad)	10 - 35	10,13,15
$ \tau $ (GeV^2)	$ \tau _{\min}^{-1.2}$	$ \tau _{\min}^{-0.28}$
ϕ_π (Grad)	0-360 ($ \tau < 0.16$)	90-270 ($ \tau < 0.16$)
	30-330 ($ \tau > 0.16$)	120-240 ($ \tau > 0.16$)

anderen abgetrennt und für jedes Ereignis die Kinematik berechnet. Die Variablen, von denen der Wirkungsquerschnitt abhängt, wurden in Intervalle aufgeteilt und die Ereignisse in diese Bins einsortiert. An der gemessenen Zählrate waren noch Korrekturen anzubringen. Sie berücksichtigten Meßverluste infolge Nichtansprechen der Zähler und Kammern, elektronischer Totzeit, Bremsstrahlung, Vielfachstreuung, Pionzerfall und Pionabsorption. Andererseits waren die Ereignisse abzuziehen, die zu zufälligen Koinzidenzen gehörten oder zu Streuprozessen, die nicht an den Targetprotonen stattfanden. Aus den korrigierten Zählraten in den Bins ergab sich der Wirkungsquerschnitt, wenn auch die Anzahl der einfallenden Elektronen und der Targetprotonen und die geometrische Akzeptanz des Spektrometers bekannt waren.

Ausgangspunkt der Datenreduktion waren die auf Magnetband stehenden Koinzidenzereignisse. Ein Spurrekonstruktionsprogramm rechnete die Adressen der beim Teilchendurchgang durch die Kammern ausgelösten Signaldrähte in Raumpunkte um und paßte daran die Teilchenbahn an. Ihre Krümmung im Feld des Dipolmagneten lieferte den Impulsbetrag. Die Spur wurde durch die Quadrupolmagnete bis zum Target zurückverfolgt und legte die Erzeugungswinkel fest (KOL76). Nach der Identifikation der Teilchen waren die Viererimpulse bestimmt. Zur Erkennung von Elektronen dienten ihre großen Signale in den Impulshöhenspektren des Čerenkov- und des Schauerzählers. Auf die Pionidentifikation nach der Flugzeitmethode geht der nächste Abschnitt ein.

IV.2.1 Pionidentifikation

Der Čerenkovzähler des Hadronarms war nur für kleine Überdrücke ausgelegt (im Experiment mit großem ϵ diente er zum Nachweis der Elektronen). Bei einem Druck von 1.3 atm sprach er im akzeptierten Impulsbereich ($P_h < 2.8 \text{ GeV}$) nur auf Positronen an und wies solche Ereignisse zurück. Die Anzahl der δ -Elektronen war zu vernachlässigen. Der Schauerzähler wurde nicht angesehen. Die Unterscheidung zwischen π -Mesonen und den

schwereren Hadronen K und p geschah mit Hilfe der Flugzeit und der fehlenden Masse.

Die am weitesten vom Target entfernten Zählerodoskope dienten zur Flugzeitmessung für Hadronen. Sie waren aus 6 übereinanderliegenden Szintillationszählern aufgebaut, die auf beiden Seiten von Photovervielfältigern besehen wurden. Da die Signale jeder Zählerseite zusammengefaßt waren, ließen sich zwischen den zwei Startsignalen beim Durchgang eines Elektrons und den zwei vom Hadronarm kommenden Stoppsignalen vier Zeitdifferenzen bilden, deren Mittelwert die Flugzeit ergab. Die Mittelung korrigierte die vom Ort des Teilchendurchgangs abhängigen Lichtwege. Mit einer Zeiteichung der Zählerelemente untereinander wurde eine Auflösung von 0.8 ns (FWHM) erreicht (HEL75).

Aus den Meßgrößen Geschwindigkeit β und Impuls p wurde eine effektive Hadronenmasse berechnet:

$$m_h^2 = p^2 \left(\frac{1}{\beta^2} - 1 \right).$$

Abbildung IV.1 zeigt deren Verteilung, wenn im anderen Spektrometer ein Elektron nachgewiesen wurde. Mit der Bedingung $|m_h^2| \leq 0.4 \text{ GeV}^2$ ließen sich Pionen von Protonen gut trennen. K-Mesonen wurden durch diesen Schnitt nicht ausgeschlossen; bei $m_K^2 = 0.24 \text{ GeV}^2$ zeigte sich eine leichte Überhöhung des Spektrums.

Für die π -K-Trennung wurde die fehlende Masse herangezogen. In Abbildung IV.2 ist das M_X -Spektrum nach der Identifikation des Elektrons und der Protonabtrennung dargestellt. Alle Ereignisse innerhalb des Schnitts um die Neutronmasse mit $0.85 \text{ GeV} \leq M_X \leq 1.02 \text{ GeV}$ wurden zum Endzustand $e^+ \pi^+ n$ gezählt. Die obere Grenze lag um 60 MeV - das entsprach gerade der Massenauflösung ΔM_X (FWHM) - unterhalb der Schwelle für die Erzeugung eines weiteren Pions. Noch weiter entfernt war das 'A'-Signal bei

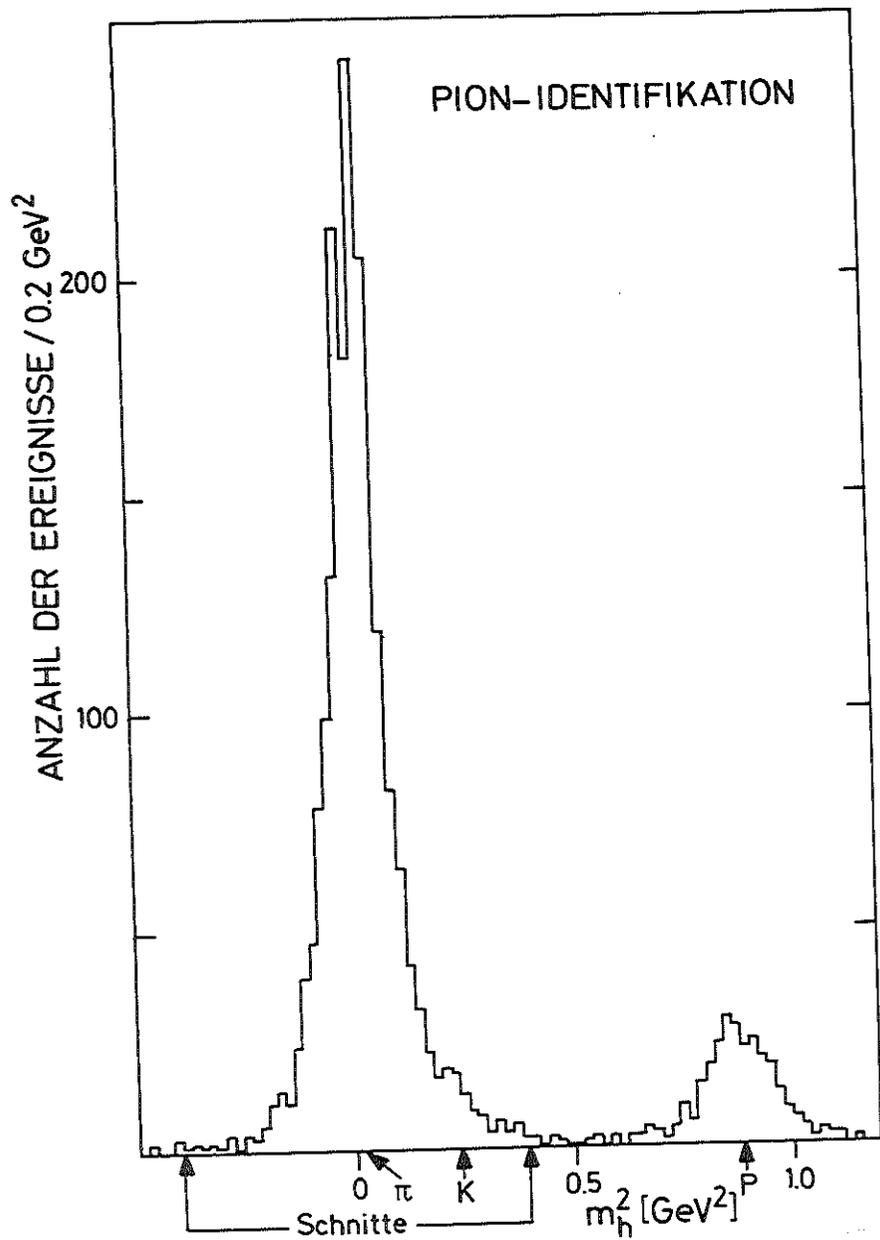


Abb. IV.1 Pionidentifikation über die effektive Masse der Hadronen

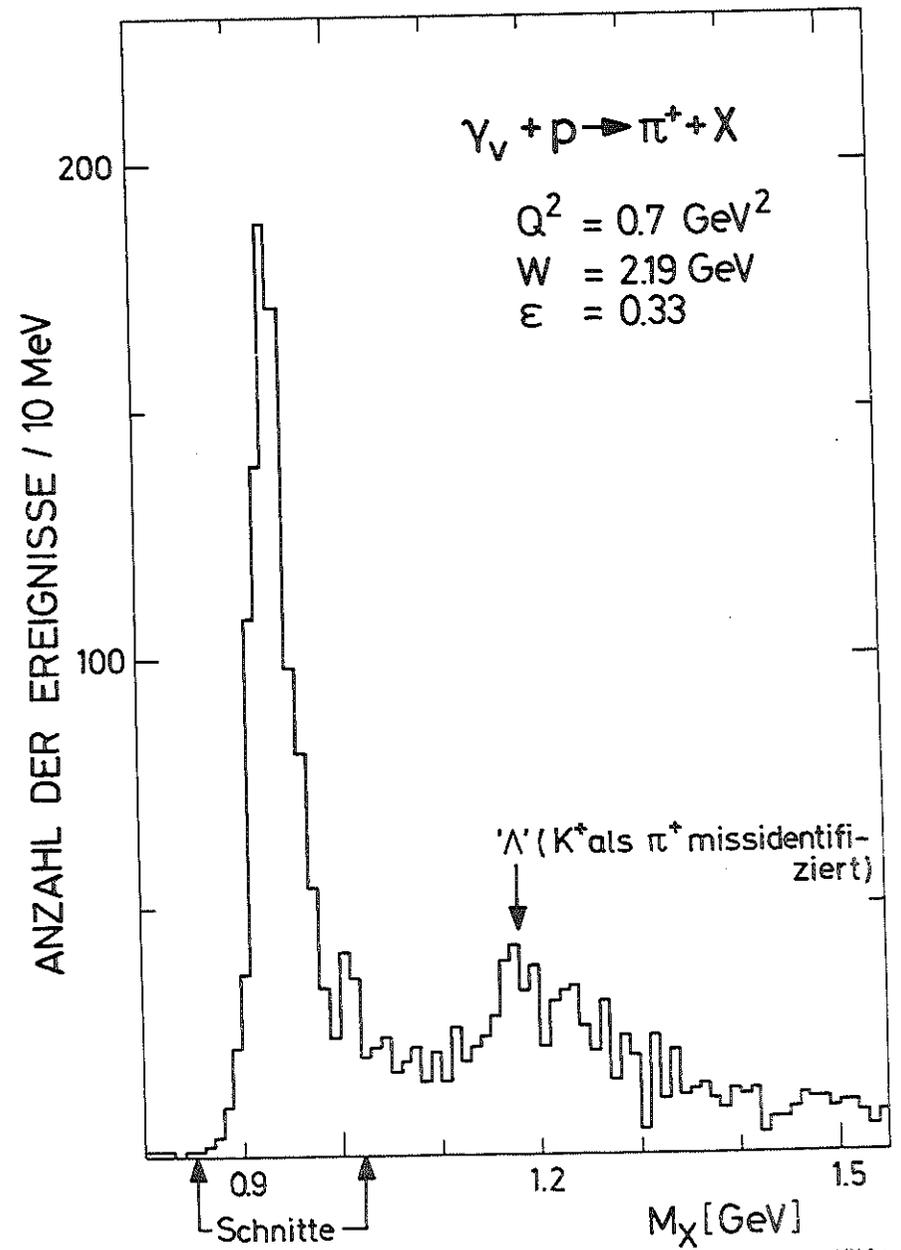


Abb. IV.2 Die fehlende Masse, $M_X^2 = (e^-e^+p-\pi^+)^2$

1180 MeV, das von der Messung der Reaktion $ep \rightarrow e'K^+A$ herrührte, wobei ein Kaon nachgewiesen, aber als Pion mißidentifiziert wurde. Alle anderen zur K^+ -Elektroproduktion gehörenden Baryonen hatten eine größere fehlende Masse. Der Schnitt im M_X -Spektrum war hinreichend für eine sehr gute Abtrennung auch der K-Mesonen.

IV.2.2 Korrekturen

Die Eigenschaften der Nachweisapparatur, physikalische Effekte und die Methode der Auswertung erforderten Korrekturen an der gemessenen Zählrate. Sie werden bis auf die Strahlungskorrektur und die Akzeptanzkorrektur in diesem Abschnitt behandelt.

Zählratenverluste durch eine Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszähler ungleich 100% traten nicht auf. Nachdem alle Schnitte angebracht waren, wurde die Triggerbedingung der Ereignisse überprüft, die in die Berechnung des Wirkungsquerschnitts eingingen. Es hatten in beiden Spektrometern immer alle vier Zähler angesprochen; für eine Koinzidenz war ursprünglich nur '3 aus 4' verlangt worden.

Während der Ereignisauslese auftretende Koinzidenzen wurden gesondert gezählt und ergaben einen Verlust durch elektronische Totzeit kleiner als 0.4%.

Nicht alle Koinzidenzereignisse ließen sich geometrisch rekonstruieren. Das Programm zur Spurenerkennung verlangte z.B. in allen 8 Drahtkammerebenen eines Spektrometers mindestens ein Signal, um so schon frühzeitig Untergrundereignisse abzutrennen. Der Wirkungsgrad des Programms wurde bestimmt, indem die Möglichkeit der Spurrekonstruktion bei einer Klasse von Ereignissen untersucht wurde, die sich gegenüber der Datenreduktion durch besonders strenge Schnitte auszeichnete. In Abhängigkeit von der Winkelstellung des Hadronspektrometers konnten 49-61% der Koinzidenzereignisse rekonstruiert werden.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit des Čerenkov- und Schauerzählers für Elektronen war zusammen größer als 99%.

Die Flugzeitmethode zur Pionidentifikation erforderte eine Zeitauflösung, die sich erst durch das Anbringen einer rechnerischen Korrektur für die Zeitkorrelation der Zählerelemente untereinander erreichen ließ. Das gelang nur bei solchen Ereignissen, wo in jedem Arm genau ein Element des Flugzeit Zählers auf beiden Seiten ein Signal lieferte. Die eindeutige Flugzeitbildung war bei 74-83% der rekonstruierten Ereignisse möglich.

Durch den Schnitt in der aus Flugzeit und Impuls berechneten effektiven Masse der Hadronen gingen bei der Pionidentifikation etwa 0.5% der Ereignisse verloren. Im Schnittbereich verbliebene Protonen zählten zum Untergrund.

Die Abschätzung der Untergrundzählrate geschah auf zwei Arten. Die fehlende Masse konnte wegen der undefinierten Kinematik bei zufälligen Koinzidenzen im unphysikalischen Bereich unterhalb der Neutronmasse liegen. Extrapolation in den Schnittbereich ΔM_X ergab ein Maß für diesen Beitrag. Als andere Möglichkeit diente die Messung der relativen Zeitdifferenz zwischen den Einarmkoinzidenzen. Abbildung IV.3 zeigt die Verteilung für die Rohdaten und für Ereignisse nach Anbringen aller Schnitte. Die $e'\pi^+$ -Koinzidenzen lagen innerhalb eines Zeitintervalls von 4 ns, und es gab bei der Winkelstellung $\theta_h = 15^\circ$ keine Ereignisse außerhalb dieses Bereichs. Beide Methoden lieferten übereinstimmend eine Untergrundzählrate von weniger als 1%.

Die Reaktion $ep \rightarrow e'\pi^+n$ fand nicht nur an den Protonen des flüssigen Wasserstoffs im Target statt, sondern auch an den Kernen der vom Elektronenstrahl durchsetzten Materie wie Zellenwand, Streukammerfolie etc.. Um diese mitgemessenen Ereignisse abzuziehen, wurden in regelmäßigen Abständen Messungen mit leergepumpter Targetzelle durchgeführt und auf die gleiche Art ausgewertet. Es ergab sich eine Leertargetrate von bis zu 5%.

Weitere Korrekturen waren notwendig für den Zerfall der Pionen und die Absorption der Teilchen bei einer sekundären Wechselwirkung. Ein

Monte-Carlo-Programm (HEL75) simulierte den einzig wichtigen Zerfallsprozeß $\pi \rightarrow \mu\nu$. Bei einem mittleren Impuls von 2.3 GeV zerfielen 9.6% der π -Mesonen im Spektrometer. Die Myonen aus dem Zerfall hatten eine kaum geänderte Geschwindigkeit. Es wurde der Pionimpuls gemessen oder - wenn der Zerfall vor dem Ablenkmagneten stattfand und das Ereignis trotzdem akzeptiert wurde - ein ähnlich großer Impuls. Folglich identifizierte man über die aus Flugzeit und Impuls gewonnene effektive Hadronmasse alle Zerfallsmyonen als Pionen. Der Verlust durch Pionzerfall lag nur in der verschlechterten Akzeptanz und betrug bei einer maximalen Winkeländerung der Spur von 1° nur 2.3%.

Das erzeugte π -Meson konnte beim Durchlaufen des Spektrometers selbst gestreut werden, wobei als Absorber vor allem das Target, die Szintillationszähler und Luft infrage kamen. Aus πN -Wirkungsquerschnitten wurde die Korrektur durch Pionabsorption zu 2% abgeschätzt. Absorption der Elektronen wurde wegen der kleineren eN -Wirkungsquerschnitte vernachlässigt.

Coulombvielfachstreuung der Teilchen im Spektrometer wurde in der Akzeptanzrechnung berücksichtigt. Bei der geringen Einschubenergie von 3.05 GeV machte sich jedoch die Aufweitung des direkten Elektronenstrahls infolge Vielfachstreuung bei der Ladungsmessung stark bemerkbar. Die Anzahl der Primärelektronen lieferte die absolute Normierung des Wirkungsquerschnitts. Ihre genaue Bestimmung war in diesem Experiment besonders wichtig, da zwei Messungen aufeinander bezogen wurden.

Zur Ladungsmessung hatte man einen Faradaykäfig (FC), einen weiter vorn befindlichen Sekundärelektronenmonitor (SEM) und als weiteren Monitor die Elektronenzählrate bei festem Streuwinkel, die durch eine Koinzidenz aller 4 Szintillationszähler mit dem Čerenkovzähler definiert war. Die Strahldivergenz zeigte sich in der Änderung des Verhältnisses $Q(\text{SEM})/Q(\text{FC})$, wenn die Targetzelle gefüllt oder leergepumpt war. Auf die Strahlungslänge Null extrapoliert ergab sich durch Vielfachstreuung im Wasserstoff, in den Folien und der Luft zwischen der

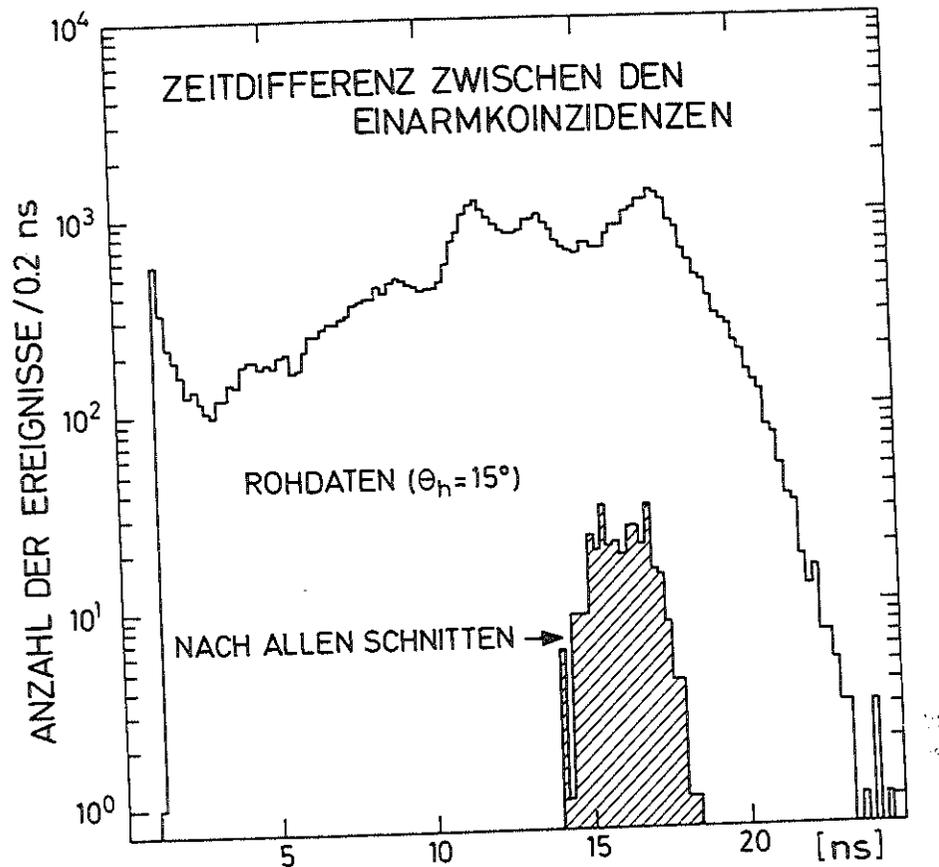


Abb. IV.3 Abschätzung der Untergrundzählrate

Streukammer und der Fortsetzung des Strahlführungsrohrs ein Ladungsverlust von 6%. Aus der relativen Schwankung zwischen den drei Monitoren wurde ein systematischer Fehler bei der Ladungsmessung von 1.5% abgeschätzt.

IV.2.3 Strahlungskorrekturen

Die Faktorisierung des Wirkungsquerschnitts beruhte auf der Annahme des Einphotonenaustauschs. Tatsächlich gemessen wurden auch Streuprozesse, deren Feynmangraphen mehr als eine Photonlinie enthalten. Den Zusammenhang zwischen dem gemessenen Wirkungsquerschnitt und dem Einphotonbeitrag stellte die Strahlungskorrektur her. Sie berücksichtigte externe Bremsstrahlung der Elektronen in Materie vor und nach der Wechselwirkung (TSA71), interne Abstrahlung reeller Photonen durch Elektronen und Pionen am Vertex sowie Vakuumpolarisation, Vertexkorrektur und Zweiphotonaustausch (BAR66, URB70). Graphen mit Bremsstrahlungsphotonen zählten zum Einphotonbeitrag, allerdings änderte sich die Kinematik. Am oberen Ende des wie $1/E_\gamma$ verlaufenden Spektrums war die durch 'harte Photonen' abgeführte Energie so groß, daß sich für die fehlende Masse ein Wert oberhalb des M_X -Schnitts ergab. Solche Ereignisse mußten zur gemessenen Zählrate addiert werden, während die Beiträge der übrigen Prozesse abzuziehen waren. Im Mittel erhöhte sich die Ereigniszahl durch Strahlungskorrekturen um 23%. In einer genaueren Untersuchung (CAN77), die einen Vergleich der hier benutzten Methode für die internen Strahlungskorrekturen nach Bartl und Urban mit der von de Calan und Fuchs (CAL65) und Dickinson (DIC73) einschloß, wurde ein systematischer Fehler von etwa 3% ermittelt.

IV.2.4 Die Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Um den vierfach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^4\sigma}{dQ^2 dW^2 dt d\phi} = \Gamma \cdot 2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \quad (IV.1)$$

an einem Punkt $v = (Q^2, W^2, t, \phi)$ zu bestimmen, unterteilte man die Variablen in Volumenelemente $\Delta V = \Delta Q^2 \Delta W^2 \Delta t \Delta \phi$, sortierte danach die Ereignisse und erhielt nach Anbringen der Korrekturen die Zählraten $N(\Delta V)$. Mit der Anzahl N_e der einfallenden Elektronen und der Targetprotonendichte N_T ergab sich in ΔV folgender Zusammenhang zwischen der korrigierten Zählrate und dem Wirkungsquerschnitt:

$$N(\Delta V) = N_e N_T \int_{\Delta V} \frac{d\sigma(v)}{d^4v} a(v) d^4v. \quad (IV.2)$$

Die Funktion $a(v)$ beschrieb das Akzeptanzverhalten des Spektrometers. Sie nahm den Wert 1 an, wenn ein durch v beschriebenes Ereignis akzeptiert wurde und war sonst 0.

Da sowohl der Verlauf des Wirkungsquerschnitts in ΔV als auch der Akzeptanzfunktion unbekannt waren, mußte das Integral näherungsweise berechnet werden. Die Intervalle Δt und $\Delta \phi$ waren klein, so daß sich der Wirkungsquerschnitt in ihnen nicht stark änderte und bezüglich der Größen t und ϕ nach dem Mittelwertsatz der Integralrechnung galt

$$\frac{d\sigma(\bar{v})}{d^4v} = \frac{N(\Delta V)}{N_e N_T} \frac{1}{\int_{\Delta V} a(v) d^4v} \quad \bar{v} \in \Delta V. \quad (IV.3)$$

Ohne großen Fehler konnte \bar{v} als Mittelpunkt von ΔV gewählt werden. Das Akzeptanzintegral ließ sich nach der Monte-Carlo-Methode bestimmen (GUZ76). Hierfür wurden im Volumen ΔV isotrop Ereignisse erzeugt und mit einem Simulationsprogramm durch das Spektrometer verfolgt. Mit der Zahl N_{MC}^{akz} der akzeptierten Ereignisse und der Anzahl N_{MC} der Versuche ergab sich

$$\int_{\Delta V} a(v) d^4v = \frac{N_{MC}^{akz}}{N_{MC}} \Delta V. \quad (IV.4)$$

In den großen Bereichen ΔQ^2 und ΔW^2 mußte die Abhängigkeit des Wir-

kungsquerschnitts von diesen Variablen beachtet werden. Für den Elektronvertex war sie durch die Quantenelektrodynamik über den Flußfaktor der virtuellen Photonen $\Gamma(Q^2, W^2)$ gegeben. Für den Hadronvertex legte die π^+ -Photoproduktion oberhalb der Resonanzen für kleine $|t|$ -Werte eine W^2 -Abhängigkeit gemäß $(W^2 - m^2)^{-2}$ nahe (LÜB69). Canzler zeigte anhand von Cornell-Daten (BEB76), daß dies auch in der Elektroproduktion gültig blieb (CAN77). Im Q^2 -Verhalten des Wirkungsquerschnitts für $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+ n$ zeigte sich bei kleinen $|t|$ -Werten ein durch longitudinale Beiträge verursachtes Maximum bei $Q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$ (DRI71, BRO73). Da σ_L etwa wie $\exp(16t)$ abfallen sollte, ließ sich keine für alle t -Werte gültige Q^2 -Abhängigkeit angeben. Die Gewichtsfunktion für das angenäherte W^2 - und Q^2 -Verhalten des Wirkungsquerschnitts lautete deshalb nur

$$g(Q^2, W^2) = \Gamma(Q^2, W^2) \cdot (W^2 - m^2)^{-2}. \quad (\text{IV.5})$$

In den großen Bins wurde der Wirkungsquerschnitt für die Sollwerte Q^2 und W^2 berechnet als

$$\frac{d\sigma(\bar{\nu})}{d\nu} = \frac{N(\Delta\nu)}{N_e N_T} \frac{1}{\int_{\Delta\nu} \frac{g(\nu)}{g(\bar{\nu})} a(\nu) d\nu}. \quad (\text{IV.6})$$

Das Integral wurde wie oben bestimmt, nur waren die Ereignisse jetzt gewichtet zu zählen. Durch die Wahl verschiedener Zufallszahlen schwankte der Wert des Akzeptanzintegrals. Die Auswertung wurde so oft wiederholt, bis der von der Monte-Carlo-Statistik verursachte Fehler kleiner als 5% war.

Zum Testen wesentlicher Teile des Akzeptanzprogramms wurde mit diesem Spektrometer auch die elastische ep -Streuung gemessen und der experimentell bestimmte Wirkungsquerschnitt mit der Rosenbluthformel verglichen (FES75). Andererseits konnten nach dem Verlauf des theoretischen Wirkungsquerschnitts Ereignisse erzeugt werden und ein Vergleich zwischen simulierten und gemessenen Verteilungen von Kammerkoordinaten, Impulsen, Winkeln etc. stattfinden. So ließ sich eine obere Grenze

von 5% für den systematischen Fehler bei der Akzeptanzbestimmung abschätzen.

Wenn zu einem Bin $\Delta\nu$ mehrere Winkelstellungen beitrugen, wurden die zugehörigen Wirkungsquerschnitte gemittelt. Für die Sollwerte $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $W^2 = 4.8 \text{ GeV}^2$ ergab sich in den Bins $(\Delta t, \Delta\phi)$ aus den zwei Messungen mit dem Polarisierungsgrad ϵ_1

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}(Q^2, W^2, t_i, \phi_k)_e \equiv S_{ike} \quad \begin{matrix} \epsilon = 1, 2 \\ i = 1, \dots, 6 \\ k = 1, \dots, 12 \end{matrix} \quad (\text{IV.7})$$

Gemäß der Faktorisierung des Hadronvertex wurde für den Meßpunkt (Q^2, W^2, t_i) definiert:

$$\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon_{ike} \frac{d\sigma_L}{dt} + \epsilon_{ike} \frac{d\sigma_P}{dt} \frac{1}{\cos 2\phi_k + \sqrt{2\epsilon_{ike}(\epsilon_{ike} + 1)}} \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \frac{1}{\cos \phi_k} \equiv F_{ike} \quad (\text{IV.8})$$

Die Mittelung der Winkelfunktionen in den $\Delta\phi$ -Bins bedeutete

$$\overline{\cos \phi} = \frac{1}{\Delta\phi} \int_{\Delta\phi} \cos \phi d\phi \quad (\text{IV.9})$$

Die Polarisation hing von t und ϕ ab, wobei die relative Schwankung mit ϕ in den Intervallen Δt bei $\epsilon_2 = 0.33$ bis zu 20% ausmachte. Daher wurden in den Bins $(\Delta t_i, \Delta\phi_k)$ die gemessenen c -Werte aller Ereignisse gemittelt zu c_{ikl} .

Für jeden Wert t_i folgten schließlich aus der Bedingung

$$\sum_{k,e} \left(\frac{S_{ike} - F_{ike}}{\Delta S_{ike}} \right)^2 = \text{Minimum} \quad (\text{IV.10})$$

als zu bestimmende Parameter die vier Terme des Wirkungsquerschnitts. Für die Anpassung wurde das Programm MINUIT verwendet (JAM75).

IV.2.5 Fehlerbetrachtung

Unter dem Fehler des Wirkungsquerschnitts $2\pi d^2\sigma/d\epsilon d\phi$ wurde der statistische Fehler verstanden. Er schloß die Zählratenstatistik in den Bins (16-35%) und bei der Bestimmung der winkelabhängigen Korrekturen (3-6%) sowie die Monte-Carlo-Statistik des Akzeptanzprogramms (5%) ein. Die Zahlenangaben beziehen sich auf die hier beschriebene Messung bei kleinem ϵ ebenso wie die Tabelle IV.2, in der die Korrekturfaktoren zusammen mit den systematischen Fehlern aufgeführt sind.

Die vier Wirkungsquerschnitte der Elektroproduktion ergaben sich aus einer Anpassung an Daten zweier Messungen mit großem und kleinem Polarisationsparameter. Da in beiden Experimenten mit gewissen Änderungen (Vertauschung der Rolle der Spektrometer) die gleiche Apparatur benutzt wurde und die Methoden der Datenreduktion fast übereinstimmten, waren die systematischen Fehler der Messungen weitgehend korreliert. In beiden Fällen betrug der Gesamtfehler 6.5%. Den größten Beitrag lieferten die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Spektrometerakzeptanz, der Strahlungskorrekturen und der Anzahl der Primärelektronen. Die vorangehenden Abschnitte enthielten eine Abschätzung dieser systematischen Fehler.

Die verschiedene Funktion der Spektrometerarme in den beiden Experimenten bedeutete für das Akzeptanzprogramm nur eine Änderung der Vorzeichen dreier Winkel und die Vertauschung der Datensätze mit den geometrischen Parametern zur Beschreibung der zwei Arme. Die Programme zur Spurrekonstruktion, Strahlungskorrektur und Simulation des Pionzerfalls waren jeweils identisch, ebenso die Methode zur Abschätzung der Pionabsorption. Zur Bestimmung der Anzahl der Primärelektronen aus der akkumulierten Ladung wurde derselbe Faradaykäfig benutzt. Hinsichtlich dieser systematischen Fehler waren die beiden Messungen korreliert.

Tabelle IV.2 Korrekturfaktoren und Fehler

A) Winkelabhängige Korrekturen mit statistischen Fehlern

θ_h	10°	13°	15°
Spurenrekonstruktion	$2.026 \pm .020$	$1.828 \pm .020$	$1.652 \pm .022$
Zähleransprechwahrscheinlichkeit	$1.005 \pm .004$	$1.010 \pm .007$	$1.003 \pm .003$
Flugzeitbildung	$1.294 \pm .028$	$1.357 \pm .042$	$1.211 \pm .027$
Leertargetrate	$0.968 \pm .023$	$0.946 \pm .038$	$1.000 \pm .020$
elektronische Totzeit	$1.004 \pm .0002$	$1.002 \pm .0002$	$1.002 \pm .0002$

B) systematische Fehler (%)

Spektrometerakzeptanz	5
Strahlungskorrektur	3
Primärelektronenzahl	1.5
winkelabhängige Korrekturen zusammen	1.5
Untergrund	1
Pionabsorption	1
Pionzerfall	1
Pionidentifikation	0.5
Targetprotonenzahl	0.5
Gesamtfehler	6.5

Unkorrelierte Fehler gab es beim Untergrund, der Targetprotonenzahl und der Pionidentifikation, die einmal mit Hilfe des Čerenkovzählers und dann nach der Flugzeitmethode durchgeführt wurde.

Aufgrund der Korrelation der meisten Fehler war es eine pessimistische Annahme, für die Größe des relativen Normierungsfehlers zwischen den Experimenten den Gesamtfehler einer Messung von 6.5% zu nehmen.

V. Ergebnisse

Die vier Terme des Wirkungsquerschnitts der π^+ -Elektroproduktion werden getrennt und die transversalen Beiträge mit Polarisationsmessungen in der Photoproduktion verglichen (Kap. V.1). Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für longitudinale und transversale Photonen werden integriert und der Anteil des π^+ -Kanals am totalen Wirkungsquerschnitt bestimmt (Kap. V.2). Es folgt ein Vergleich mit anderen Experimenten zur Termtrennung (Kap. V.3). Die transversalen Wirkungsquerschnitte der Reaktion $\gamma_n + \pi^- p$ bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ werden abgeschätzt und mit $Q^2 = 0$ verglichen. Der im Quark-Parton-Modell angegebene Wert für das π^-/π^+ -Verhältnis wird überprüft (Kap. V.4). Zum Schluß werden die Vorhersagen des Bornterm-Modells, des dualen B_5 -Modells und des Vektormeson-Dominanz-Modells diskutiert (Kap. V.5).

V.1 Die Beiträge verschiedener Polarisationszustände des Photons zum Wirkungsquerschnitt

Der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photoproduktion läßt sich nach Kapitel II darstellen als

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} = \frac{d\sigma_U}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_I}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_T}{dt} \cos \phi \quad (V.1)$$

Die Abhängigkeit vom Polarisationsgrad ε und vom Winkel ϕ zwischen der Elektronstreuenebene und der Hadronerzeugungsebene ist für $W = 2.19 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und Viererimpulsüberträge $|t|_{\min} \leq |t| \leq 0.28 \text{ GeV}^2$ bestimmt worden. Abbildung V.1 zeigt für zwei t -Werte die ϕ - ε -Verteilung des Wirkungsquerschnitts:

- Die Winkelabhängigkeit ist im wesentlichen durch einen Verlauf proportional zu $\cos 2\phi$ gegeben.
- Der winkelunabhängige Anteil ist stark von ε abhängig.

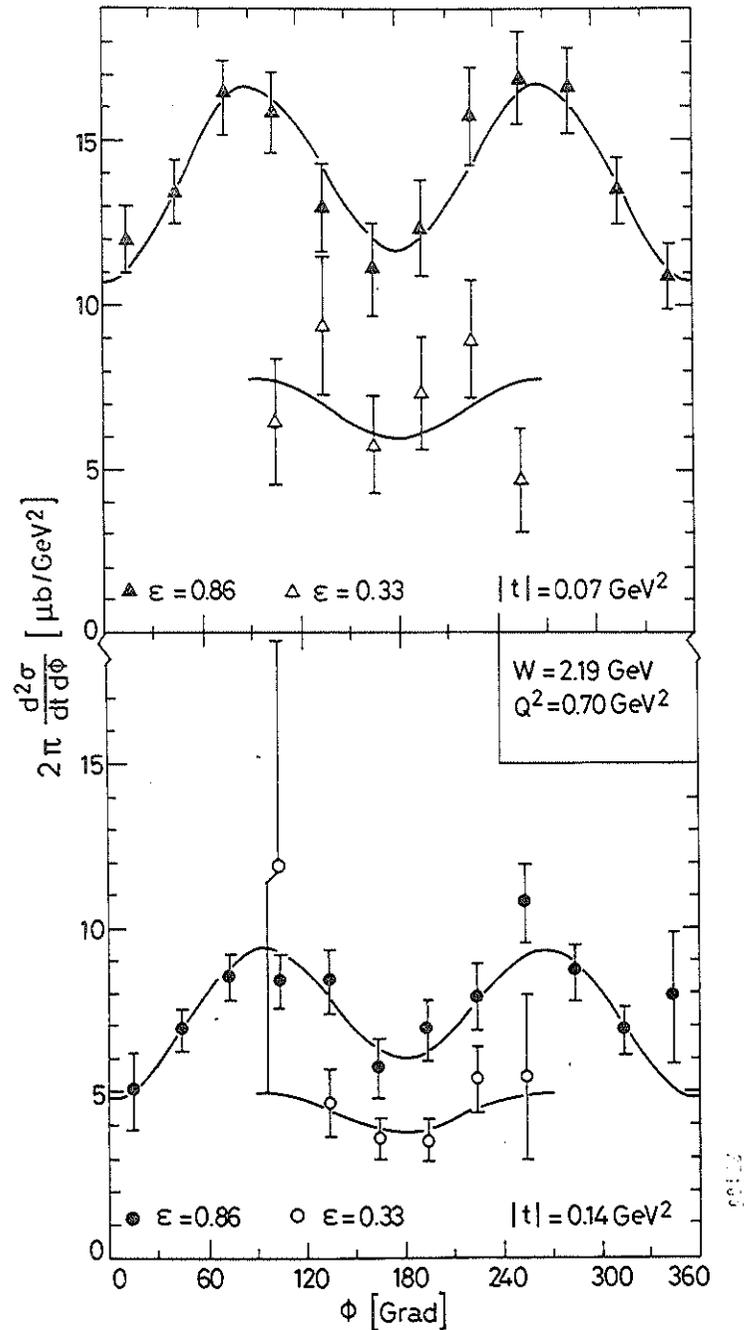


Abb. V.1 Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von ϕ und ϵ und die Anpassungsfunktionen

Eingezeichnet ist das Ergebnis der Anpassung der Funktion (V.1) an die Daten gemäß Formel (IV.10). Die Anpassung an beide Größen ϕ und ϵ ermöglicht zum ersten Mal die gleichzeitige Bestimmung aller vier differentieller Wirkungsquerschnitte der Elektroproduktion, die abkürzend auch nur als σ_U , σ_L , σ_P und σ_I bezeichnet werden.

Abbildung V.2 zeigt die t -Abhängigkeit der vier Terme. Um Schwierigkeiten bei der Strahlungskorrektur im Bereich des minimalen Impulsübertrages zu vermeiden, beginnen die Datenpunkte etwas oberhalb von $|t|_{\min} = 0.024 \text{ GeV}^2$. Es sind nur die statistischen Fehler eingetragen. Unter der pessimistischen Annahme eines Normierungsfehlers von 6.5% zwischen den Messungen mit verschiedenem ϵ ändern sich die winkelabhängigen Terme σ_P und σ_I unmerklich und die Wirkungsquerschnitte σ_U und σ_L höchstens um den halben statistischen Fehler. Für das gemessene t -Intervall lassen sich folgende Aussagen machen:

- Der Beitrag von longitudinalen Photonen σ_L dominiert in Vorwärtsrichtung und ist ab $|t| \geq 0.20 \text{ GeV}^2$ mit Null verträglich. Der steile t -Abfall kann durch den Verlauf $\exp \{ (13.4 \pm 1.7)t \}$ beschrieben werden. Bei Faktorisierung von σ_L in den Beitrag des π -Austauschs und eine Exponentialfunktion verbleibt eine Abhängigkeit wie $\exp \{ (5.1 \pm 1.6)t \}$ (KÖR77).
- Der Wirkungsquerschnitt σ_U für unpolarisierte transversale Photonen beträgt etwa $3 \mu\text{b}/\text{GeV}^2$. Innerhalb der Fehler zeigt er keine Abhängigkeit von t .
- Der Interferenzterm der transversal polarisierten Photonen σ_P ist negativ und dem Betrag nach vergleichbar mit σ_U . Der t -Verlauf ist flach. Bei $|t|_{\min}$ geht σ_P gegen Null.
- Der transversal-longitudinale Interferenzterm σ_I ist mit Null verträglich.

Aus den transversalen Wirkungsquerschnitten lassen sich zum ersten Mal in der Elektroproduktion nach den Beziehungen

$$\sigma_U = \frac{1}{2} (\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp})$$

$$\sigma_P = \frac{1}{2} (\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp})$$

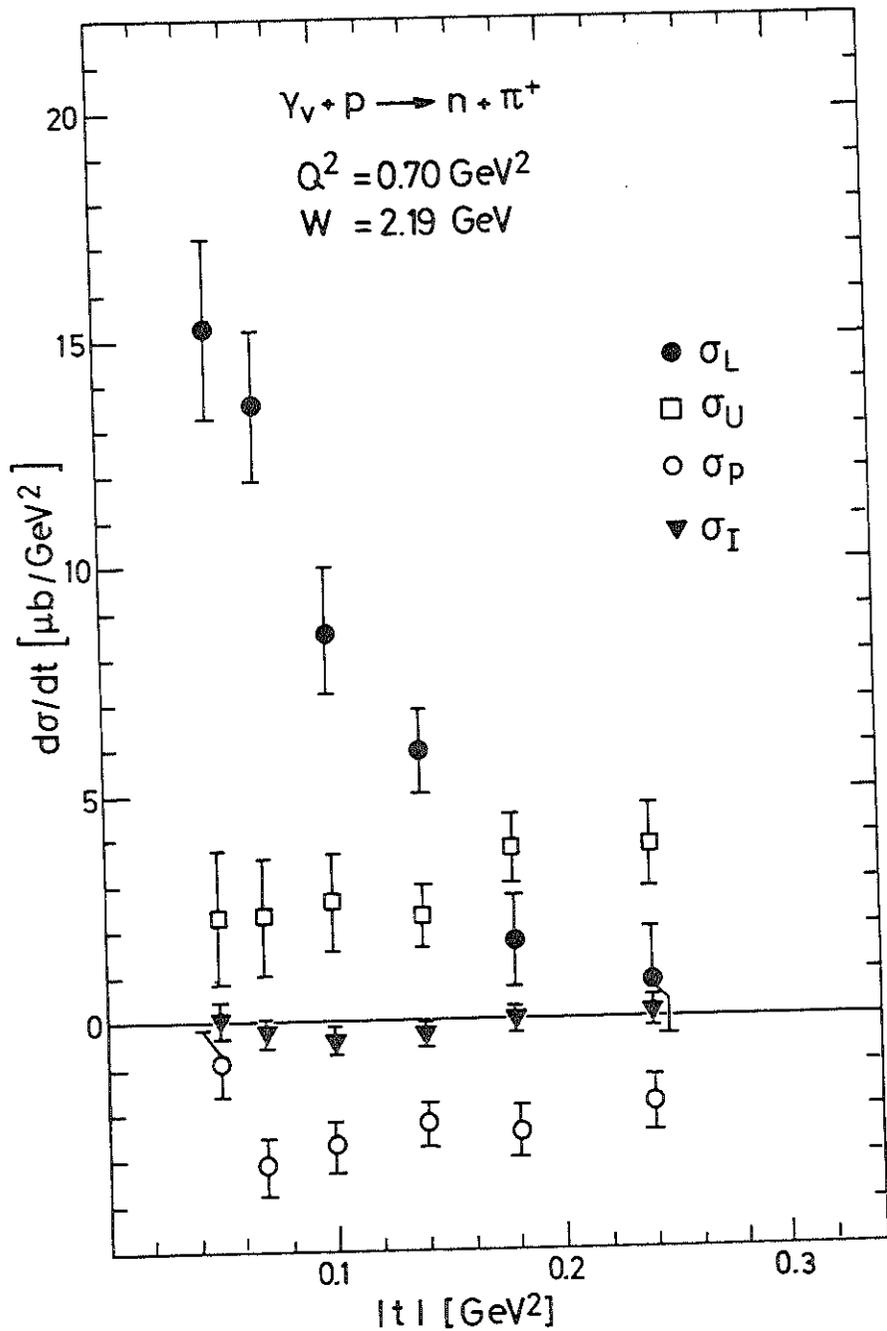


Abb. V.2 Die vier Wirkungsquerschnitte für verschiedene Polarisationszustände des virtuellen Photons

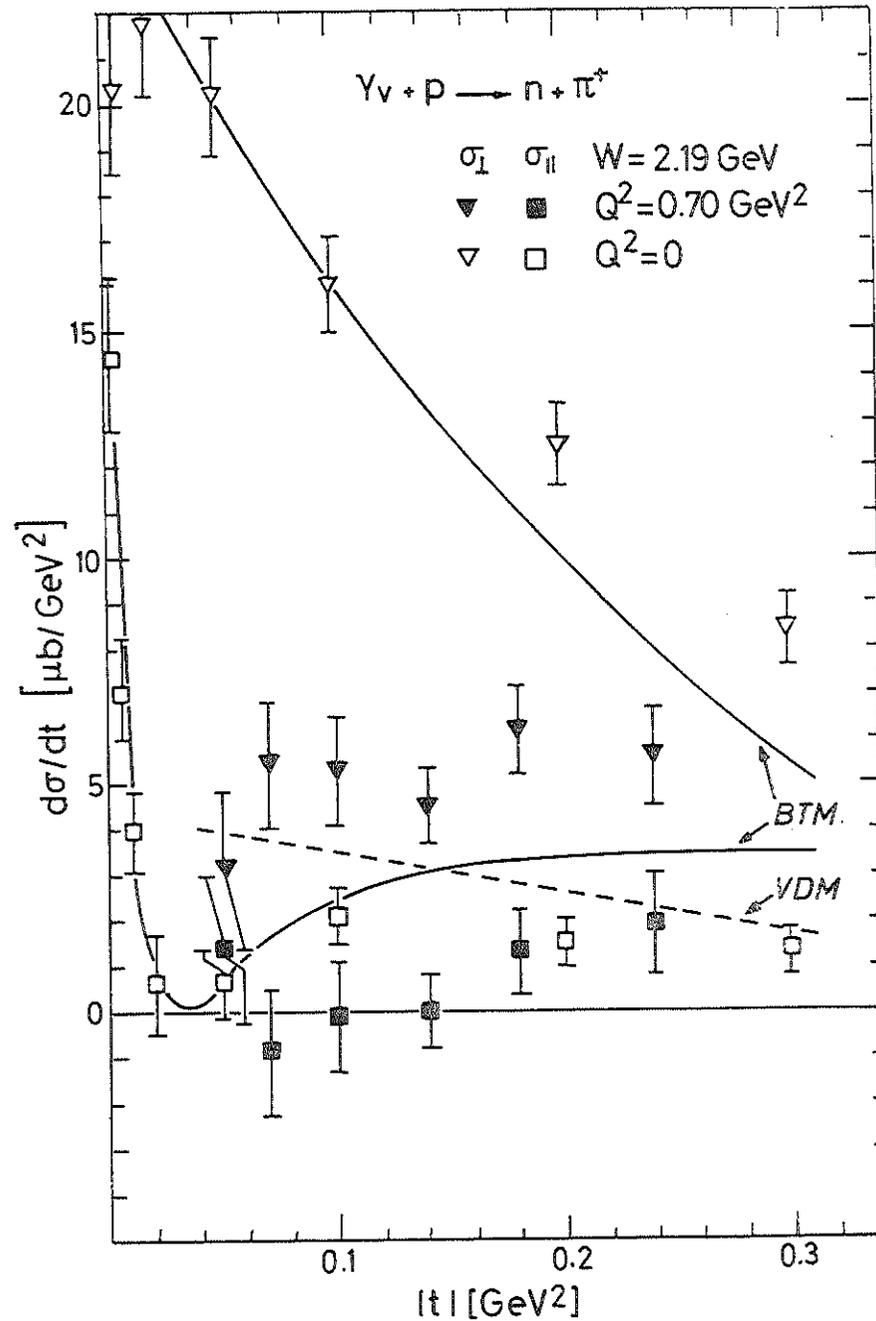
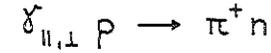


Abb. V.3 Die transversalen Wirkungsquerschnitte σ_{\perp} und σ_{\parallel} mit Vorhersagen des BTM für $Q^2=0$ und des VDM für $\sigma_{\perp}(Q^2=0.70 \text{ GeV}^2)$

die Wirkungsquerschnitte für Photonen bestimmen, deren elektrischer Vektor in der π^+ -Ebene liegt (σ_{\parallel}) bzw. senkrecht auf dieser Ebene steht (σ_{\perp}). Die mit polarisierten reellen Photonen gemessene Reaktion



kann jetzt mit Daten bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ verglichen werden. Dafür werden die Photoproduktionsdaten (HEI68, GEW69) mit dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts wie $(W^2 - m^2)^{-2}$ von $W = 2.69 \text{ GeV}$ auf den Wert $W = 2.19 \text{ GeV}$ skaliert. Abbildung V.3 zeigt den Vergleich der transversalen Wirkungsquerschnitte:

- In beiden Fällen dominiert natürlicher Paritätsaustausch (STI64): $\sigma_{\perp} \gg \sigma_{\parallel}$.
- Während σ_{\perp} in der Photoproduktion um einen Faktor 2 fällt, ist bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ kein Abfall mit t zu erkennen.
- In Vorwärtsrichtung sind σ_{\perp} und σ_{\parallel} gleich groß. Das ist einsichtig, weil dort keine π^+ -Ebene definiert werden kann.
- Von $|t|_{\min}$ aus fällt σ_{\parallel} auf Null ab und steigt bei größeren $|t|$ -Werten leicht an.

Die Meßergebnisse mit den statistischen Fehlern sind in Tabelle V.1 zusammengestellt. Bei der Berechnung von σ_{\parallel} und σ_{\perp} ist die sich aus der Anpassung ergebene Korrelation zwischen den transversalen Wirkungsquerschnitten berücksichtigt.

V.2 Die Größe des longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitts

Um die Stärke des longitudinalen Beitrags zur Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ n$ anzugeben, werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma_{\perp}/dt$ und $d\sigma_{\parallel}/dt$ über t integriert und das Verhältnis

$$R^{\pi^+ n} = \frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}}$$

gebildet.

Tabelle V.1

Die Wirkungsquerschnitte für verschiedene Polarisationszustände des virtuellen Photons in der Reaktion $\gamma_{\nu} p \rightarrow \pi^+ n$ bei $W = 2.19 \text{ GeV}$ und $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$.

$ t $ (GeV ²)	$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$ (nb/GeV ²)	$\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$ (nb/GeV ²)	$\frac{d\sigma_p}{dt}$ (nb/GeV ²)	$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$ (nb/GeV ²)	$\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$ (nb/GeV ²)	$\phi - \epsilon$ - Anpassung n_D	χ^2/n_D
.05	15.26 ± 1.97	2.23 ± 1.54	-0.89 ± 0.72	0.06 ± 0.35	3.16 ± 1.72	14	1.64
.07	13.52 ± 1.63	2.29 ± 1.27	-3.16 ± 0.59	-0.26 ± 0.29	5.45 ± 1.40	14	1.03
.10	8.59 ± 1.39	2.61 ± 1.06	-2.72 ± 0.53	-0.42 ± 0.26	5.33 ± 1.23	14	1.64
.14	5.93 ± 0.89	2.25 ± 0.65	-2.27 ± 0.46	-0.33 ± 0.22	4.52 ± 0.86	14	0.75
.18	1.68 ± 0.95	3.78 ± 0.72	-2.47 ± 0.54	-0.02 ± 0.25	6.25 ± 0.92	11	1.11
.24	0.80 ± 1.14	3.76 ± 0.92	-1.87 ± 0.57	0.12 ± 0.27	5.63 ± 1.05	10	1.69

Im Bereich der Termtrennung $|\tau|_{\min} \leq |\tau| \leq 0.28 \text{ GeV}^2$ ist

$$\sigma_L = 1.55 \pm 0.32 \mu\text{b}$$

$$\sigma_U = 0.77 \pm 0.25 \mu\text{b}$$

$$R^{\pi^+n} = 2.0 \pm 0.8$$

Der Normierungsfehler ($\approx 6.5\%$) zwischen den Messungen bei großem und kleinem ϵ beeinflusst das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte besonders stark, ergibt aber für R^{π^+n} noch einen Wert innerhalb des angegebenen statistischen Fehlers.

Eine Integration über den gesamten t -Bereich ermöglichen unsere Messungen der t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für mehrere Werte von Q^2 sowie Ergebnisse der Photoproduktion und eines Harvard-Cornell-Experiments. Die Abbildung V.4 zeigt den Wirkungsquerschnitt $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ gegen t für den Bereich $0 \leq Q^2 \leq 4 \text{ GeV}^2$. Kinematische Größen und Literaturhinweise stehen in der angefügten Tabelle. Die Vergleichsdaten für Messungen in Vorwärtsrichtung sind gemäß dem Verlauf $(W^2 - m^2)^{-2}$ in W skaliert und für den zentralen Bereich des Pion-Schwerpunktswinkels $\theta_{\pi}^* \lesssim 90^\circ$ mit der bei festem Winkel gemessenen Energieabhängigkeit. Diese wird für die Photoproduktion bei $W = 2.9 \text{ GeV}$ mit $W^{-14.6 \pm 0.8}$ angegeben. In der Elektroproduktion bei großen $|t|$ findet die Cornell-Gruppe eine ähnliche W -Abhängigkeit. Alle Messungen erfassen nicht den Bereich der Rückwärtserzeugung, der vom u -Kanal-Austausch dominiert wird.

- Der Wirkungsquerschnitt hängt schwach von Q^2 ab für $Q^2 \geq 0.7 \text{ GeV}^2$ und $|\tau| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$.
- Für $|\tau| \geq 1 \text{ GeV}^2$ gilt dies sogar einschließlich der Photoproduktion.

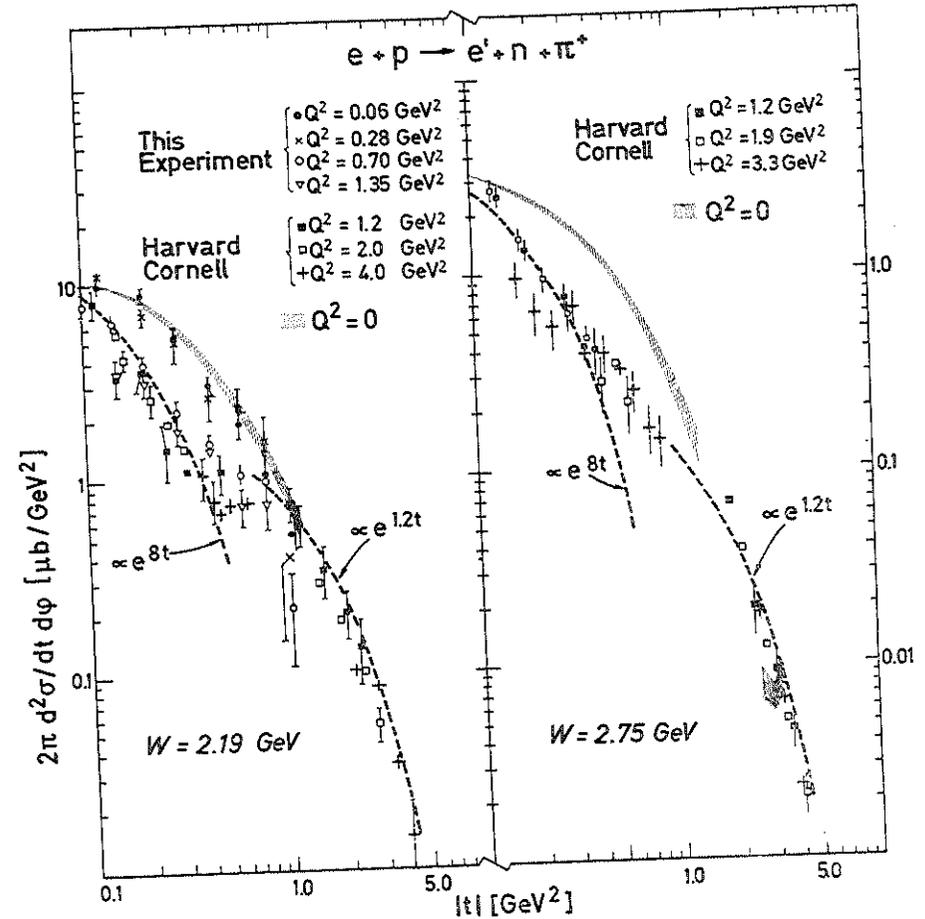


Abb. V.4 Die t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für $0 \leq Q^2 \leq 4 \text{ GeV}^2$

Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	$ \tau $ (GeV^2)	ϵ	ϕ (Grad)	Lit
0.06	2.19	< 1	$\approx .4$	105 - 225	BRA 76
0.28/0.7/1.35	2.19	< 1	$\approx .8$	150 - 210	BRA 76
$\approx 1.2/2.0/4.0$	2.2-2.7	< 1	$\approx .9$	135 - 225	BEB 76
$\approx 1.2/1.9/3.3$	2.4-3.1	< 1	$\approx .9$	-45 - +45	BEB 76
1.2 - 4.0	2.19/2.75	> 1	$\approx .9$	100 - 150	HOL 75
0	2.23/2.31	< 0.7			BUS 66
0	2.69	< 1.5			BYA 67
0	2.90	≈ 3			AND 76

Die Termtrennung bei $Q^2 = 0.7 \text{ GeV}^2$ zeigt das Verschwinden des longitudinalen Beitrags für $|t| \geq 0.20 \text{ GeV}^2$ und die Vernachlässigbarkeit des Interferenzterms. Bei größeren $|t|$ -Werten stellt $2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$ den transversalen Wirkungsquerschnitt σ_U und einen vom ϕ -Bereich und ϵ abhängigen Anteil von σ_P dar. Nimmt man zur Normierung die für $|t| \leq 0.28 \text{ GeV}^2$ gemessenen Daten und setzt für größere Impulsüberträge den t-Verlauf in Abbildung V.4 für σ_U an, dann folgt

$$\frac{d\sigma_U}{dt} \approx 3.8 \exp(1.5t)$$

Der transversale Wirkungsquerschnitt wird damit bis $|t|_{\text{max}} = 4.0 \text{ GeV}^2$ integriert. Von σ_L wird angenommen, daß nur der gemessene t-Bereich in der Nähe des Pionpols beiträgt. Für $W = 2.19 \text{ GeV}$ und $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ ist

$$\sigma_L = 1.55 \pm 0.32 \mu\text{b}$$

$$\sigma_U = 2.54 \pm 0.6 \mu\text{b}$$

$$R^{\pi^+n} = 0.61 \pm 0.2$$

Dieses Ergebnis für den exklusiven π^+n -Kanal wird verglichen mit Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts $\sigma^{\text{tot}}(\gamma_{\nu p} + X)$. Für ein konstantes Verhältnis R vom longitudinalen zum transversalen Wirkungsquerschnitt liefert die beste Anpassung an Daten mit $1 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 16 \text{ GeV}^2$ und $1.8 \text{ GeV} \leq W \leq 5 \text{ GeV}$ (RI075):

$$R = 0.138 \pm 0.011 \quad (\text{syst. Fehler: } 0.056).$$

Eine die Photoproduktion einschließende Polynomdarstellung der Strukturfunktion νW_2 nach Brasse (BRA72) wird benutzt, um den totalen longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitt bei unseren Werten Q^2 und W zu berechnen:

$$\sigma_L^{\text{tot}} = 8.1 \pm 0.3 \mu\text{b}$$

$$\sigma_U^{\text{tot}} = 57.7 \pm 2.0 \mu\text{b}$$

$$R = 0.14$$

Die Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+n$ trägt mit 4.4% zum totalen transversalen und bereits mit 19% zum longitudinalen Wirkungsquerschnitt bei. Damit wird die auf der Cornell-Konferenz von Harari (HAR71) gegebene Abschätzung gestützt, nach der in diesem kinematischen Bereich die Endzustände π^+N und $\pi^+\Delta$ schon 50 - 100% von σ_L ausmachen.

Die Integration des virtuellen Photoproduktionsquerschnitts ergibt einen Beitrag des transversalen Interferenzterms von $\sigma_P \approx -1 \mu\text{b}$, davon liegen $-0.5 \pm 0.13 \mu\text{b}$ im t-Bereich der Termtrennung.

V.3 Vergleich mit anderen Messungen von σ_L und σ_U

Gleichzeitig mit unseren Messungen wurde in zwei Experimenten bei Cornell und DESY die Trennung des longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow \pi^+n$ im Energiebereich $W > 2 \text{ GeV}$ durchgeführt. Die Tabelle V.2 enthält eine Zusammenstellung der Experimente zur σ_L - σ_U -Trennung mit kinematischen Parametern und Literaturangaben.

Die zu vergleichenden Messungen unterscheiden sich in den Werten W und Q^2 . Mit der für kleine Impulsüberträge gültigen Energieabhängigkeit $(W^2 - m^2)^{-2}$ werden die anderen Daten auf $W = 2.19 \text{ GeV}$ skaliert. Die Wirkungsquerschnitte der Harvard-Cornell-Gruppe werden noch von $d\sigma/d\Omega_{\pi}^*$ nach $d\sigma/dt$ umgerechnet. Die Q^2 -Abhängigkeit bei kleinem $|t|$ ist bisher nur für die Summe $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$ bekannt im Bereich $0.2 \text{ GeV}^2 \leq Q^2 \leq 0.8 \text{ GeV}^2$ (DRI71) und für $Q^2 = 0.28, 0.70, 1.35 \text{ GeV}^2$ (BRA76). Das Maximum im Q^2 -Verlauf von $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$ bei 0.4 GeV^2 wird longitudinalen Beiträgen zugeschrieben, für die bei hohen Energien näherungsweise gilt (s.u. V.3)

$$\sigma_L \sim Q^2 \cdot F_{\pi}^2(Q^2).$$

Mit diesem Verlauf wird σ_L auf $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ skaliert, wobei für den Pionformfaktor F_π der Wert des Isektorformfaktors F_1^V des Nucleons genommen wird (s. u. Abb. V.13). Die schwache Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für virtuelle Photonen im Bereich großer $|t|$, wo der Term σ_U dominiert (Abb. V.4), legt nahe, den transversalen Wirkungsquerschnitt nicht in Q^2 zu skalieren.

Abbildung V.5 zeigt den Vergleich der longitudinalen Wirkungsquerschnitte:

- Die Skalierung proportional $Q^2 \cdot F_\pi^2(Q^2)$ ist gut außer für die Daten mit $Q^2 = 1.19 \text{ GeV}^2$.
- Das t -Verhalten von σ_L kann allgemein durch $\exp(-14t)$ beschrieben werden.
- Für $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$ sind alle Datenpunkte mit Null verträglich.

Die Dominanz des Pion-Austauschs zeigt sich im steilen t -Abfall und hat zur Folge, daß der longitudinale Beitrag stark vom minimalen Viererimpulsübertrag abhängt. Bei fester Energie W entfernt sich $|t|_{\min}$ mit wachsendem Q^2 vom Pionpol, und der über t integrierte Wirkungsquerschnitt σ_L wird rasch kleiner.

In Abbildung V.6 werden die transversalen Wirkungsquerschnitte mit entsprechend in W skalierten Photoproduktionsdaten (HEI68) verglichen:

- Von der Photo- zur Elektroproduktion gibt es einen ziemlichen Sprung.
- Ein t -Abfall wie bei $Q^2 = 0$ ist für $Q^2 > 0$ nicht zu erkennen.
- Die Elektroproduktionsdaten liegen bis auf die Punkte mit $Q^2 = 1.19 \text{ GeV}^2$ im Mittel bei $2-3 \text{ nb/GeV}^2$.
- Die für $|t| > 0.2 \text{ GeV}^2$ und $Q^2 \geq 0.70 \text{ GeV}^2$ gefundene geringe Q^2 -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts gilt im Falle virtueller Photonen für σ_U auch in Vorwärtsrichtung.

Die Cornell-Gruppe fand aufgrund ihrer Daten mit $\theta_\pi^* < 3^\circ$ - das entspricht dem ersten Meßpunkt der t -Verteilung, die höherliegenden Datenpunkte wurden nicht beachtet - für σ_U das Q^2 -Verhalten des totalen ep-Wirkungsquerschnitts (BK76). Vergleicht man die Daten bei festem t , was wegen des flachen t -Verlaufs gerechtfertigt ist, dann müßten bei einem derartigen Verlauf die Daten von $Q^2 = 0.35 \text{ GeV}^2$ bis $Q^2 = 3.32 \text{ GeV}^2$

Tabelle V.2
Experimente zur Bestimmung von σ_L und σ_U für die Reaktion $\gamma_p p \rightarrow \pi^+ n$ oberhalb der Resonanzen

Labor (Lit)	Q^2 (GeV^2)	W (GeV)	ϵ	ϕ (Grad)	$ t $ (GeV^2)	$ t _{\min}$ (GeV^2)
CORNELL (BBB74) (BBB76) (BBB77)	1.19	2.15	0.95	0,90,180,270	0.066 - 0.123	0.064
	2.00	2.65	0.82 0.45	0,90,180,270 0,90,180,270	0.071 - 0.217	0.068
	3.32	2.65	0.82 0.40	0,90 0,90,180,270	0.160 - 0.408	0.157
DESY (BRA77)	0.70	2.19	0.86 0.33	0 - 360 90 - 270	0.05 - 0.24	0.024
DESY (ACK77)	0.35	2.10	0.80 0.33	0 - 360 120 - 240	0.013 - 0.043	0.009

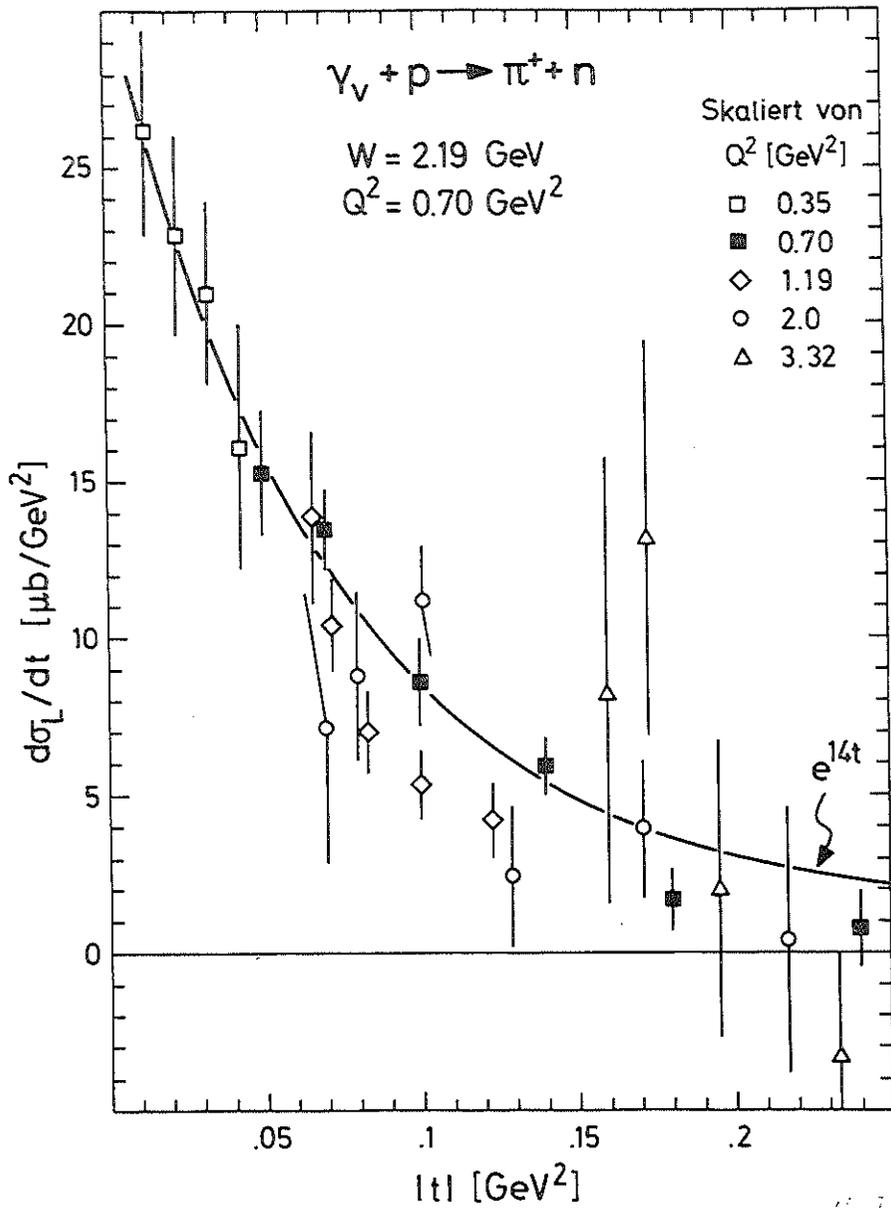


Abb. V.5 Der longitudinale Wirkungsquerschnitt
(skaliert mit $(W^2 - m^2)^{-2}$ und $Q^2 \cdot F_\pi^2(Q^2)$)

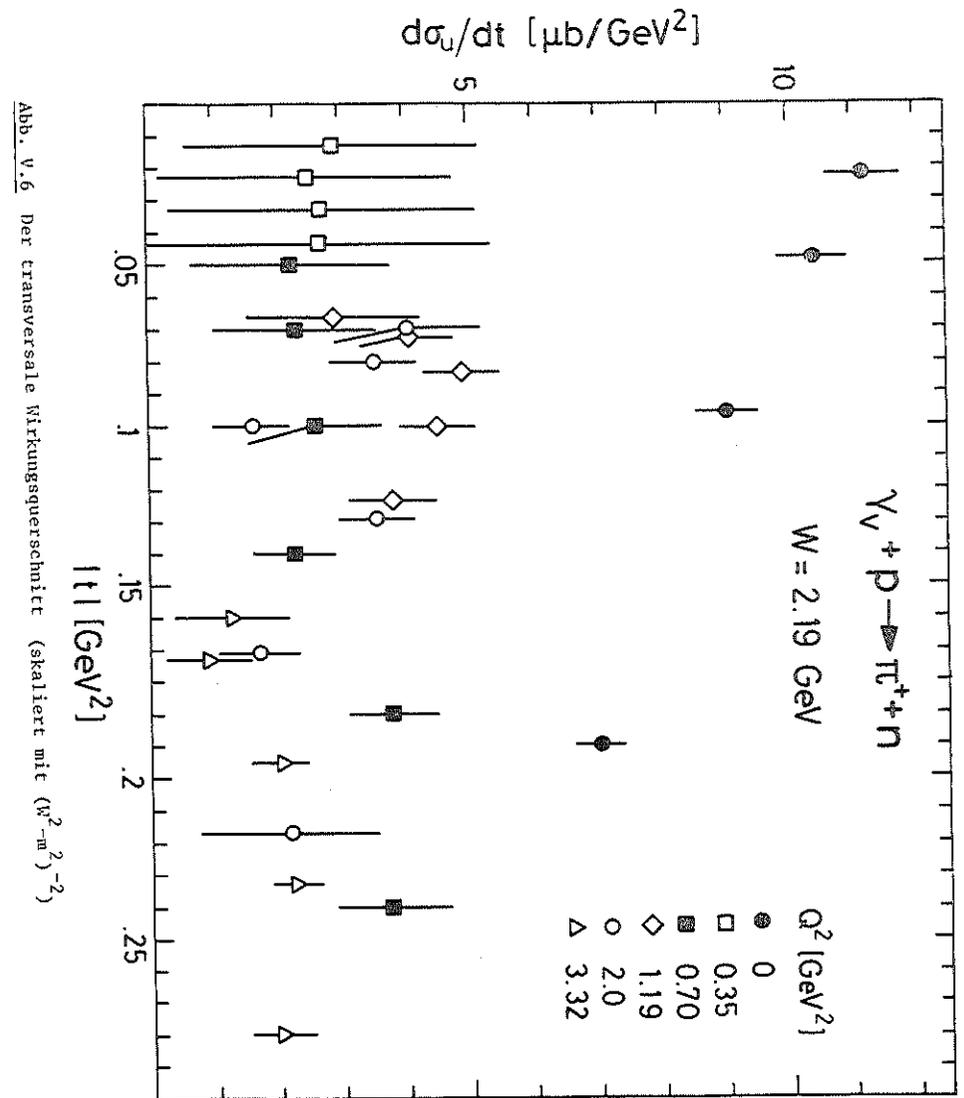
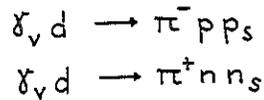


Abb. V.6 Der transversale Wirkungsquerschnitt (skaliert mit $(W^2 - m^2)^{-2}$)

um einen Faktor 5 abfallen. Das ist nicht der Fall. Es liegen im Gegenteil sogar einige Meßpunkte von Cornell noch über den DESY-Daten mit kleinerem Q^2 . Uns erscheint die Normierung im Harvard-Cornell-Experiment bei der Trennung des longitudinalen und transversalen Anteils zweifelhaft. Das zeigt sich besonders bei $Q^2 = 1.19 \text{ GeV}^2$, wo im Vergleich zu den übrigen Messungen σ_L nach unten und σ_U nach oben abweicht. Das Q^2 -Verhalten des transversalen Wirkungsquerschnitts läßt sich aus den vorliegenden Daten nicht eindeutig ablesen.

V.4 Vergleich mit der Reaktion $\gamma_n \rightarrow \pi^- p$

In unserem Experiment bei großem ϵ wurden für $W = 2.19 \text{ GeV}$ und $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ am Deuterium die Prozesse



gemessen. Nach der Verhältnismethode konnte der Wirkungsquerschnitt für π^- -Produktion am Neutron bestimmt werden:

$$\frac{d^2\sigma}{dt d\phi} (\gamma_v n \rightarrow \pi^- p) = \frac{\pi^-(d)}{\pi^+(d)} \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} (\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n)$$

Im Bereich kleiner Viererimpulsüberträge wurden durch eine Anpassung an die ϕ -Verteilung des Wirkungsquerschnitts erstmalig in der Elektroproduktion die Terme $\sigma_U + \epsilon\sigma_L$, σ_P und σ_I getrennt (BRA76, SCH76).

Die Trennung von σ_U und σ_L im π^+ -Kanal ermöglicht die Abschätzung des transversalen Wirkungsquerschnitts für den $\pi^- p$ -Kanal. Durch die Amplituden von isovektoriellen und isoskalaren Photonen ausgedrückt, gilt nämlich

$$\begin{aligned} \sigma(\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n) &= |A_v + A_s|^2 \\ \sigma(\gamma_v n \rightarrow \pi^- p) &= |A_v - A_s|^2 \end{aligned}$$

Bei hohen Energien trägt nach dem verallgemeinerten Stichel-Theorem nur unnatürlicher Paritätsaustausch zu den Wirkungsquerschnitten σ_L , σ_I und σ_{II} bei. Mit unnatürlicher Parität koppeln π und A_1 an das Isovektorphoton und das B-Meson an isoskalare Photonen (s. u. Tabelle V.3). Da bei kleinen $|t|$ der B-Austausch gegenüber dem dominanten Pionbeitrag zu vernachlässigen ist, sind dort die Terme σ_L , σ_I und σ_{II} für beide Reaktionen gleich groß (KRA74). Für σ_I wird das durch unsere Messungen bestätigt, und für σ_{II} gilt es in der Photoproduktion. $\sigma_U^{\pi^- p}$ läßt sich auf zwei Arten berechnen, von denen der Mittelwert genommen wird:

$$\sigma_U^{\pi^- p} = \frac{1}{2} \left[(\sigma_U + \epsilon\sigma_L)^{\pi^- p} - \epsilon\sigma_L^{\pi^+ n} \right] + \frac{1}{2} \left[\sigma_{II}^{\pi^+ n} - \sigma_P^{\pi^- p} \right]$$

Damit sind die transversalen Wirkungsquerschnitte σ_{II} und σ_L für $\gamma_n \rightarrow \pi^- p$ bekannt und lassen sich in Abbildung V.7 mit Daten der Photoproduktion (HEI68, BUR73) vergleichen, die mit $(W^2 - m^2)^{-2}$ auf $W = 2.19 \text{ GeV}$ skaliert werden:

- In Photo- und Elektroproduktion dominiert bei kleinen $|t|$ -Werten natürlicher Polaritätsaustausch: $\sigma_L > \sigma_{II}$.
- Bei $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ werden die Wirkungsquerschnitte gleich groß, ebenso in Vorwärtsrichtung bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$.
- Nur σ_L bei $Q^2 = 0$ zeigt eine deutliche t -Abhängigkeit.

Zum Vergleich von π^- - und π^+ -Produktion bildet man für die Wirkungsquerschnitte σ_U , σ_L und σ_{II} das Verhältnis

$$R = \frac{\sigma(\gamma_v n \rightarrow \pi^- p)}{\sigma(\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n)}$$

In Abbildung V.8 ist R zusammen mit der in der Photoproduktion (GEW72) gemessenen Größe

$$R^d = \frac{\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^- p p_s)}{\sigma(\gamma d \rightarrow \pi^+ n n_s)}$$

dargestellt:

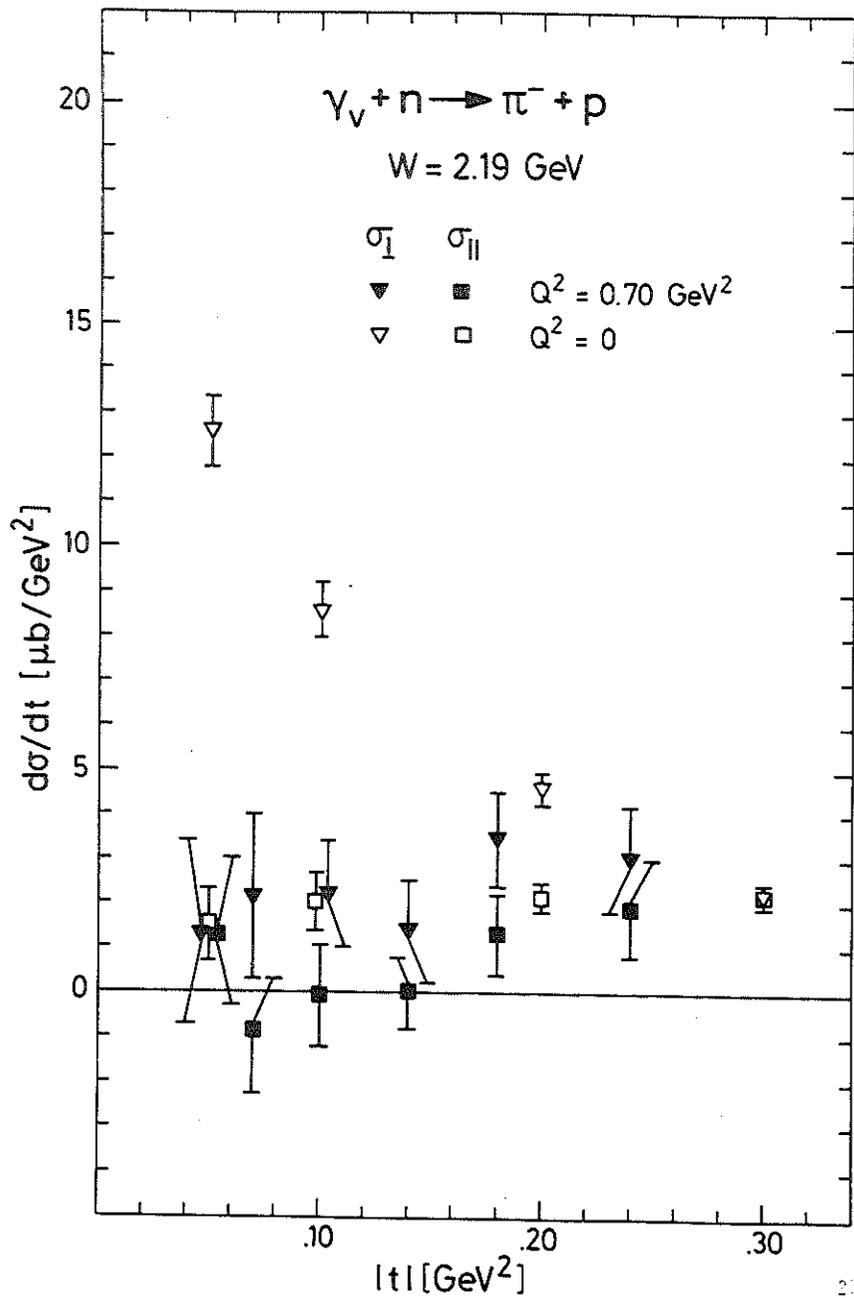


Abb. V.7 Die transversalen Wirkungsquerschnitte σ_{\perp} und σ_{\parallel} der Reaktion $\gamma_V n + \pi^- p$

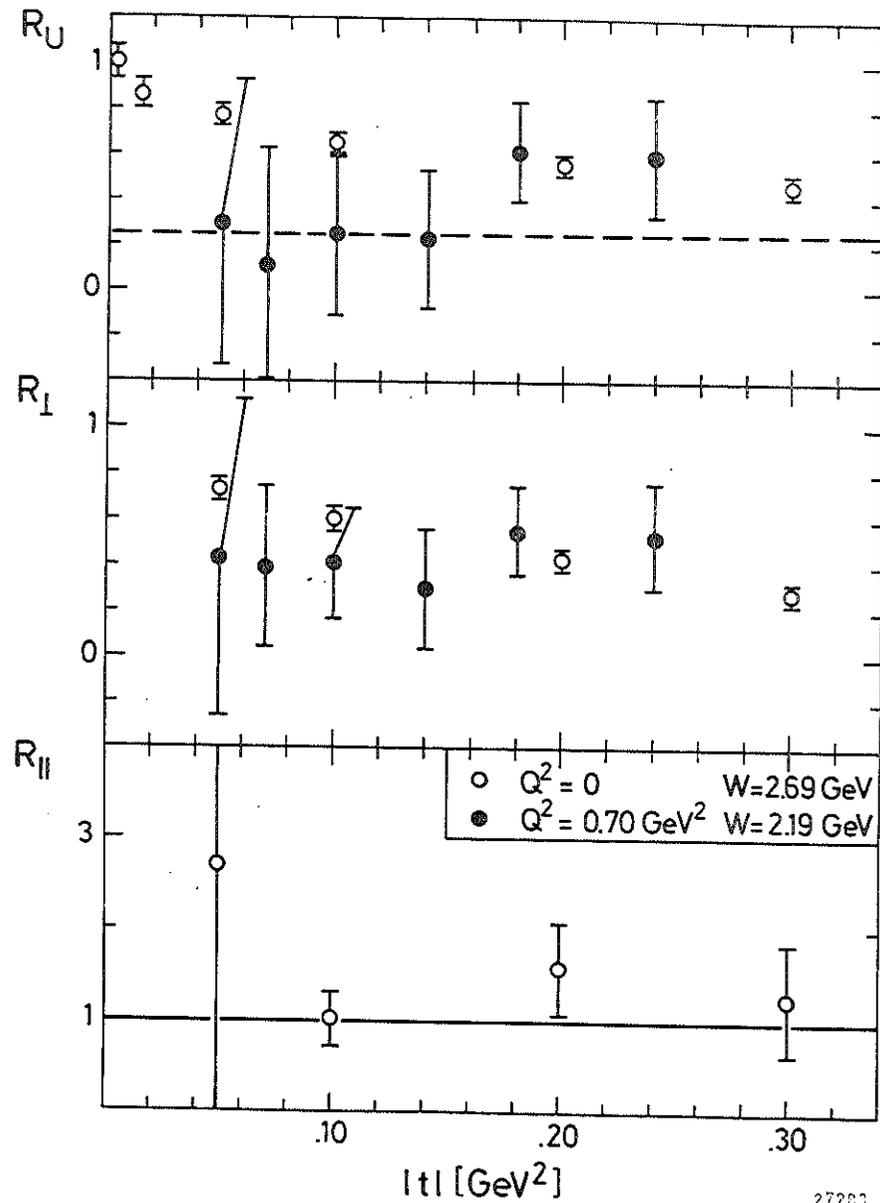


Abb. V.8 Das π^-/π^+ -Verhältnis der Wirkungsquerschnitte σ_U, σ_{\perp} und σ_{\parallel}

- Bei $Q^2 = 0$ ist $R_U^d = 1$ in Vorwärtsrichtung und fällt dann mit t ab.
- Bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ verläuft R_U flach und beträgt über den t -Bereich gemittelt

$$R_U = 0.41 \pm 0.35 .$$

- Innerhalb der Fehler findet man in der Photoproduktion $R_H^d = 1$.
(Für die Abschätzung war $R_H = 1$ angenommen worden)
- Die Unterschiede für π^- und π^+ kommen vom Wirkungsquerschnitt σ_{\perp} .

Das π^-/π^+ -Verhältnis der Photoproduktion untersuchten Barbour, Malone und Moorhouse (BMM71). In der extremen Vorwärtsrichtung ist der Wirkungsquerschnitt durch die Bornsterme gegeben. Die Amplituden für π^- - und π^+ -Produktion sind reell und gleich groß. Im naiven Quark-Modell stellt man sich vor, daß bei kleinen $|t|$ durch die Absorption des Photons das Quark nicht räumlich angeregt wird und das Pion schließlich mit irgend einem Quark - etwa aus dem See - gebildet wird: $R = 1$. Für $|t| > 0.2 \text{ GeV}^2$ leiten die Autoren aus den Imaginärteilen der Amplituden für das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $R = 1/4$ ab. Sie zeigen, daß der Realteil entweder von hochenergetischen s -Kanal-Resonanzen bestimmt wird, was für R nichts ändert, oder aufgrund der niedrig liegenden s - und u -Kanal -Resonanzen zu vernachlässigen ist. Im Quark-Bild bedeutet s -Kanal-Dominanz die Absorption des Photons durch ein u -Quark im Fall der π^+ -Erzeugung und durch ein d -Quark bei π^- (Abbildung V.9). Der Unterschied liegt nur in der Kopplung des Photons an das Quark, die proportional zur Quarkladung ist und $R = 1/4$ ergibt. Die Vorhersage stimmt mit den Messungen von R_{\perp}^d bei $|t| \geq 0.3 \text{ GeV}^2$ überein, jedoch findet man $R_H^d \approx 1$. Für σ_{\parallel} ist unnatürlicher Paritätsaustausch im t -Kanal (π) verantwortlich; dieser Prozeß wird vom Modell nicht erfaßt.

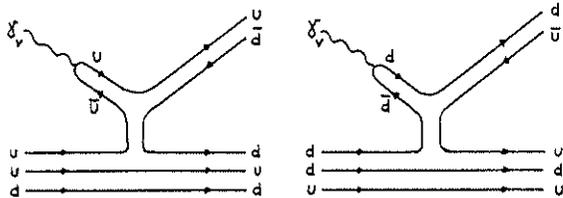


Abb. V.9 Die Reaktionen $\gamma_p \rightarrow \pi^+ n$ und $\gamma_n \rightarrow \pi^- p$ im Quark-Modell

Neutrinomessungen im tiefinelastischen Gebiet

$$x = \frac{Q^2}{2m\nu} \geq 0.2$$

zeigen, daß der Beitrag von Antiquarks und s -Quarks mit einem Impulsanteil $x > 0.2$ im Nukleon vernachlässigbar ist. Das virtuelle Photon muß von einem Valenzquark u oder d absorbiert werden. Die gleichen Überlegungen wie oben führen im Quark-Parton-Modell zu der Vorhersage $R_U = 1/4$ (NAC76). Innerhalb des Fehlers bestätigen unsere Messungen bei $x = 0.15$ diesen Wert.

V.5 Modelle für die π^+ -Elektroproduktion

Exklusive inelastische Endzustände wurden im Energiebereich oberhalb der Resonanzen erst mit reellen, später auch polarisierten Photonen gemessen. Für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ zeigte sich (LÜB69):

- Die Energieabhängigkeit läßt sich darstellen als

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(t) (W^2 - m^2)^{2\alpha(t)-2}, \quad \alpha(t) \approx 0 .$$

- Der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte Photonen hat ein Vorwärtsmaximum, fällt bis $|t| \lesssim \mu^2$ steil ab und verläuft bei größeren Viererimpulsüberträgen wie etwa $\exp(3t)$.
- Messungen mit polarisierten Photonen ergaben, daß der steile Abfall in Vorwärtsrichtung von σ_{\parallel} kommt, während σ_{\perp} wesentlich flacher abfällt und für $|t| \geq \mu^2$ dominiert (Abb. V.3).

Zur Beschreibung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von W und t wurden für die π^+ -Photoproduktion mehrere Modelle entwickelt. Nach der Annahme über die Reaktionsdynamik lassen sich die Bornterm-Modelle (BTM) und Reggepol-Modelle unterscheiden. Im Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) wird keine Dynamik entwickelt, sondern ein Zusammenhang zwischen

Photoproduktion und rein hadronischen Reaktionen hergestellt. Alle diese Modelle wurden später nach $Q^2 > 0$ fortgesetzt, um auch die π^+ -Elektroproduktion zu beschreiben.

V. 5.1 Das Bornterm-Modell

Der steile Abfall des Wirkungsquerschnitts in Vorwärtsrichtung weist auf einen starken Beitrag von Pionenaustausch im t-Kanal hin. Dieser Graph allein ist aber nicht eichinvariant und hat ein Verschwinden des Wirkungsquerschnitts für $t \rightarrow 0$ zur Folge. Als minimale Erweiterung zur Erreichung der Eichinvarianz wird im elektrischen BTM für π^+ -Produktion der Nucleonaustausch im s-Kanal hinzugenommen. Weitere Bornterm-Graphen sind der für sich eichinvariante Neutron-u-Kanal und der Austausch von Δ -Resonanzen im direkten und gekreuzten Kanal (Abbildung V.10).

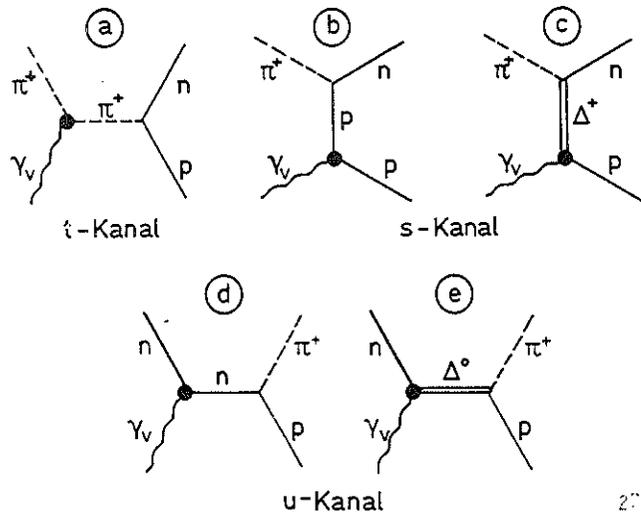


Abb. V.10 Feynmangraphen des BTM für die Reaktion $\gamma_v p \rightarrow \pi^+ n$

Die Dennery-Amplituden für die Bornterme sind im allgemeinen Fall der Elektroproduktion gegeben als (ACT74):

$$\begin{aligned}
 A_1 &= \frac{\sqrt{2} eg}{s-m^2} F_1(Q^2) \\
 A_2 &= \frac{\sqrt{2} eg}{s-m^2} \frac{2}{t-\mu^2} F_1(Q^2) \\
 A_3 &= \frac{\sqrt{2} eg}{s-m^2} \frac{\mu_p - \mu_n}{4m} F_2(Q^2) \\
 A_4 &= A_3 \\
 A_5 &= \frac{\sqrt{2} eg}{t-\mu^2} \left(\frac{1}{s-m^2} F_1(Q^2) + \frac{2}{Q^2} [F_1(Q^2) - F_\pi(Q^2)] \right) \\
 A_6 &= 0
 \end{aligned}
 \tag{V.2}$$

Die Amplituden A_1, A_2, A_3 beschreiben die elektrische, A_3 und A_4 die magnetische Kopplung. μ_p und μ_n sind die totalen magnetischen Momente der Nucleonen, e und g die Kopplungskonstanten der elektromagnetischen und starken Wechselwirkung. Die Pauli-Dirac-Formfaktoren des Nucleons F_1 und F_2 sowie der Pionformfaktor F_π sind für $Q^2 = 0$ auf 1 normiert. In der Photoproduktion verbleiben die 4 GGLN-Amplituden A_1 bis A_4 (CHE57).

Zur qualitativen Diskussion eignen sich die bei großen Energien $W = \sqrt{s}$ gültigen Näherungsformeln für die Wirkungsquerschnitte im elektrischen BTM ($A_3 = A_4 = 0$), wie sie aus (II.27) und (V.2) folgen:

$$N\sigma_{\perp} \approx 2(e_g)^2 F_1^2(Q^2)$$

$$N\sigma_{\parallel} \approx 2(e_g)^2 F_1^2(Q^2) \left(1 - \frac{2t}{t-\mu^2} \frac{F_{\pi}(Q^2)}{F_1(Q^2)}\right)^2 \quad (V.3)$$

$$N\sigma_L \approx 2(e_g)^2 F_{\pi}^2(Q^2) \frac{-2tQ^2}{(t-\mu^2)^2}$$

$$N\sigma_I \approx -2(e_g)^2 \sqrt{-tQ^2} F_1(Q^2) F_{\pi}(Q^2) \frac{2}{t-\mu^2} \left(1 - \frac{2t}{t-\mu^2} \frac{F_{\pi}(Q^2)}{F_1(Q^2)}\right)$$

$$N = 32\pi^2 (s-m^2) \sqrt{s^2 - 2s(m^2 - Q^2) + (m^2 + Q^2)^2}$$

Die Diagramme 10a und b allein ergeben für die π^+ -Photoproduktion:

$$\sigma_{\perp} \approx \frac{(e_g)^2}{16\pi^2} \frac{1}{(s-m^2)^2} \quad (V.4)$$

$$\sigma_{\parallel} \approx \frac{(e_g)^2}{16\pi^2} \frac{1}{(s-m^2)^2} \left(1 - \frac{2t}{t-\mu^2}\right)^2$$

Die Energieabhängigkeit beider Terme zeigt den richtigen Verlauf $(W^2 - m^2)^{-2}$. Für $t \rightarrow 0$ werden die Terme gleich groß. σ_{\perp} ist durch den Nukleonpol in A_1 gegeben und in dieser Näherung von t unabhängig. σ_{\parallel} wird durch destruktive Interferenz des steilen Pionpols in A_2 mit dem Nukleongraphen erzeugt. Dieses einfache BTM beschreibt das W - und t -Verhalten recht gut.

Eine BTM-Vorhersage mit den Feynmangraphen 10a-e, in dem die Bornsterme mit dem t -Verhalten

$$g(t) = \exp(t/m^2)$$

bewichtet sind, ist für $Q^2 = 0$ in Abbildung V.3 eingezeichnet.

Für $|t| \lesssim 0.1 \text{ GeV}^2$ werden σ_{\perp} und σ_{\parallel} sehr gut wiedergegeben, bei größeren $|t|$ noch ihre Summe, also σ_U . Das Modell liefert eine sehr gute Beschreibung der π^+ -Photoproduktion schon bei kleinen Energien und bis $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$.

Gutbrod und Kramer haben dieses BTM für die π^+ -Elektroproduktion erweitert (GUT72). Das virtuelle Photon koppelt an die elektromagnetischen Formfaktoren des Nukleons und des Pions. Für die Nukleonformfaktoren wird Skalenverhalten angenommen:

$$G_E^p(Q^2) = \frac{G_M^p(Q^2)}{\mu_p} = \frac{G_M^n(Q^2)}{|\mu_n|}, \quad G_E^n(Q^2) = 0.$$

Das gleiche Q^2 -Verhalten soll der Übergangsformfaktor zur $\Delta(1238)$ -Resonanz haben.

Zunächst läßt sich zeigen, daß die Elektroproduktionsdaten nicht richtig beschrieben werden, wenn man den Isektor-Formfaktor des Nukleons aus dem Dipolverlauf von G_E^p in der elastischen Streuung berechnet

$$F_1^V(Q^2=0.7) \stackrel{\text{Dipol}}{=} 0.41$$

und für den Pionformfaktor den ρ -Propagator nimmt

$$F_{\pi}(Q^2=0.7) \stackrel{\text{VDM}}{=} 0.46.$$

Das Modell enthält keine freien Parameter mehr. In Abbildung V.11 ist die Zuordnung der Kurven zu den Wirkungsquerschnitten zu beachten:

- Das t -Verhalten von σ_L wird richtig beschrieben, die Größe etwas überschätzt.
- σ_U ist im Mittel um einen Faktor 2 zu klein.
- Der Betrag von σ_P kommt zu klein heraus.
- Der Interferenzterm σ_I ist viel zu groß.

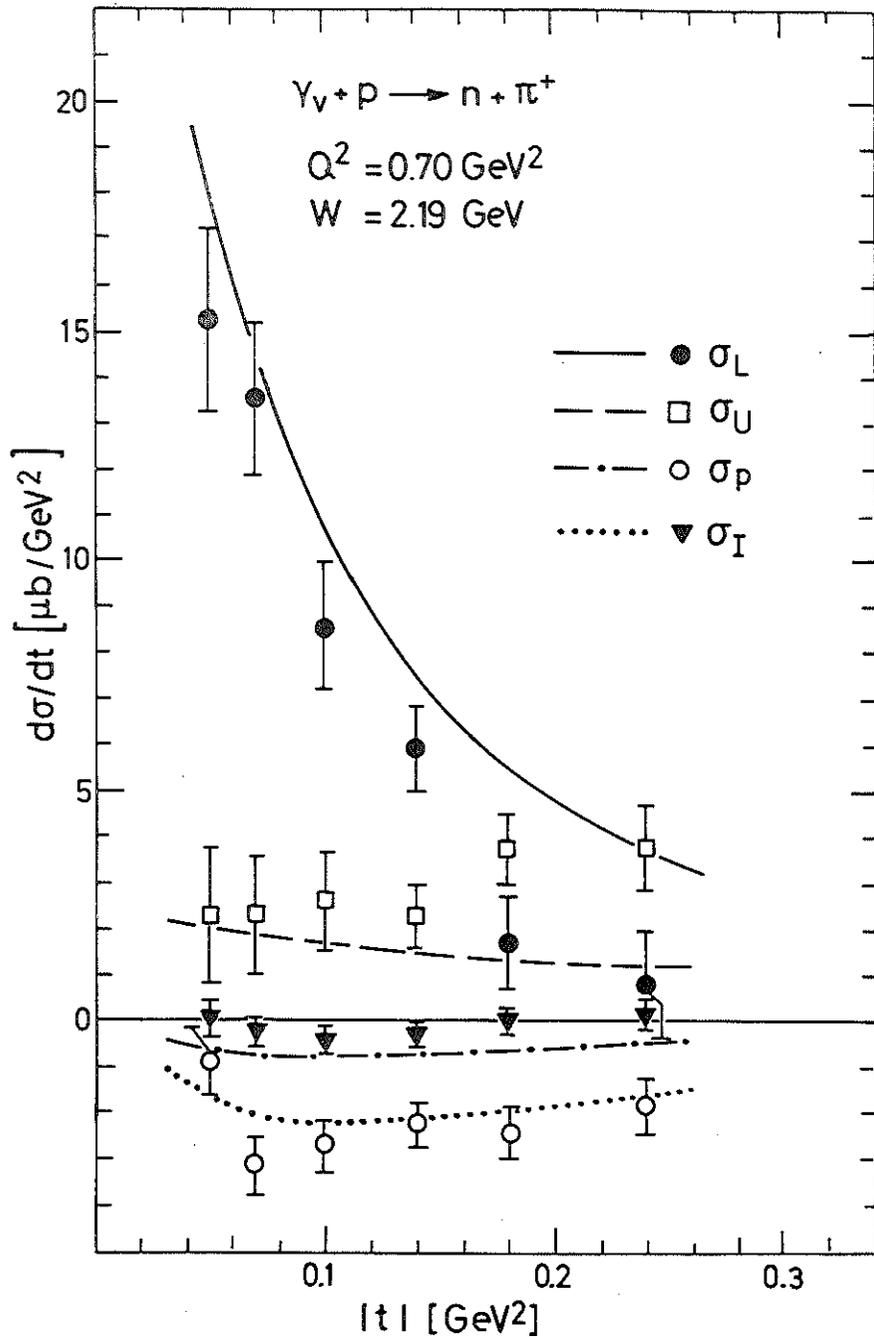


Abb. V.11 Das Bornterm-Modell mit den Formfaktoren F_π (VDM) und F_1^V (Dipol)

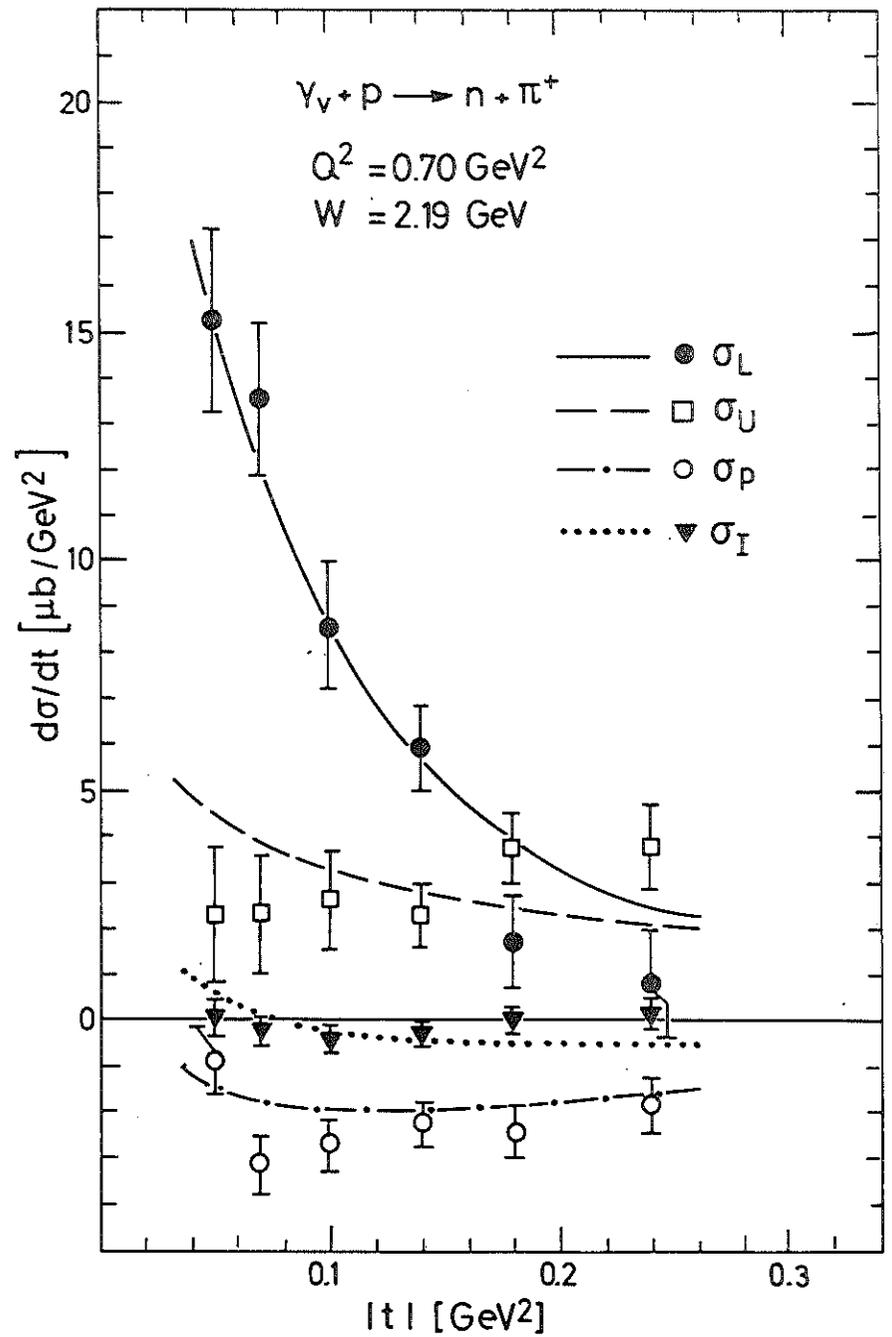


Abb. V.12 Das verallgemeinerte Bornterm-Modell mit angepassten Formfaktoren F_π und F_1^V

Die Formeln V.3 sagen aus, daß eine Übereinstimmung des Modells mit den Daten andere Werte für die Formfaktoren erfordert. Gutbrod und Kramer verallgemeinern das BTM, indem sie F_1^{V*} und F_π als freie Parameter betrachten, die durch eine Anpassung an die gemessenen Wirkungsquerschnitte bestimmt werden.

Ausgangspunkt für diese Überlegungen waren Messungen des Interferenzterms σ_I , der eine mit Q^2 zu höheren $|t|$ -Werten wandernde Nullstelle aufwies ((DRI71), σ_I ist dort mit anderem Vorzeichen definiert). Nach (V.3) bedeutet das $F_1^{V*}(Q^2) > F_\pi(Q^2)$ und damit einen effektiven Nukleonformfaktor, der größer ist als der in der elastischen Streuung gemessene F_1^V . In diesem Modell darf der Übergangsformfaktor vom Wert auf der Massenschale abweichen, da das virtuelle Nukleon des Zwischenzustands eine Masse $W = 2.19 \text{ GeV} \gg m$ besitzt.

Abbildung V.12 zeigt das Modell von Gutbrod und Kramer:

- Das BTM mit angepaßten Formfaktoren beschreibt alle vier Wirkungsquerschnitte der π^+ -Elektroproduktion bezüglich ihrer Größe und ihrem t -Verlauf richtig, insbesondere auch die Terme σ_p und σ_I .

Die Anpassung liefert für die Formfaktoren ($Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$):

$$F_1^{V*} = 0.604 \pm 0.020$$

$$F_\pi = 0.422 \pm 0.011 .$$

Der um 50% über dem elastischen Wert $F_1^V = 0.4$ liegende effektive Nukleonformfaktor bewirkt, daß der transversale Wirkungsquerschnitt flach mit Q^2 abfällt. Die Autoren fanden einen Q^2 -Verlauf von σ_U , der dem des totalen Wirkungsquerschnitts ($\gamma_p \rightarrow X$) entspricht.

V.5.2 Der Pionformfaktor

Die Kopplung des virtuellen Photons an das Pion in Abbildung V.10a bietet die Möglichkeit, den elektromagnetischen Pionformfaktor F_π im raumartigen Bereich zu bestimmen. π -Austausch im t -Kanal dominiert den Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung, denn $|t|_{\min} = 0.024 \text{ GeV}^2$ liegt noch genügend nahe dem unphysikalischen Pol bei $t = \mu^2$. Der Pionpol geht nach den Formeln für das elektrische BTM (V.3) in die Wirkungsquerschnitte σ_L , σ_{II} und σ_I ein. Während er in σ_L das t -Verhalten allein bestimmt, ist er in σ_{II} nur Korrekturterm zum Nukleonpol. Da wir in der Elektroproduktion viel weiter vom Pol entfernt sind als in der Photoproduktion, ist ein ähnlich steiler Verlauf von σ_{II} wie bei $Q^2=0$ nicht mehr zu sehen (Abb. V.3).

F_π ist im wesentlichen durch den longitudinalen Wirkungsquerschnitt gegeben und kann etwa im Rahmen des verallgemeinerten Bornterm-Modells bestimmt werden. In früheren Experimenten konnte F_π nur aus dem Wirkungsquerschnitt $2\pi d^2\sigma/dtd\phi$ oder der Summe $\sigma_U + e\sigma_L$ entnommen werden. Der große Gewinn nach der Trennung von σ_U und σ_L liegt darin, daß die Unsicherheit einer modellabhängigen Annahme für den transversalen Beitrag beseitigt ist.

Die Übereinstimmung mit anderen Messungen von F_π bei DESY (ACK77) und mit den neu analysierten Daten von CEA und Cornell (BEB77) ist gut. Abbildung V.13 zeigt den Pion-Formfaktor bis $Q^2 = 1.5 \text{ GeV}^2$:
 - F_π liegt etwas unterhalb des ρ -Propagators. Eine gute Beschreibung liefert der Isovektor-Formfaktor des Nukleons F_1^V .

V.5.3 Das duale B_5 -Modell

Das Modell wurde entwickelt zur Beschreibung der Photoproduktion

$$\gamma B \rightarrow B' M ,$$

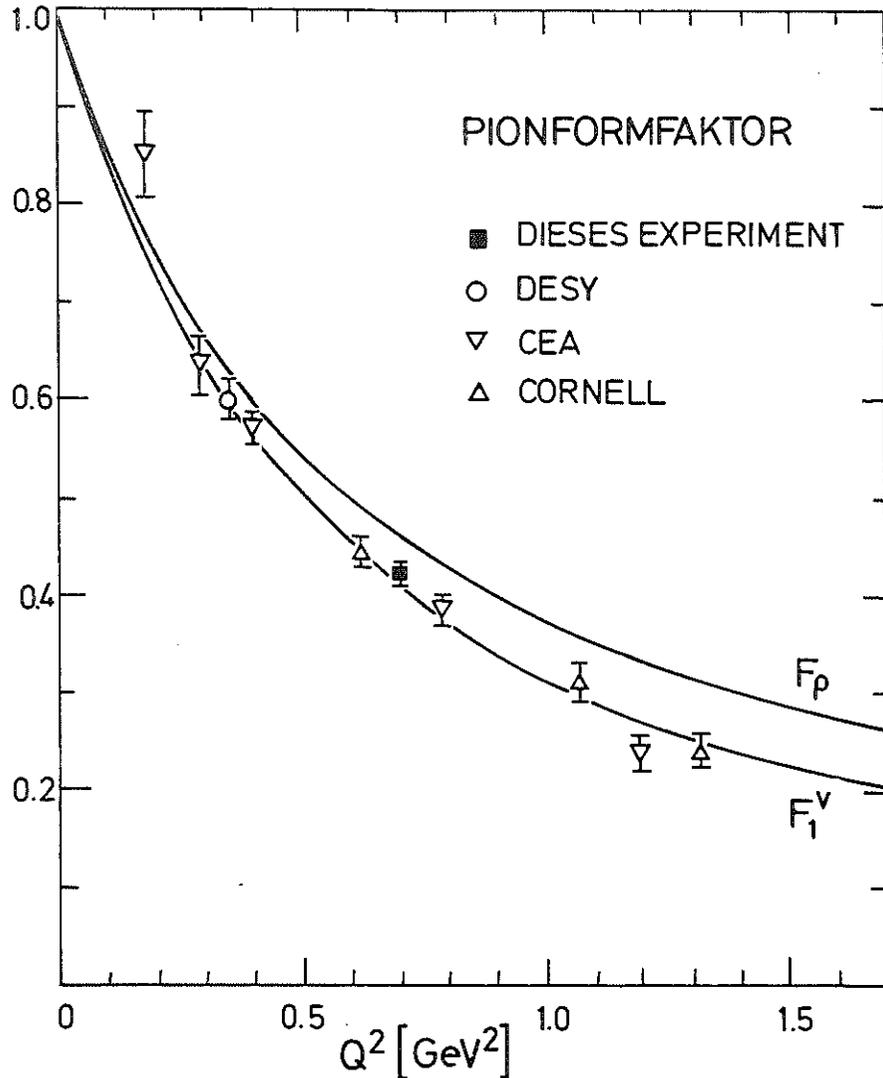


Abb. V.13 Der elektromagnetische Pionformfaktor

wobei B und B' Baryonen mit $J^P = \frac{1}{2}^+$ sind und das Meson M zum O^- -Oktett gehört (BEN73). Die einzelnen Reaktionen sind über SU_3 -Invarianz verknüpft. Dual sind die Darstellungen der Photoproduktionsamplituden durch t-Kanal Regge-Austausch bei hohen Energien oder durch s-Kanal Nukleonresonanzen. Für die invarianten CGLN-Amplituden wird ein Ansatz mit B_5 -Funktionen (BAR69) gemacht. Das entspricht im Limes $s \rightarrow \infty$ einem Reggepol-Modell mit Fixpolen. In Tabelle V.3 sind die Regge-Trajektorien aufgeführt, die im t-Kanal der Reaktion $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$ an das System $\bar{p}n$ koppeln. Es ist nur der niedrigste Drehimpuls und entsprechend der führende Pol angegeben. Weiterhin enthält die Tabelle den für große Energien gültigen Zusammenhang zwischen der Normalität des Austauschs und den Termen des Wirkungsquerschnitts.

Tabelle V.3 t-Kanal - Austausch für $\gamma_\nu p \rightarrow \pi^+ n$

Quantenzahlen des $\bar{p}n$ -Systems			Trajektorie	Isophoton	Für $s \rightarrow \infty$ nur Beitrag zu
L^G	J^{PC}	$(-1)^J \cdot P$			
1^-	0^{-+}	-1	π	V	} $\sigma_{II}, \sigma_L, \sigma_I$
1^+	1^{+-}	-1	B	S	
1^-	1^{++}	-1	A_1	V	
1^+	1^{--}	+1	ρ	S	} σ_\perp
1^-	2^{++}	+1	A_2	V	

Zustände gleicher Normalität sind im B_5 -Modell zu austauschentarteten (EXD) Trajektorien zusammengefaßt. Der pseudoskalare und Axialvektoranteil (π, B) und ($A_1, ?$) liefert den unnatürlichen Paritätsaustausch (Normalität -1), der Vektor- und Tensoranteil (ρ, A_2) den natürlichen Paritätsaustausch (Normalität +1). Im Kanal $\pi^+ n$ erzeugt die π -Trajektorie den steilen Abfall bei kleinen $|t|$ -Werten und der Fixpol den in t flachen Untergrundbeitrag. Der Wirkungsquerschnitt der Photoproduktion bei hohen Energien (BOY68, $s = 30.9 \text{ GeV}^2$) wird bis $|t| = 1.3 \text{ GeV}^2$ sehr gut reproduziert, die Photonasymmetrie bis $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$.

Das Modell wird unter den Bedingungen nach $Q^2 > 0$ fortgesetzt (ACT74), in allen Amplituden die Bornterme (V.2) richtig wiederzugeben und die Regge-Trajektorien in führender Ordnung der Energie mit der korrekten Normalität zu koppeln. Das gelingt ohne die Einführung neuer Parameter. Bis auf den Wert des Pionformfaktors ist alles durch eine Anpassung an Daten mit $Q^2 = 0$ bereits festgelegt. Die Bedeutung des B_5 -Modells liegt darin, daß es nicht wie das BTM auf den Bereich kleiner $|t|$ beschränkt ist und außerdem eine simultane Beschreibung aller in diesem Experiment gemessenen Endzustände liefern kann.

Mit den Parametern der besten Anpassung an die Photoproduktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ bei $s = 30.9 \text{ GeV}^2$ ergibt sich für kleinere Energien ($s = 4.8 \text{ GeV}^2$) weder für $Q^2 = 0$ noch $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ eine gute Beschreibung der Daten. Das Vorwärtsmaximum bei $Q^2 = 0$ ist zu wenig ausgeprägt und der t -Verlauf ab $|t| \geq 0.1 \text{ GeV}^2$ zu flach. Die Terme σ_p und σ_I der Elektroproduktion werden schlecht vorhergesagt.

Eine Neufestsetzung der Parameter verbessert die Aussage des B_5 -Modells bei kleinen Energien. Die Anzahl der Parameter wird von acht auf vier verringert und A_1 -Austausch vernachlässigt. Mit $F_\pi = 0.39$ (5% kleiner als F_π^V) zeigt Abbildung V.14 die Modellkurven:

- σ_L wird bis auf den etwas zu flachen t -Verlauf richtig beschrieben.
- σ_U wird im Mittel um 50% überschätzt.
- Der Betrag von σ_p ist ein Drittel zu klein.
- σ_I wird gut wiedergegeben.

Auch die Photoproduktion bei $s = 4.8 \text{ GeV}^2$ wird mit dem neuen Parametersatz wesentlich besser beschrieben, jedoch liegt die Vorhersage für $s = 30.9 \text{ GeV}^2$ jetzt 30% über den Daten.

Für kleine Energien ist die Anwendbarkeit des Modells eingeschränkt, da zur Berechnung der B_5 -Funktionen die nur asymptotisch gute Stirlingsche Näherungsformel gebraucht wird und die Regge-Trajektorien nur in führender Ordnung der Energie mit der richtigen Normalität koppeln. Wegen dieser prinzipiellen Schwierigkeiten im B_5 -Modell wird darauf verzichtet, etwa durch Einführung einer Absorptionskorrektur ein steileres t -Verhalten der Wirkungsquerschnitte zu erzwingen.

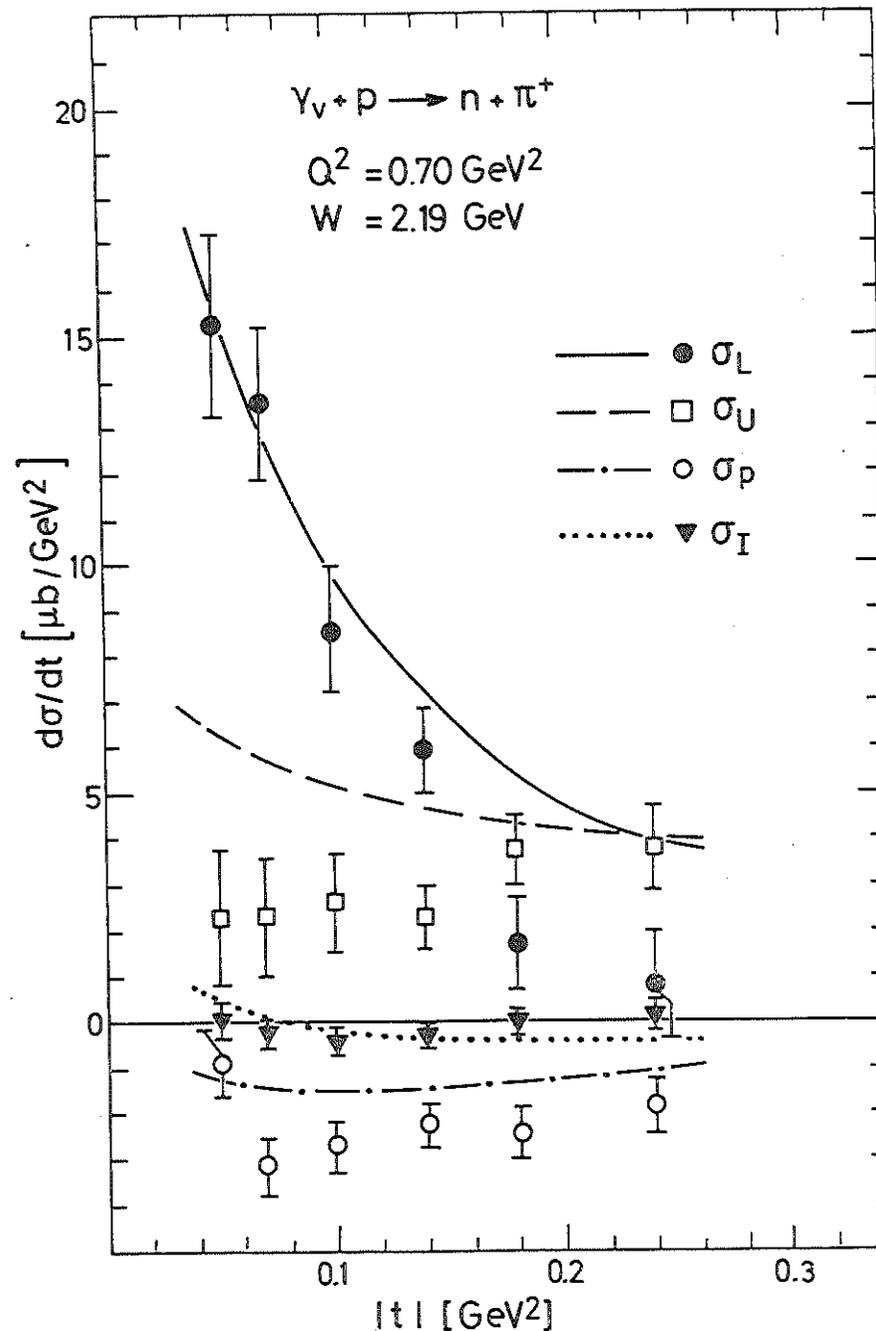


Abb. V.14 Das duale B_5 -Modell

V.5.4 Das Vektormeson-Dominanz-Modell

Vektormesonerzeugung kann über Zeitumkehr und Isospininvarianz mit reeller und virtueller Photoproduktion verknüpft werden, wenn man den elektromagnetischen Strom als Überlagerung der Felder von Vektormesonen darstellt. Im einfachen VDM werden nach der Zweigregel die Beiträge des ϕ und schwererer Vektormesonen vernachlässigt, so daß sich folgendes Bild ergibt:

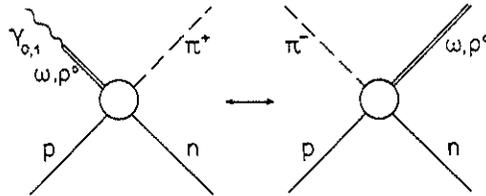


Abb. V.15 Die Reaktionen $\gamma_{0,1} p \rightarrow \pi^+ n$ und $\pi^- p \rightarrow \omega n, \rho^0 n$ im VDM

VDM-Vorhersagen für die π^+ -Elektroproduktion gibt es von mehreren Autoren, wir halten uns an die Arbeit von Kellett (KEL72). Wie von Cho und Sakurai gezeigt wurde (CHO70), gibt es wegen Eichinvarianz nur vier unabhängige Amplituden, wenn man den VDM-Ansatz für die invarianten Dennery-Amplituden macht. Kellett multipliziert in seinem Modell die vier CGLN-Amplituden der Photoproduktion mit dem Vektormesonpropagator

$$A(Q^2 > 0) = \left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right)^{-1} A(Q^2 = 0)$$

und kann die longitudinalen Amplituden durch die transversalen ausdrücken. Neben dieser dynamischen Q^2 -Abhängigkeit gibt es noch eine kinematische durch die Umrechnung der invarianten Amplituden in s-Kanal Helizitätsamplituden. Letztere definieren das im VDM üblicherweise benutzte Lorentzsystem.

Kelleetts Modell wird durch eine Anpassung an Photoproduktionsdaten ($Q^2 = 0$) festgelegt und beschreibt ρ^0, ω -Produktionsdaten ($Q^2 = -m_V^2$) gut. Die Wirkungsquerschnitte $\sigma_U + \epsilon \sigma_L, \sigma_P$ und σ_I der π^+ -Elektroproduktion ($Q^2 > 0$) (DRI71) werden richtig wiedergegeben. Im Gegensatz zu anderen Autoren (FRA71, BRD71), die den VDM-Ansatz für die s-Kanal Helizitätsamplituden machen, stimmt auch die Vorhersage des Interferenzterms σ_I .

Die Aussagen von Kellett für den kinematischen Bereich $W = 2.2 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0.75 \text{ GeV}^2$ und $0.03 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 0.14 \text{ GeV}^2$ lassen sich mit unseren Daten bei ähnlicher Kinematik vergleichen. Die Übereinstimmung bei σ_L und σ_I ist gut, die transversalen Wirkungsquerschnitte werden unterschätzt. Das zeigt die VDM-Skalierung in Abbildung V.3:

$$\frac{dG_{\perp}}{dt}(Q^2 > 0) = \left(1 + \frac{Q^2}{m_p^2}\right)^{-2} \frac{dG_{\perp}}{dt}(Q^2 = 0)$$

Die Q^2 -Abhängigkeit ist offensichtlich flacher als das Quadrat des ρ -Formfaktors.

V.5.5 Bemerkungen zu den Modellen

Wir haben die vier Wirkungsquerschnitte der π^+ -Elektroproduktion verglichen mit den Vorhersagen des verallgemeinerten Bornterm-Modells, des dualen B_5 -Modells und des Vektormeson-Dominanz-Modells. Alle drei Modelle gehen von der π^+ -Photoproduktion aus. Das BTM arbeitet dort gut, das VDM und das B_5 -Modell werden an die Daten mit $Q^2 = 0$ angepaßt. Das B_5 -Modell zeigt bei kleinen Energien einen zu flachen t-Verlauf.

Die Fortsetzung in den Bereich der Elektroproduktion bedeutet abgesehen von kinematischen Q^2 -Effekten für das BTM die Einführung von Formfaktoren F_{π} und F_1^V . Bei ACT74 wird näher dargestellt, daß im hier betrachteten kinematischen Bereich die wichtigsten Beiträge zum B_5 -Modell denen eines elektrischen Bornterm-Modells ähneln, für das dann effektive Formfaktoren angegeben werden. In Kelleetts Modell der Photoproduktion als Ausgangspunkt für einen VDM-Ansatz gehen schließlich über die elektrischen Bornterme

auch Formfaktoren ein. In diesem Sinne können alle drei Modelle durch zwei Parameter - die effektiven Formfaktoren F_π und F_1^{V*} - beschrieben und bei $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ verglichen werden.

effektiver Formfaktor	BTM	B_5 -Modell	VDM
F_π	0.42	0.39	0.46
F_1^{V*}	0.60	0.73	0.46

Der longitudinale Wirkungsquerschnitt σ_L wird von den Modellen richtig wiedergegeben. Die Werte $F_\pi = 0.39 - 0.46$ beschreiben etwa den Schwankungsbereich bei der Bestimmung des Pionformfaktors nach verschiedenen Methoden. Die beste Anpassung mit dem verallgemeinerten BTM ergibt den mittleren Wert $F_\pi = 0.42$.

Die Erklärung des Interferenzterms σ_I erfordert $F_1^{V*} > F_\pi$, was im erweiterten BTM und im B_5 -Modell erfüllt ist. Auch ein VDM-Ansatz für die invarianten Amplituden ist in der Lage, σ_I gut zu beschreiben.

Die Modelle sagen den Betrag von σ_p zu klein voraus; die Abweichung geht bis zu 40%.

Die größten Unterschiede zeigen sich in der Vorhersage des transversalen Wirkungsquerschnitts. σ_U ist dem Quadrat des Nukleonformfaktors proportional und durch den effektiven Wert F_1^{V*} festgelegt. Das verallgemeinerte BTM gibt unser σ_U im Mittel richtig an, das B_5 -Modell 50% zu groß und das VDM 40% zu klein. Bezüglich der anderen Experimente kann festgestellt werden, daß die DESY-Daten bei $Q^2 = 0.35 \text{ GeV}^2$ wegen der fast bis Null reichenden Fehler von σ_U ein VDM-Verhalten nicht ausschließen, wohl aber die Cornell-Daten bei größeren Q^2 . Andererseits scheinen uns diese σ_U -Messungen zu hoch zu liegen und keine Evidenz für die Richtigkeit des B_5 -Modells darzustellen.

VI Zusammenfassung

Im kinematischen Bereich $W = 2.19 \text{ GeV}$, $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ und $|t|_{\min} \leq |t| \leq 0.28 \text{ GeV}^2$ wurde die Abhängigkeit der Reaktion $ep + e'\pi^+n$ vom Azimutalwinkel ϕ des Pions bei zwei Werten der transversalen Polarisation ϵ des ausgetauschten virtuellen Photons gemessen. So konnten die vier Wirkungsquerschnitte aufgrund verschiedener Polarisationszustände des Photons getrennt werden:

- $\frac{d\sigma_L}{dt}$ ist der größte Beitrag in Vorwärtsrichtung, fällt wie $\exp(13.4t)$ und ist für $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$ mit Null verträglich.
- $\frac{d\sigma_U}{dt}$ beträgt etwa $3\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ und zeigt keine t -Abhängigkeit.
- $\frac{d\sigma_P}{dt}$ ist negativ, dem Betrag nach etwas kleiner als $\frac{d\sigma_U}{dt}$ und im t -Verlauf flach.
- $\frac{d\sigma_I}{dt}$ ist vernachlässigbar klein.

Bei den transversalen Wirkungsquerschnitten dominiert wie in der Photoproduktion der natürliche Paritätsaustausch: $\frac{d\sigma_L}{dt} \gg \frac{d\sigma_U}{dt}$.

Integration über t ergibt das Verhältnis $R^{\pi^+n} = \frac{\sigma_L}{\sigma_U} = 0.61 \pm 0.2$. Der Kanal π^+n trägt mit 4.4% zum transversalen und mit 19% zum longitudinalen Wirkungsquerschnitt der Elektroproduktion $ep \rightarrow e'X$ bei.

Der Vergleich mit anderen Messungen zeigt übereinstimmend für $\frac{d\sigma_L}{dt}$ eine t -Abhängigkeit wie $\exp(14t)$ und das Verschwinden für $|t| \geq 0.2 \text{ GeV}^2$. Die Frage der Q^2 -Abhängigkeit des transversalen Wirkungsquerschnitts bleibt ungeklärt, nur VDM-Verhalten wird ausgeschlossen.

Aus der bei gleicher Kinematik in diesem Experiment durchgeführten Messung von $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ für die Reaktion $\gamma_n \rightarrow \pi^-p$ ließ sich $\frac{d\sigma_U}{dt}$ abschätzen. Für das π^-/π^+ -Verhältnis ergibt sich $R = 0.41 \pm 0.35$ in Übereinstimmung mit dem vom Quark-Parton-Modell gegebenen Wert $R = \frac{1}{4}$.

Vorhersagen des Bornterm-Modells, des dualen B_5 -Modells und des Vektormeson-Dominanz-Modells für die π^+ -Elektroproduktion wurden diskutiert. Die beste Beschreibung lieferte ein verallgemeinertes Bornterm-Modell, in dem die Formfaktoren des Nukleons und des Pions als freie Parameter aus einer Anpassung an die Daten bestimmt wurden. Der Wert des elektromagnetischen Pionformfaktors $F_\pi = 0.422 \pm 0.011$ für $Q^2 = 0.70 \text{ GeV}^2$ ist mit dem Isovektor-Formfaktor F_1^V des Nukleons verträglich.

Literaturverzeichnis

ACK77 H. Ackermann et al.; Contribution to the Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1977)

ACT74 A. Actor, J.G. Körner, I. Bender; Nuovo Cimento 24A, 369 (1974)

AND76 R.L. Anderson et al.; Phys. Rev. D14, 679 (1976)

BAR66 A. Bartl, P. Urban; Acta Physica Austriaca 24, 139 (1966)

BAR69 K. Bardakçy, H. Ruegg; Phys. Lett. 28B, 671 (1969)

BAR71 W. Bartel, W. Kolster; DESY F22-71/01 (1971)

BBK76 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. Lett. 37, 1326 (1976)

BEB74 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. D9, 1229 (1974)

BEB76 C.J. Bebek et al.; Phys. Rev. D13, 25 (1976)

BEB77 C.J. Bebek et al.; Contribution to the Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Hamburg (1977)

BEN73 I. Bender, J.G. Körner, M.G. Schmidt, V. Linke; Nuovo Cimento 16A, 377 (1973)

BER71 K. Berkelman; Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1971)

BMM71 I. Barbour, W. Malone, R.G. Moorhouse; Phys. Rev. D4, 1521 (1971)

BOY68 A.M. Boyarski et al.; Phys. Rev. Lett. 20, 300 (1968)

BRA72 F.W. Brasse et al.; Nucl. Phys. B39, 421 (1972)

BRA76 P. Brauel et al.; Phys. Lett. 65B, 181 und 184 (1976)

BRA77 P. Brauel et al.; Phys. Lett. 69B, 253 (1977)

BRA78 P. Brauel; Dissertation, Hamburg (1978)

BRD71 F.A. Berends, R. Gastmans; Phys. Rev. Lett. 27, 124 (1971)

BRO73 C.N. Brown et al.; Phys. Rev. D8, 92 (1973)

BUR73 H. Burfeindt et al.; Nucl. Phys. B59, 87 (1973)

BUS66 G. Buschhorn et al.; Phys. Rev. Lett. 17, 1027 (1966) und Phys. Rev. Lett. 18, 571 (1967)

BYA67 Z. Bar-Yam et al.; Phys. Rev. Lett. 19, 40 (1967)

CAL65 C. de Calan, G. Fuchs; Nuovo Cimento 38, 1594 (1965) und Nuovo Cimento 41, 286 (1966)

CAN72 T. Canzler; Diplomarbeit, Hamburg (1972)

CAN77 T. Canzler; Dissertation, Hamburg (1977) und DESY F22-77/01

CHE57 G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low and Y. Nambu; Phys. Rev. 106, 1345 (1957)

CHO70 C.F. Cho, J.J. Sakurai; Phys. Rev. D2, 517 (1970)

DEN61 P. Denner; Phys. Rev. 124, 2000 (1961)

DES66 DESY-Handbuch; Hamburg (1966)

DIC73 B. Dickinson; Nucl. Phys. B54, 285 (1973)

DRI71 C. Driver et al.; Phys. Lett. 35B, 77 und 81 (1971)

FES75 K. Fesefeldt; Diplomarbeit, Hamburg (1975)

FRA71 H. Fraas, D. Schildknecht; Phys. Lett. 35B, 72 (1971)

GEW69 C. Geweniger et al.; Phys. Lett. 29B, 41 (1969)

GEW72 C. Geweniger; Dissertation, Hamburg (1972) und DESY F35-72/2

GRO75 H. Grote; Diplomarbeit, Hamburg (1975)

GUT72 F. Gutbrod, G. Kramer; Nucl. Phys. B49, 461 (1972)

GUZ76 G. Guzielski; Diplomarbeit, Hamburg (1976)

HAN63 L.N. Hand; Phys. Rev. 129, 1834 (1963)

HAR69 D. Harms; Diplomarbeit, Hamburg (1969) und DESY F22-69/4

HAR71 H. Harari; Int.Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1971)

HEI68 P. Heide et al.; Phys. Rev. Lett. 21, 248 (1968)

HEL75 M. Helm; Diplomarbeit, Hamburg (1975)

HOL75 S.D. Holmes et al.; Phys. Rev. Lett. 35, 1313 (1975)

JAM75 F. James, M. Roos; Computer Physics Communications 10, 343, North-Holland (1975)

JON65 H.F. Jones; Nuovo Cimento 40A, 1018 (1965)

KEL72 B.H. Kellett; Nucl. Phys. B38, 573 (1972)

KÖR77 J. Körner; private Mitteilung (1977)

KOL72 W.-D. Kollmann; Diplomarbeit, Hamburg (1972)

KOL76 W.-D. Kollmann; Dissertation, Hamburg (1976) und DESY F22-76/01

KRA74 G. Kramer; Acta Physica Austriaca 40, 150 (1974)

LÜB69 K. Lübelmeyer; Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies; Liverpool (1969)

NAC76 O. Nachtmann; Nucl. Phys. B115, 61 (1976)

RAB74 G. Rabe; Diplomarbeit, Hamburg (1974) und DESY F22-74/06

RIO75 E.M. Riordan et al.; SLAC-PUB-1634 (1975)

SCH69 W. Schmidt; Dissertation (1969) und DESY F22-69/2

SCH74 M. Schädlich; Diplomarbeit, Hamburg (1974) und DESY F22-74/05

SCH76 M. Schädlich; Dissertation, Hamburg (1976) und DESY F22-76/02

STI64 P. Stichel; Zeitschrift f. Physik 180, 170 (1964)

TSA71 Y.S. Tsai; SLAC-PUB-848 (1971)

URB70 P. Urban; Topics in Applied QED, New York (1970)

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments, das die Gruppe F22 bei DESY durchführte. Die Herren Dr. R. Felst und Prof. Dr. G. Weber stellten das Thema. Sie begleiteten den Fortgang der Arbeit mit Interesse und trugen mit zahlreichen Anregungen zum Gelingen bei.

Alle Gruppenmitglieder waren stets hilfsbereit und unterstützten mich bei den Messungen und der Auswertung. Besondere Erwähnung verdienen Dr. T. Canzler, P. Brauel und E. Elsen, die viel Zeit für Diskussionen aufbrachten und sich dabei als geduldige Gesprächspartner zeigten.

Für die Bereitstellung von Programmen für die Modellrechnungen danke ich Herrn Dr. F. Gutbrod und Herrn Prof. Dr. I. Bender.

Zu großem Dank bin ich Herrn Dr. J. Körner verpflichtet, mit dem ich einige Wochen zusammenarbeitete. Er half mir immer dann weiter, wenn ich an Fragen der Theorie zu verzagen begann.

In der Ungeduld der Schlußphase hat Frau S. Platz die Arbeit schnell und sorgfältig geschrieben.

Lebenslauf

20.07.1948	In Berlin geboren.
	Eltern: Erwin Helm und Gertrud Helm, geb. Paufler
1955 - 1959	Grundschule in Berlin-Wilmersdorf
1959 - 1968	Gymnasium in Stuttgart, Dortmund und Hamburg
24.01.1968	Abitur an der Schlee-Schule
Apr.1968	Grundwehrdienst
- Sept.1969	
Okt.1969	Studium der Physik an der Universität Hamburg
- Nov.1975	
25.11.1975	Physik-Diplom; experimentelle Diplomarbeit über 'Untersuchungen zur Identifikation von K-Mesonen in einem Elektroproduktionsexperiment'
seit Dez.1975	Dissertation mit Hilfe eines Graduiertenstipendiums
seit Jan.1978	Wissenschaftlicher Angestellter am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg

Michael Helm

10
11
12

Handwritten mark resembling a stylized 'X' or signature.