

Interner Bericht  
DESY F22-74/3  
März 1974

DESY-Bibliothek  
7. MAI 1974

Pionelektroproduktion am Proton im Schwellenbereich

von

J. Meyer



Pionelektroproduktion am Proton  
im Schwellenbereich

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Joachim Meyer  
aus Lüneburg

Hamburg  
1974

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Gutachter: Prof. Dr. G. Weber

Mitgutachter: Prof. Dr. P. Stähelin

Mündliche Prüfung: 8.3.1974

Prof. Dr. M. Bormann

Sprecher des Fachbereichs Physik

## Inhaltsverzeichnis

Einleitung	1
I Theoretische Grundlagen	2
I.1 Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektron - Proton - Streuung	2
I.2 Elektromagnetische und schwache Ströme	6
I.3 Zusammenhang zwischen Pionelektroproduktion und schwachem Strom	8
I.4 Modell für die Elektroproduktion von $\pi^+$ zur Bestimmung des Axialvektorformfaktors	11
II Experimenteller Aufbau	14
II.1 Prinzip der Messung	14
II.2 Überblick über den Aufbau des Experiments	14
II.3 Elektronenstrahl und Wasserstofftarget	14
II.4 Das Elektronenspektrometer	15
II.5 Der Nukleonendetektor	17
II.6 Elektronik	20
II.6.1 Die schnelle Elektronik	21
II.6.2 Die langsame Elektronik	22
III Messungen und Datenreduktion	24
III.1 Kinematische Parameter	24
III.2 Durchführung der Messungen	25
III.3 Datenreduktion	25
III.3.1 Die Elektronenrate	26
III.3.2 Die Nukleonenrate	27
III.3.3 Die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Nukleonendetektors	28
III.3.4 Die Elektronenspektren für den p $\pi^0$ - und den n $\pi^+$ - Kanal	30

IV	Wirkungsquerschnittsberechnungen	32
	IV.1 Beschreibung der Methode	32
	IV.2 Die Monte-Carlo-Rechnung	33
	IV.2.1 Überblick	33
	IV.2.2 Theoretischer Modellwirkungsquerschnitt	34
	IV.2.3 Strahlungskorrekturen	35
	IV.2.4 Akzeptanzen des Nukleonendetektors	38
	IV.3 Bestimmung der Winkelkoeffizienten	40
	IV.3.1 Durchführung der Anpassung	40
	IV.3.2 Ergebnisse und Vergleich mit theoretischen Modellen	41
	IV.3.2.1 Der $n \pi^+$ -Kanal	41
	IV.3.2.2 Der $p \pi^0$ -Kanal	42
	IV.3.3 Fehlerbetrachtungen	43
V	Das Schwellenverhalten von $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$	44
	V.1 Bestimmung des s - Wellenbeitrags an der Schwelle	44
	V.2 Die s - Welle in Photo- und Elektroproduktion für den $p \pi^0$ - Kanal und den $n \pi^+$ - Kanal	45
VI	Der Axialvektorformfaktor	46
	VI.1 Bestimmung des Axialvektorformfaktors	47
	VI.2 Vergleich mit anderen Messungen	47
VII	Zusammenfassung	51
	Literaturverzeichnis	52
	Danksagung	55

## Einleitung

Die Streuung hochenergetischer Elektronen am Proton bietet neben der elastischen Streuung ( $e p \rightarrow e p$ ) auch die Möglichkeit, durch inelastische Streuung ( $e p \rightarrow e X$ ) hadronische Endzustände mit höherer Masse als der Protonmasse zu erzeugen. In den letzten Jahren wurde das Energiespektrum der gestreuten Elektronen in einem weiten kinematischen Bereich vom elastischen Fall bis zum tief inelastischen Gebiet gemessen. Neben einigen Experimenten zur Analyse inklusiver Einteilchenspektren (z.B.  $e p \rightarrow e \pi X$ ) liegen auch vollständige Untersuchungen des hadronischen Endzustandes einzelner exklusiver Reaktionskanäle vor.

Das inelastische Spektrum setzt an der Einpionerzeugungsschwelle mit dem  $e p \rightarrow e p \pi^0$ -Kanal und dem  $e p \rightarrow e n \pi^+$ -Kanal ein. Detaillierte Untersuchungen des Pion-Nukleon-Endzustandes dieser Elektroproduktionsprozesse im Schwellenbereich wurden bisher nicht durchgeführt. Das Ziel dieses Experimentes war es, den absoluten Wirkungsquerschnitt und die Winkelverteilung der auslaufenden Hadronen für beide Reaktionskanäle zu ermitteln. Ein besonderes Interesse besteht in der Bestimmung des  $s$ -Wellenbeitrages des Wirkungsquerschnittes für die  $\pi^+$ -Elektroproduktion nahe der Schwelle. Unter der Annahme der Gültigkeit von Stromalgebra und teilweiser Erhaltung des Axialvektorstromes (PCAC) läßt sich aus diesem Wirkungsquerschnitt der Axialvektorformfaktor des Nukleons bestimmen.

Die Wirkungsquerschnitte für die beiden Kanäle wurden mit Hilfe einer Koinzidenzapparatur gemessen. Diese bestand aus einem magnetischen Spektrometer zum Nachweis des gestreuten Elektrons und einem Nukleonendetektor zum Nachweis des Rückstoßprotons bzw. Neutrons. Aus dem Schwellenverhalten des  $n \pi^+$ -Wirkungsquerschnittes wurde der Axialvektorformfaktor für Werte von  $q^2 = 0.2, 0.4, 0.6 \text{ GeV}^2$  bestimmt.

## I Theoretische Grundlagen

### I.1 Der Wirkungsquerschnitt für die inelastische Elektron - Proton - Streuung

Die inelastische Streuung eines hochenergetischen Elektrons an einem Proton läßt sich schematisch durch Abb. 1 darstellen.

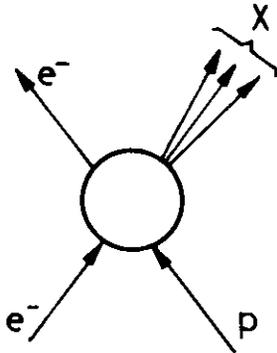


Abb. 1 Inelastische Streuung

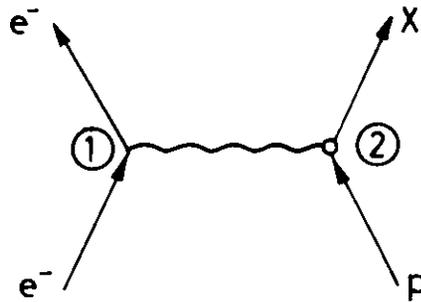


Abb. 2 Einphotonaustausch

Elastische<sup>1)</sup> wie auch inelastische<sup>2),3)</sup> Elektronenstreuexperimente zeigen, daß dieser Prozeß in guter Genauigkeit durch den Austausch eines virtuellen  $\gamma$ -Quants zwischen Leptonen- und Hadronensystem angenähert werden kann (Abb.2). Der Elementarprozeß am leptonischen Vertex ① ist nach der Quantenelektrodynamik exakt berechenbar. Die unbekanntete Dynamik des Elektroproduktionsprozesses kann deshalb auf die Wechselwirkung eines virtuellen  $\gamma$ -Quants mit dem Targetproton reduziert werden (Vertex ②). Die kinematischen Parameter des virtuellen Photons werden allein durch das ein- und auslaufende Elektron bestimmt. Das virtuelle Photon unterscheidet sich von einem reellen Photon durch eine von null verschiedene Masse (das Quadrat des Viererimpulses ist raumartig ( $q^2 < 0$ ) und eine mögliche longitudinale Polarisation (Polarisationsparameter  $\epsilon$ ).

Mit folgenden kinematischen Größen (Größen ohne \* beziehen sich auf das Laborsystem, in dem das Targetproton ruht, mit \* auf das hadronische Schwerpunktsystem)

$E$  = Energie des einfallenden Elektrons

$E'$  = Energie des gestreuten Elektrons

$\vartheta_e$  = Streuwinkel des Elektrons

$\vec{q}^*$  = Impuls des  $\gamma$ -Quants

$W$  = Invariante Masse des hadronischen Systems X

M = Protonmasse

gilt

$$q^2 = -4 E E' \sin^2 \vartheta_e / 2$$

$$E = \left( 1 + \frac{2 W^2 |\vec{q}^*|^2}{M^2 |q^2|} \tan^2 \vartheta_e / 2 \right)^{-1}$$

Dabei ist der Zusammenhang zwischen der Masse W und den kinematischen Größen der Elektronen durch

$$E' = \frac{E - \frac{W^2 - M^2}{2M}}{1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \vartheta_e / 2}$$

gegeben. Die Energie, die nötig ist, um mit einem reellen Photon am Proton einen hadronischen Endzustand der Masse W zu erzeugen, ist

$$E_\gamma = \frac{W^2 - M^2}{2M}$$

Unterhalb der Erzeugungsschwelle für zwei Pionen ( $W < 1.2 \text{ GeV}$ ) tragen zur inelastischen Elektron - Proton - Streuung folgende Prozesse bei

- (1)  $e p \rightarrow e p \pi^0$
- (2)  $e p \rightarrow e n \pi^+$
- (3)  $e p \rightarrow e p \gamma$

Der Fall (3) entspricht einem Prozeß, bei dem zusätzlich zur elastischen Elektron - Proton - Streuung ( $e p \rightarrow e p$ ) Photonen abgestrahlt werden. Ebenfalls können auch in den Pionproduktionsprozessen (1) und (2) noch zusätzlich Photonen erzeugt werden.

Der Elektroproduktionsprozeß  $e p \rightarrow e N \pi$  läßt sich durch einen dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^3 \sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*}$  beschreiben. Dabei ist  $d\Omega_\pi^* = \sin \Theta_\pi^* d\Theta_\pi^* d\Phi_\pi^*$  das differentielle Raumwinkelement des Pions im hadronischen Schwerpunktsystem. Der Polar- ( $\Theta_\pi^*$ ) - bzw. Azimutalwinkel ( $\Phi_\pi^*$ ) des Pions ist definiert in einem rechtshändigen Koordinatensystem, dessen z-Achse in Richtung des virtuellen  $\gamma$ -Quant weist und dessen y-Achse durch die Richtung von  $\vec{p}_e \times \vec{p}_e'$  gegeben ist, wobei  $\vec{p}_e$  und  $\vec{p}_e'$  die Impulse des einlaufenden bzw. auslaufenden Elektrons sind (Abb.3).

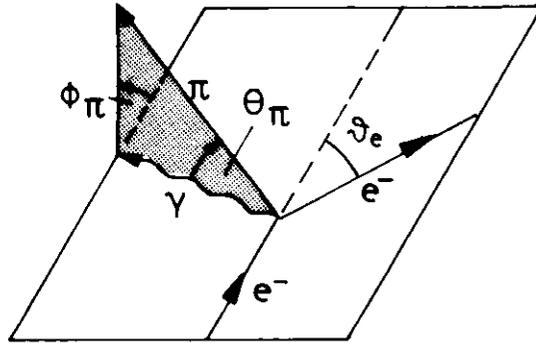


Abb. 3

Definition der Winkel  
des Pions

Die differentiellen Raumwinkel- und Energieelemente des auslaufenden Elektrons sind mit  $d\Omega_e$  bzw.  $dE'$  bezeichnet.

Unter der Annahme des Austausch eines Photons läßt sich aufgrund der Kenntnis des leptonischen Vertex aus der Quantenelektrodynamik der Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*}$$

in einen Flußfaktor  $\Gamma_e$  und einen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}$  für die Produktion des hadronischen Endzustandes durch virtuelle Photonen faktorisieren.

Es gilt also

$$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*} = \Gamma_e \frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}$$

wobei  $\Gamma_e = \frac{E' E_\gamma}{2\pi^2 137 \cdot E \cdot |q^2| (1-\epsilon)}$  der Fluß der virtuellen Photonen ist.

Der Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*}$  ist eine Funktion der kinematischen Größen  $W, q^2, \Theta_\pi^*, \Phi_\pi^*, \epsilon$ . Für den Fall, daß die einlaufenden Teilchen ( $e^-, p$ ) unpolarisiert sind und über die Polarisation des Endzustandsnucleons summiert wird, hat der Wirkungsquerschnitt die folgende Form<sup>4)</sup>

$$\frac{d\sigma}{d\Omega_\pi^*} = \frac{W p^*}{M E_\gamma} \left[ W_1 + \epsilon W_4 + \epsilon \sin^2 \Theta_\pi^* \cos 2\Phi_\pi^* \cdot W_2 + \sqrt{\frac{\epsilon(\epsilon+1)}{2}} \sin \Theta_\pi^* \cos \Phi_\pi^* \cdot W_3 \right]$$

( $p^*$  = Betrag des Pionimpulses im hadronischen Schwerpunktsystem).

Hierbei wurde ein Phasenraumfaktor  $\frac{W p^*}{M E_\gamma}$  eingeführt, der dem Phasenraumfaktor  $\frac{p^*}{E_\gamma}$  in der Photoproduktion entspricht. In diesem Ausdruck ist die  $\epsilon$ - und  $\Phi_\pi^*$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes explizit enthalten, sodaß die Größen  $W_i$  ( $i=1..4$ ) nur noch von  $\Theta_\pi^*, W$  und  $q^2$  abhängen. Unter der Einbeziehung des Phasenraumfaktors ist  $W_1$  der Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte transversale Photonen und  $W_4$  der für longitudinal polarisierte Photonen.  $W_2$  beschreibt den Wirkungsquerschnitt für die Streuung transversal polarisierter Photonen und  $W_3$  ist ein Interferenzterm zwischen den Streuamplituden longitudinaler und transversaler Photonen.

Setzt man voraus, daß zum Wirkungsquerschnitt nur Pion-Nukleon-Systeme mit einem relativen Bahndrehimpuls  $\ell=0$  (s-Welle) und  $\ell=1$  (p-Welle) beitragen, was an der Schwelle gerechtfertigt ist, kann man die  $\Theta_\pi^*$  Abhängigkeit der Strukturfunktion  $W_i$  explizit angeben<sup>6)</sup>.

$$W_1 = A_0 + A_1 \cos \Theta_\pi^* + A_2 \cos^2 \Theta_\pi^*$$

$$W_4 = B_0 + B_1 \cos \Theta_\pi^* + B_2 \cos^2 \Theta_\pi^*$$

$$W_2 = C_0$$

$$W_3 = D_0 + D_1 \cos \Theta_\pi^*$$

Die Winkelkoeffizienten  $A_i, B_i, C_i, D_i$  sind dann nur noch Funktionen von  $q^2$  und  $W$ . Diese Winkelkoeffizienten können durch eine experimentelle Messung der  $\Theta_\pi^*$ - und  $\Phi_\pi^*$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

$\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_\pi^*}$  ermittelt werden. Wird die Photonpolarisation nicht variiert, ist nur eine Bestimmung der Kombinationen

$$\bar{A}_0 = A_0 + \epsilon B_0$$

$$\bar{A}_1 = A_1 + \epsilon B_1$$

$$\bar{A}_2 = A_2 + \epsilon B_2 \quad \text{möglich.}$$

Der durch ein virtuelles Photon induzierte Übergang vom Proton zum Pion-Nukleon-Endzustand kann auch durch Multipolamplituden  $L_\ell^\pm, E_\ell^\pm$  und  $M_\ell^\pm$  beschrieben werden. Neben der Anregung durch longitudinale Photonen (L) ermöglichen transversale Photonen je nach Parität ihres Strahlungsfeldes elektrische (E) oder magnetische (M) Übergänge<sup>5)</sup>. Durch  $\ell^\pm$  wird der Zusammenhang von Spin und Bahndrehimpuls  $\ell$  mit dem Gesamtdrehimpuls des  $\pi$ -N-Systems  $j = \ell \pm 1/2$  bezeichnet. Unter Einführung der sogenannten skalaren Multipole  $S_\ell^\pm = \frac{\sqrt{-q^2}}{q_0^*} L_\ell^\pm$  ( $q_0^* = \gamma$ -Energie) lassen sich die Winkelkoeffizienten durch die Multipolamplituden darstellen<sup>6)</sup>.

$$A_0 = |E_0^+|^2 + |M_1^-|^2 + \text{Re } M_1^- (M_1^+ + 3E_1^+)^* + \frac{5}{2} |M_1^+|^2 + \frac{9}{2} |E_1^+|^2 - 3 \text{Re } M_1^+ E_1^{+*}$$

$$A_1 = 2 \text{Re } E_0^+ (M_1^+ + 3E_1^+ - M_1^-)^*$$

$$A_2 = -3 \text{Re } M_1^- (M_1^+ + 3E_1^+)^* + 9 \text{Re } E_1^+ M_1^{+*} + \frac{9}{2} |E_1^+|^2 - \frac{3}{2} |M_1^+|^2$$

$$B_0 = |S_0^+|^2 + |S_1^-|^2 - 2 |S_1^+|^2$$

$$B_1 = 2 \text{Re } S_0^+ (S_1^- + 4S_1^+)^*$$

$$B_2 = 12 \text{Re } S_1^+ (S_1^+ + S_1^-)^*$$

$$C_0 = \operatorname{Re} M_1^+ (-\frac{3}{2} M_1^+ - 3E_1^+ - 3M_1^-)^* + 3 \operatorname{Re} M_1^- E_1^{+*} + \frac{9}{2} |E_1^+|^2$$

$$D_0 = -2 \operatorname{Re} E_0^+ (S_1^- - 2S_1^+)^* + 2 \operatorname{Re} (-M_1^- + M_1^+ - 3E_1^+) S_0^{+*}$$

$$D_1 = -12 \operatorname{Re} (E_1^+ S_1^{+*} + (M_1^- + E_1^+ - M_1^+) S_1^{+*})$$

Für einen Multipol der Ordnung  $\ell$  erwartet man bei normalem Schwellenverhalten<sup>7)</sup> im Schwellenbereich einen Amplitudenverlauf proportional  $|\vec{p}^{*}|^\ell$ .

Direkt an der Schwelle verschwinden also alle Multipolamplituden mit  $\ell > 0$ . Dort können nur die Winkelkoeffizienten  $A_{0s} = |E_{0s}^+|^2$  und  $B_{0s} = |S_{0s}^+|^2$  von null verschieden sein. Hierbei sei noch einmal angemerkt, daß der Phasenraumfaktor  $\frac{W p^*}{M E_p}$  aus den Winkelkoeffizienten herausgezogen wurde. Wird die Photonpolarisation  $\epsilon$  nicht variiert, ist der einzige Winkelkoeffizient, der direkt an der Schwelle von null verschieden sein kann, durch  $\bar{A}_{0s} = |E_{0s}^+|^2 + \epsilon |S_{0s}^+|^2$  gegeben.

## I.2 Elektromagnetische und schwache Ströme

Das Matrixelement des elektromagnetischen Stromes  $j_\alpha^{em}$  zwischen Nucleonzuständen der Impulse Q und P läßt sich auf folgende Form reduzieren<sup>8)</sup>

$$\langle Q | j_\alpha^{em} | P \rangle = i e \bar{u}(Q) \left[ F_1(q^2) \gamma_\alpha + \frac{\lambda}{2M} F_2(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_\beta \right] u(P) \quad (I.2.1)$$

Dabei gelten folgende Bezeichnungen:

$u(P)$ ,  $u(Q)$  Spinoren des ein- bzw. auslaufenden Nucleons

$$q = P - Q$$

$\lambda$  = anomales magnetisches Moment des Nucleons

$$\sigma_{\alpha\beta} = \gamma_\alpha \gamma_\beta - \gamma_\beta \gamma_\alpha, \quad M = \text{Nucleonmasse}$$

$F_1(q^2)$  = Dirac-Formfaktor des Nucleons

$F_2(q^2)$  = Pauli-Formfaktor des Nucleons

Die Nucleonformfaktoren wurden für das Proton durch elastische Elektron-Proton-Streuung und für das Neutron durch Elektronenstreuung am Deuteron bestimmt. Der elektromagnetische Strom hat sowohl eine isoskalare  $j_\alpha^Y$  als auch eine isovektorielle Komponente  $j_\alpha^3$ .

$$j_\alpha^{em} = j_\alpha^Y + j_\alpha^3 \quad (I.2.2)$$

$j_\alpha^3$  ist die dritte (ungeladene) Komponente eines Triplets von Isovektorstromen. Durch diese Zerlegung des elektromagnetischen Stromes läßt sich

ein zweites Formfaktorsystem bestehend aus Isektorformfaktoren und Isoskalarformfaktoren definieren. Aus (I.2.2) folgt zum Beispiel für das Matrixelement der Isektorkomponente des elektromagnetischen Stromes<sup>8)</sup>

$$\langle Q | j_{\alpha}^3 | P \rangle = i \frac{e}{2} \bar{u}(Q) \left[ F_1^V(q^2) \gamma_{\alpha} + \frac{\Delta M}{2M} F_2^V(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_{\beta} \right] \tau_3 u(P) \quad (\text{I.2.3})$$

$$\Delta M = \lambda_P - \lambda_N$$

Da bei der schwachen Wechselwirkung die Parität maximal verletzt ist, läßt sich der schwache Strom als Summe von Vektor- und Axialvektoranteilen darstellen.

$$j_{\alpha}^S = V_{\alpha} + A_{\alpha}$$

Die Matrixelemente der schwachen Ströme  $V_{\alpha}$  und  $A_{\alpha}$  zwischen Proton- und Neutronzustand lassen sich durch 6 Formfaktoren beschreiben, wobei sich die Zahl der Formfaktoren unter den Forderungen von Ladungssymmetrie und Zeitumkehrinvarianz auf 4 reduziert<sup>8), 34)</sup>.

$$\langle Q | V_{\alpha} | P \rangle = i \bar{u}(Q) \left[ F_V(q^2) \gamma_{\alpha} + F_T(q^2) \sigma_{\alpha\beta} q_{\beta} \right] u(P) \quad (\text{I.2.4})$$

$$\langle Q | A_{\alpha} | P \rangle = \bar{u}(Q) \left[ i F_A(q^2) \gamma_{\alpha} \gamma_5 + F_P(q^2) q_{\alpha} \gamma_5 \right] u(P) \quad (\text{I.2.5})$$

Einen Zusammenhang der einzelnen Komponenten des elektromagnetischen und des schwachen Stromes stellen die Aussagen der Stromalgebra<sup>9)</sup> und der Hypothese des erhaltenen Vektorstromes<sup>9)</sup> (CVC) dar. Die Postulate dieser Theorien sind folgende:

1. Es existiert ein Triplet von Isektorströmen  $j_{\alpha}^i$  ( $i = 1, 2, 3$ ), wobei  $j_{\alpha}^3$  der Isektoranteil des elektromagnetischen Stromes ist und der Vektoranteil des schwachen Stromes durch  $V_{\alpha} = j_{\alpha}^1 + i j_{\alpha}^2$  gebildet wird.

2. Der Strom  $V_{\alpha}$  ist erhalten ( $\partial_{\alpha} V_{\alpha} = 0$ ).

3. Die Algebra der Ströme wird durch Vertauschungsregeln zwischen den Stromoperatoren definiert. Führt man die Ladungen als die Raumintegrale über die Zeitkomponenten der Ströme ein  $I^l = \int j_0^l(x) d^3x$ , so lauten die von der Stromalgebra postulierten Vertauschungsregeln

$$[ I^l, I^k ] = i \epsilon^{ljk} I^k \quad (\text{I.2.6})$$

Aus diesen Postulaten folgt, daß das Matrixelement des Vektoranteiles des schwachen Stromes zwischen Nucleonzuständen die gleichen Formfaktoren hat, wie das Matrixelement des Isektoranteiles des elektromagnetischen Stromes<sup>8)</sup>.

$$F_V(q^2) = F_1^V(q^2) \quad , \quad F_T(q^2) = \frac{\Delta M}{2M} F_2^V(q^2) \quad (I.2.7)$$

Die Algebra der Ströme  $j_\alpha^i$  läßt sich im Rahmen der Stromalgebra durch den Axialvektoranteil des schwachen Stromes  $A_\alpha = \bar{j}_\alpha^1 + i \bar{j}_\alpha^2$  erweitern. Der Axialstrom ist nicht erhalten ( $\partial_\alpha A_\alpha \neq 0$ ), sodaß die Axialladungen  $\bar{I}^\ell(t) = \int \bar{j}_0^\ell(x) d^3x$  zeitabhängig sind. Die Stromalgebra postuliert dann Vertauschungsregeln zu gleichen Zeiten

$$\begin{aligned} [\bar{I}^\ell, I^j] &= i \epsilon^{ljk} \bar{I}^k \\ [\bar{I}^\ell, \bar{I}^j] &= i \epsilon^{ljk} I^k \end{aligned} \quad (I.2.8)$$

Diese angesetzten Kommutatoren sind in einigen Fällen durch Austesten abgeleiteter Summenregeln<sup>10)</sup> bestätigt worden. Aus  $[\bar{I}^\ell, I^j] = i \epsilon^{ljk} \bar{I}^k$  folgt für das Matrixelement dieses Kommutators zwischen den Zuständen a und b durch Einfügen eines vollständigen Zustandssystems die Summenregel

$$\begin{aligned} \sum_n \langle a | \bar{I}^\ell | n \rangle \langle n | I^j | b \rangle - \sum \langle a | I^j | n \rangle \langle n | \bar{I}^\ell | b \rangle \\ = i \epsilon^{ljk} \langle a | \bar{I}^k | b \rangle \end{aligned} \quad (I.2.9)$$

### I.3 Zusammenhang zwischen Pionelektroproduktion und schwachem Strom

Die im letzten Kapitel dargestellten Zusammenhänge zwischen elektromagnetischen und schwachen Strömen zeigen einen Weg, wie man aus dem Schwellenverhalten des Wirkungsquerschnittes der Reaktion  $e p \rightarrow e n \pi^+$  das Matrixelement des Axialvektoranteiles des schwachen Stromes zwischen Nucleonzuständen und damit den Axialvektorformfaktor des Nucleons bestimmen kann.

Das Übergangsmatrixelement für den Prozeß  $e N \rightarrow e' N' \pi^i$  ( $i$ =Isospinindex) berechnet sich unter der Annahme des Austausches eines Photons zwischen Leptonen- und Hadronenvertex zu

$$\langle N' \pi^i e' | T | e N \rangle = \bar{u} \gamma^\mu u \frac{1}{q^2} \langle N' \pi^i | j_\mu^{em} | N \rangle \quad (I.3.1)$$

Beschreibt man das Pion im Rahmen der Feldtheorie durch ein Pionfeld  $\varphi_\pi^i$ , so läßt sich das unbekannte Matrixelement  $\langle N' \pi^i | j_\mu^{em} | N \rangle$  unter der Anwendung der LSZ-Reduktionsformeln<sup>9)</sup> wie folgt<sup>11)</sup> ausdrücken

$$\langle N' \pi^i | j_\mu^{em} | N \rangle = i (m_\pi^2 - p_\pi^2) \int e^{ipx} \langle N' | T \{ \varphi_\pi^i(x), j_\mu^{em} \} | N \rangle dx \quad (I.3.2)$$

Dabei ist  $T \{ a, b \}$  das zeitgeordnete Operatorprodukt von  $a$  und  $b$ . Unter der Annahme der teilweisen Erhaltung des Axialvektorstromes (PCAC)<sup>9)</sup> wird das Pionfeld durch die Axialvektordivergenz ausgedrückt.

$$m_\pi^2 f_\pi \varphi_\pi^i(x) = \partial_\mu \bar{A}_\mu^i \quad (I.3.3)$$

$f_\pi = \text{Pionzerfallskonstante}$

Man sieht an diesem Ausdruck, daß der Axialstrom im Limes verschwindender Pionmasse erhalten wäre ( $\lim_{m_\pi \rightarrow 0} \partial_\mu \bar{A}_\mu^i = 0$ ). Unter der Einführung des Axialvektorstromes ergibt sich aus (I.3.2) und (I.3.3)

$$\begin{aligned} \langle N' \pi^i | j_\mu^{em} | N \rangle &= \frac{(m_\pi^2 - p_\pi^2)}{f_\pi m_\pi^2} p_\pi^\lambda \int e^{ipx} \langle N' | T \{ \bar{A}_\lambda^i(x), j_\mu^{em} \} | N \rangle dx \\ &\quad \underbrace{\hspace{15em}}_{(1)} \\ &= -i \frac{m_\pi^2 - p_\pi^2}{f_\pi m_\pi^2} \langle N' | [ \int \bar{A}_0^i(x) d^3x, j_\mu^{em} ] | N \rangle \\ &\quad \underbrace{\hspace{15em}}_{(2)} \end{aligned} \quad (I.3.4)$$

Nach den Kommutatoransätzen der Stromalgebra (I.2.8) ist der Kommutator im zweiten Summand von (I.3.4) durch

$$\left[ \int \bar{A}_0^i(x) d^3x, j_\mu^{em} \right] = i \epsilon^{ijk} \bar{A}_\mu^k \quad (I.3.5)$$

gegeben.

Der Term (1) in (I.3.4) ist schwer abschätzbar. Es besteht jedoch die Möglichkeit, die Gleichung (I.3.4) im Limes verschwindenden Viererimpulses des Pions ( $p_\pi \rightarrow 0$ , unphysikalischer Fall) auszuwerten. Zerlegt man die Elektroproduktionsamplitude in einen Teil, der von den Nukleon-Born-terminen herrührt, und einen Rest

$$\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle = \langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Born}} + \langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Rest}} \quad (\text{I.3.6})$$

so stellt sich unter der Annahme, daß die Amplitude  $\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Rest}}$  zwischen  $p_\pi = 0$  und dem physikalischen Schwellenbereich nur eine mit  $p_\pi$  schwach veränderliche Funktion ist,

$$\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Rest}}^{p_\pi \rightarrow 0} \approx \langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Rest}}^{p_\pi^2 = m_\pi^2} \quad (\text{I.3.7})$$

die gesamte Elektroproduktionsamplitude durch

$$\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle \approx \underbrace{\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Born}}}_{(3)} + \underbrace{\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Rest}}^{p_\pi \rightarrow 0}}_{(4)} - \underbrace{\langle N' \pi | j_\mu | N \rangle_{\text{Born}}^{p_\pi \rightarrow 0}}_{(5)} \quad (\text{I.3.8})$$

dar.

Setzt man jetzt für den Term (4) die im Limes  $p_\pi \rightarrow 0$  aus (I.3.4) berechnete Amplitude ein, so heben sich die Terme (1) und (5) gegenseitig auf, wenn man die  $\pi NN$ -Kopplung durch eine Pseudovektorkopplung beschreibt.<sup>11)</sup> Damit bleiben nur noch die Terme (3) und (2) übrig, womit sich also

$$\langle N' \pi^i | j_\mu^{em} | N \rangle \approx \langle N' \pi^i | j_\mu^{em} | N \rangle_{\text{PV Born}} + \frac{1}{f_\pi} \epsilon^{i3k} \langle N' | j_\mu^{-k} | N \rangle \quad (\text{I.3.9})$$

ergibt.

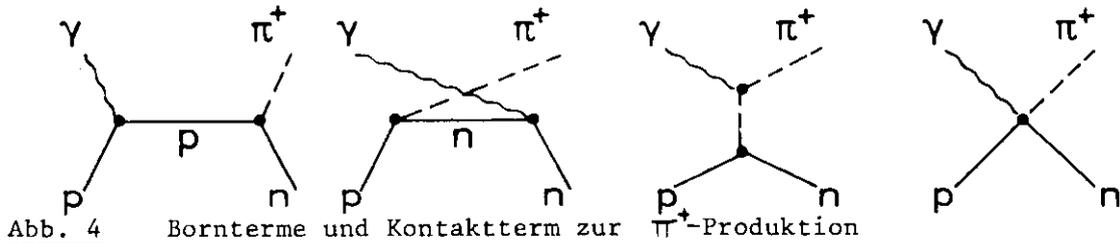
Dabei bedeutet PV Born, daß bei diesem Matrixelement nur die Nukleon-Born-terme mit einer pseudovektoriellen Pion-Nukleon-Kopplung gemeint sind. Der zweite Term in (I.3.9) ist das Matrixelement des schwachen Stromes zwischen Nukleonzuständen, womit der Zusammenhang der Elektroproduktionsamplitude mit dem Axialvektorformfaktor hergestellt ist. Die Born-terme tragen überwiegend zur p-Welle bei, der Kommutatorterm, der bei der Elektroproduktion neutraler Pionen fehlt, praktisch nur zur s-Welle.

Da die abgeleitete Formel (I.3.9) aufgrund der Annahme (I.3.7) exakt nur im Limes  $p_\pi \rightarrow 0$  gilt, sind zur Bestimmung des Axialvektorformfaktors aus dem Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e p \rightarrow e n \pi^+$  folgende Bedingungen zu beachten:

1. Der im Experiment erfaßte kinematische Bereich soll dem unphysikalischen Fall  $p_\pi = 0$  möglichst nahe sein, um die Unsicherheiten der Extrapolation zu minimalisieren. Das heißt, man muß möglichst nahe am Punkt  $p_\pi^2 = m_\pi^2$  (Schwelle) messen.
2. Die s-Welle ist von der p-Welle zu separieren.
3. Man benötigt Modellvorstellungen, um die Extrapolation von der Masse  $m_\pi = 0$  zu physikalischer Pionmasse zu ermöglichen. Diese Extrapolation wurde von verschiedenen Autoren durchgeführt<sup>12),13),14),15)</sup>. Im folgenden Kapitel wird ein Modell von Dombey und Read<sup>16),17)</sup> skizziert, das bei der Datenanalyse benutzt wurde.

I.4 Modell für die Elektroproduktion von  $\pi^+$  zur Bestimmung des Axialvektorformfaktors

Zur Beschreibung des nichtresonanten Anteils der  $\pi^+$ -Elektroproduktion wird in dem von Dombey und Read entwickelten Modell die Streuamplitude in Bornapproximation mit Pseudovektorkopplung des Pions an das Nukleon berechnet. Im Gegensatz zur pseudoskalaren  $\pi$ -N-Kopplung  $ig \bar{\Psi}_N \tau^i \gamma_5 \Psi_N e_\pi^i$  liefert die pseudovektorielle  $\pi$ -N-Kopplung  $\frac{g}{2M} \bar{\Psi}_N \tau^i \gamma^\mu \gamma_5 \Psi_N \partial_\mu e_\pi^i$  neben den Nukleon- und Pion-Borntermen aufgrund der Ableitungskopplung des Pions an das Nukleon einen zusätzlichen Kontakttermgraphen (Abb.4).



Dieses Modell ergibt im Limes  $p_\pi \rightarrow 0$  die gleiche Amplitude (I.3.9), wie sie von Stromalgebra und PCAC gefordert wird. Es eignet sich also zu einer Beschreibung der Elektroproduktion physikalischer Pionen ( $m_\pi \neq 0$ ), die mit den Aussagen der Stromalgebra im Limes  $p_\pi \rightarrow 0$  konsistent ist.

Mit den in Abb. 5 angegebenen kinematischen Parametern ergibt sich die Streuamplitude für den nichtresonanten Anteil des Prozesses  $\gamma_p \rightarrow n\pi^+$

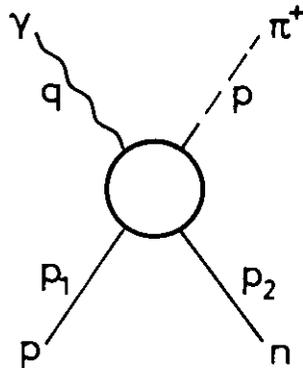


Abb. 5 Definition der kinematischen Größen

zu

$$\begin{aligned}
 S_V = \frac{\sqrt{2} g}{2M} \bar{u}(p_2) \gamma_5 \left\{ -\gamma_V F_A(q^2) + (\not{p} - \not{q}) \frac{(2p - q)}{t - m_\pi^2} F_\pi(q^2) \right. \\
 + \not{p} \frac{(2p_1 + q)}{s - M^2} F_1^P(q^2) - \not{p} \frac{1}{2} \frac{\gamma_V \not{q} - \not{q} \gamma_V}{s - M^2} G_M^P(q^2) \\
 + 2 \frac{(p_2 - q)}{u - M^2} \not{p} F_1^N(q^2) - \frac{1}{2} \frac{\gamma_V \not{q} - \not{q} \gamma_V}{u - M^2} \not{p} G_M^N(q^2) \\
 \left. - \frac{1}{2} \frac{\gamma_V \not{q} - \not{q} \gamma_V}{2M} F_2^S(q^2) \right\} u(p_1) \quad (I.4.1)
 \end{aligned}$$

Dabei ist  $g$  die Pion-Nukleon-Kopplungskonstante, und  $s = (p_1 + q)^2$ ,  $t = (p_1 - p_2)^2$ ,  $u = (p_2 - q)^2$  sind die Mandelstamvariablen. Der Axialvektorformfaktor ist hier auf  $F_A(0) = 1$  normiert. Mit  $F_\pi$  ist der Pionformfaktor bezeichnet.

Der Zusammenhang der verschiedenen benutzten elektromagnetischen Nukleonformfaktoren sei kurz erläutert. Es gibt zwei gebräuchliche Formfaktorsysteme für Proton und Neutron. Das sind die Sachs-Formfaktoren  $G_E$  und  $G_M$  und die Dirac-Pauli-Formfaktoren  $F_1$  und  $F_2$ . Es gelten folgende Beziehungen:

$$\begin{aligned}
 G_E &= F_1 - \tau F_2 \\
 G_M &= F_1 + F_2 \\
 \tau &= \frac{|q^2|}{4M^2}
 \end{aligned}$$

Daraus folgt für die Dirac-Pauli-Formfaktoren

$$\begin{aligned}
 F_1 &= \frac{G_E + \tau G_M}{1 + \tau} \\
 F_2 &= \frac{G_M - G_E}{1 + \tau}
 \end{aligned}$$

Für  $q^2 = 0$  gelten folgende Normierungen:

$$G_E^P(0) = 1 \quad G_M^P(0) = \mu_P = 2.79 \quad G_E^N = 0 \quad G_M^N(0) = \mu_N = -1.91$$

Die isoskalaren (S) und isovektoriellen (V) Formfaktoren des Nukleons sind

$$G^V = G^P - G^N \quad G^S = G^P + G^N$$

und analog

$$F^V = F^P - F^N \quad F^S = F^P + F^N$$

Die Amplitude (I.4.1) lässt sich in Multipolamplituden zerlegen und liefert für die Kombination  $\bar{A}_{0s} = |E_{0s}^+|^2 + \epsilon |S_{0s}^+|^2$  an der Schwelle

$$\begin{aligned} \bar{A}_{0s} = & \frac{e^2 g^2 (E_p^* + M)}{64 \pi^2 W^2 M} \left[ \left( F_A + \frac{m_\pi}{2M} F_2^S - \frac{m_\pi}{W+M} G_M^P + \left(1 - \frac{2Mm_\pi}{M^2 - u}\right) G_M^N \right)^2 \right. \\ & + \epsilon \left\{ -\frac{1}{\sqrt{|q^2|}} \left[ m_\pi F_A - (E_p^* - M) \left[ \frac{4Mm_\pi}{m_\pi^2 - t} F_\pi + \frac{2W}{W+M} F_1^P - \frac{2m_\pi M}{M^2 - u} F_1^N \right] \right] \right. \\ & \left. \left. + \sqrt{|q^2|} \left[ \frac{F_2^S}{2M} - \frac{G_M^P}{W+M} - \frac{m_\pi}{M^2 - u} G_M^N \right] \right\}^2 \right] \quad (I.4.2) \end{aligned}$$

Alle kinematischen Größen sind an der Schwelle  $W = W_s = m_n + m_{\pi^+}$  zu berechnen.  $E_p^*$  ist die Energie des einlaufenden Protons im hadronischen Schwerpunktsystem.

Der Ausdruck (I.4.2) liefert eine Möglichkeit, den Axialvektorformfaktor  $F_A$  aus der Messung von  $\bar{A}_{0s}$  unter Annahmen über die Nukleonformfaktoren und den Pionformfaktor zu bestimmen.

## II Experimenteller Aufbau

### II.1 Prinzip der Messung

Um den Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$  für den Prozeß  $e p \rightarrow e X$  zu bestimmen, ist es nötig, bei bekannter Einfallenergie die Energie und den Streuwinkel des gestreuten Elektrons zu messen. Im kinematischen Bereich zwischen den Erzeugungsschwellen für ein Pion ( $W \approx 1.08$  GeV) und zwei Pionen ( $W \approx 1.22$  GeV) erfaßt man durch Nachweis des gestreuten Elektrons allein folgende Kanäle

$$\begin{array}{ll} (1) & e p \rightarrow e n \pi^+ \\ (2) & e p \rightarrow e p \pi^0 \\ (3) & e p \rightarrow e p \gamma \end{array} \left. \vphantom{\begin{array}{l} (1) \\ (2) \\ (3) \end{array}} \right\} \begin{array}{l} \text{Pioneinfachproduktion} \\ \text{elastischer Strahlungsschwanz} \end{array}$$

Um die Prozesse (1) - (3) zu trennen, ist der Nachweis eines weiteren Teilchens nötig. In diesem Experiment wurden die Rückstoßnukleonen aus (1) und (2) nachgewiesen, da sie gegenüber den Pionen in einem engeren Rückstoßkegel im Laborsystem auslaufen. Zur optimalen Diskriminierung gegen Untergrund der nicht aus den Pionelektroproduktionsprozessen resultierenden Ereignisse wurden die Rückstoßprotonen aus der Reaktion (3) ebenfalls nachgewiesen.

### II.2 Überblick über den Aufbau des Experiments

In Abb. 6 ist der Aufbau des Experiments gezeigt. Ein externer Elektronenstrahl des Deutschen Elektronensynchrotrons wurde durch ein magnetisches Transportsystem auf ein Target mit flüssigem Wasserstoff fokussiert. Die nicht gestreuten Elektronen wurden in einem Faradaykäfig gestoppt. Impuls und Winkel der gestreuten Elektronen wurden in einem magnetischen Spektrometer bestimmt. Die Rückstoßnukleonen wurden nach Teilchenart und Winkel in einem Nukleonendetektor identifiziert.

### II.3 Elektronenstrahl und Wasserstofftarget

Als Quelle hochenergetischer Elektronen diente ein externer Elektronenstrahl<sup>18)</sup> des 7.5 GeV Elektronensynchrotrons. Mit einer Frequenz von 50 Hz wurden während einer Zeitdauer (Spill) von etwa 600  $\mu$ sec Elektronen aus dem

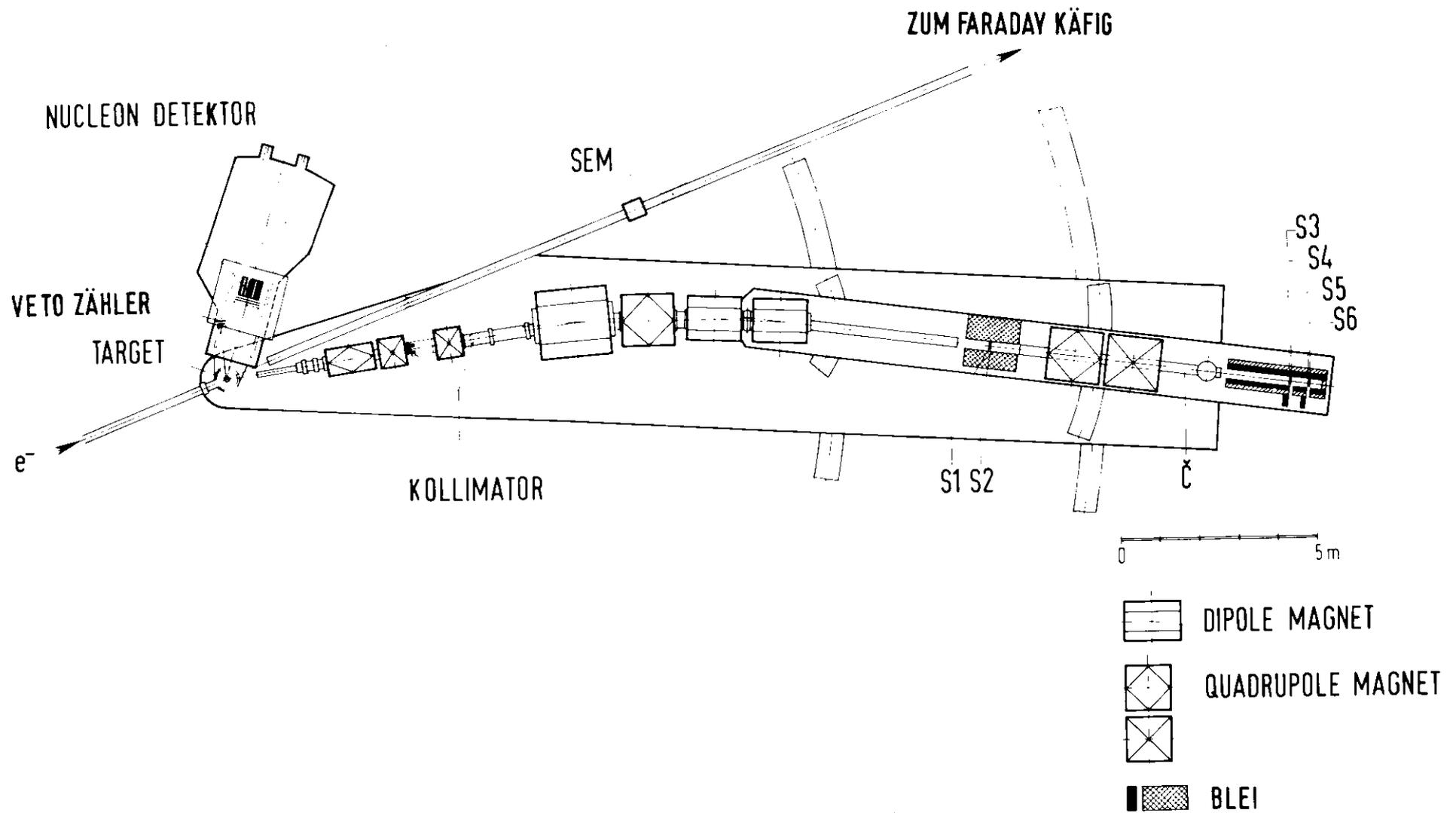


Abb. 6 Experimenteller Aufbau

Synchrotron in ein Strahltransportsystem ausgelenkt. Dieses Magnetsystem (Abb. 7) bestand aus 6 Quadrupolen und 2 Ablenkmagneten und hatte die Aufgabe, Elektronen eines schmalen Impulsbandes ( $\Delta p/p < 0.25\%$ ) dispersionsfrei auf ein Target zu fokussieren. Am Target hatte der Elektronenstrahl eine Breite von etwa 10 mm und eine Höhe von ungefähr 3 mm.

Hinter dem Target durchlief der Strahl einen Sekundäremissionsmonitor (SEM) und wurde danach durch ein Quadrupolpaar auf einen Faradaykäfing (FC) fokussiert. Durch die Doppelbestimmung der akkumulierten Ladung des Elektronenstrahles in FC und SEM ließen sich Änderungen in der Strahlfokussierung zwischen Target und FC erkennen, die zu einem möglichen Ladungsverlust am Faradaykäfing führen konnten. Die typischen Strahlintensitäten lagen bei einem mittleren Strom von  $2 - 5 \cdot 10^{-8}$  A.

Das Target<sup>19)</sup> (Abb. 8) war ein in Strahlrichtung 10 cm langes Reaktionsgefäß (Targetzelle) mit flüssigem Wasserstoff. Der Wasserstoff wurde in einem mit kaltem ( $T=20^{\circ}\text{K}$ ) Heliumgas durchströmten Wärmeaustauscher kondensiert und floß dann in die Targetzelle. Die Dichte des flüssigen Wasserstoffs wurde über den gemessenen Dampfdruck kontinuierlich überwacht. Die Targetzelle befand sich zur Wärmeisolation im Hochvakuum ( $10^{-6}$  Torr). Zur Messung der Leertargetzählraten wurde der flüssige Wasserstoff in ein Vorratsgefäß gedrückt.

#### II.4 Das Elektronenspektrometer

Der Aufbau des Spektrometers zum Nachweis des gestreuten Elektrons ergab sich aus der Forderung, die Masse des hadronischen Endzustandes X der Reaktion  $e p \rightarrow e X$  im Schwellenbereich möglichst genau zu bestimmen. Der Zusammenhang zwischen dem Impuls  $p'$ , dem Streuwinkel  $\vartheta_e$  und der Masse  $W$  des Systems X

$$p' = \frac{p_0 - \frac{W^2 - M^2}{2M}}{1 + \frac{2p_0}{M} \sin^2 \frac{\vartheta_e}{2}} \quad (\text{II.4.1})$$

( $p_0$  = Impuls des einlaufenden Elektrons)

ist in Abb. 9 dargestellt.

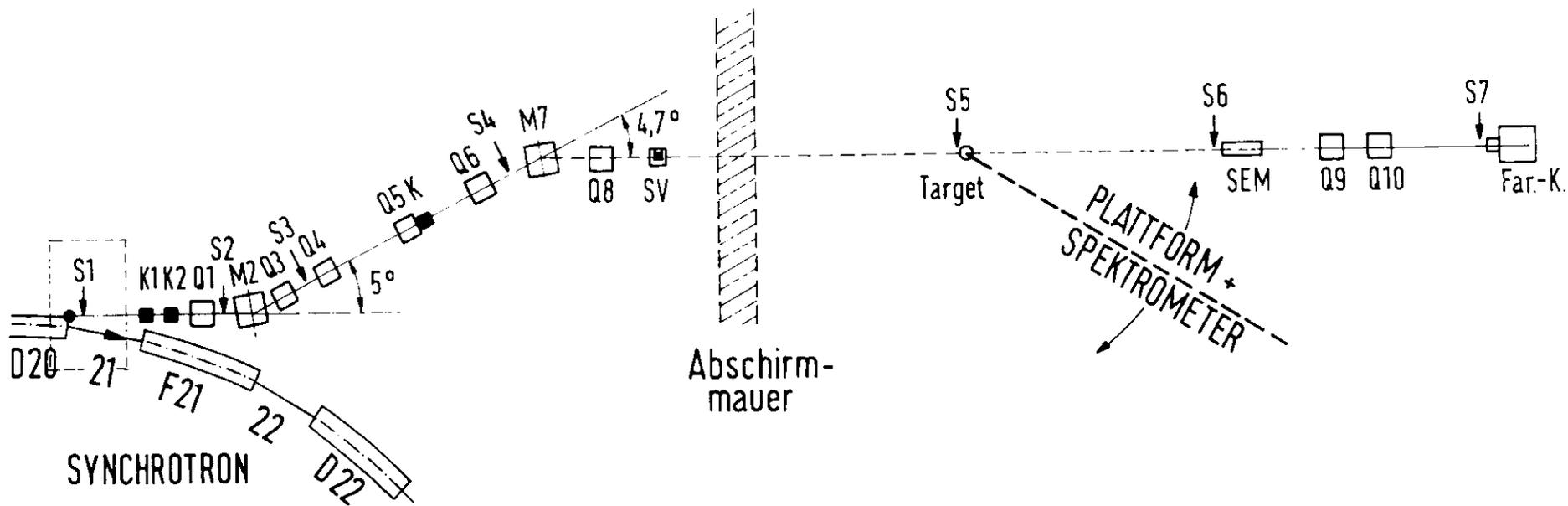


Abb. 7 Schematischer Aufbau des Experimentes

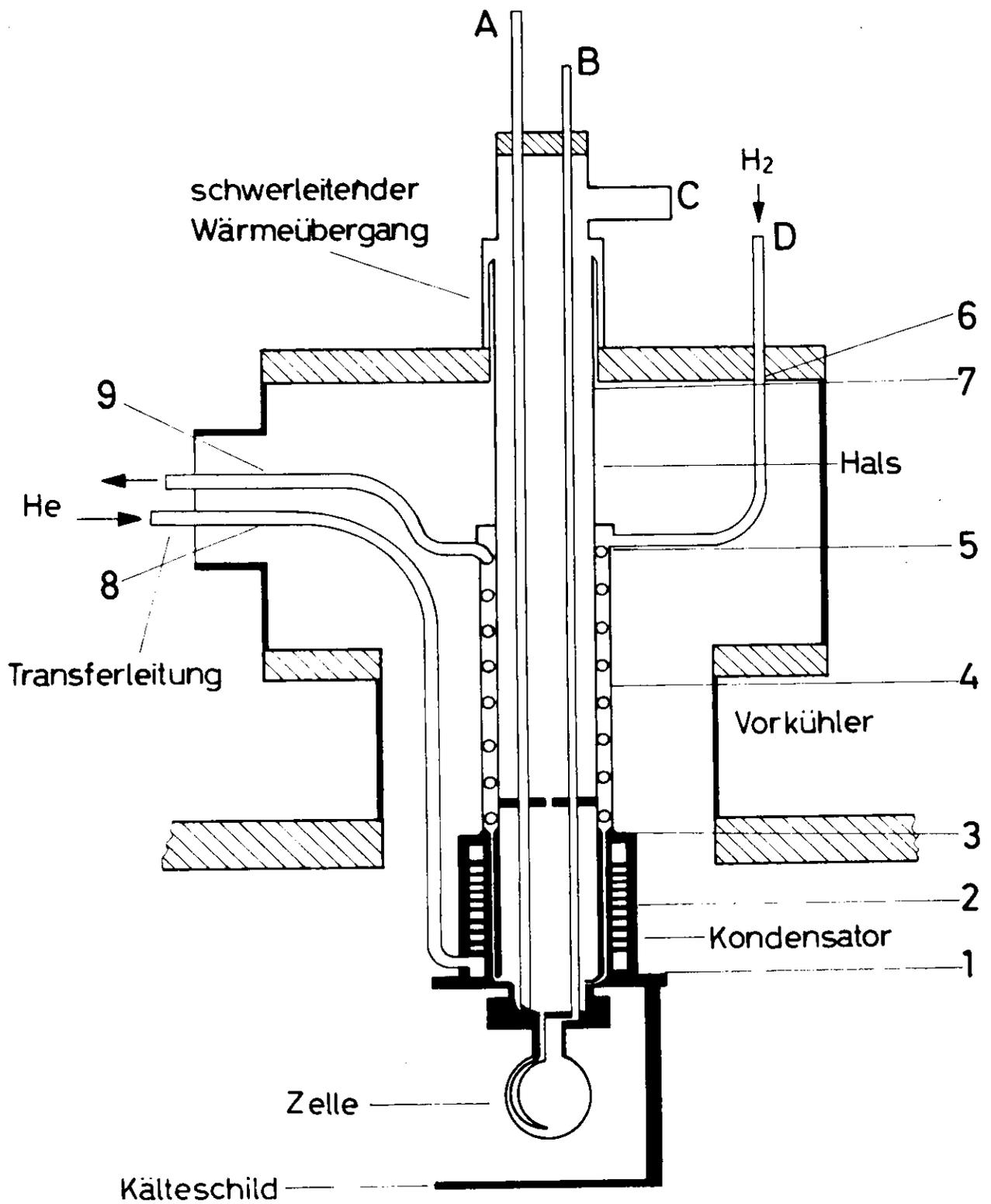


Abb. 6 Wasserstofftarget

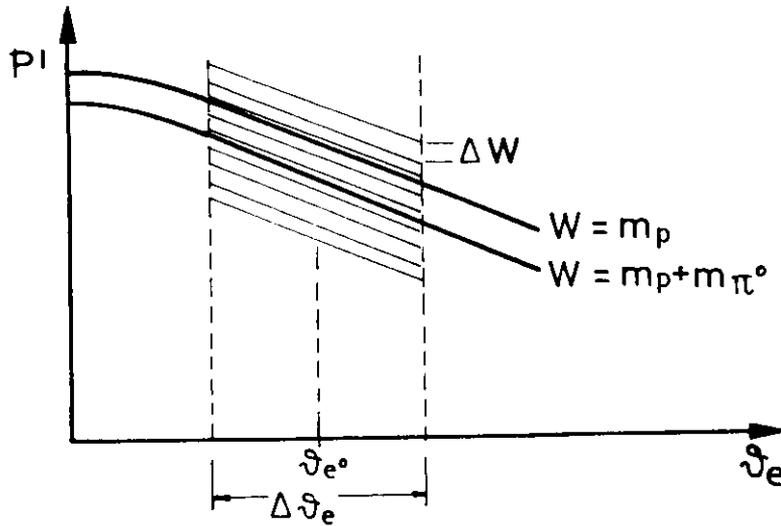


Abb. 9 Schrägfensterspektrometer

Bei einer Winkelakzeptanz  $\Delta v_e^0 = 0.024$  rad werden bei festem  $p'$  verschiedene invariante Massen  $W$  erfaßt. Um unabhängig vom genauen Wert  $v_e$  innerhalb der Akzeptanz  $\Delta v_e$  Bereiche konstanter Masse  $W$  zu erfassen, ist es nötig, die Spektrometeroptik so zu gestalten, daß die vom Teilchennachweissystem (Impulshodoskopelemente) erfaßten Bereiche in der  $p' - v_e$ -Ebene Streifen konstanter Masse  $W$  (Auflösungsbreite  $\Delta W$ ) sind, deren Neigung der Steigung  $\frac{\partial p'}{\partial v_e}$  der kinematischen Kurve (II.4.1) gleich ist. Ein Spektrometer dieser Optik (Schrägfensterspektrometer) wurde im Experiment benutzt. Eine detaillierte Beschreibung dieses Spektrometers liefert Referenz 20.

Das Spektrometer bestand aus 6 Quadrupolen und 3 Dipolmagneten (Abb.6). Die Winkelakzeptanz wurde durch Bleikollimatoren im horizontalen und vertikalen Winkelfokus definiert. Mit Hilfe der 3 Dipolmagnete, die die Teilchen in der Elektronenstreuungsebene ablenkten, wurde die Impulsanalyse durchgeführt. Im Impulsfokus stand senkrecht zur Spektrometerachse in der Elektronenstreuungsebene ein Hodoskop aus 22 Szintillationszählerelementen  $S1_i$  ( $i = 1 \dots 22$ ) mit einer Impulsakzeptanz von  $\Delta p'/p' = 0.2\%$  pro Element. Die einzelnen Elemente des Hodoskops erfaßten Streifen konstanter Masse in der  $p' - v_e$ -Ebene. Die Übereinstimmung der Neigung dieser  $W$ -Bereiche in der  $p' - v_e$ -Ebene mit der kinematischen Steigung  $\frac{\partial p'}{\partial v_e}$  ließ sich durch Variation des Ablenkungswinkels der 3 Dipolmagnete erreichen. Zum Teilchennachweis dienten neben diesem Hodoskop fünf weitere Szintillationszähler  $S2 - S6$  (Abb.10). Zur Separation zwischen Elektronen und schweren Teilchen gleichen Impulses wurden ein mit Äthylen gefüllter Schwelencerenzähler und Flugzeitmessungen zwischen den einzelnen Szintilla-

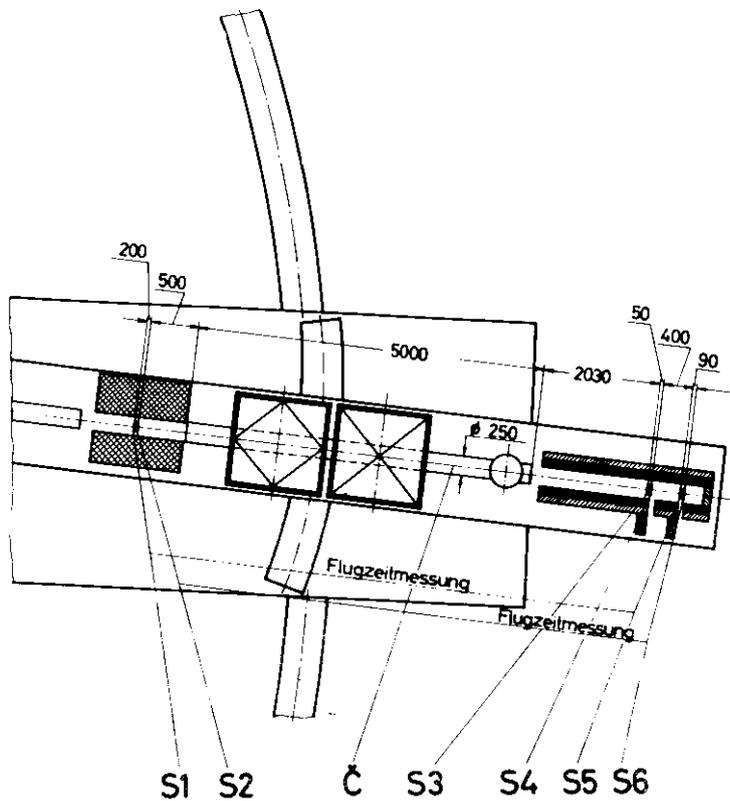
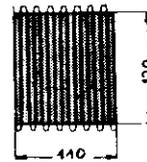


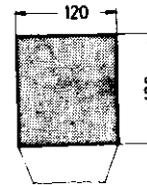
Abb. 10  
Zählersystem im Spektrometer

S1



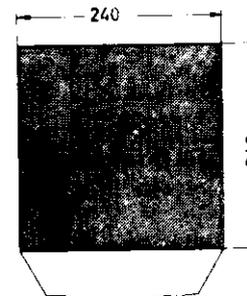
S1 Impulshodoskop  
22 Zähler  
Material: Pilot y ; 5mm dick

S2



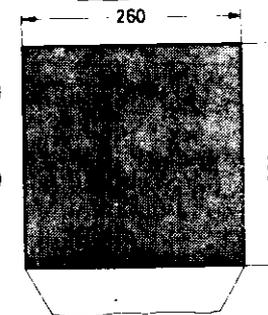
S2 Triggerzähler  
1 Zähler  
Material: Pilot y ; 3,2 mm dick

S3  
u.  
S4



S3 u. S4 Triggerzähler  
je 1 Zähler  
Material: Pilot y ; 3,2 mm dick

S5  
u.  
S6



S5 Triggerzähler  
1 Zähler  
Material: Pilot y ; 3,2 mm dick  
S6 Triggerzähler  
1 Zähler  
Material: Pilot y ; 20,0 mm dick

tionszählern benutzt.

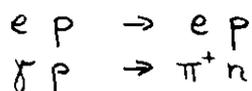
## II.5 Der Nukleonendetektor

Der Nukleonendetektor<sup>21)</sup> hatte die Aufgabe, die Richtung und Teilchenart des Rückstoßnukleons aus den Prozessen  $e p \rightarrow e n \pi^+$  und  $e p \rightarrow e p \pi^0$  zu bestimmen. Abb. 11 zeigt eine schematische Darstellung des Nukleonendetektors. Der Detektor war auf einer Lafette aufgebaut, die um das Target in der Elektronenstrebene drehbar war. Der Detektor bestand aus einer Matrix von 6 x 9 großvolumigen Plastiksintillatoren (Zähler C), jeder mit einer  $10 \times 10 \text{ cm}^2$  Stirnfläche zum Target und einer Länge von 50 cm. Diese Zähler, die aus dem Szintillatormaterial NE102A hergestellt waren, werden im folgenden als Neutronenzähler bezeichnet. Die Stirnfläche der Zählermatrix hatte zum Target eine Entfernung von 2 m. Vor diesen Neutronenzählern befand sich eine aus zwei Lagen (Zähler A und B) bestehende Matrix von 41 Szintillationszählern (Antizähler), die eine Dicke von 5 mm hatten. Sämtliche Szintillationszähler waren mit Photovervielfachern des Typs 56AVP ausgerüstet.

Das Funktionsprinzip der Anordnung war folgendes (100% Ansprechwahrscheinlichkeiten vorausgesetzt):

Protonen verlieren sowohl in den Neutronenzählern als auch in den Antizählern genug Energie, um nachgewiesen zu werden, sodaß eine Koinzidenz zwischen diesen Zählern als Proton-Ereignis identifiziert wird. Neutronen können nur über sekundäre Kernprozesse, die geladene Teilchen erzeugen, nachgewiesen werden. Die Wahrscheinlichkeit, daß dies in einem der dünnen Antizähler erfolgt, ist sehr gering ( $< 1\%$ ), jedoch für die 50 cm langen Neutronenzähler  $\approx 20\%$ . Ein Ereignis, bei dem ein Neutronenzähler anspricht, aber nicht die davor befindlichen Antizähler, wird also als Neutron identifiziert.

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Nukleonendetektors für Protonen und Neutronen wurden über die Reaktionen



geeicht.

Bei den Eichmessungen stellte sich heraus, daß die Ansprechwahrscheinlichkeiten sehr von der Verstärkung der Photovervielfacher und der Höhe der nachfolgenden Diskriminatorschwelle abhängen. Die Verstärkung der Photo-

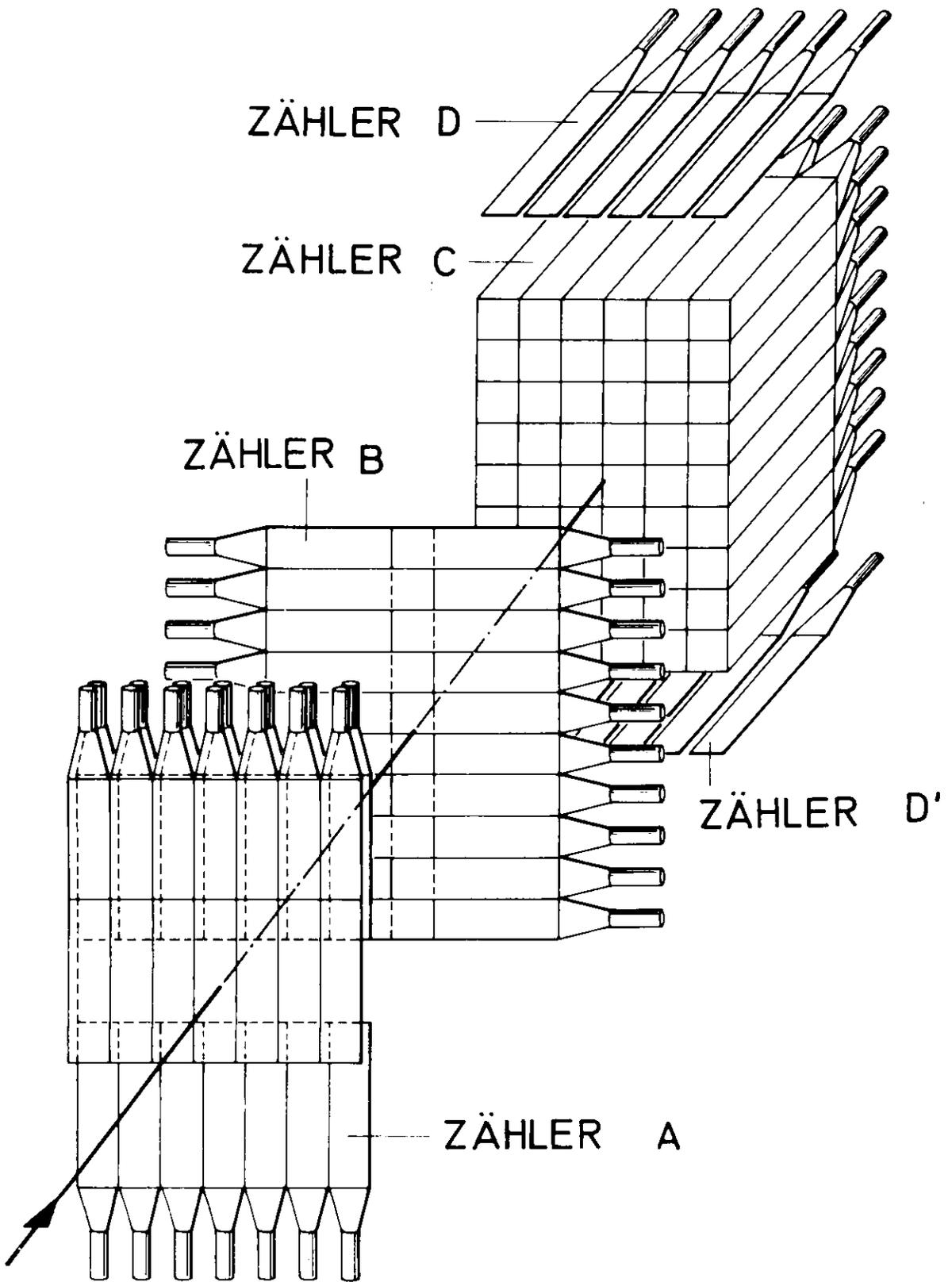


Abb. 11 Schematische Darstellung des Nukleonendetektors

vervielfacher variierte in einer Meßperiode (Langzeitschwankungen) aufgrund der intensiven Teilchenbestrahlung. Diese relativen Verstärkungsschwankungen wurden gemessen, indem man in den Spillpausen die Impulshöhe minimal ionisierender kosmischer Teilchen aus der Höhenstrahlung (konstanter Energieverlust im Szintillator) in den Neutronenzählern aufnahm. Dazu dienten 2 Reihen von je 6 Szintillationszählern über und unter der  $6 \times 9$  Matrix (Zähler D und D'), deren Koinzidenz ein kosmisches Teilchen anzeigte. Da der Nukleonendetektor direkte Sicht auf das Target hatte, wurde der niederenergetische Untergrund durch eine 0.5 cm dicke Bleiplatte reduziert. Der ganze Nukleonendetektor war mit Ausnahme der Stirnfläche zum Target gegen Untergrund durch Eisen und Schwerbeton abgeschirmt.

Eine Aufgabe des Experiments war es, sämtliche Rückstoßnukleonen aus der Pionproduktion in einem Massenbereich  $W_s < W < 1.12$  GeV im Nukleonendetektor zu erfassen. Dazu war es bei den  $q^2 = 0.2$  und  $q^2 = 0.4$  GeV<sup>2</sup> - Messungen nötig, den Nukleonendetektor unter zwei verschiedenen Winkeln  $\Theta_{ND}$  zum einfallenden Elektronenstrahl aufzustellen. Bei den  $q^2 = 0.6$  GeV<sup>2</sup> - Messungen wurden sämtliche Rückstoßnukleonen bis zur Masse  $W = 1.12$  GeV von einer Stellung des Nukleonendetektors erfaßt.

### Der Vetoähler

Die Rückstoßprotonen von Ereignissen aus dem elastischen Strahlungsschwanz  $e p \rightarrow e p \gamma$  überlappen sich für Bereiche  $W_s < W < 1.12$  GeV bei keinem der  $q^2$  - Werte mit den Rückstoßnukleonen aus der Pionproduktion. Die kinematisch erlaubten Bereiche für den Winkel  $\Theta_N$  der Rückstoßnukleonen gegenüber der Richtung der einfallenden Elektronen sind in Abb. 12 für die  $q^2 = 0.2$  GeV<sup>2</sup> - Messungen gezeigt.

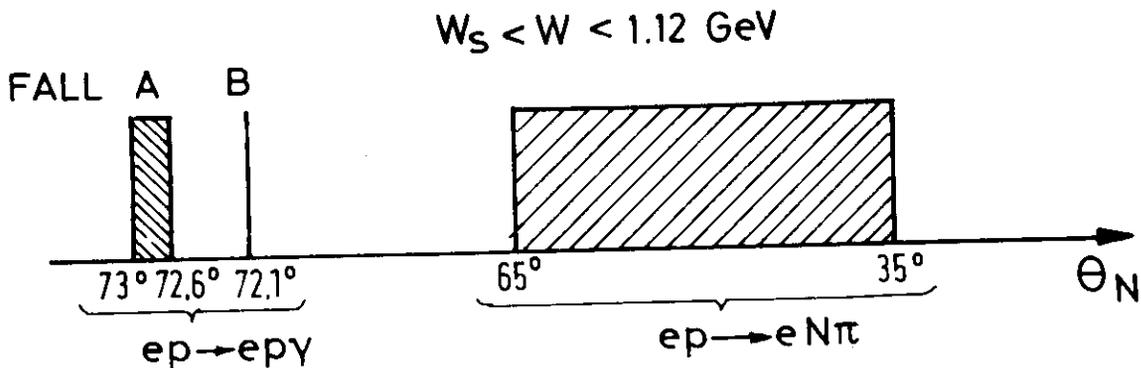


Abb. 12 Winkelbereiche des Rückstoßnukleons

Hierbei wurde angenommen, daß die  $\gamma$ -Quanten nur in Richtung der Elektronen abgestrahlt werden (Peakingapproximation). Zusätzlich zur elastischen  $e p$  - Streuung kann entweder vom einlaufenden (Fall A) oder vom auslaufenden Elektron (Fall B) ein  $\gamma$ -Quant abgestrahlt werden. Eine Abstrahlung durch ein auslaufendes Elektron ändert die Richtung des Rückstoßprotons nicht. Eine Abstrahlung durch ein einlaufendes Elektron verschmiert die Richtung des Rückstoßprotons über einen relativ schmalen Winkelbereich.

Obwohl die Rückstoßprotonen aus dem elastischen Strahlungsschwanz nicht direkt in den Nukleonendetektor gelangen, also in einem Elektron-Nukleon-Koinzidenzexperiment nicht nachgewiesen werden, hat der Prozeß störende Einflüsse auf die Messung der Pionelektroproduktion:

1. Der Prozeß  $e p \rightarrow e p \gamma$  dominiert an der Schwelle stark über die Reaktion  $e p \rightarrow e N \pi$ . Durch diese relativ große Elektronentriggerate wird der zufällige Untergrund im Nukleonendetektor erhöht. Eine Einschränkung der Elektronenrate auf Ereignisse, die nur aus der Pionproduktion stammen, würde den zufälligen Untergrund im Nukleonendetektor erheblich vermindern.

2. Die Rückstoßprotonen aus dem elastischen Strahlungsschwanz fliegen in die Abschirmung des Nukleonendetektors und können dort über Sekundärreaktionen zusätzlich koinzidenten Untergrund im Nukleonendetektor hervorrufen. Eine Elimination dieses Effektes war wünschenswert.

Beide Forderungen wurden durch direkten Nachweis des Rückstoßprotons aus der Reaktion  $e p \rightarrow e p \gamma$  in einem Zählerteleskop (Vetozähler), bestehend aus 2 hintereinanderliegenden Szintillationszählern, erfüllt.

#### Der Untergrundzähler

In einem Koinzidenzexperiment besteht immer eine gewisse Wahrscheinlichkeit für das Auftreten zufälliger Koinzidenzen. Um die zufällige Koinzidenzrate zwischen Elektronenspektrometer und Nukleonendetektor bzw. Vetozähler zu bestimmen, wurde ein Szintillationszähler unter einem Winkel von  $70^\circ$  in einer Entfernung von 3 m zum Target installiert. Dieser Zähler registrierte Teilchen, zu denen es keine korrelierten Ereignisse im Nukleonendetektor bzw. Vetozähler geben sollte. Koinzidenzen zwischen diesem Zähler und dem Nukleonendetektor bzw. Vetozähler waren also ein Maß

für den zufälligen Untergrund in diesen beiden Komponenten der Apparatur.

## II.6 Elektronik

Die Elektronik war so aufgebaut, daß die verfügbare Information über die Streueignisse nicht aufsummiert, sondern für jedes Ereignis einzeln gespeichert wurde (Einzelereignisregistrierung). Dieses Verfahren bietet den Vorteil, daß man bei späterer Analyse noch viele verschiedene Möglichkeiten der Klassifizierung von Ereignissen hat.

Die Elektronik gliederte sich im wesentlichen in 2 Bereiche, die schnelle Elektronik und die langsame Elektronik. Die schnelle Elektronik, die im Nanosekundenbereich arbeitete, hatte die Aufgabe, nach gewissen Kriterien Ereignisse zu erfassen und Informationen über diese Ereignisse zu liefern. Die langsame Elektronik, die im Mikrosekundenbereich arbeitete, diente im wesentlichen der Datenübertragung zwischen der schnellen Elektronik und dem Speichermedium (Platte, Magnetband). Ein Prinzipschaltbild der Elektronik ist in Abb. 13 gezeigt.

### II.6.1 Die schnelle Elektronik

Die erste Aufgabe der schnellen Elektronik war es, aus der großen Anzahl von Untergrundereignissen, die das gesamte System gesehen hat, nach gewissen, vom Experimentator gesetzten Kriterien sogenannte "gute" Ereignisse zu separieren. War ein solches Ereignis erkannt, wurde ein sogenannter Masterimpuls erzeugt. Es gab 3 verschiedene Klassen von Masterimpulsen:

#### 1. Spektrometertrigger

Ein am Targetproton elastisch oder inelastisch gestreutes Elektron durchläuft das magnetische Spektrometer. Man könnte verlangen, daß für die Identifikation eines solchen Ereignisses sämtliche Szintillationszähler S1 - S6 und der Cerenkovzähler angesprochen haben müßten. Da es jedoch möglich ist, daß einzelne Zähler eine Ansprechwahrscheinlichkeit kleiner als 100% haben, ist es ratsamer, eine nicht so strenge Masterbedingung zu fordern, um Ereignisse, bei denen nicht alle Zähler angesprochen haben, bei späterer Analyse se-

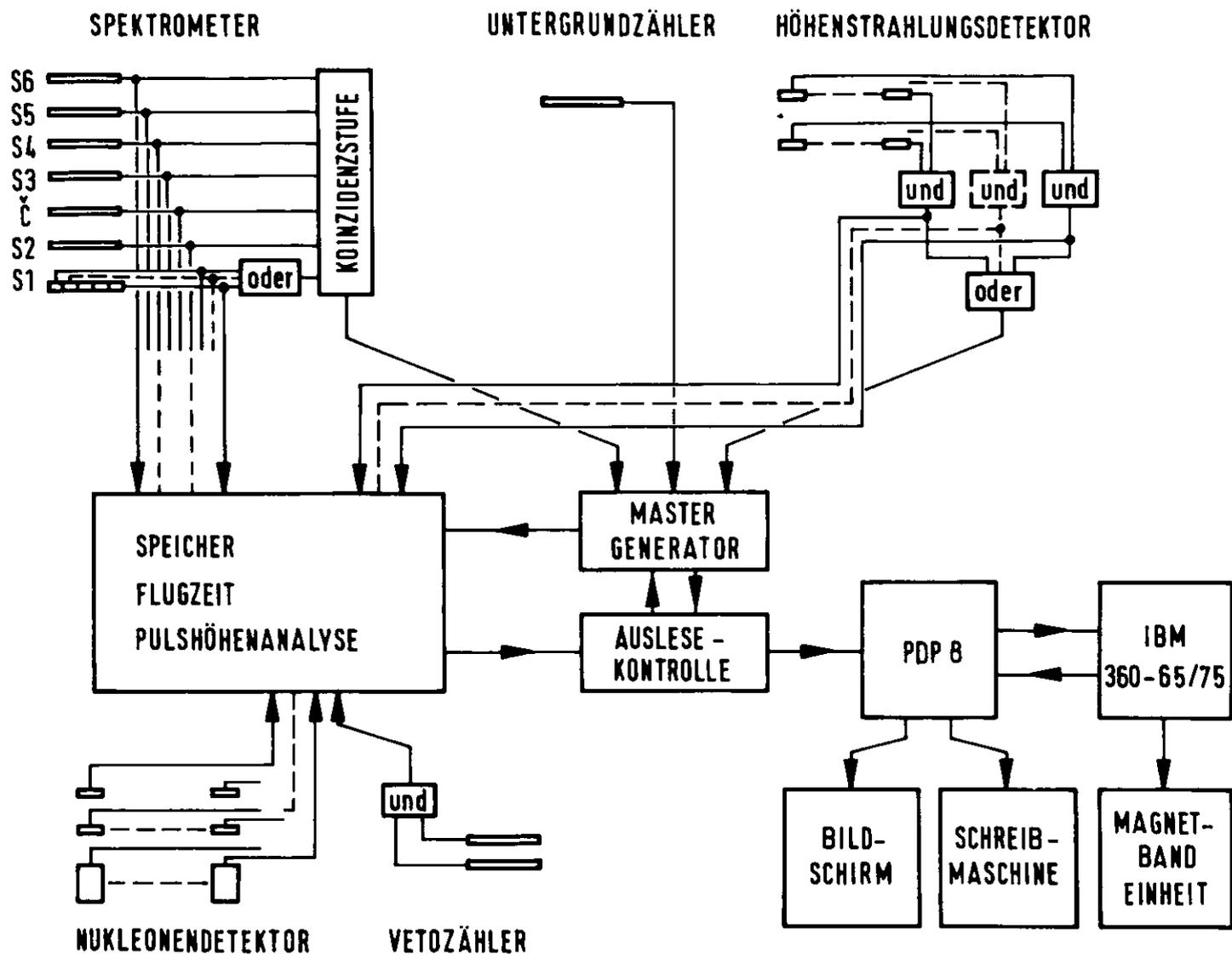


Abb. 13 Blockschalbild der Elektronik

parat untersuchen zu können. Die Masterbedingung darf jedoch auch nicht zu schwach sein, da man sonst zu große Mengen von Untergrundeignissen, die nicht das gesamte Spektrometer durchlaufen, akzeptieren würde, was die zu speichernde Datenmenge stark erweitern würde. Als Kriterium für ein geladenes Teilchen im Spektrometer wurden folgende Bedingungen gewählt:

Es müssen mindestens einer der Zähler S1 oder S2 und mindestens 3 der Zähler S3 - S6 angesprochen haben. Diese Bedingung wurde elektronisch durch schnelle Koinzidenzstufen realisiert.

## 2. Höhenstrahlungstrigger

Ein Teilchen der kosmischen Höhenstrahlung durchläuft den Nukleonendetektor. Als Triggerbedingung für dieses Ereignis wurde neben der Koinzidenz zweier übereinanderliegender Höhenstrahlungszähler (D und D' in Abb. 11) verlangt, daß das Ereignis außerhalb der Zeitdauer des Spills aufgetreten war.

## 3. Untergrundtrigger

Ein geladenes Teilchen wurde im Untergrundzähler nahe dem Target nachgewiesen. Die Rate dieses Mastertriggers konnte vom Experimentator mit Hilfe eines Untersetzers eingestellt werden.

War ein Mastertrigger erzeugt worden, wurde ein sogenannter Master-Flip-Flop gesetzt, der die weitere Analyse des Ereignisses startete. Während der Master-Flip-Flop gesetzt war, konnte kein weiterer Masterimpuls mehr akzeptiert werden (Totzeit  $\approx 60 \mu\text{sec}$ ). Die von der schnellen Elektronik ankommenden Masterimpulse wurden jedoch auch auf einen Untersetzer gegeben, wodurch eine Korrektur auf diese Totzeitverluste ermöglicht wurde. In der weiteren Analyse des Ereignisses veranlaßte der Mastertrigger die Auslese der Daten des Spektrometers und des Nukleonendetektors.

### 1) Datenauslese des Spektrometers

Der Masterimpuls bildete mit sämtlichen Szintillationszählern und dem  $\checkmark$  - Zähler Zweifachkoinzidenzen, deren Ausgänge in je einem Flip-Flop gespeichert wurden. Die Flugzeiten des Teilchens zwischen den Zählern S1 - S5 und S2 - S6 und die Höhe des Photovervielfacherimpulses des  $\checkmark$  - Zählers wurden ebenfalls

digital registriert.

## 2) Datenauslese des Nukleonendetektors

Der Informationsinhalt aller Zweifachkoinzidenzen zwischen dem Masterimpuls und sämtlichen Neutronenzählern und Antizählern sowie die Impulshöhen der Photovervielfachersignale der Neutronenzähler wurden gespeichert.

Außerdem bildete der Masterimpuls mit dem Vetoählerimpuls (Koinzidenz der beiden Szintillationszähler dieses Hodoskops) eine Zweifachkoinzidenz, deren Ausgang ebenfalls registriert wurde.

### II.6.2 Die langsame Elektronik

Die langsame Elektronik bestand aus einer elektronischen Datenübertragungseinheit (Datenmultiplexer) und einer Kleinrechenmaschine (PDP 8 I) mit Verbindung zu einem Großrechner (IBM 360-75 und IBM 360-65).

Sämtliche das Ereignis beschreibende Größen waren wie oben beschrieben in Flip-Flop-Registern gespeichert. Die Ausgänge dieser Register (488) lagen parallel an einem Datenmultiplexer. Nach Eingang des Masterimpulses am Datenmultiplexer wurde die gesamte das Ereignis betreffende Information in den Kernspeicher des Kleinrechners übertragen. War diese sequentielle Datenübertragung (alle 1.5  $\mu$ sec wurden 12 Bit = 1 PDP-Wort übertragen) beendet, wurde der Master-Flip-Flop zurückgesetzt und das System war in der Lage, das nächste Ereignis zu registrieren. Die Informationsinhalte der Ereignisse wurden in Gruppen von 50 Ereignissen zur IBM übertragen und dort erst auf Magnetplatte und dann auf Magnetband gespeichert. Die Daten wurden auf der IBM durch ein Experimentprogramm voranalysiert, und es konnten dem Experimentator auf Anforderung Zwischenanalysen der akkumulierten Daten gegeben werden. Dadurch war eine kontinuierliche Überwachung des Experimentes schon in der Phase der Datenakkumulation möglich und eventuelle Fehler im elektronischen Datenerfassungssystem ließen sich frühzeitig erkennen. Nach Ablauf eines Meßabschnitts (ca. 1 Stunde) wurden die akkumulierten Ladungen der Integratoren (FC, SEM), der Targetzellendruck und die Informationsinhalte

einer Anzahl von Untersetzern (Zählereinzelnraten, Koinzidenzstufenzählraten) ebenfalls auf Magnetband gespeichert.

Die weitere Auswertung des Experiments geschah nach der Periode der Datenerfassung durch Analyse der beschriebenen Magnetbänder auf der IBM.

### III Messungen und Datenreduktion

#### III.1 Kinematische Parameter

Die Erzeugungsschwelle für den Kanal  $e p \rightarrow e p \pi^0$  liegt bei  $W_s^{\pi^0} = M_p + M_{\pi^0} = 1.073 \text{ GeV}$ , für den Kanal  $e p \rightarrow e n \pi^+$  bei  $W_s^{\pi^+} = M_n + M_{\pi^+} = 1.079 \text{ GeV}$ .

Das Experiment wurde bei Viererimpulsüberträgen des virtuellen  $\gamma$ -Quants von  $q^2 = 0.2, 0.4$  und  $0.6 \text{ GeV}^2$  durchgeführt. Die gestreuten Elektronen wurden innerhalb einer Akzeptanz von  $\Delta \vartheta_e = 24 \text{ mrad}$  unter einem Streuwinkel von  $\vartheta_e^0 = 8.5^\circ$  mit einer Impulsauflösung von  $\Delta p/p = 0.2\%$  nachgewiesen. Die Einfallenergie der Elektronen wurde so gewählt, daß das gestreute Elektron für  $W = W_s^{\pi^+}$  einen Zähler in der Mitte des Impulshodoskops zum Ansprechen brachte. Dadurch wurde neben der Pioniefachproduktion noch ein Teil des elastischen Strahlungsschwanzes aufgenommen. Unter diesen Bedingungen ergaben sich folgende kinematische Parameter:

	$q^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$	$q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$	$q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$
E	3.15 GeV	4.45 GeV	5.47 GeV
$E' (W=W_s^{\pi^+})$	2.89 GeV	4.09 GeV	5.00 GeV
$\vartheta_\gamma (W=W_s^{\pi^+})$	$55.9^\circ$	$55.0^\circ$	$54.0^\circ$
$W_{\text{max}}$	1.123 GeV	1.142 GeV	1.156 GeV
$T_{\text{max}} (W=1.12 \text{ GeV})$	0.16 GeV	0.27 GeV	0.37 GeV
$T_{\text{min}} (W=1.12 \text{ GeV})$	0.06 GeV	0.13 GeV	0.20 GeV
$E' (W=M_p)$	3.04 GeV	4.23 GeV	5.14 GeV
$\vartheta_\gamma (W=M_p)$	$72^\circ$	$67^\circ$	$63^\circ$
$\ominus_{\text{ND}}$	$43^\circ, 56.5^\circ$	$46^\circ, 56^\circ$	$51^\circ$
$\epsilon$	0.98	0.98	0.98

Dabei ist

E = Einfallenergie des Elektrons

E' = Energie des gestreuten Elektrons

$\vartheta_\gamma$  = Winkel des virtuellen  $\gamma$  gegen die Einfallrichtung der Elektronen

$W_{\text{max}}$  = Maximale vom Elektronenspektrometer akzeptierte Masse des hadronischen Endzustandes

$\theta_{ND}$  = Winkeleinstellungen der Nukleonendetektormitte gegen die Einfallrichtung der Elektronen

$T_{\max} \text{ (min)}$  = Maximale (minimale) kinetische Laborenergie des Neutrons aus der  $\pi^+$ -Produktion bei  $W = 1.12 \text{ GeV}$

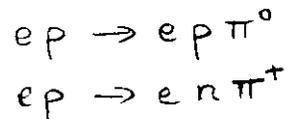
### III.2 Durchführung der Messungen

Die durchgeführten Messungen gliedern sich in 3 Gruppen:

1. Aus der elastischen e-p Streuung wurde durch Aufnahme eines Elektrenspektrums bei festem Elektronenstreuwinkel die Einfallenergie der Elektronen ermittelt. Diese Messungen wurden während der gesamten Datennahme des Experiments in gleichen Zeitabständen (ca. 3h) wiederholt, um Langzeitschwankungen der Einfallenergie zu erfassen.
2. Zur inelastischen Elektroproduktion ( $e p \rightarrow e N \pi$ ) wurden Messungen sowohl bei gefülltem als auch bei entleertem Target durchgeführt. Aus diesen Messungen wurden nach der Datenreduktion die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*}$  für die beiden Kanäle  $e p \rightarrow e p \pi^0$  und  $e p \rightarrow e n \pi^+$  ermittelt.
3. Die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Nukleonendetektors für Protonen und Neutronen wurden für drei verschiedene kinetische Energien der Nukleonen ( $T = 0.1, 0.2, 0.3 \text{ GeV}$ ) experimentell bestimmt. Die Protonansprechwahrscheinlichkeit wurde über die Reaktion  $e p \rightarrow e p$  durch den Nachweis von Elektron und Proton ermittelt. Zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen wurde die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  benutzt. Der einfallende Elektronenstrahl erzeugte durch Bremsstrahlung in einem  $0.03$  Strahlungslängen dicken Cu-Blech reelle Photonen. Der Nachweis des  $\pi^+$  im magnetischen Spektrometer und des Neutrons im Nukleonendetektor ermöglichte eine Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit des Detektors für Neutronen.

### III.3 Datenreduktion

Die Datenreduktion bestand darin, aus allen in den Pionelektroproduktionsmessungen aufgenommenen Ereignissen durch Auswahlkriterien diejenigen zu separieren, die aus den Prozessen



(mit möglichen inelastischen Strahlungskorrekturen  $\hat{=}$  zusätzliche Abstrahlung von  $\gamma$ -Quanten) herrühren. Sämtliche im folgenden beschriebene Reduktionen wurden sowohl für die Messungen bei vollem als auch bei leerem Target durchgeführt.

### III.3.1 Die Elektronenrate

Nach der in Kap. II.6.1 beschriebenen Bedingung für einen Spektrometerttrigger wurden sämtliche Ereignisse akzeptiert, bei denen wenigstens ein Zähler von S1 und S2 und mindestens 3 Zähler aus S3 - S6 Pulse oberhalb der Diskriminatorschwelle zeigten. Diejenigen Ereignisse, bei denen nicht alle 6 Szintillationszähler S1 - S6 und der  $\check{C}$ -Zähler angesprochen hatten (der Bruchteil ist kleiner als 3%), wurden besonders auf Verteilung im Impulshodoskop und Flugzeitspektrum untersucht. Hierbei zeigte sich, daß diese Ereignisse überwiegend ebenfalls Elektronen zugeordnet werden können, die das gesamte Spektrometer durchlaufen haben.

Es wurde verlangt, daß im Impulshodoskop  $S1_i$  ( $i=1\dots 22$ ) höchstens ein oder zwei benachbarte Zähler angesprochen hatten. Durch vergleichende Analyse der Ereignisse, die dieser Forderung genügten, mit sämtlichen aufgenommenen Ereignissen wurde an den Zählraten eine Korrektur bezüglich reduzierten Ansprechvermögens der  $S1_i$  von maximal  $(2 \pm 1)\%$  angebracht.

Abb. 14 zeigt unter a) ein unter diesen Bedingungen auf Leertargetrate korrigiertes Elektronenspektrum.

Zusätzlich wurde verlangt, daß der Vetozyähler nicht angesprochen hatte. Diese Bedingung reduzierte die Elektronenrate erheblich. Die Zahl der Ereignisse mit Antikoinzidenz zum Vetozyähler verschwand jedoch vor der Schwelle ( $W < W_s$ ) nicht völlig, da der Vetozyähler für Protonen nur eine Ansprechwahrscheinlichkeit von  $\approx 95\%$  hatte (dies wurde über die Reaktion  $e p \rightarrow e p$  gemessen). Hierfür war eine 1 cm dicke Bleiplatte verantwortlich, die sich vor dem Zähler befand, um die Rate niederenergetischer Untergrundteilchen zu reduzieren.

Da zwischen Elektronenttrigger und Vetozyähler zufällige Koinzidenzen auf-

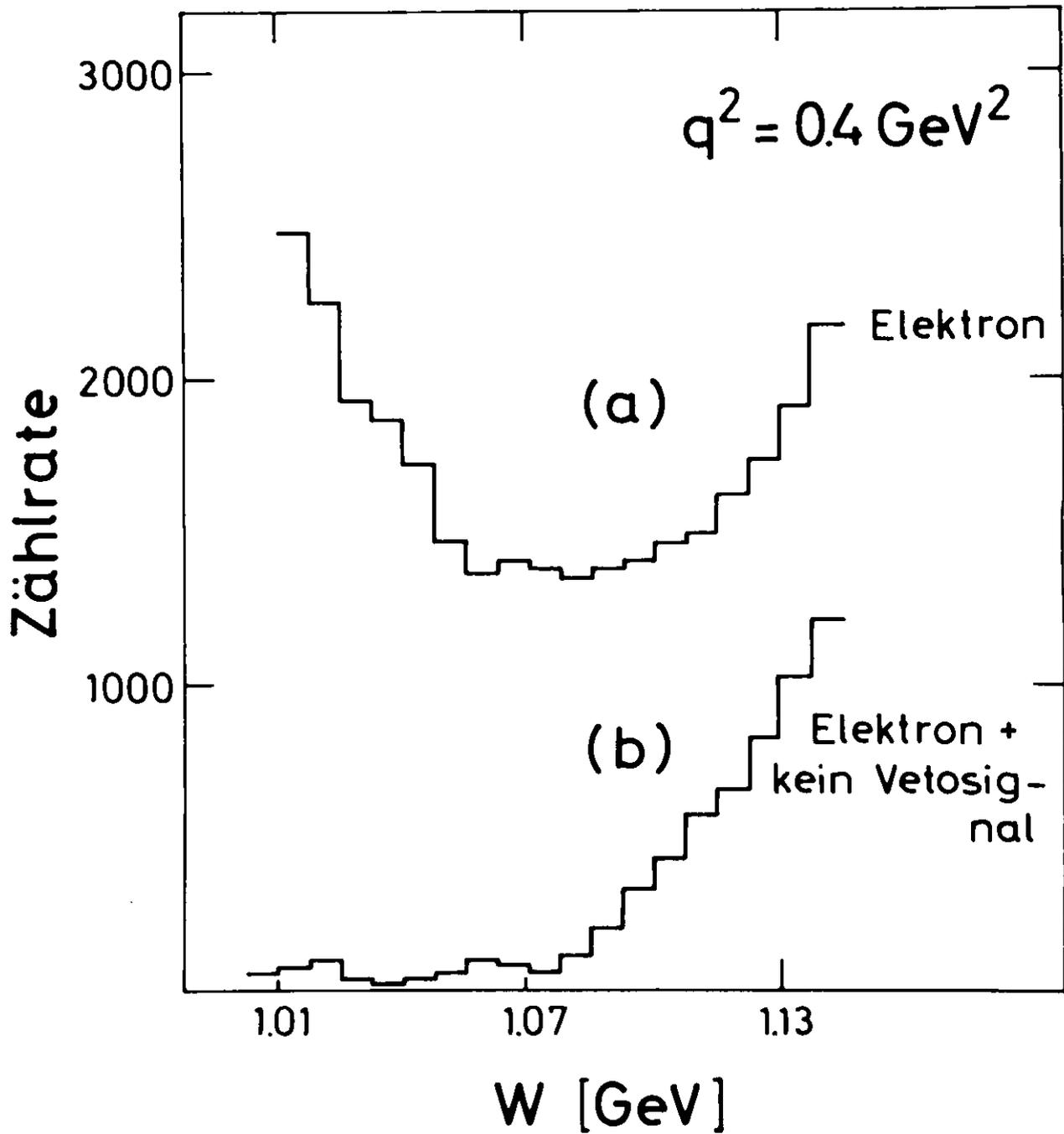


Abb. 14 Reduktion des Elektronenspektrums durch eine Antikoinzidenz zum Vetozähler

treten konnten, mußte das in Antikoinzidenz zum Vetozähler aufgenommene Elektronenspektrum auf diese korrigiert werden. Dazu dienten die Koinzidenzen zwischen dem Untergrundtrigger (UT) und dem Vetozähler. Die relative Koinzidenzrate zwischen diesen beiden Zählern  $\frac{N_{\text{veto}} \wedge N_{\text{ut}}}{N_{\text{ut}}}$  war abhängig von der Qualität und Intensität des einfallenden Elektronenstrahls und typisch von der Größenordnung 0.5 - 2.%. In Abb. 14 ist mit b) dieses korrigierte Spektrum gestreuter Elektronen, bei denen der Vetozähler nicht angesprochen hat, bezeichnet.

### III.3.2 Die Nukleonenrate

Das Ziel der weiteren Datenreduktion war es, aus dem zu einem Mastertrigger koinzidenten Signal im Nukleonendetektor die Natur des Teilchens (Neutron oder Proton) und den Auftreffpunkt auf die Nukleonendetektorstirnfläche zu bestimmen. Die folgenden Kriterien für die Auswahl "guter" Ereignisse wurden sowohl für die Pionproduktionsmessungen als auch für die Eichmessungen der Ansprechwahrscheinlichkeiten für Protonen und Neutronen gefordert.

1. Die Impulshöhe der Neutronenzählerimpulse überschreitet das Maximum ( $\hat{=}$  20 MeV Energieverlust in einem einzelnen Neutronenzähler) der Impulshöhenverteilung der Ereignisse aus der kosmischen Höhenstrahlung. Durch diese relative Akzeptanzschwelle werden Langzeitschwankungen der Verstärkung der Photovervielfacher eliminiert.
2. Es werden maximal drei benachbarte Neutronenzähler zugelassen. Sprechen 2 Zähler an, wird das Ereignis mit Hilfe einer Zufallszahl einem der beiden zugeordnet. Bei 3 nebeneinanderliegenden Zählern wird der mittlere gewählt. Sprechen 3 Zähler an, die nicht auf einer Linie nebeneinanderliegen, wird das Ereignis dem Zähler zugeordnet, der am nächsten zur Nukleonendetektormitte liegt.
3. Sprechen die beiden Lagen von Antizählern an, die sich vor dem gewählten Neutronenzähler befinden, ist das nachgewiesene Nukleon ein Proton, spricht keiner der betreffenden Antizähler an, ist das Ereignis ein Neutron.

Alle Ereignisse, die nicht diesen Kriterien entsprachen, wurden verworfen. Diese Wahl der Datenreduktion hatte Einfluß auf die Ansprechwahrscheinlichkeit des Nukleonendetektors für Protonen und Neutronen. Da jedoch bei den Pionelektroproduktionsmessungen und den Eichmessungen die gleiche Methode verwendet wurde, waren die auf 100% Ansprechwahrscheinlichkeit korrigierten Daten unabhängig von den oben erwähnten Auswahlkriterien für Nukleonenereignisse. Dies wurde auch durch Variation der Bedingungen (Änderung der Impulshöhenschwellen, Änderung der akzeptierten geometrischen Zählerkonfigu-

rationen) bestätigt.

Eine Korrektur der Koinzidenzzählraten war auch hier wiederum wegen der zufälligen Koinzidenzen zwischen Spektrometertrigger und Nukleonendetektor anzubringen. Da die Intensität des Teilchenuntergrundes stark winkelabhängig ist und in Richtung des einfallenden Elektronenstrahls anwächst, war es nötig, die Korrektur auf zufälligen Untergrund an jedem der 54 Nukleonendetektorelemente separat durchzuführen. Dieses geschah durch experimentelle Bestimmung der Proton- bzw. Neutron-Koinzidenzraten zwischen dem Untergrundtrigger und jedem Nukleonendetektorelement.

### III.3.3 Die Ansprechwahrscheinlichkeiten des Nukleonendetektors

Die Kenntnis der Ansprechwahrscheinlichkeiten des Nukleonendetektors für den Nachweis von Protonen und Neutronen ist zur Bestimmung absoluter Wirkungsquerschnitte nötig. Die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{ab}$  sei definiert als die Wahrscheinlichkeit, daß ein einfallendes Teilchen des Typs a vom oben beschriebenen Analyseprogramm als Teilchen des Typs b identifiziert wird. Es gibt also in einem Experiment mit einlaufenden Protonen (p) und Neutronen (n) folgende Ansprechwahrscheinlichkeiten:

$$\eta_{pp}, \eta_{pn}, \eta_{nn}, \eta_{np}$$

Die  $\eta_{ab}$  hängen neben den physikalischen Eigenschaften des Nukleonendetektors und der Struktur des Analyseprogramms im wesentlichen von der kinetischen Energie des Nukleons und den Untergrundbedingungen der Messungen ab.

#### III.3.3.1 $\eta$ als Funktion des Untergrundes

Mit  $\eta_{ab}^{\circ}$  seien die Ansprechwahrscheinlichkeiten im Grenzfall verschwindenden Untergrundes bezeichnet. Dann läßt sich die Untergrundabhängigkeit der  $\eta_{ab}$  folgendermaßen parametrisieren

$$\eta_{pp} = \eta_{pp}^{\circ} (1 - N \cdot CN)$$

$$\eta_{pn} = \eta_{pn}^{\circ} (1 - N \cdot CN) \cdot (1 - CA(I))$$

$$\eta_{nn} = \eta_{nn}^{\circ} (1 - N \cdot CN) \cdot (1 - CA(I))$$

$$\eta_{np} = \eta_{np}^{\circ} (1 - N \cdot CN) + \eta_{nn}^{\circ} (1 - N \cdot CN) \cdot \tilde{CA}(I)$$

Dabei ist CN ein Maß für den Untergrund im gesamten Neutronenzähler. Es ist definiert als die Summe der Neutronenzähler, die pro Untergrundtrigger an-

sprechen. Die Größe  $N \cdot CN$  ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Ereignis vom Analyseprogramm verworfen wird, weil in irgendeinem anderen Neutronenzähler der  $6 \times 9$  Matrix ein nicht mit dem Spektrometertrigger korreliertes zufällig auftreffendes Nukleon nachgewiesen wird. Solch ein Ereignis wird vom Analyseprogramm mit großer Wahrscheinlichkeit deshalb verworfen, weil diese Doppelereignisse mehr als 3 Neutronenzähler oder getrennt liegende Neutronenzähler zum Ansprechen bringen. Dieser Untergrundeffect reduziert alle  $\eta_{ab}$  um den Faktor  $(1 - N \cdot CN)$ . In Abb.15 ist der gemessene Verlauf von  $\eta_{pp}$  für Protonen der kinetischen Energie  $T = 0.3$  GeV aufgetragen. Durch Anpassung einer Geraden wurde ein  $\eta_{pp}^{\circ} = 0.92 \pm 0.02$  und ein  $N = 0.43 \pm 0.06$  ermittelt. Um die Unsicherheiten der Extrapolation der  $\eta_{ab}$  möglichst klein zu halten, wurde der den Untergrund beschreibende Parameter  $CN$  bei den Eichmessungen und den Pionproduktionsmessungen möglichst konstant ( $\approx 0.2$ ) gehalten.

Eine notwendige Bedingung für die Identifikation eines Neutrons im Neutronenzähler I ( $I = 1, \dots, 54$ ) ist, daß keiner der beiden dieses Element I überdeckenden Antizähler anspricht. Ist  $CA(I)$  die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens einer durch ein zufällig eintretendes Teilchen anspricht, werden die Ansprechwahrscheinlichkeiten  $\eta_{nn}$  und  $\eta_{pn}$  um den Faktor  $(1 - CA(I))$  gegenüber den zu verschwindenden Untergrund extrapolierten Werten reduziert.

Ist  $\widetilde{CA}(I)$  die Wahrscheinlichkeit, daß beide Antizähler, die dem Neutronenzähler I zugeordnet sind, von einem zufälligen Teilchen zum Ansprechen gebracht werden, wird ein in diesen Zähler einfallendes Neutron mit dieser Wahrscheinlichkeit  $\widetilde{CA}(I)$  als Proton identifiziert. Dieser Untergrundeffect erhöht also die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{np}$ .

Die Untergrundraten  $CA(I)$  und  $\widetilde{CA}(I)$  wurden durch Koinzidenzen zwischen dem Untergrundtrigger und den Antizählern des Nukleonendetektors bestimmt. Je nach Winkel gegenüber der Elektroneneinfallrichtung ergaben sich für Volltargetmessungen Werte von  $0.05 < CA(I) < 0.3$  und  $0 < \widetilde{CA}(I) < 0.03$ .

Aus den Eichmessungen wurden für eine kinetische Energie des Nukleons von  $T = 0.3$  GeV die Parameter

$$\eta_{nn}^{\circ} = 0.280 \pm 0.015 \quad \eta_{np}^{\circ} = 0.007 \pm 0.004 \quad \eta_{pn}^{\circ} = 0.003 \pm 0.003$$

ermittelt.

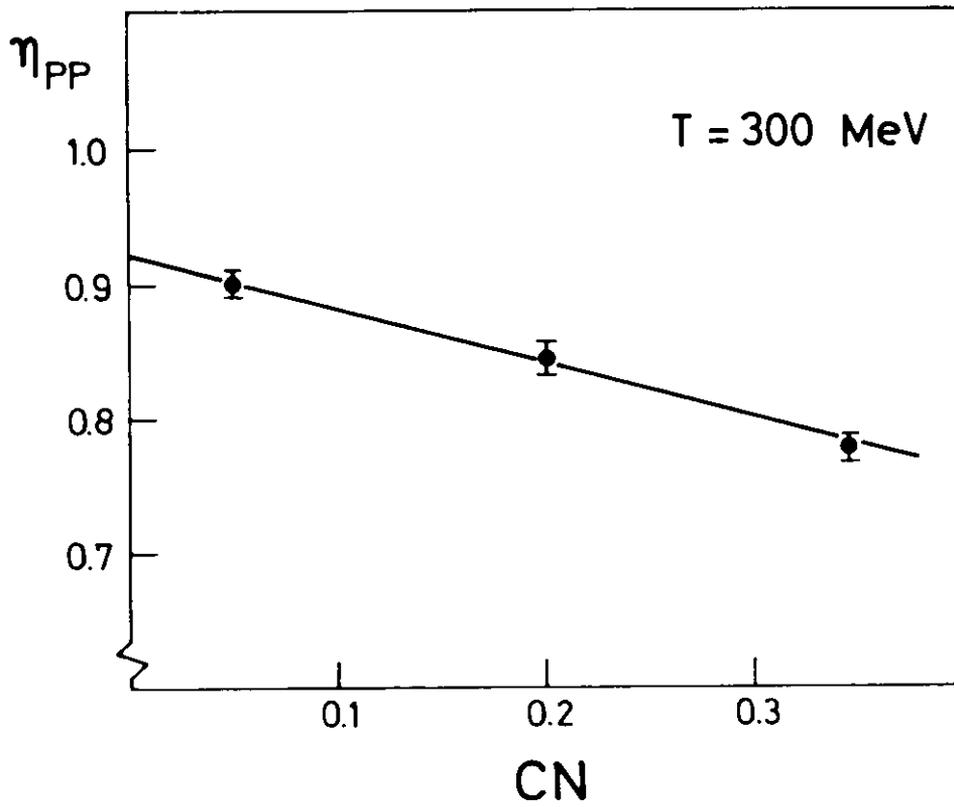


Abb. 15  $\eta_{PP}$  als Funktion des Untergrundes

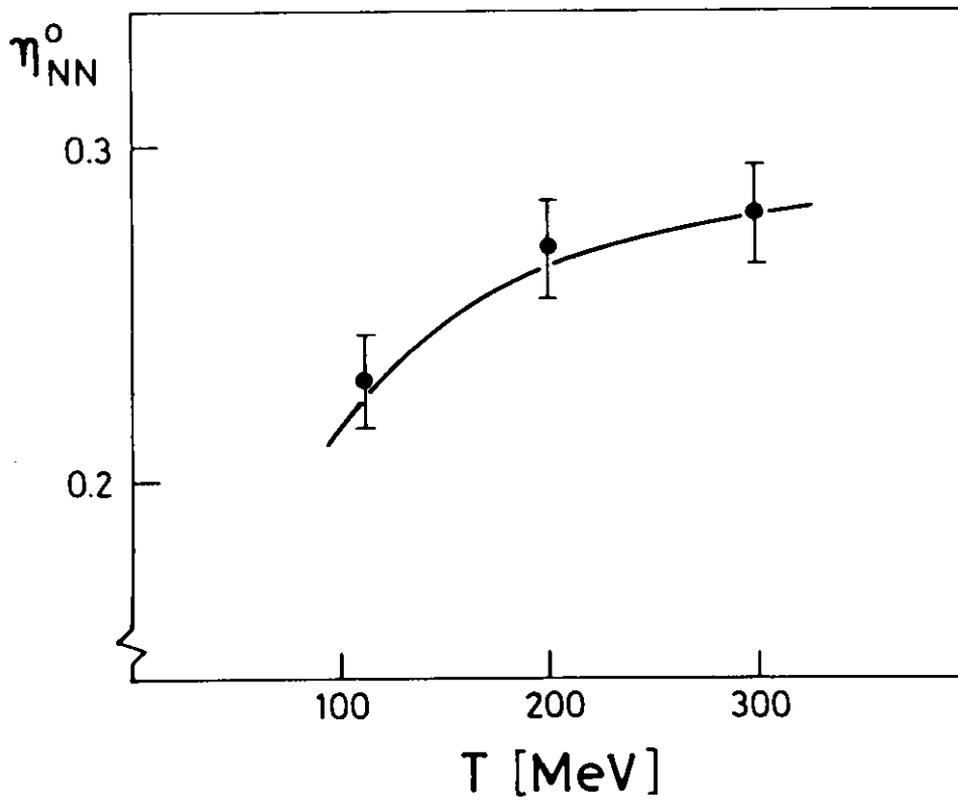


Abb. 16  $\eta_{NN}^0$  als Funktion der Neutronenenergie

### III.3.3.2 Abhängigkeit der $\eta_{ab}^{\circ}$ von der Energie des Nukleons

Die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{nn}^{\circ}$  variierte mit der kinetischen Energie  $T_N$  der Neutronen<sup>21)</sup>. Abb.16 zeigt die gemessenen Werte für  $\eta_{nn}^{\circ}$ , die durch eine Kurve der Form

$$\eta_{nn}^{\circ}(T_N) = c \frac{T_N - T_N^S}{T_N}$$

( $T_N^S = 30 \text{ MeV}$  = Nachweisschwelle für Neutronen) angepaßt wurden.

Die gemessene Protonansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{pp}^{\circ}$  zeigt innerhalb der statistischen Fehler keine Variation über den Energiebereich  $0.1 < T < 0.3 \text{ GeV}$ . Die Nachweisschwelle lag für Protonen bei  $T_P^S = 95 \text{ MeV}$ . Protonen mit  $T_P < T_P^S$  verlieren in der Materie zwischen Target und Neutronenzähler (2.5 cm flüssiger Wasserstoff, 200 cm Luft, 0.5 cm Blei, 2 cm Szintillator) soviel Energie, sodaß sie entweder gestoppt werden oder ihre Impulshöhe im Neutronenzähler unterhalb der Schwelle (Kap.III.3.2) liegt.

In diesem Experiment war für die Reaktion  $e p \rightarrow e N \pi$  nur die Richtung des auslaufenden Nukleons innerhalb der Zählerauflösung bestimmbar. Damit war, wie man aus Abb.17 anhand der Zerfallsellipse des  $\pi - N$  - Systems im Laborsystem sieht, der Polarwinkel  $\theta_{\pi}^*$  und die Laborenergie des Nukleons nicht eindeutig bestimmt. Da es aus diesem Grunde nicht möglich war, die gemessenen Nukleonenraten direkt auf die Energievariation der Ansprechwahrscheinlichkeiten zu korrigieren, wurde diese Korrektur in der in Kap.IV.2 beschriebenen Monte - Carlo - Rechnung berücksichtigt.

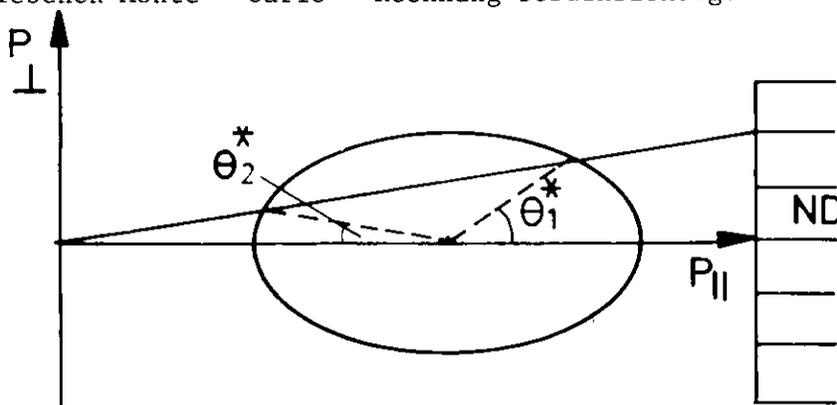


Abb. 17 Zerfallsellipse des  $\pi - N$  - Systems für die Nukleonen

### III.3.4 Die Elektronenspektren für den $p\pi^{\circ}$ - und den $n\pi^+$ -Kanal

Abb. 18 zeigt ein Elektronenspektrum unter den Bedingungen, daß im Nukleondetektor ein Neutron und im Veto-Zähler kein Teilchen nachgewiesen wurde. Das Spektrum ist nur für eine Winkelstellung des Nukleondetektors aufge-

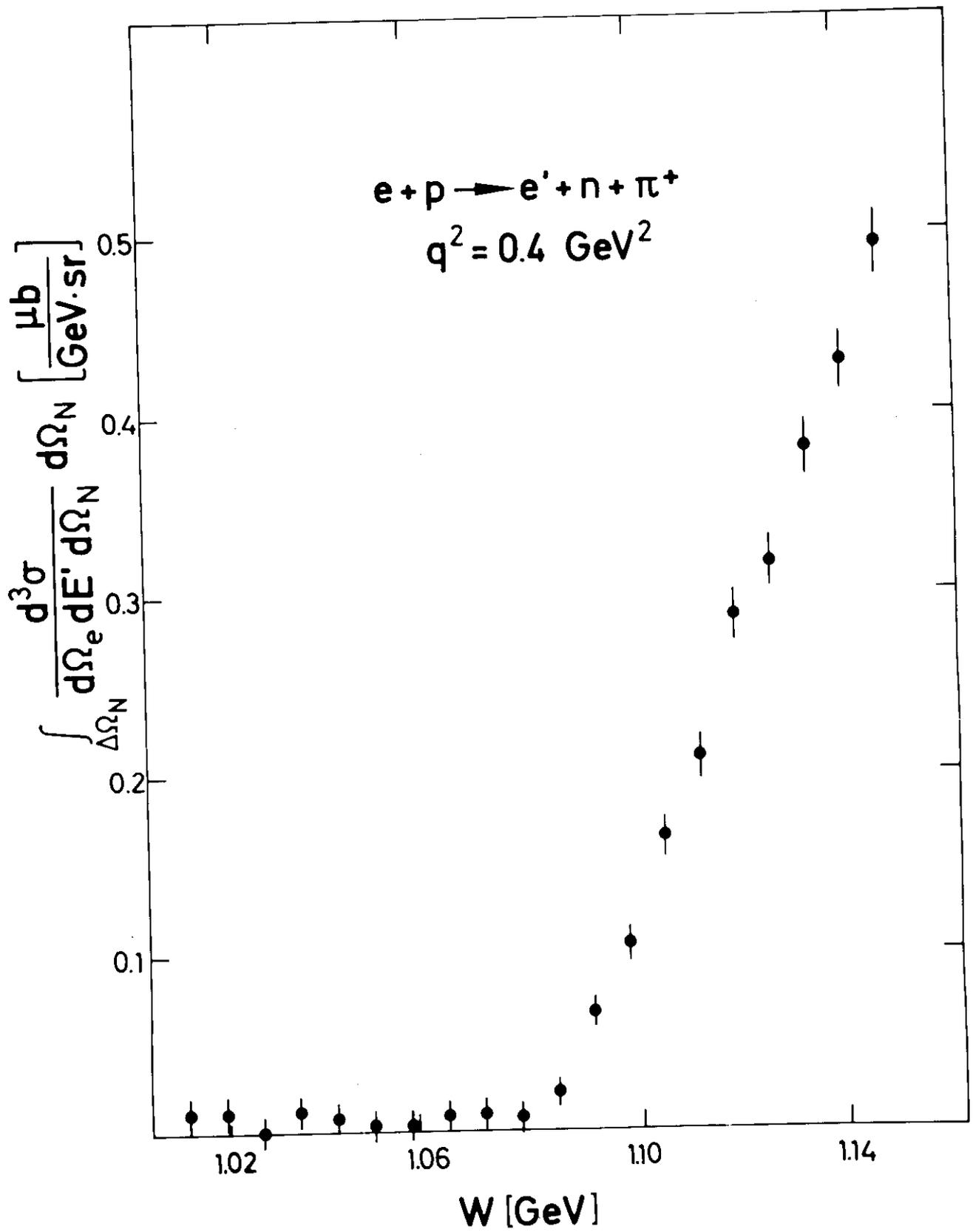


Abb. 18 Elektronenspektrum für den  $n \pi^+$  - Kanal

nommen worden, es integriert deshalb nicht über den vollen Rückstoßkegel. Abb.19 zeigt ein analoges Spektrum für den Nachweis des Rückstoßprotons. Beide Spektren ergeben für  $W < W_s$  einen mit null verträglichen Wirkungsquerschnitt, was daraufhin deutet, daß die beschriebene Datenreduktion Ereignisse aus dem elastischen Strahlungsschwanz vollständig eliminiert und die verbleibenden Ereignisse mit  $W < W_s$  der Pionelektroproduktion zugeordnet werden können.

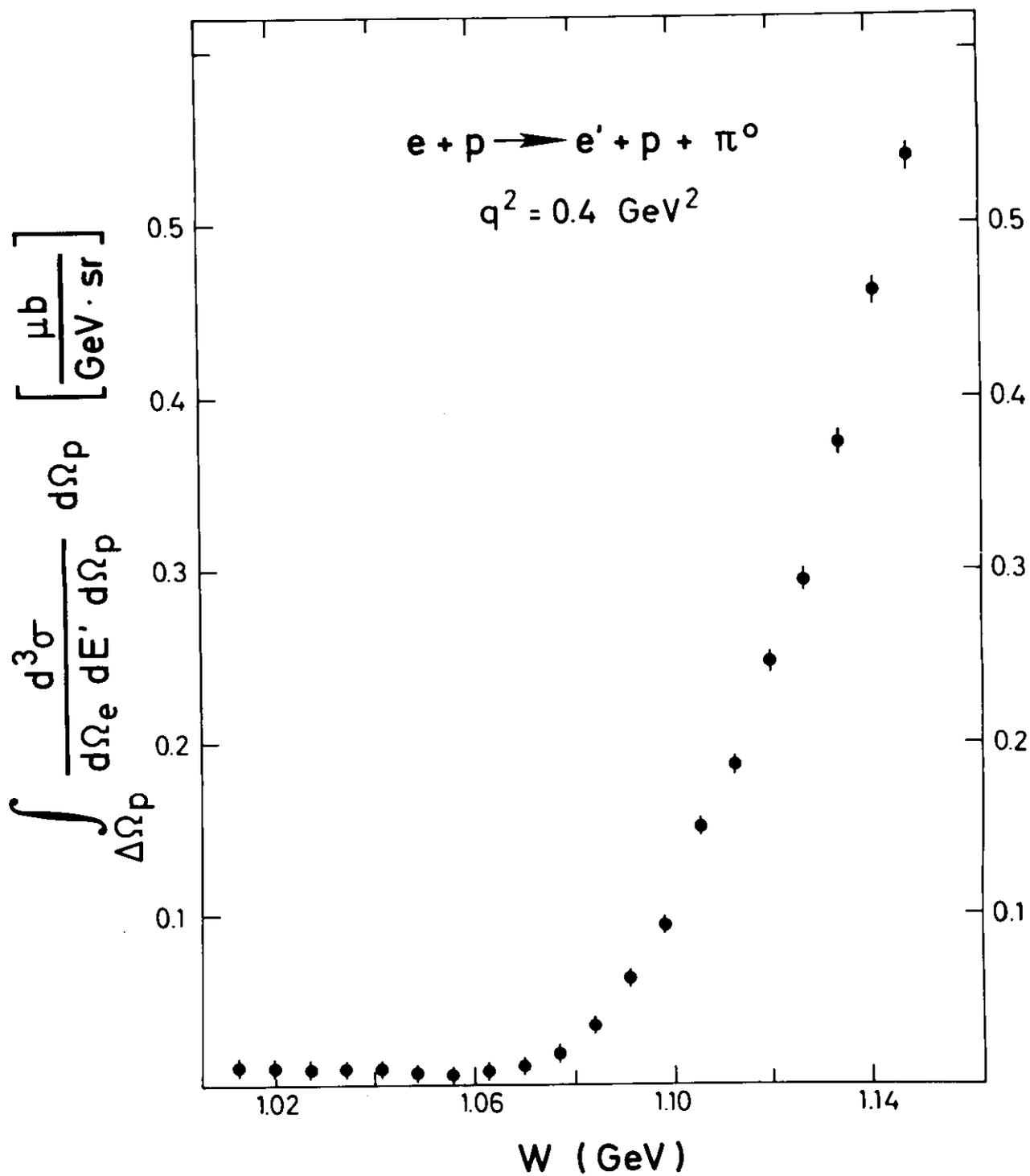


Abb. 19 Elektronenspektrum für den  $p \pi^0$  - Kanal

IV Wirkungsquerschnittsberechnungen

IV.1 Beschreibung der Methode

Ein Streuereignis aus dem Prozess  $e p \rightarrow e N \pi$  wird durch folgende Parameter gekennzeichnet :

1. Ein Elektron ist innerhalb der Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers  $\Delta \Omega_e = 0.433$  msterad im Element Nummer  $k$  ( $E' = E'_k$ ) des Impushodoskops nachgewiesen. Die Akzeptanz des Elementes ist  $\Delta E'_k$ .
2. Ein koinzidentes Nukleon ist im Element Nummer  $j$  ( $j=1, \dots, 54$ ) des Nukleonendetektors registriert.

Es sei  $Q$  [ $\mu C$ ] die über einen Zeitraum  $\Delta T$  akkumulierte Ladung des einfallenden Elektronenstrahls. Dann ist bei einer Targetlänge  $L$  [cm] und einer Dichte des flüssigen Wasserstoffs von  $\rho = 0.0708$  g/cm<sup>3</sup> die in der Zeit  $\Delta T$  gemessene Koinzidenzzählrate  $N^j(k)$  zwischen dem Impulshodoskop-element  $k$  und dem Nukleonendetektorelement  $j$  durch

$$N^j(k) = c \int_{\Delta \Omega_e} \int_{\Delta E'_k} \int_{\Omega^*} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*} F(\Delta \Omega^j) d\Omega_e dE' d\Omega^* \quad (IV.1.1)$$

gegeben.  $c = Q \cdot L \cdot 2.6408 \cdot 10^{35}$  [ $1/cm^2$ ]

Dabei bedeutet  $\int_{\Omega^*} F(\Delta \Omega^j)$  die Integration über den vollen ( $4\pi$ ) Schwerpunktsraumwinkel  $\Omega^*$  des Rückstoßnukleons gefaltet mit der Raumwinkelakzeptanz  $\Delta \Omega^j$  des Nukleonendetektorelementes  $j$ .

Zur weiteren Analyse wird der volle Schwerpunktsraumwinkelbereich in kleine Zellen  $\Delta \Omega_i^*$  ( $i = 1, \dots, 216$ ) mit den Mittelpunkten  $\Phi_i^*$ ,  $\Theta_i^*$  zerlegt. Mit

$$\sigma_i = \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*} (E' = E'_k, \vartheta_e = \vartheta_e^0, \varphi_e = 0^\circ, \Phi = \Phi_i^*, \Theta = \Theta_i^*)$$

folgt aus (IV.1.1)

$$N^j(k) = c \sum_i \sigma_i \underbrace{\int_{\Delta \Omega_e} \int_{\Delta E'_k} \int_{\Delta \Omega_i^*} \frac{d^3 \sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*} F(\Delta \Omega_i^j) d\Omega_e dE' d\Omega^*}_{A_i^j(k)} \quad (IV.1.2)$$

Damit gilt dann

$$N^j(k) = c \cdot \sum_i \sigma_i \cdot A_i^j(k) \quad (\text{IV.1.3})$$

Diese Gleichung stellt einen Zusammenhang zwischen den gemessenen Zählraten  $N^j(k)$  und dem zu bestimmenden Wirkungsquerschnitt  $\sigma_i$  dar. Die Transformationskoeffizienten  $A_i^j(k)$  zwischen dem Wirkungsquerschnitt und den Zählraten wurden durch eine möglichst vollständige Simulation des Experimentes in einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt (Kap.IV.2).

Der Wirkungsquerschnitt  $\sigma_i$  wurde durch die in Kap.I.1 eingeführten Winkelkoeffizienten parametrisiert und diese Parameter wurden in einem Fit an die Zählraten  $N^j(k)$  nach (IV.1.3) für alle Impulshodoskopelemente  $k$  getrennt angepaßt (Kap.IV.3).

Dieses Verfahren hat den großen Vorteil, daß die rechenzeitaufwendige MC-Rechnung zur Bestimmung der  $A_i^j(k)$  für jedes Hodoskopelement  $k$  und jedes Nukleonendetektorelement  $j$  nur einmal und nicht bei jedem Durchlauf des Fitprogramms mit variierten Fitparametern erneut durchgeführt zu werden braucht.

Abb. 20 zeigt eine schematische Übersicht über die Datenreduktion (Kap.III) und die Wirkungsquerschnittsbestimmung (Kap.IV).

## IV.2 Die Monte-Carlo-Rechnung

### IV.2.1 Überblick

In der MC-Rechnung waren die Koeffizienten

$$A_i^j(k) = \int_{\Delta\Omega_e} \int_{\Delta E'_k} \int_{\Delta\Omega_i^*} \frac{d^3\sigma}{\sigma_i} F(\Delta\Omega_i^j) d\Omega_e dE' d\Omega^* \quad (\text{IV.2.1.1})$$

zu bestimmen.

Die Ziele der MC-Rechnung waren :

1. Berücksichtigung der Wirkungsquerschnittsvariation über die endlichen Auflösungen des Experimentes in bezug auf die kinematischen Parameter

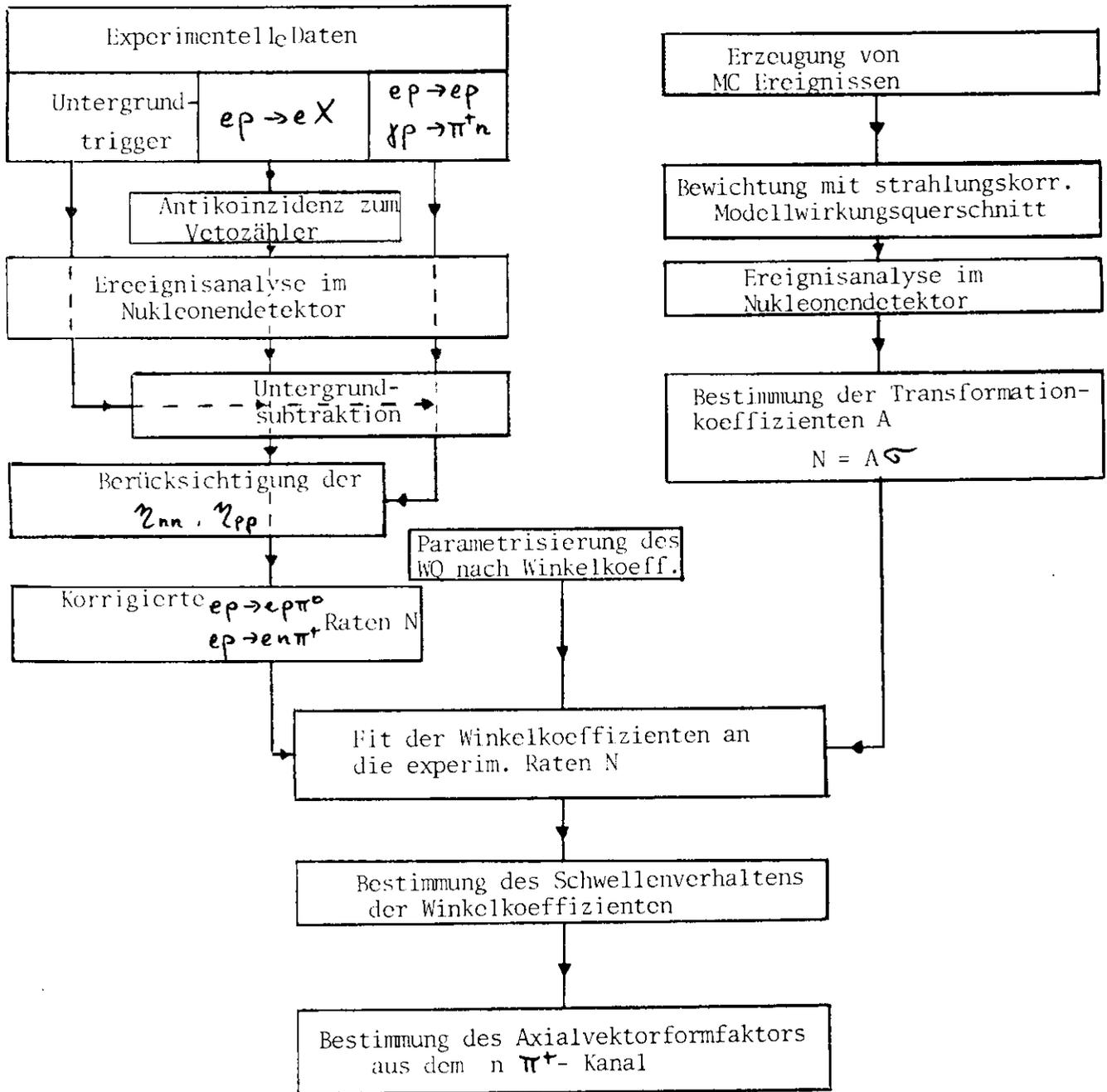
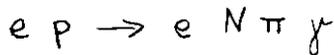


Abb. 20

Schematische Übersicht über die Auswertung

- $\Delta \Omega_e$  Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers = 0.433 msr
- $\Delta E'_k$  Energieakzeptanz des Hodoskopelementes  $k \frac{\Delta E'_k}{E_k} = 0.2\%$
- $\Delta E$  Energieunschärfe des einlaufenden Elektronenstrahls  $\frac{\Delta E}{E} = 0.25\%$
- $\Delta l$  Ortsunschärfe des Vertex im Target

2. Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen zur Pionelektroproduktion



3. Transformation des Wirkungsquerschnittes  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*}$  ins Laborsystem und Berücksichtigung der Raumwinkelakzeptanz  $\Delta \Omega^*$  der einzelnen Elemente des Nukleonendetektors.

In der MC-Rechnung wurden Streuereignisse innerhalb der experimentellen Akzeptanzen erzeugt und mit einem strahlungskorrigierten theoretischen Modellwirkungsquerschnitt bewichtet. Die relative Variation dieses Wirkungsquerschnittes  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*}$  in den Akzeptanzgrenzen  $\Delta \Omega_e$ ,  $\Delta E'_k$ ,  $\Delta \Omega_c^*$  bezogen auf den nicht strahlungskorrigierten Modellwirkungsquerschnitt  $\sigma_c$  gibt gefaltet mit den Akzeptanzen der Nukleonendetektorelemente  $\Delta \Omega_c^*$  nach (IV.2.1.1) die Koeffizienten  $A_i^j(k)$ . Diese Koeffizienten sind in 1. Näherung unabhängig vom speziellen Modellwirkungsquerschnitt  $\sigma$ , solange nur die Akzeptanzgrenzen und Unterteilungen in den Integrationsvariablen  $\Delta \Omega_c^*$  klein genug sind. Der Unterteilung in  $\Delta \Omega_c^*$  wurde durch die benötigte Rechenzeit eine Grenze gesetzt.

IV.2.2 Theoretischer Modellwirkungsquerschnitt

Als Modellwirkungsquerschnitt für die Pionelektroproduktion im Schwellenbereich wurde der in Kap.I.4 beschriebene Wirkungsquerschnitt benutzt.

Das heißt, der nichtresonante Anteil des Wirkungsquerschnittes für  $e p \rightarrow e N \pi$  wird durch die Bornsterme mit Pseudovektorkopplung zwischen Pion und Nukleon beschrieben. Für den  $p \pi^0$ - Kanal tragen nur die Nukleon-Bornsterme bei, für den  $n \pi^+$ - Kanal auch der Pion-Austauschgraph und der durch den Axialvektorformfaktor beschriebene Kontaktterm.

Der Beitrag der  $\Delta^{1236}$ -Resonanz wird in diesem Modell<sup>16)</sup> durch eine  $M_1^+$ -Anregung eingeführt. Diese Amplitude ist

$$M_1^+ = C_I \frac{\hbar}{2M} \left(\frac{\alpha}{\Gamma}\right)^{1/2} \frac{|\vec{q}^*|}{\sqrt{|\vec{p}^*|}} e^{i\delta_{33}} \sin \delta_{33} G_H^*(q^2)$$

Dabei sind

$\Gamma = 120 \text{ MeV}$  Breite der  $\Delta$  - Resonanz

$\delta_{33}$  Pion - Nukleon - Streuphase

$C_I$  Clebsch-Gordan-Koeffizient

$$G_M^*(q^2) = G_M^*(0) F_D(q^2) \left(1 + \frac{|q^2|}{6 \text{ GeV}^2}\right) \quad \begin{array}{l} \text{Übergangsformfaktor zur} \\ \Delta - \text{Resonanz} \end{array}$$

$$F_D = \left( \frac{1}{1 + |q^2|/0.71} \right)^2 \quad \text{Dipolformfaktor}$$

Für die Nukleonformfaktoren in den Borntermen wurden Dipolgesetz und Proportionalitätsgesetz verwendet

$$G_E^P = \frac{G_M^P}{M_P} = \frac{G_M^N}{M_N} = F_D \quad \text{und } G_N^E = 0 \text{ gewählt.}$$

In den MC-Rechnungen für den  $n \pi^+$  - Kanal zeigten Variationen des Pionformfaktors zwischen  $F_\pi = F_g = (1 + |q^2|/m_g^2)^{-1}$  und  $F_\pi = F_1^V$  und des Axialvektorformfaktors zwischen  $F_A = F_D$  und  $F_A = (1 + |q^2|/(1.2 \text{ GeV})^2)^{-2}$  innerhalb der statistischen Fehler der MC-Rechnungen keinen Einfluß auf die Transformationskoeffizienten  $A_1^j(k)$ , die sich damit also in bezug auf diese weniger genau bekannten Formfaktoren als modellunabhängig erwiesen.

#### IV.2.3 Strahlungskorrekturen

Das Ziel des Experimentes war es, den Wirkungsquerschnitt der Pionelektroproduktion für einen Streuprozess zu bestimmen, der durch den Feynmangraphen in Abb.21 beschrieben wird.

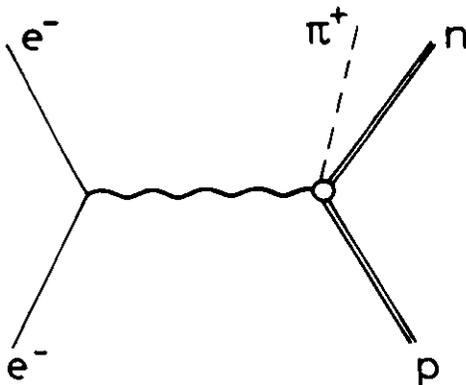


Abb. 21

Streuprozess in niedrigster Ordnung

Dieser idealisierte Streuprozess ist jedoch nicht meßbar, da zur gesamten physikalischen Amplitude nach der Quantenelektrodynamik Terme höherer Ordnung in  $\mathcal{L}$  (interne Strahlungskorrekturen : Zweiphotonaustausch, Vertexkorrekturen, Vakuumpolarisation, Photonabstrahlung) und die Emission reeller  $\gamma$ -Quanten durch Bremsstrahlung (externe Strahlungskorrektur) des ein- bzw. auslaufenden Elektrons im durchlaufenen Material (Folien, Target) beitragen.

Strahlungskorrekturen auf der Hadronenseite sind wegen der größeren Hadronenmassen relativ zu den Strahlungskorrekturen auf der Elektronenseite sehr gering und werden im folgenden nicht berücksichtigt.

Berechnungen der Strahlungskorrekturen zur Elektroproduktion sind von verschiedenen Autoren<sup>22),23),24)</sup> durchgeführt worden. In diesem Experiment wurden die Strahlungskorrekturen nach der Methode von Miller<sup>24)</sup> berücksichtigt, in dessen Arbeit<sup>25)</sup> genauere Details des benutzten Verfahrens zu finden sind.

Der Zusammenhang zwischen dem Wirkungsquerschnitt für den Streuprozess in niedrigster Ordnung (Abb.21)  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$  und dem gemessenen Wirkungsquerschnitt ist durch (IV.2.3.1) gegeben.

$$\begin{aligned} \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}(E,E') \right)_{\text{gem}} &= \left( \frac{\sqrt{\eta\eta'} \Delta E'}{\sqrt{EE'}} \right)^{t+bt_b+bt_a} \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}(E,E') \right)_{\text{eff}} \\ &+ \int_{E_{\min}}^{E-\eta\eta'\Delta E'} dE_1 \left( \frac{\nu_b}{E-E_1} + t_b \cdot W(E,E_1) \right) \left( \frac{\omega_1}{\sqrt{EE'}} \right)^{t+bt_b+bt_a} \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}(E_1,E') \right)_{\text{eff}} \\ &+ \int_{E'+\Delta E'}^{E'_{\max}} dE'_1 \left( \frac{\nu_a}{E'_1-E'} + t_a \cdot W(E'_1,E') \right) \left( \frac{\omega'_1}{\sqrt{EE'}} \right)^{t+bt_b+bt_a} \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}(E,E'_1) \right)_{\text{eff}} \end{aligned} \quad (\text{IV.2.3.1})$$

Der erste Summand beschreibt die Emission sehr weicher (niederenergetischer) Photonen inklusive der Vielfachemission. Der zweite und dritte Summand beruht auf der Emission harter Photonen. Alle 3 Terme schließen interne und externe Strahlungskorrekturen ein, wobei die Beiträge interner harter Strahlungskorrekturen nach der Methode des äquivalenten Radiators behandelt werden. Die Bedeutung der kinematischen Parameter in (IV.2.3.1) ist

in Abb.22 dargestellt.

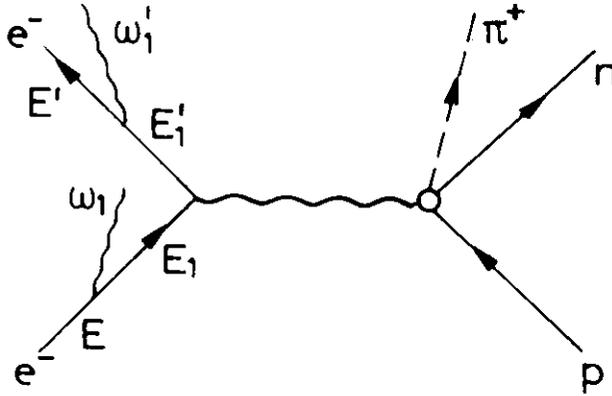


Abb. 22 Definition der kinematischen Größen

Weiter gelten in (IV.2.3.1) folgende Bezeichnungen

$$\left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}(E, E') \right)_{\text{eff}} = \frac{1 + \frac{2\alpha}{\pi} \left( \frac{13}{12} \log \frac{4EE' \sin^2 \vartheta_e / 2}{m_e^2} - \frac{14}{9} \right)}{\Gamma(1 + b(t_a + t_b))} \cdot \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}(E, E')$$

$$t = \frac{2\alpha}{\pi} \left( \log \frac{1921}{m_e^2} - 1 \right) \quad ; \quad b = 4/3$$

$$\eta = 1 + \frac{2E}{M} \sin^2 \vartheta_e / 2 \quad ; \quad \eta' = \left( 1 - \frac{2E'}{M} \sin^2 \vartheta_e / 2 \right)^{-1}$$

$t_a, t_b$  = Material hinter bzw. vor dem Target inklusive der halben Targetlänge in Strahlungslängen

$$W(E, E_1) dt = \left( \frac{1}{E - E_1} \left( 1 + \left( \frac{E_1}{E} \right)^2 - \left( \frac{E_1}{E} \right) \cdot \left( \frac{2}{3} - a \right) \right) + \frac{\zeta}{(E - E_1)^2} \right) dt$$

ist die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron der Energie E beim Durchlaufen einer Strahlungslänge Material dt durch Bremsstrahlung und Ionisation die Energie  $E - E_1$  verliert. Die Größen a und  $\zeta$  hängen vom durchsetzten Material ab und sind in 24) explizit angegeben.

$$\nu_b = \frac{t}{2} \left( \frac{E_1}{E} - 0.06 \left( 1 - \frac{E_1}{E} \right) + 0.85 \left( 1 - \frac{E_1}{E} \right)^2 \right) \quad \text{und}$$

$$\nu_a = \frac{t}{2} \left( \frac{E'}{E_1} - 0.06 \left( 1 - \frac{E'}{E_1} \right) + 0.85 \left( 1 - \frac{E'}{E_1} \right)^2 \right) \quad \text{sind die in der Peaking-approximation (das Photon wird nur in Richtung des ein- bzw. auslaufenden$$

Elektrons emittiert) berechneten äquivalenten Radiatoren für die Emission harter Photonen durch interne Strahlungsprozesse.

$E_{\min}$  ( $E'_{\max}$ ) ist die minimale (maximale) Energie, um bei festem  $E'$  ( $E$ ) einem hadronischen Endzustand der Masse  $W = W_s$  zu erzeugen.  $\Delta E'$  ist ein Abschneideparameter, der eine Grenze zwischen weichen Photonen ( $\omega < \Delta E'$ ) und harten Photonen ( $\omega > \Delta E'$ ) setzt. Die spezielle Wahl von  $\Delta E' (\ll E, E')$  ist ohne Einfluß auf den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt solange der unkorrigierte Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$  nur schwach in diesem Energieintervall variiert.

Die Strahlungskorrekturen wurden in der MC-Rechnung dadurch berücksichtigt, daß Ereignisse erzeugt wurden, bei denen entsprechend der angegebenen Wahrscheinlichkeiten zusätzlich zum Streuprozess in niedrigster Ordnung (Abb.21) Photonen abgestrahlt wurden. Nur harte Photonen ändern die Kinematik des Prozesses. Strahlt das einlaufende Elektron vor dem Streuprozess ein hartes Photon ab, ändert sich über das virtuelle Photon auch die Kinematik auf der Hadronenseite.

#### IV.2.4 Akzeptanzen des Nukleonendetektors

Hier soll kurz beschrieben werden, unter welchen Bedingungen und in welchem Nukleonendetektorelement ein Nukleon erwartet wurde, das in einem  $e p \rightarrow e N \pi$  - Ereignis in der MC-Rechnung erzeugt worden war. Die in der MC-Rechnung geforderten Nachweisbedingungen, die im folgenden beschrieben werden, sind eng korreliert mit der in Kap.III.3.2 beschriebenen Analyse-methode für Ereignisse im Nukleonendetektor.

##### A) $\pi^+$ - Untergrund

Fällt für den  $n \pi^+$ -Kanal das Neutron in den Nukleonendetektor und zusätzlich das koinzidente  $\pi^+$  auch noch in den Nukleonendetektor oder in den Veto-zähler, so wird dieses Ereignis nicht registriert, weil im ersten Fall ein sogenanntes Doppelereignis und im zweiten Fall eine Koinzidenz zwischen Spektrometertrigger und Veto-zähler vorliegt. Außerdem wird ein möglicher Zerfall  $\pi^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$  berücksichtigt, jedoch ist diese Korrektur klein und beträgt maximal 10% der  $\pi^+$ -Korrektur. Es ist auch möglich, daß ein  $\pi^+$  aus dem  $n \pi^+$  - Kanal ein Proton aus dem  $p \pi^0$  - Kanal vortäuscht, wenn das koinzidente Neutron im Nukleonendetektor nicht nachgewiesen wird ( $\eta_{nn} \approx 20\%$ ). Die MC-Rechnung für den  $n \pi^+$  - Kanal ermöglicht so auch eine Korrektur der

gemessenen Protonzählraten im  $p\pi^0$ -Kanal auf diesen Effekt.

B) Geometrische Ansprechwahrscheinlichkeiten

Aus den Eichmessungen  $e p \rightarrow e p$  und  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$  sind die Winkel der auslaufenden Nukleonen und damit auch die Auftreffpunkte auf die Nukleonendetektorstirnfläche aus den kinematischen Parametern des Elektrons bzw. Pions berechenbar. Abb.23 zeigt den Abstand dieses erwarteten Auftreffpunktes von den Punkt (Mittelpunkt der Stirnfläche des Nukleonendetektorelementes), wo das Nukleon experimentell nachgewiesen wurde. Dieser Abstand läßt sich dadurch erklären, daß ein einfallendes Nukleon mehr als einen Neutronenzähler zum Ansprechen bringen kann, und das Ereignis dann aber nach dem in Kap.III.3.2 beschriebenen Datenreduktionsverfahren einem einzigen Neutronenzähler zugeordnet wird. Diese experimentell bestimmte geometrische Auflösung wurde in den MC-Rechnungen berücksichtigt.

Für den Nachweis von Neutronen zeigte sich eine Abhängigkeit der Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{nn}$  von der Richtung des einfallenden Neutrons da die Weglänge  $X$  im Nukleonendetektor je nach der Einfallsrichtung variierte (Abb.24).

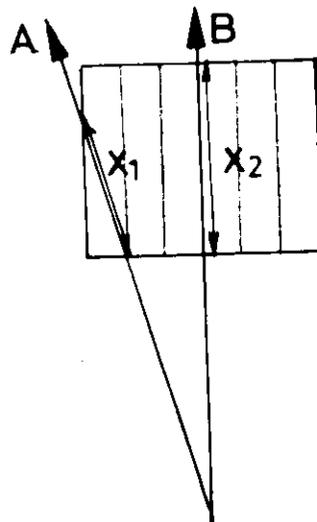


Abb. 24

Weglängen des Neutrons im Nukleonendetektor

Die Wahrscheinlichkeit <sup>21)</sup>  $\rho$ , daß ein Neutron nach einer Laufstrecke  $X$  im Szintillator eine Wechselwirkung erfährt, ist

$$\rho = 1 - e^{-X/0,9m} \quad (IV.2.4.1)$$

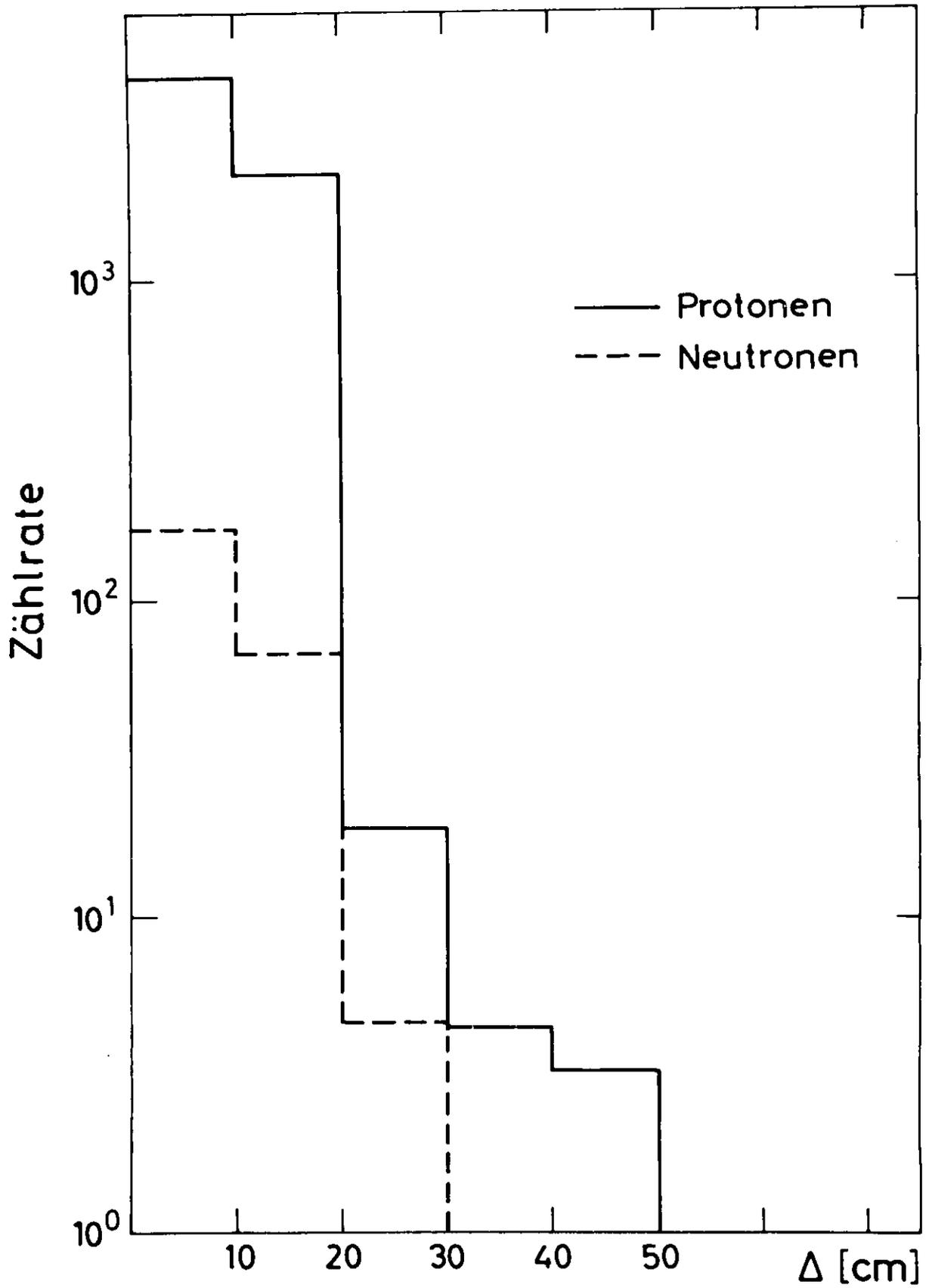


Abb. 23 Differenz zwischen berechnetem und gemessenem Auftreffpunkt des Nukleons auf den Nukleonendetektor

Nach dieser Wahrscheinlichkeit verteilt wurden in der MC-Rechnung die Wechselwirkungspunkte und damit die Orte, wo das Szintillationslicht entsteht, berechnet. Aufgrund dieses Effektes konnte ein Neutron, das im Zähler j in den Nukleonendetektor eingetreten war, in einem anderen Zähler nachgewiesen werden. Die Ansprechwahrscheinlichkeit  $\eta_{nn}$  für zentrale Strahlen (Fall B) wurde in den Eichmessungen bestimmt. Die Ansprechwahrscheinlichkeit für nicht zentrale Strahlen (Fall A) wurde relativ dazu durch (IV.2.4.1) berechnet.

### IV.3 Bestimmung der Winkelkoeffizienten

#### IV.3.1 Durchführung der Anpassung

Der Wirkungsquerschnitt für die Pionelektroproduktion an der Schwelle wurde durch die Winkelkoeffizienten (Kap. I.1)  $\bar{A}_0, \bar{A}_1, \bar{A}_2, C_0, D_0, D_1$  parametrisiert. Die Winkelkoeffizienten wurden durch einen Fit der Form

$$N^d(k) = \sum_i \sigma_i(\bar{A}_0, \bar{A}_1, \bar{A}_2, C_0, D_0, D_1) \cdot A_i^d(k)$$

für die verschiedenen Impulshodoskopelemente k (verschiedene Massen W) separat bestimmt. Das Ziel des Fits war es,

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^{j_e} \left( \frac{N_{\text{fit}}^d(k) - N_{\text{exp}}^d(k)}{\Delta N_{\text{exp}}^d(k)} \right)^2$$

durch Variation der Winkelkoeffizienten in einem Anpassungsprogramm<sup>26)</sup> zu minimalisieren. Für die  $q^2 = 0.2$  und  $0.4 \text{ GeV}^2$  - Messungen war  $j_e = 2 \cdot 54 = 108$  (2 Nukleonendetektoreinstellungen), für  $q^2 = 0.6 \text{ GeV}^2$  war  $j_e = 54$ .

Bei der Durchführung der Anpassungen zeigte sich, daß bei 6 freien Parametern die Fitresultate in diesen Parametern große Fehler und starke Korrelationen zwischen  $\bar{A}_0, \bar{A}_1$  und  $\bar{A}_2$  ergaben. Aus diesem Grunde wurde der Parameter  $\bar{A}_2$ , der nur p - Wellen beschreibt, also an der Schwelle verschwindet, in den Fits nicht als freier Parameter betrachtet, sondern auf verschiedene Werte fixiert und die Abhängigkeit der anderen Parameter von diesen Werten bestimmt.

### IV.3.2 Ergebnisse und Vergleich mit theoretischen Modellen

#### IV.3.2.1 Der $n \pi^+$ - Kanal

Sowohl das in Kap. I.4 beschriebene Modell (A) (Pseudovektorbornapproximation mit  $M_1^+$  - Resonanzanregung) als auch ein dispersionstheoretisches Modell (B) von v.Gehlen<sup>6),27)</sup> parametrisieren  $\bar{A}_2$  im Schwellenbereich durch  $\bar{A}_2 = \beta (W_S - W)$  ( $p$  - Wellenverhalten). Die numerischen Werte sind

$q^2$ (GeV <sup>2</sup> )	$\beta$ [ $\mu^b/\text{GeV}\cdot\text{sr}$ ]	
	Modell A	Modell B
0.2	97	58
0.4	85	50
0.6	72	39

Um den Einfluß der Wahl von  $\bar{A}_2$  auf die anderen Winkelkoeffizienten zu untersuchen, wurde  $\bar{A}_2$  in einem weiten Bereich ( $0 < \beta < \beta_A$ ) variiert. Tabelle 1 zeigt die ermittelten Werte der Winkelkoeffizienten  $\bar{A}_0, \bar{A}_1, C_0, D_0$  und  $D_1$  für 3 verschiedene Werte von  $\bar{A}_2$ . In Abb. 25 - 27 sind die Winkelkoeffizienten für zwei extreme Werte ( $\beta = 0$  und  $\beta = \beta_A$ ) gezeigt. Wo nur ein Symbol gezeichnet ist, fallen beide Werte zusammen. Die Fits ergaben, daß  $\bar{A}_1$  relativ stark und  $\bar{A}_0$  schwach mit  $\bar{A}_2$  korreliert sind. Die Koeffizienten  $C_0, D_0, D_1$  zeigen keine Abhängigkeit von  $\bar{A}_2$ .

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für den Kanal  $e p \rightarrow e n \pi^+$  ergibt sich aus der Integration von  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*}$  über  $d\Omega^*$ .

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'} = \int_t \frac{W p^*}{M E_f} 4\pi \left( \bar{A}_0 + \frac{1}{3} \bar{A}_2 \right)$$

Die Werte der Winkelkoeffizienten  $\bar{A}_0$  und  $\bar{A}_2$  zeigen, daß die Summe  $\bar{A} = \bar{A}_0 + \frac{1}{3} \bar{A}_2$  unabhängig von der Wahl von  $\bar{A}_2$  ist. Das heißt, daß  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$  modellunabhängig bestimmbar ist und sich zu

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'} = \int_t \frac{W p^*}{M E_f} 4\pi \bar{A} \quad \text{ergibt.}$$

Bei der Beurteilung der gefitteten Werte für die Koeffizienten  $\bar{A}_1$  und  $D_1$  ist folgendes anzumerken. Diese Koeffizienten wurden von den anderen aufgrund der  $\cos \Theta^*$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes separiert. Da das

$$e p \rightarrow e n \pi^+$$

$$q^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$$

$W[\text{GeV}]$	$\bar{A}_0$	$\bar{A}_1$	$\bar{A}_2$	$C_0$	$D_0$	$D_1$
1.0899	8.09 $8.19 \pm 0.57$ 8.35	-7.35 $-7.96 \pm 10.79$ -8.92	0 -0.59 <sup>+) )</sup> -1.00 <sup>++)</sup>	-1.26 $-1.25 \pm 1.79$ -1.25	-4.50 $-4.51 \pm 1.10$ -4.52	-9.90 $-9.93 \pm 18.80$ -9.96
1.0951	9.31 $9.49 \pm 0.49$ 9.69	-13.14 $-14.10 \pm 8.25$ -15.29	0 -0.69 -1.54	0.01 $0.01 \pm 1.50$ 0.02	-5.52 $-5.54 \pm 0.96$ -5.56	-10.55 $-10.63 \pm 14.30$ -10.73
1.1002	9.74 $9.98 \pm 0.43$ 10.25	-9.61 $-10.81 \pm 6.00$ -12.15	0 -0.98 -2.08	-1.98 $-2.08 \pm 1.26$ -2.08	-5.28 $-5.24 \pm 0.86$ -5.26	-7.24 $-7.47 \pm 9.98$ -7.57
1.1052	10.75 $11.09 \pm 0.43$ 11.37	-10.84 $-12.42 \pm 4.95$ -13.66	0 -1.37 -2.44	-3.51 $-3.51 \pm 1.22$ -3.51	-6.14 $-6.16 \pm 0.83$ -6.18	2.90 $2.90 \pm 8.16$ 2.85
1.1105	11.67 $12.11 \pm 0.44$ 12.42	-7.14 $-9.09 \pm 4.40$ -10.43	0 -1.76 -2.97	-3.06 $-3.06 \pm 1.26$ -3.06	-5.79 $-5.81 \pm 0.86$ -5.82	-0.13 $-0.15 \pm 7.80$ -0.14
1.1156	13.10 $13.65 \pm 0.46$ 14.09	-7.87 $-10.11 \pm 4.28$ -11.63	0 -2.16 -3.58	-3.44 $-3.44 \pm 1.31$ -3.49	-5.73 $-5.74 \pm 0.86$ -5.77	9.51 $9.76 \pm 6.93$ 9.99

Tab.1a

 Winkelkoeffizienten in  $\mu\text{b} / \text{sr}$ 

+) Modell B

++) Modell A

$$e p \rightarrow e n \pi^+$$

$$q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$$

$W$ [GeV]	$\bar{A}_0$	$\bar{A}_1$	$\bar{A}_2$	$C_0$	$D_0$	$D_1$
1.0905	3.60 $3.66 \pm 0.39$ 3.84	-6.73 $-7.18 \pm 13.38$ -8.73	0 -0.19 -0.88	0.06 $0.06 \pm 1.36$ 0.06	-1.53 $-1.54 \pm 0.77$ -1.55	-0.40 $-0.47 \pm 23.20$ -0.46
1.0980	4.74 $4.91 \pm 0.33$ 5.19	-5.52 $-6.68 \pm 7.80$ -8.71	0 -0.58 -1.59	-1.11 $-1.13 \pm 0.96$ -1.14	-1.38 $-1.37 \pm 0.65$ -1.39	16.08 $15.91 \pm 15.31$ 15.60
1.1053	5.31 $5.66 \pm 0.30$ 5.99	-9.98 $-10.81 \pm 6.14$ -13.81	0 -1.16 -2.24	-0.81 $-0.83 \pm 0.90$ -0.86	-1.24 $-1.25 \pm 0.64$ -1.26	7.39 $7.39 \pm 11.96$ 7.40
1.1127	6.32 $6.80 \pm 0.30$ 7.17	-7.88 $-10.51 \pm 6.00$ -12.61	0 -1.62 -2.97	-0.91 $-0.91 \pm 0.80$ -0.91	-2.39 $-2.40 \pm 0.68$ -2.42	1.71 $1.91 \pm 8.57$ 2.07
1.1200	7.70 $8.32 \pm 0.32$ 8.77	-6.00 $-8.96 \pm 4.42$ -11.05	0 -2.06 -3.50	-2.98 $-3.00 \pm 0.70$ -3.00	-2.39 $-2.39 \pm 0.70$ -2.39	3.16 $3.07 \pm 8.01$ 3.02

Tab. 1b Winkelkoeffizienten in  $\mu\text{b} / \text{sr}$

$$e p \rightarrow e n \pi^+$$

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

$W$ [GeV]	$\bar{A}_0$	$\bar{A}_1$	$\bar{A}_2$	$C_0$	$D_0$	$D_1$
1.0905	2.93 $3.05 \pm 0.39$ 3.15	5.79 $4.59 \pm 12.96$ 3.55	0 -0.41 -0.74	-0.88 $-0.88 \pm 1.09$ -0.88	-0.56 $-0.55 \pm 0.60$ -0.55	7.46 $7.24 \pm 24.45$ 7.05
1.0997	3.16 $3.38 \pm 0.21$ 3.58	-5.22 $-7.04 \pm 7.32$ -8.74	0 -0.73 -1.42	-1.07 $-1.08 \pm 0.70$ -1.09	-0.84 $-0.84 \pm 0.45$ -0.84	-2.73 $-2.73 \pm 16.40$ -2.70
1.1089	3.82 $4.17 \pm 0.20$ 4.46	-7.12 $-9.42 \pm 5.30$ -11.29	0 -1.12 -2.03	-1.31 $-1.31 \pm 0.64$ -1.31	-0.62 $-0.63 \pm 0.43$ -0.64	-5.80 $-5.58 \pm 10.21$ -5.44
1.1179	4.57 $5.06 \pm 0.20$ 5.45	-3.96 $-6.77 \pm 4.26$ -9.01	0 -1.52 -2.73	-1.86 $-1.86 \pm 0.60$ -1.87	-1.23 $-1.22 \pm 0.43$ -1.23	5.26 $5.27 \pm 7.05$ 5.29
1.1269	4.85 $5.47 \pm 0.20$ 5.92	-2.29 $-5.60 \pm 3.34$ -7.55	0 -1.97 -3.38	-2.48 $-2.51 \pm 0.60$ -2.53	-1.05 $-1.01 \pm 0.44$ -0.99	8.60 $8.23 \pm 6.37$ 7.95

Tab. 1c Winkelkoeffizienten in  $\mu\text{b} / \text{sr}$

WINKELKOEFFIZIENTEN IN  $10^{-30} \text{ cm}^2/\text{sr}$

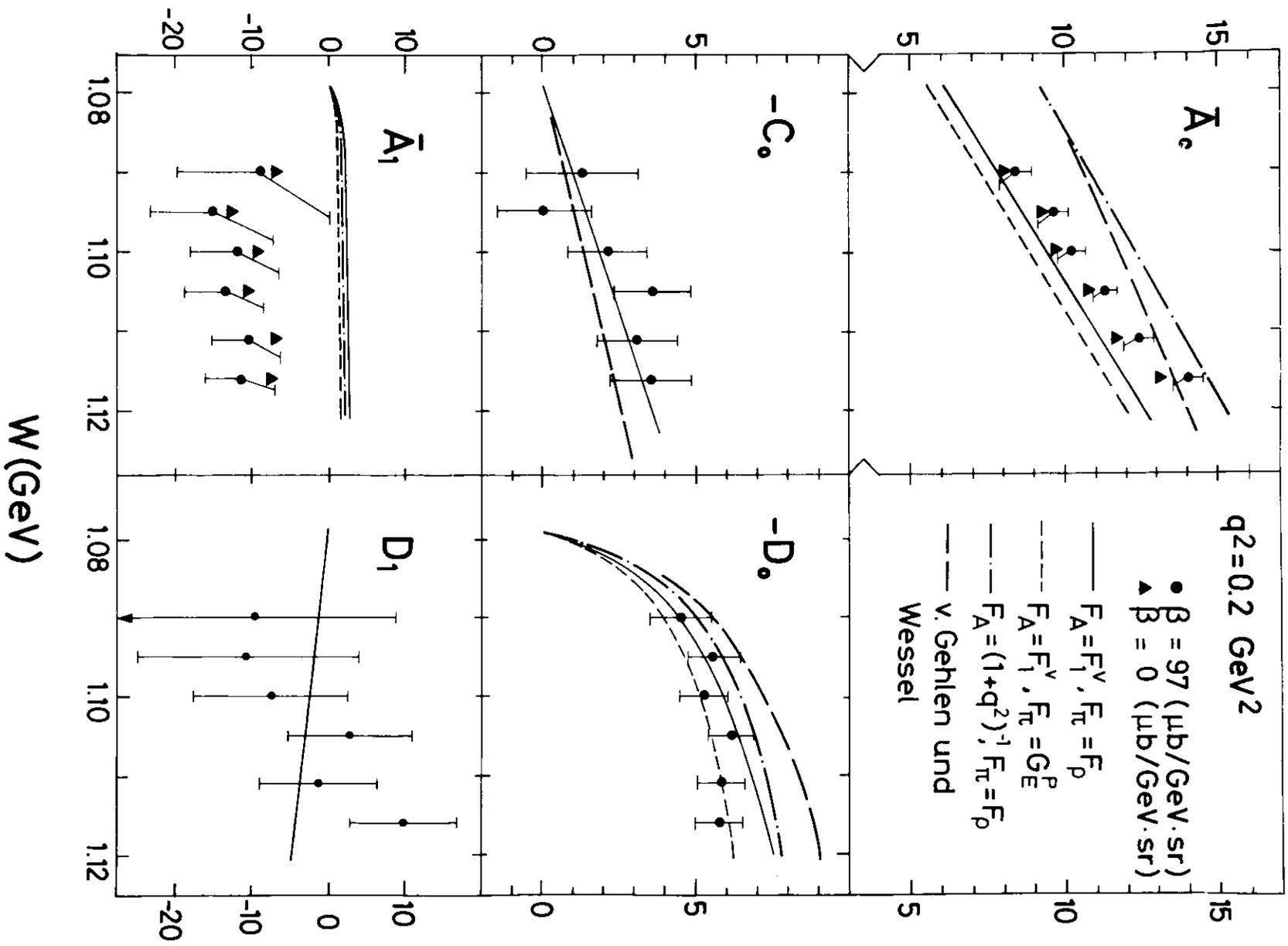


Abb. 25 Winkelkoeffizienten für den  $\pi^+ \pi^-$  Kanal

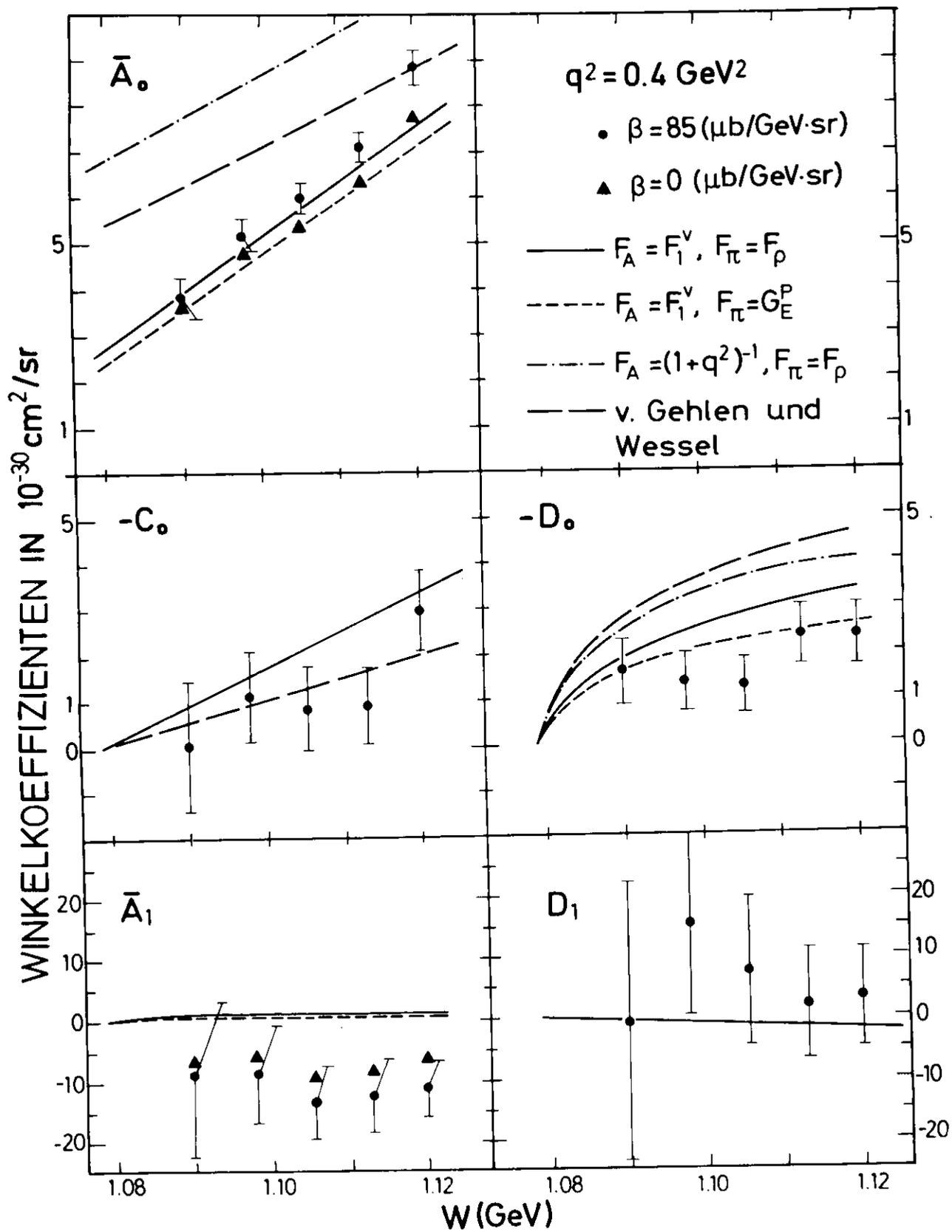


Abb. 26 Winkelkoeffizienten für den  $n \pi^+$  - Kanal

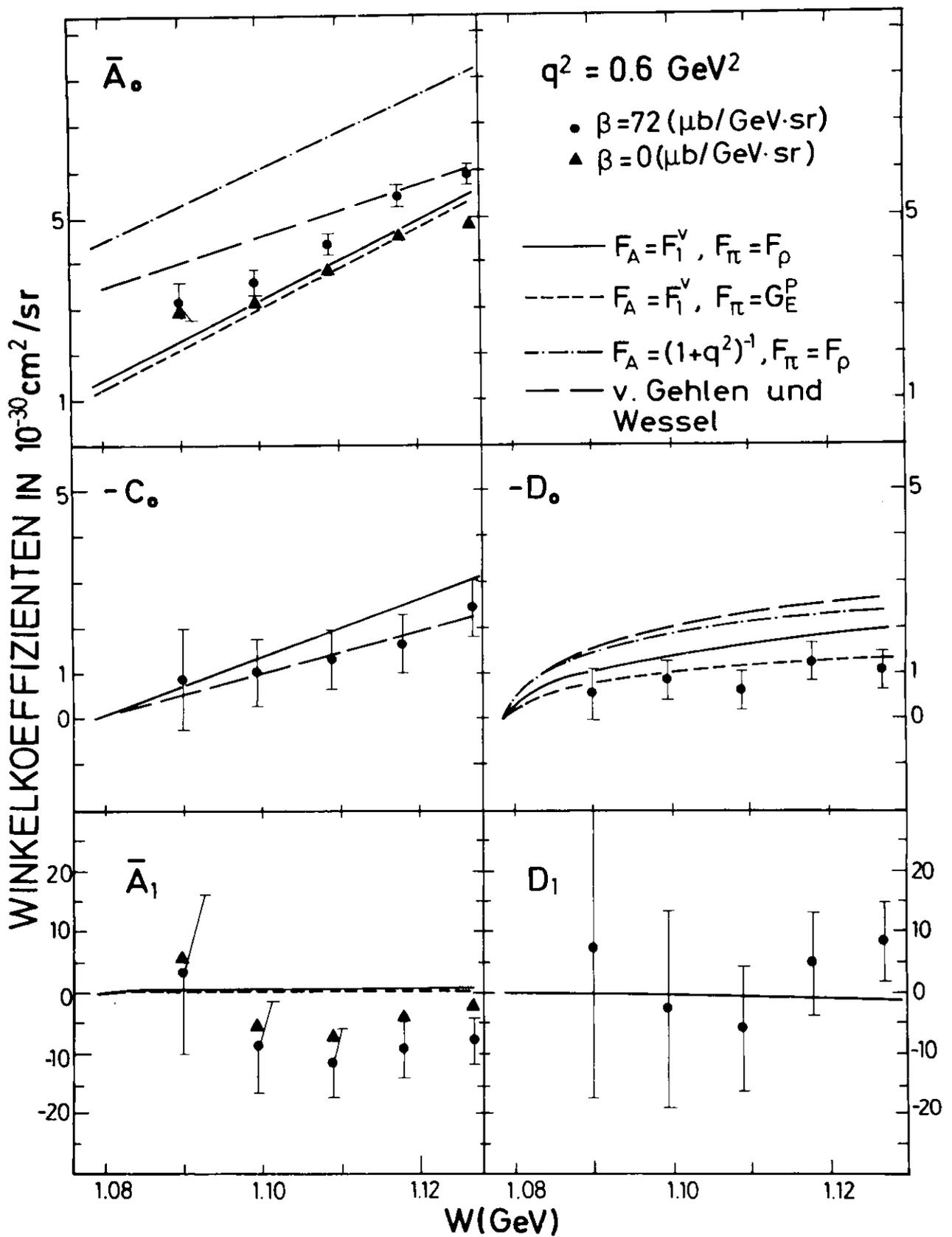


Abb. 27 Winkelkoeffizienten für den  $n \pi^+$  - Kanal

Experiment die Energie der Rückstoßnukleonen nicht bestimmen konnte, war eine Unterscheidung von Schwerpunktswinkeln  $\Theta^*$  und  $\pi - \Theta^*$  nur relativ ungenau über den Auftreffpunkt des Nukleons auf den Nukleonendetektor möglich (Kap. III.3.3 Abb.17). Diese relative Unempfindlichkeit hat große Fehler in den gefitteten Werten der Koeffizienten  $\bar{A}_1$  und  $D_1$  zur Folge.

Die Winkelkoeffizienten sind in Abb.25-27 mit den Voraussagen der Modelle A und B verglichen. Das Modell A hat zwei freie Parameter  $F_A$  und  $F_\pi$ . Das Modell wurde für drei verschiedene Kombinationen dieser Formfaktoren ausgewertet

- a)  $F_A = F_1^V$  ,  $F_\pi = F_S$
- b)  $F_A = F_1^V$  ,  $F_\pi = G_E^P$
- c)  $F_A = (\lambda + 19^2)^{-\lambda}$  ,  $F_\pi = F_S$

Das Modell A gibt den Verlauf der Winkelkoeffizienten  $\bar{A}_0, C_0, D_0$  bei geeigneter Wahl des  $F_A$  und  $F_\pi$  gut wieder. Der ungenauer bestimmbare Koeffizient  $\bar{A}_1$  zeigt zwar systematische Abweichungen, jedoch liegen die theoretischen Voraussagen innerhalb von 1-2 Standardabweichungen von den gemessenen Werten.

Das dispersionstheoretische Modell B sagt an der Schwelle einen höheren Wert von  $\bar{A}_0$  voraus, als experimentell gefunden wurde.

#### IV.3.2.2 Der $p \pi^0$ - Kanal

Die Bestimmung der Koeffizienten  $\bar{A}_0, \bar{A}_1, C_0, D_0, D_1$  wurde genauso durchgeführt wie für den  $n^+$ -Kanal. Die Variation des Koeffizienten  $\bar{A}_2$  wurde zwischen  $\bar{A}_2 = 0$  und den Werten von  $\bar{A}_2$  vorgenommen, die das Modell B für den  $p \pi^0$ -Kanal voraussagt (Tab.2).

Tabelle 2 und die Abb.28-30 zeigen die ermittelten Werte der Winkelkoeffizienten. Vergleiche der gemessenen Werte mit den Voraussagen des Modells B ergeben in allen Koeffizienten sehr gute Übereinstimmung in absoluten Werten und im Verlauf über den erfaßten W-Bereich. Auch im  $p \pi^0$ -Kanal ist der totale Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$  unabhängig von der Wahl von  $\bar{A}_2$  bestimmbar.

$$e p \rightarrow e p \pi^0$$

$$q^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$$

$w[\text{GeV}]$	$\bar{A}_0$	$\bar{A}_1$	$\bar{A}_2$	$C_0$	$D_0$	$D_1$
1.0899	$1.79 \pm 0.37$	$0.22 \pm 1.19$	0	$-0.13 \pm 0.47$	$-1.55 \pm 0.57$	$1.43 \pm 2.43$
1.0951	$1.87 \pm 0.33$ 1.87	$-0.41 \pm 1.09$ -0.42	0 -0.06 <sup>+) </sup>	$0.44 \pm 0.41$	$-1.90 \pm 0.52$	$1.71 \pm 2.04$
1.1002	$2.74 \pm 0.38$ 2.74	$0.37 \pm 0.94$ 0.27	0 -0.14	$0.29 \pm 0.37$	$-2.30 \pm 0.60$	$-0.53 \pm 1.80$
1.1052	$3.64 \pm 0.45$ 3.64	$0.63 \pm 0.97$ 0.49	0 -0.18	$0.13 \pm 0.38$	$-2.91 \pm 0.69$	$-1.09 \pm 1.92$
1.1105	$3.90 \pm 0.49$ 3.90	$-0.32 \pm 0.98$ -0.64	0 -0.41	$0.14 \pm 0.40$	$-2.53 \pm 0.55$	$-0.43 \pm 1.89$
1.1156	$4.66 \pm 0.55$ 4.66	$-0.11 \pm 0.98$ -0.59	0 -0.61	$0.49 \pm 0.41$	$-2.29 \pm 0.55$	$1.10 \pm 1.92$

Tab. 2a Winkelkoeffizienten in  $\mu\text{b} / \text{sr}$

+) Modell B

$$e p \rightarrow e p \pi^0$$

$$q^2 = 0.4 \text{ GeV}^2$$

$W [\text{GeV}]$	$\bar{A}_0$	$\bar{A}_1$	$\bar{A}_2$	$C_0$	$D_0$	$D_1$
1.0905	$1.83 \pm 0.13$ 1.86	$1.71 \pm 3.12$ 1.52	0 -0.09	$0.13 \pm 0.36$	$-1.15 \pm 0.25$	$3.79 \pm 5.58$
1.098 <sup>(1)</sup>	$2.44 \pm 0.14$ 2.49	$1.21 \pm 2.07$ 0.90	0 -0.16	$0.35 \pm 0.34$	$-1.96 \pm 0.26$	$4.05 \pm 4.31$
1.1053	$3.38 \pm 0.13$ 3.48	$0.40 \pm 1.78$ -0.08	0 -0.27	$-0.08 \pm 0.34$	$-2.44 \pm 0.28$	$4.69 \pm 3.89$
1.1127	$4.00 \pm 0.12$ 4.15	$-0.04 \pm 1.58$ -0.81	0 -0.48	$0.22 \pm 0.34$	$-2.72 \pm 0.28$	$4.26 \pm 3.32$
1.1200	$4.98 \pm 0.12$ 5.21	$2.22 \pm 1.33$ 1.19	0 -0.71	$0.16 \pm 0.34$	$-3.43 \pm 0.29$	$1.13 \pm 3.06$

Tab. 2b Winkelkoeffizienten in  $\mu\text{b} / \text{sr}$

$$e p \rightarrow e p \bar{\nu}^0$$

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

$W[\text{GeV}]$	$\bar{A}_0$	$\bar{A}_1$	$\bar{A}_2$	$C_0$	$D_0$	$D_1$
1.0905	1.52 $\pm 0.17$ 1.53	-0.75 $\pm 3.39$ -0.98	0 -0.09	$0.03 \pm 0.37$	$-1.03 \pm 0.26$	$1.15 \pm 6.86$
1.0997	2.15 $\pm 0.12$ 2.20	-0.58 $\pm 2.42$ -0.80	0 -0.20	$0.55 \pm 0.30$	$-1.40 \pm 0.22$	$-0.18 \pm 4.95$
1.1089	2.59 $\pm 0.12$ 2.70	0.60 $\pm 1.71$ -0.06	0 -0.34	$-0.05 \pm 0.25$	$-1.38 \pm 0.21$	$3.70 \pm 3.87$
1.1179	3.45 $\pm 0.12$ 3.63	1.24 $\pm 1.40$ 0.32	0 -0.54	$0.38 \pm 0.26$	$-1.78 \pm 0.20$	$-1.37 \pm 3.03$
1.1269	4.30 $\pm 0.11$ 4.59	1.28 $\pm 1.27$ -0.07	0 -0.84	$-0.52 \pm 0.26$	$-1.68 \pm 0.22$	$3.15 \pm 2.46$

Tab. 2c

Winkelkoeffizienten in  $\mu\text{b} / \text{sr}$

# WINKELKOEFFIZIENTEN IN $10^{-30} \text{ cm}^2 / \text{sr}$

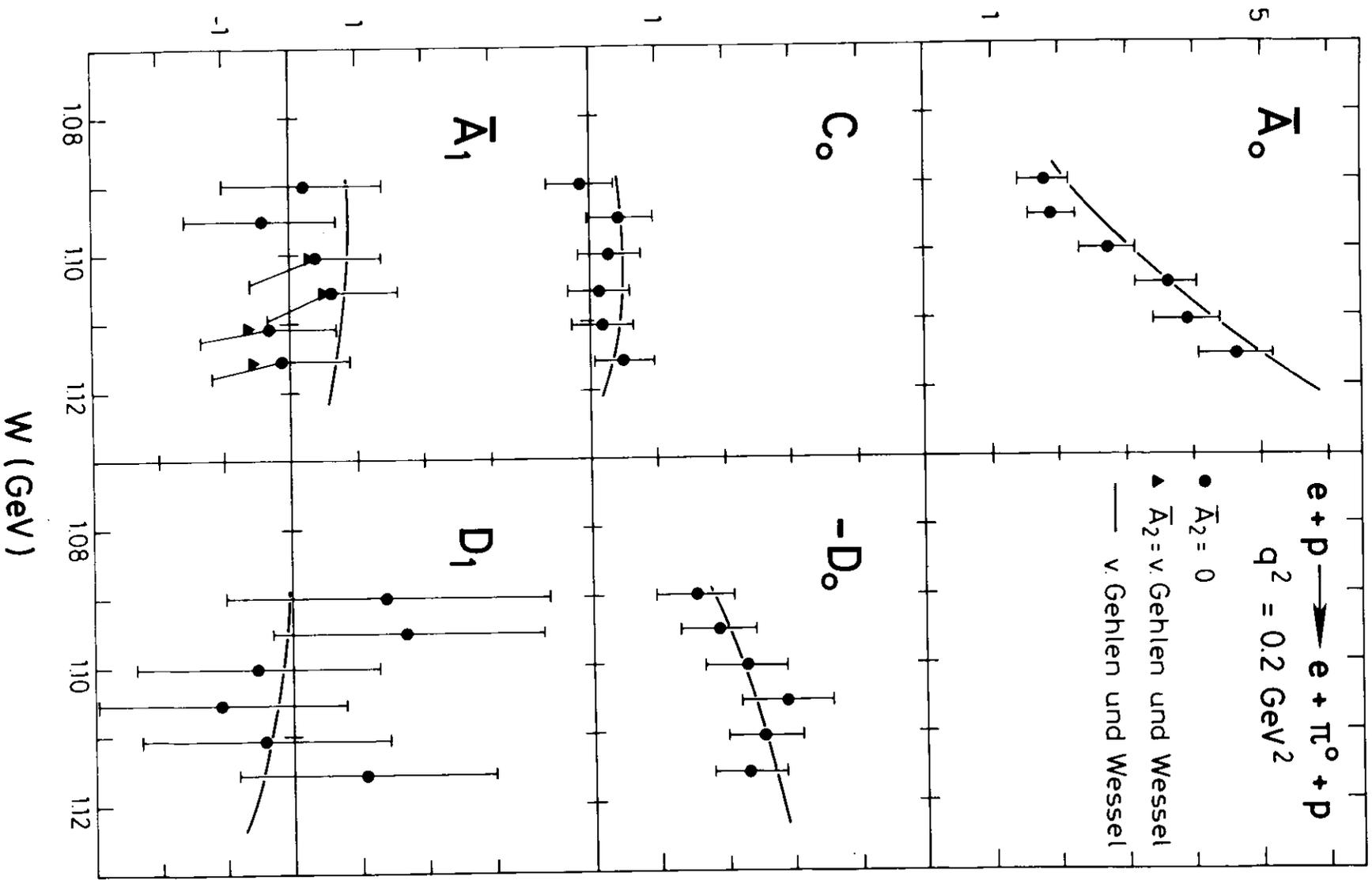


Abb. 28 Winkelkoeffizienten für den  $\pi^0$ -Kanal

# WINKELKOEFFIZIENTEN IN $10^{-30} \text{ cm}^2 / \text{sr}$

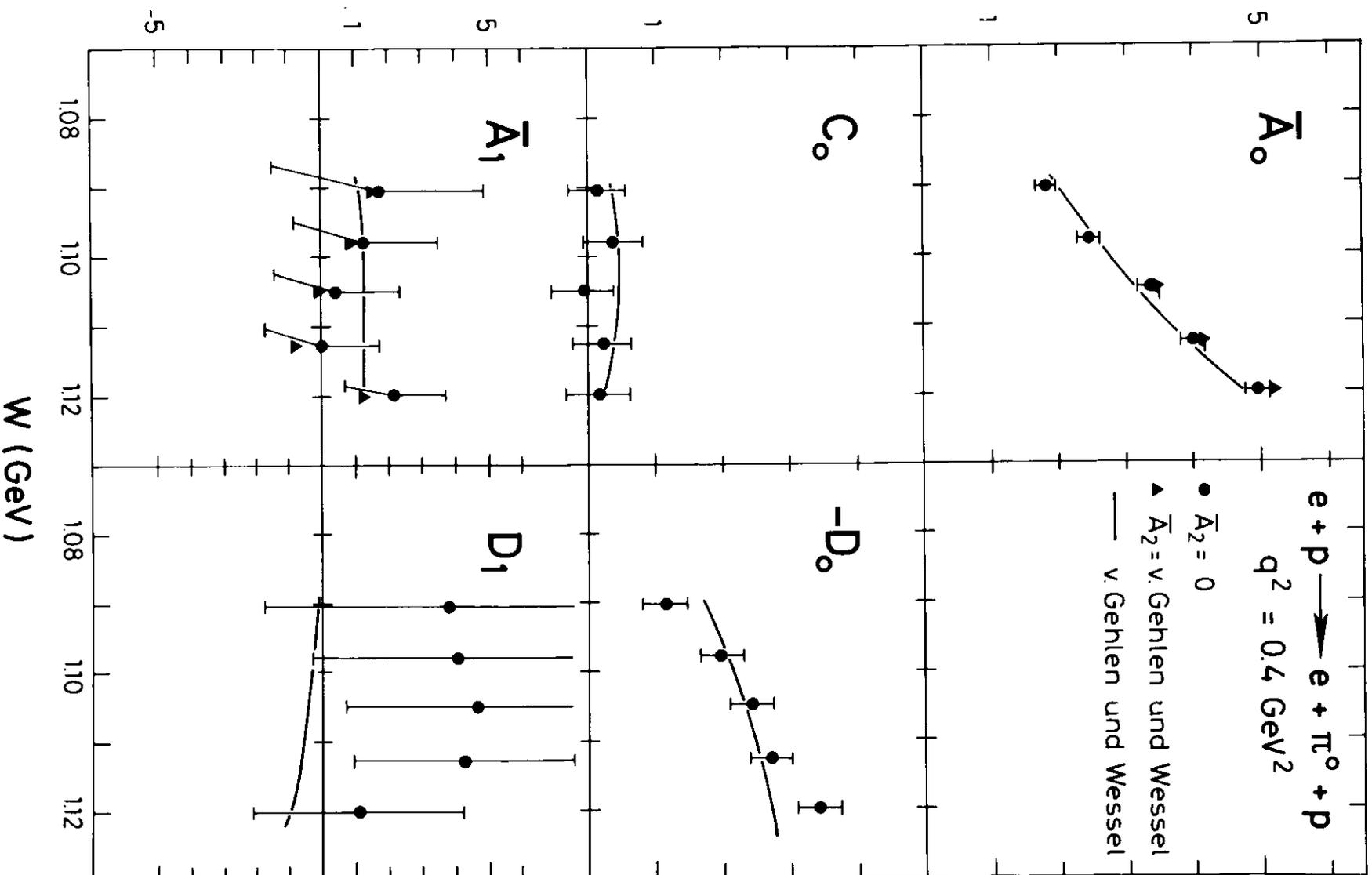


Abb. 29 Winkelkoeffizienten für den  $\pi^0$  Panel

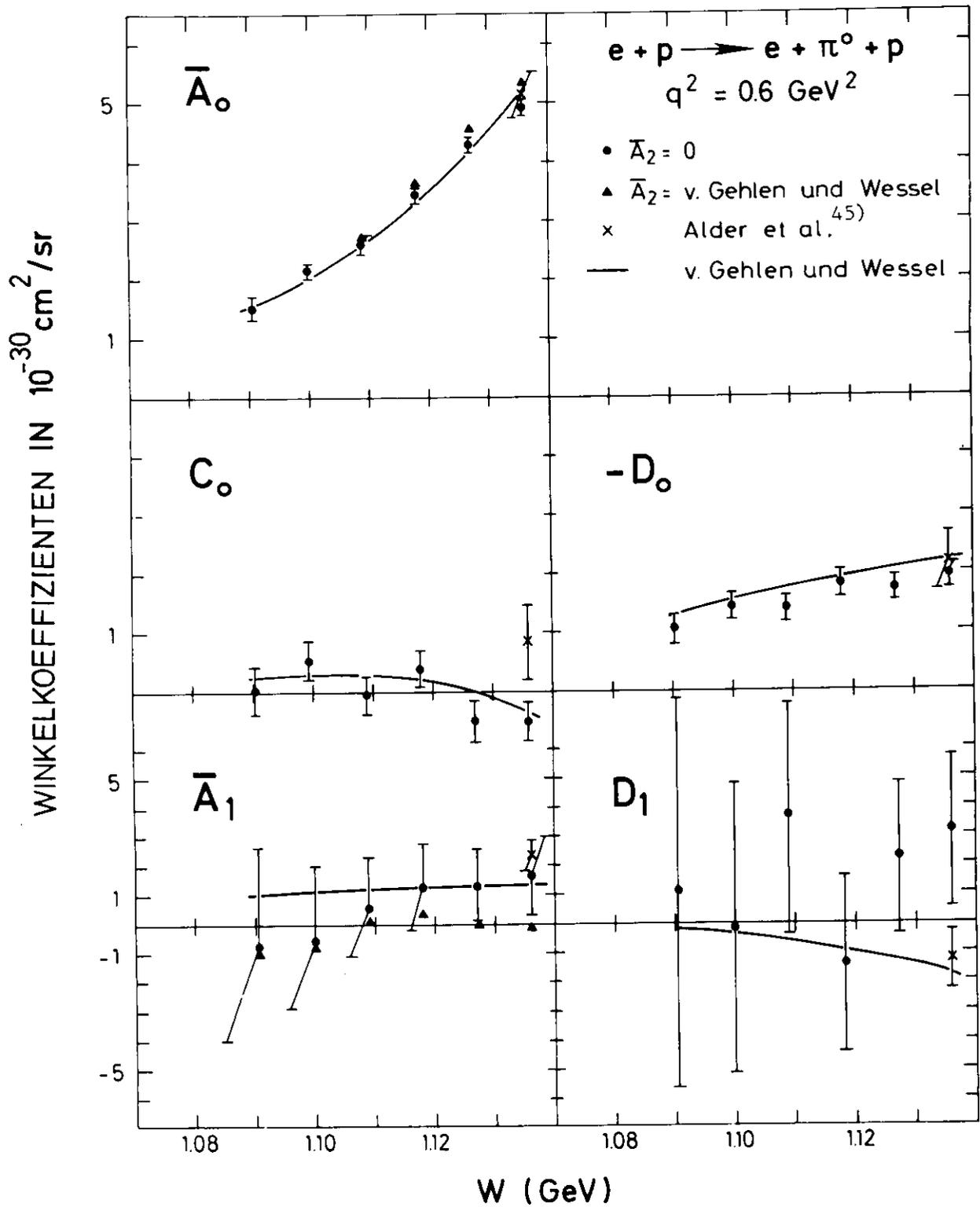


Abb. 32 Winkelkoeffizienten für den  $p \pi^0$ -Kanal

### IV.3.3 Fehlerbetrachtungen

Die in Abb.25-27 und Abb.28-30 angegebenen Fehler beinhalten sämtliche statistischen Fehler in der Datenreduktion und der Fitprozedur. Die Fehler in der Datenreduktion setzen sich zusammen aus den statistischen Fehlern der Zählraten für Voll- und Leertargetmessungen sowohl für Spektrometertrigger als auch für Untergrundtriggerereignisse. Numerische Angaben über die Größe der statistischen Fehler dieser Zählraten lassen sich pauschal nicht angeben, da diese sehr stark vom betrachteten Elektronenodoskopelement und Nukleonendetektorelement abhängen.

Statistische Fehler der MC-Rechnungen wurden durch Variation der Zufallszahlen abgeschätzt (typischer Wert  $\frac{\Delta \bar{A}^o}{\bar{A}_o} < 5\%$ ). Nicht enthalten in den angegebenen Fehlern sind Fehler, die zwischen den einzelnen W - Elementen oder zwischen beiden Kanälen korreliert sind. Diese Fehler setzen sich für beide Kanäle aus Normalisierungsfehlern und Fehlern aufgrund der Unsicherheit in der Bestimmung der Masse W zusammen. Die letzteren werden in Kap. V.1 genauer betrachtet.

Der überwiegende Anteil des Normalisierungsfehlers liegt im Fehler der Ansprechwahrscheinlichkeiten  $\eta_{pp}$  und  $\eta_{nn}$ . Der Normalisierungsfehler ist in Tabelle 3 aufgeschlüsselt.

Fehlerquelle	$n\pi^+$ -Kanal	$p\pi^0$ -Kanal
Ladungsmessung	0.5%	0.5%
Raumwinkel $\Delta\Omega_e$	1%	1%
Targetdichte und Länge	1%	1%
Datenreduktion	2%	2%
$\eta_{hp}, \eta_{pp}$	6.0%	4.0%
Gesamtfehler	6.5%	4.5%

Tab. 3 Normalisierungsfehler

V Das Schwellenverhalten von  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$

V.1 Bestimmung des s - Wellenbeitrages an der Schwelle

Die Extrapolation des Koeffizienten  $\bar{A}_0$  zur Schwelle nach

$\bar{A}_0 = \bar{A}_{0s} + B |\vec{p}^*|^2$  ergibt in Abhängigkeit vom gewählten  $\bar{A}_2$  folgende Werte des Schwellenkoeffizienten  $\bar{A}_{0s}$  (s - Wellenbeitrag an der Schwelle) und des Anstiegs B.

P  $\pi^0$  - Kanal

$$\bar{A}_{2A} = \bar{A}_2 \text{ (Modell A)}$$

$$\bar{A}_{2B} = \bar{A}_2 \text{ (Modell B)}$$

$q^2 [\text{GeV}^2]$	$\bar{A}_2 = 0$		$\bar{A}_2 = \bar{A}_{2B}$	
	$\bar{A}_{0s} [\text{Mb/sr}]$	$B [\text{Mb/sr} \cdot \text{GeV}^2]$	$\bar{A}_{0s} [\text{Mb/sr}]$	$B [\frac{\text{Mb}}{\text{sr} \cdot \text{GeV}^2}]$
0.2	$0.09 \pm 0.66$	$403 \pm 87$	$0.08 \pm 0.66$	$410 \pm 87$
0.4	$0.15 \pm 0.31$	$382 \pm 40$	$0.07 \pm 0.31$	$406 \pm 40$
0.6	$0.36 \pm 0.27$	$261 \pm 31$	$0.25 \pm 0.27$	$287 \pm 31$

Tabelle 4

n  $\pi^+$  - Kanal

$q^2 [\text{GeV}^2]$	$\bar{A}_2 = 0$		$\bar{A}_2 = \bar{A}_{2A}$		$\bar{A}_2 = \bar{A}_{2B}$	
	$\bar{A}_{0s} [\text{Mb/sr}]$	$B [\text{Mb/sr} \cdot \text{GeV}^2]$	$\bar{A}_{0s} [\text{Mb/sr}]$	$B [\text{Mb/sr} \cdot \text{GeV}^2]$	$\bar{A}_{0s} [\text{Mb/sr}]$	$B [\text{Mb/sr} \cdot \text{GeV}^2]$
0.2	$6.55 \pm 0.82$	$613 \pm 114$	$6.58 \pm 0.82$	$700 \pm 114$	$6.48 \pm 0.82$	$673 \pm 114$
0.4	$2.50 \pm 0.53$	$428 \pm 75$	$2.47 \pm 0.53$	$530 \pm 75$	$2.35 \pm 0.53$	$500 \pm 75$
0.6	$1.95 \pm 0.38$	$247 \pm 46$	$1.90 \pm 0.38$	$336 \pm 46$	$1.91 \pm 0.38$	$298 \pm 46$

Tabelle 5

Aus Tabelle 4 und 5 ist ersichtlich, daß der Wert des Koeffizienten

$$\bar{A}_{0s} = \lim_{p^* \rightarrow 0} \left[ \frac{M E_\gamma}{4\pi \Gamma_t W p^*} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'} \right]$$

unabhängig von der Wahl von  $\bar{A}_2$  ist. Die in Tabelle 4 und 5 angegebenen Fehler schließen alle nicht zwischen den beiden Kanälen korrelierten

Fehler ein. Korrelierte Fehler sind Normierungsfehler, die für beide Kanäle gleich sind, wobei der dominierende Beitrag aufgrund der Unsicherheit in der Bestimmung der Masse  $W$  zustande kommt.

$\Delta W$  läßt sich aus der Genauigkeit der Einfallenergiebestimmung berechnen und war  $\Delta W = \pm 1.0, \pm 1.4, \pm 1.9$  MeV für  $q^2 = 0.2, 0.4$  und  $0.6 \text{ GeV}^2$ . Mit einer um  $\pm \Delta W$  verschobenen  $W$ -Skala wurden die MC-Rechnungen und die Koeffizientenfits wiederholt, um die Auswirkungen dieses Effektes auf die Bestimmung der Winkelkoeffizienten zu untersuchen. Die Auswirkung einer Verschiebung der  $W$ -Skala um  $\Delta W = \pm 1$  MeV auf den Koeffizienten  $\bar{A}_0$  ist am Beispiel  $q^2 = 0.2 \text{ GeV}^2$  für den  $n\pi^+$ -Kanal in Abb.31 gezeigt. An die Werte von  $\bar{A}_0$  zu verschobener Massenskala wurde wiederum eine Gerade der Form  $\bar{A}_0 = \bar{A}_{0s} + B |\vec{p}^*|^2$  angepaßt. Die Fehler in  $\bar{A}_{0s}$  durch die  $W$ -Unsicherheit sind in der Größenordnung der unkorrelierten Fehler (Tabelle 6).

$q^2$ [GeV <sup>2</sup> ]	$\bar{A}_{0s}$ [mb/sr]	e p → e n π <sup>+</sup>			$\bar{A}_{0s}$ [mb/sr]	e p → e p π <sup>0</sup>		
		Fehler in mb/sr				Fehler in mb/sr		
		unkorrl.	korrl.	gesamt		unkorrl.	korrl.	gesamt
0.2	6.55	0.82	0.70	1.08	0.09	0.66	0.55	0.83
0.4	2.50	0.53	0.50	0.73	0.15	0.31	0.60	0.68
0.6	1.95	0.38	0.40	0.55	0.36	0.27	0.50	0.57

Tabelle 6 Werte und Fehler des s-Wellenkoeffizienten  $\bar{A}_{0s}$

V.2 Die s - Welle in Photo- und Elektroproduktion für den  $p\pi^0$  - Kanal und den  $n\pi^+$  - Kanal

In Abb.32 ist der Koeffizient  $\bar{A} = \frac{ME_F}{\Gamma_e 4\pi p^* W} \frac{d^2\sigma}{d\Omega edE'}$  als Funktion von  $q^2$  und  $|\vec{p}^*|^2$  für beide Kanäle dargestellt. Außerdem ist die gleiche Größe  $\bar{A}$  aus Photoproduktionsmessungen (28), (29), (30), (31) ( $q^2 = 0$ ) gezeigt. Eine vergleichende Analyse des  $\bar{A}$  - Verlaufs ergibt :

1. Die s - Wellenbeiträge ( $\bar{A}_{0s}$ ) sind für den  $p\pi^0$  - Kanal an der Schwelle klein und mit null verträglich. Für den  $n\pi^+$  - Kanal dominieren sie den Wirkungsquerschnitt im Schwellenbereich (Abb.33).

2. Das Verhältnis des  $p\pi^0$  zu  $n\pi^+$  - Wirkungsquerschnittes  $\frac{\bar{A}^{p\pi^0}}{\bar{A}^{n\pi^+}}$  steigt im Schwellenbereich mit wachsendem  $q^2$  an.

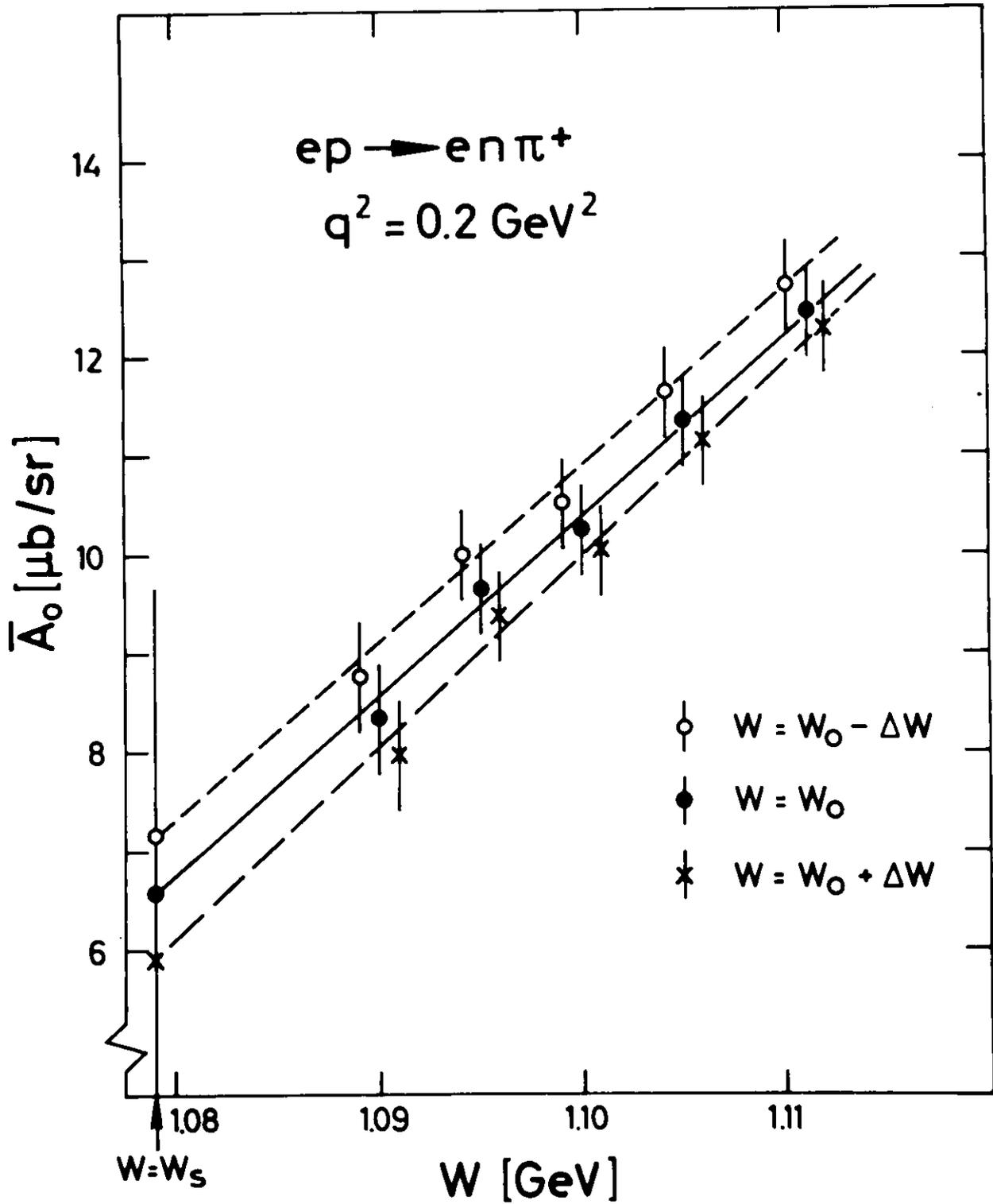


Abb. 31      Abhängigkeit des Koeffizienten  $\bar{A}_0$  von einer Verschiebung der Massenskala um  $\Delta W = \pm 1 \text{ MeV}$

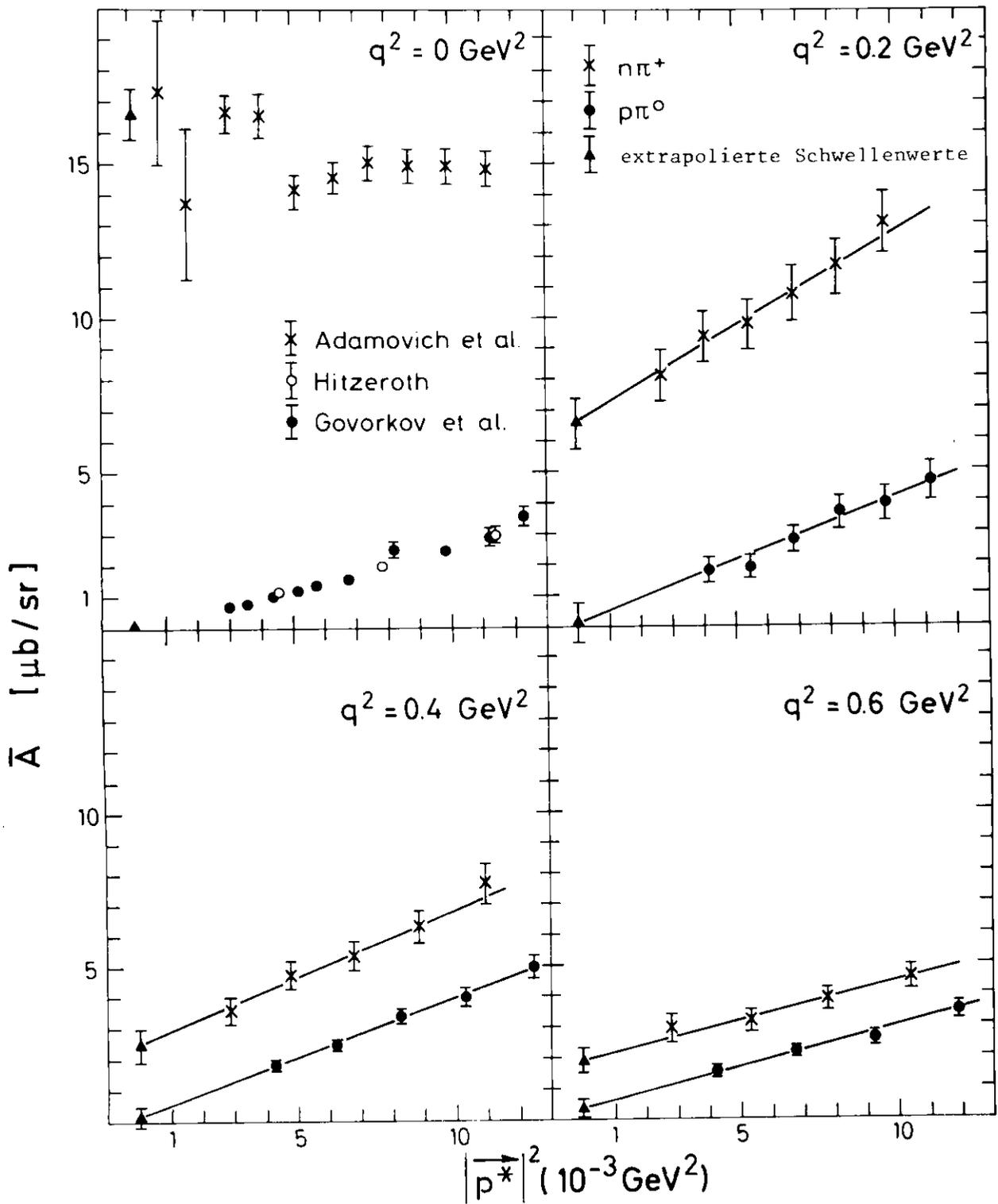


Abb.32 Der Wirkungsquerschnitt  $\bar{A} = \frac{ME_p}{\Gamma_e W p^* 4\pi} \frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$   
 in Elektroproduktion und Photoproduktion

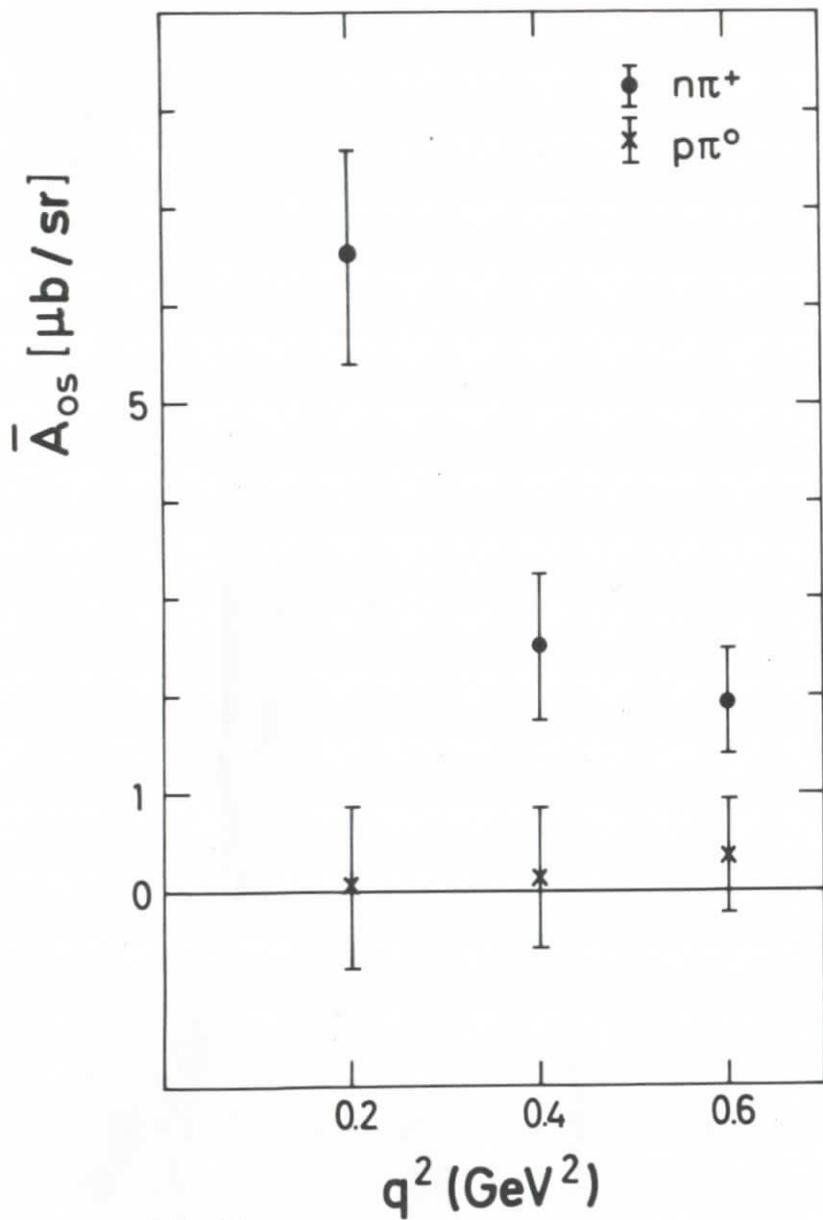


Abb. 33 s - Wellenbeitrag an der Schwelle

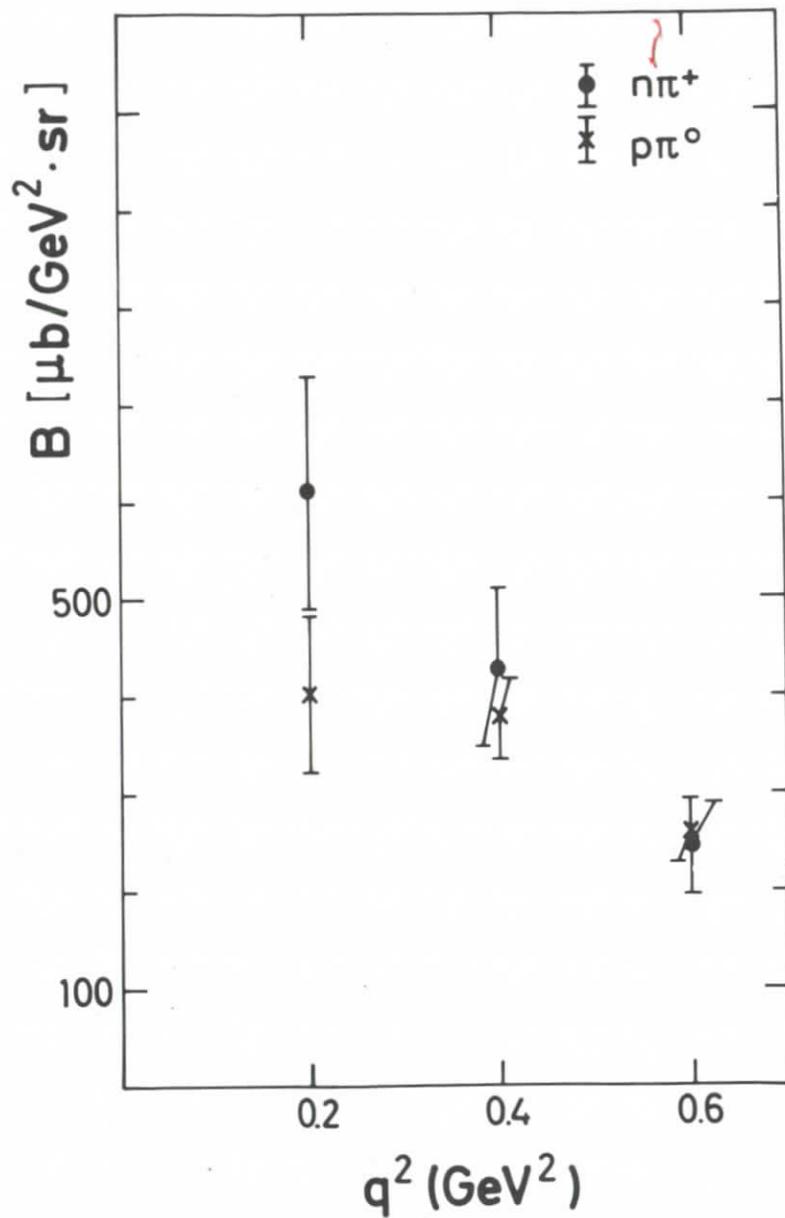


Abb. 34 Anstieg B des p - Wellenbeitrages

3. In der Elektroproduktion scheint die Steigung B des  $\bar{A}$  - Koeffizienten gegenüber  $|\vec{p}|^2$  für den  $n\pi^+$  - Kanal stärker mit steigendem  $q^2$  abzufallen als für den  $p\pi^0$  - Kanal (Abb.34).

## VI Der Axialvektorformfaktor

### VI.1 Bestimmung des Axialvektorformfaktors

Der Axialvektorformfaktor des Nukleons läßt sich mit Hilfe des in Kap.I.4 entwickelten Modells aus dem Winkelkoeffizienten  $\bar{A}_{os}$  für den  $n\pi^+$  - Kanal an der Schwelle nach Formel (I.4.2) berechnen.  $\bar{A}_{os}$  ist danach eine Funktion der Nukleonformfaktoren, des Axialvektorformfaktors und des Pionformfaktors. Zur Bestimmung von  $F_A$  aus dem gemessenen  $\bar{A}_{os}$  müssen also die Nukleonformfaktoren  $G_E^P, G_M^P, G_E^N, G_M^N$  und der Pionformfaktor  $F_\pi$  bekannt sein. Im Bereich  $q^2 < 1 \text{ GeV}^2$  sind die Nukleonformfaktoren mit dem Proportionalitätsgesetz und der Dipolformel verträglich<sup>32)</sup>.

$$G_E^P = \frac{G_M^P}{\mu_p} = \frac{G_M^N}{\mu_n} = F_D = (1 + 19^2/0.71)^{-2}$$

Da der elektrische Formfaktor des Neutrons  $G_E^N$  und der Pionformfaktor  $F_\pi$  weniger genau bekannt sind, wurde der Axialvektorformfaktor als Funktion dieser beiden Parameter aus dem gemessenen  $\bar{A}_{os}$  berechnet. Dabei wurden diese Formfaktoren in Grenzen variiert, die durch andere Experimente<sup>32), 33)</sup> nahegelegt werden.

$$0 < G_E^N < - \frac{\tau}{1 + 4\tau} G_M^N ; \quad \tau = \frac{19^2}{4M^2}$$

$$F_p < F_\pi < F_A^v$$

Die berechneten Werte für  $F_A$  zeigt Tabelle 7. Der  $q^2$  - Verlauf (Abb.35) von  $F_A$  wurde sowohl durch eine Monopolform  $F_A = (1 + 19^2/\tilde{M}_A^2)^{-1}$  als auch durch eine Dipolform  $F_A = (1 + 19^2/M_A^2)^{-2}$  angepaßt. Beide Parametrisierungen zeigten einen "confidence level"  $> 50\%$ . In Tabelle 7 sind die ermittelten Werte für  $M_A$  und  $\tilde{M}_A$  angegeben.

Die in Tabelle 7 angegebenen Fehler schließen sämtliche Fehler (statistische Fehler, Normalisierungsfehler, Fehler in W) ein. Die Variation von  $F_\pi$  und  $G_E^N$  in den angegebenen Grenzen hat nur einen geringen Einfluß ( $\Delta F_A/F_A < 5\%$ ) auf die Bestimmung des Axialvektorformfaktors.

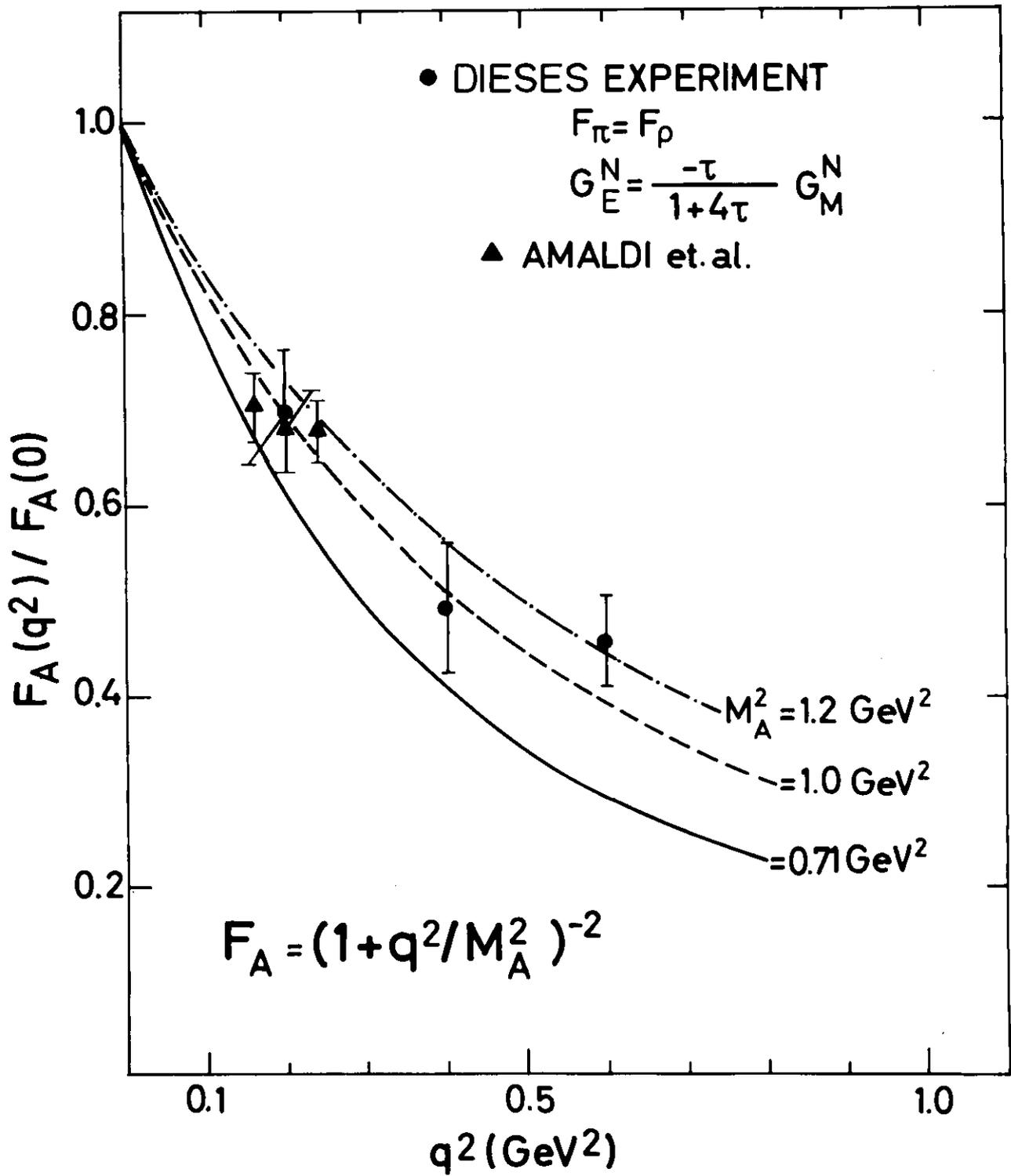


Abb. 35 Der  $q^2$ -Verlauf des Axialvektorformfaktors  $F_A$

	$F_A$			
$q^2 [\text{GeV}^2]$	$G_E^N = \frac{-\tau}{1+4\tau} G_M^N$		$G_E^N = 0$	
	$F_\pi = F_\rho$	$F_\pi = F_1^V$	$F_\pi = F_\rho$	$F_\pi = F_1^V$
0.2	$0.701 \pm 0.066$	$0.717 \pm 0.063$	$0.685 \pm 0.069$	$0.690 \pm 0.068$
0.4	$0.494 \pm 0.068$	$0.509 \pm 0.062$	$0.470 \pm 0.076$	$0.478 \pm 0.073$
0.6	$0.458 \pm 0.049$	$0.466 \pm 0.047$	$0.441 \pm 0.054$	$0.447 \pm 0.052$
$\tilde{M}_A [\text{GeV}]$	$0.683 \pm 0.043$	$0.698 \pm 0.042$	$0.657 \pm 0.044$	$0.665 \pm 0.044$
$M_A [\text{GeV}]$	$1.060 \pm 0.058$	$1.080 \pm 0.057$	$1.024 \pm 0.060$	$1.035 \pm 0.059$

Tabelle 7 Axialvektorformfaktor  $F_A$  und Massenparameter  $M_A$

Der Axialvektorformfaktor wurde unabhängig von der oben beschriebenen Methode noch mit Hilfe eines zweiten Modells von Nambu und Yoshimura<sup>15)</sup> aus  $\bar{A}_{os}$  bestimmt. Die hiernach berechneten Werte für  $F_A$  stimmen innerhalb der Fehler sehr gut mit den Berechnungen nach dem Modell von Dombey und Read überein. Nach der zweiten Methode wurden folgende Werte für  $F_A$  ermittelt :

$q^2 [\text{GeV}^2]$	0.2	0.4	0.6
$F_A$	$0.686 \pm 0.055$	$0.492 \pm 0.063$	$0.442 \pm 0.045$

## VI.2 Vergleich mit anderen Messungen

In der Vergangenheit wurden im wesentlichen drei verschiedene Methoden zur Bestimmung des Axialvektorformfaktors angewendet.

### A. Quasielastische Neutrino - Neutron - Streuung

Die quasielastische Streuung von Neutrinos an Neutronen  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$  bietet eine direkte Möglichkeit das Matrixelement des schwachen Stromes zwischen Nukleonzuständen und damit den Axialvektorformfaktor zu messen. Bei dieser Methode zur Bestimmung von  $F_A$  gehen keine Annahmen über die Gültigkeit von Stromalgebra und PCAC ein. Der Axialvektorformfaktor läßt sich auf zwei Arten aus der quasielastischen Neutrinostreuung bestimmen<sup>34)</sup>.

1. Messung des  $q^2$ - Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnittes  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  (Abb.36a).

2. Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_T$  für  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$  (Abb.36b).

Bei der Bestimmung des totalen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_T$  besteht die große Schwierigkeit den Fluß der einfallenden Neutrinos genau zu messen, jedoch ist diese Methode empfindlicher auf  $F_A$  als Methode 1.

Zur quasielastischen Neutrinostreuung wurden an verschiedenen Laboratorien ( CERN<sup>35).36</sup> , Argonne<sup>37),38</sup> ) Messungen durchgeführt.

Das jüngste Experiment an der Deuterium-Blasenkommer am ANL<sup>38</sup>) erreichte die bisher größte Zahl von  $\nu$ -Ereignissen (166) und den kleinsten Fehler in der Flußbestimmung ( $\pm 15\%$ ), jedoch sind die statistischen Fehler in  $\sigma_T$  und  $\frac{d\sigma}{dq^2}$  immer noch relativ groß. Dieses Experiment liefert für beide Methoden (1 und 2) einen Wert von  $M_A = 0.95 \pm 0.12$  GeV für den Massenparameter in der Dipolparametrisierung des Axialvektorformfaktors. Die Ergebnisse dieses Experimentes sind in Abb.37 gezeigt.

#### B. Inelastische Elektron - Proton - Streuung im Schwellenbereich e p $\rightarrow$ e X (Einarmexperimente)

Das in diesen Experimenten gemessene Elektronenspektrum ist eine Überlagerung folgender Kanäle

$$(1) \quad e p \rightarrow e p \pi^0$$

$$(2) \quad e p \rightarrow e n \pi^+$$

$$(3) \quad e p \rightarrow e p \gamma$$

Die Information über den Axialvektorformfaktor ist nur im Kanal (2) enthalten. Um  $F_A$  zu bestimmen, müssen Annahmen über den elastischen Stahlungsschwanz (3) und den Beitrag des  $p \pi^0$ - Kanals (1) gemacht werden. Neben dieser Modellabhängigkeit des aus dem totalen Elektronenspektrum gewonnenen Anteils des  $n \pi^+$ - Kanals besteht außerdem eine Schwierigkeit bei der Schwellenextrapolation ( $p^* \rightarrow 0$ ), da sich für die experimentell bestimmbare Masse  $W$  des hadronischen Endzustandes  $X$  die Impulse  $p^*$  der Hadronen im Schwerpunktsystem für die beiden Kanäle im Schwellenbereich signifikant unterscheiden ( $W = 1.09$  GeV :  $p_{\pi^+}^* = 0.052$  GeV ,  $p_{\pi^0}^* = 0.064$  GeV ).

Messungen wurden an den Beschleunigern in Daresbury<sup>39</sup>), Kharkov<sup>40</sup>), und Stanford<sup>41</sup>) durchgeführt und ergaben folgende Resultate :

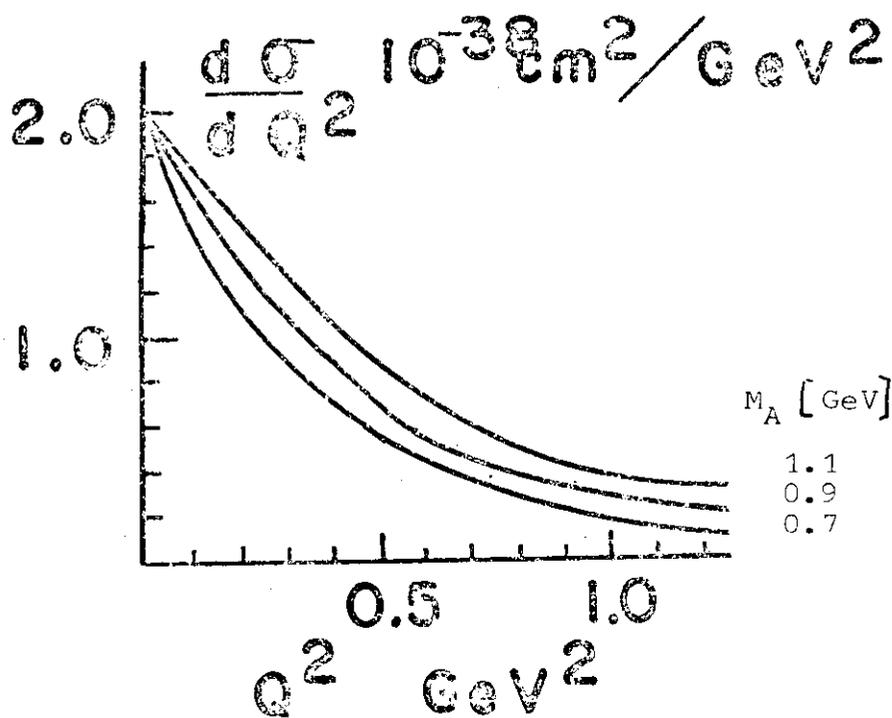


Abb. 36 a Der differentielle Wirkungsquerschnitt für  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$  als Funktion von  $M_A$

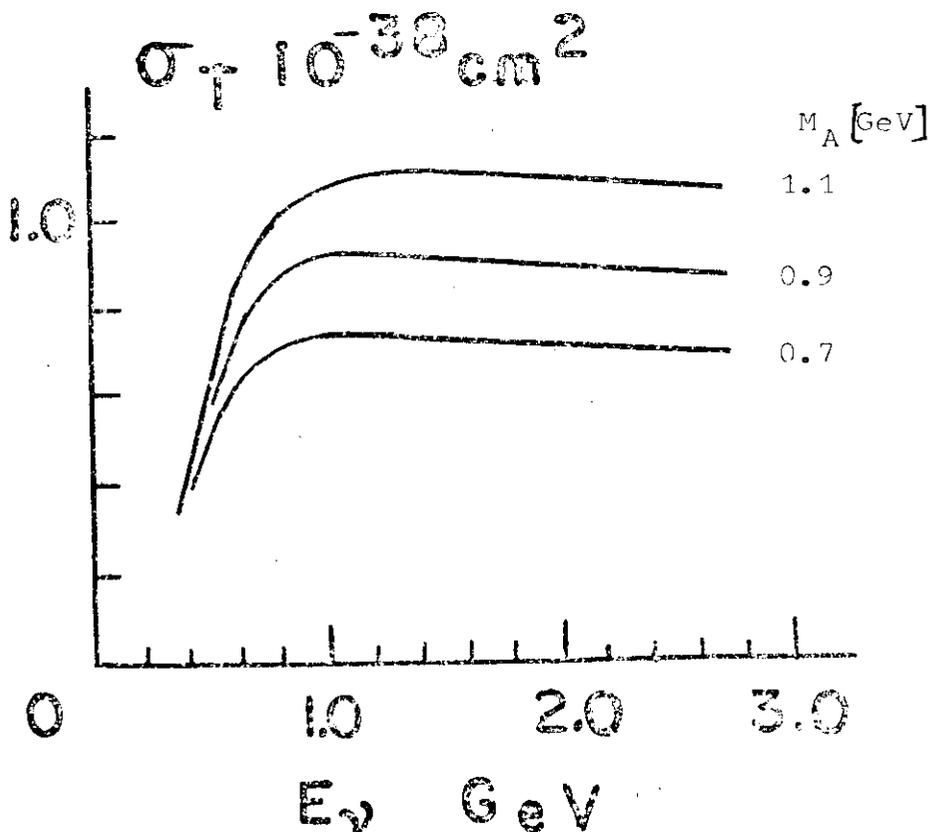


Abb. 36 b Der totale Wirkungsquerschnitt für  $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$  als Funktion von  $M_A$

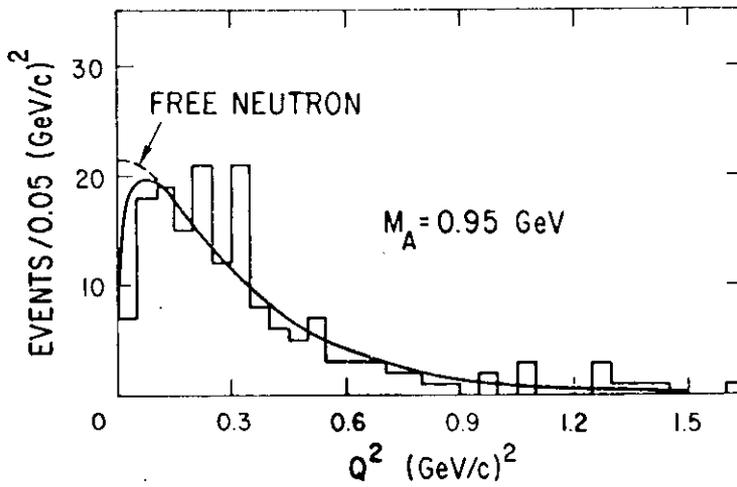
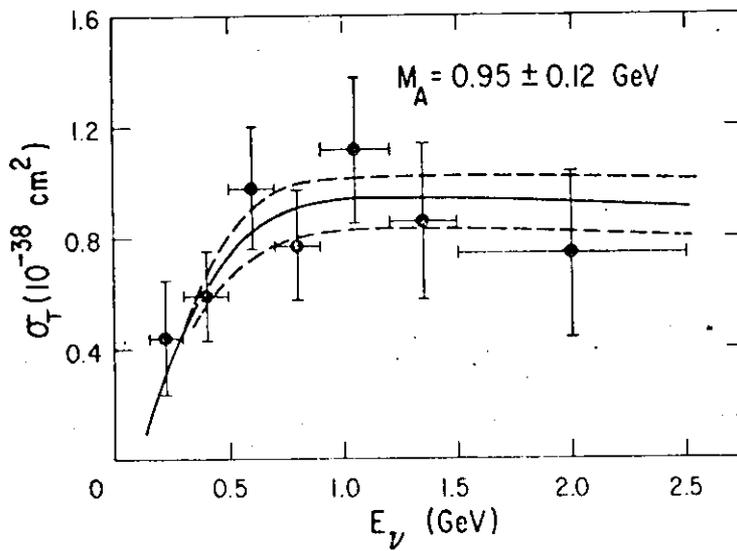
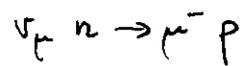


Abb. 37 Ergebnisse des ANL-Experimentes<sup>34)</sup>



	$M_A$ (GeV)	$q^2$ - Bereich
Daresbury	$> 6 m_\pi$	$0.1 < q^2 < 0.3 \text{ GeV}^2$
Kharkov	$1.05 \pm ?$	$0.1 < q^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$
Stanford	$1.521 \pm 0.064$	$0.23 < q^2 < 1.8 \text{ GeV}^2$

C. Koinzidenzmessungen der Reaktion  $e p \rightarrow e n \pi^+$  im Schwellenbereich

Zu diesen Untersuchungen gibt es Experimente aus Frascati<sup>42)</sup>, Daresbury<sup>43),44)</sup> und die in diesem Bericht beschriebenen Messungen (DESY).

1. Frascati

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE'}$  wurde im Schwellenbereich für den  $n \pi^+$ -Kanal bei Werten von  $q^2 = 0.16, 0.20$  und  $0.24 \text{ GeV}^2$  gemessen. Aus dem zur Schwelle extrapolierten Wirkungsquerschnitt berechnet sich nach dem Modell von Dombey und Read ein Wert für den Dipolmassenparameter von  $M_A = 1.14 \pm 0.09 \text{ GeV}$ .

2. Daresbury

In diesem Experiment wurde der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega^*}$  bestimmt. Gegenüber den Messungen bei Frascati und DESY ergeben sich signifikante Abweichungen im extrapolierten Schwellenwirkungsquerschnitt  $\bar{A}_{OS}$  (Abb.38). Daraus resultiert dann ein wesentlich höheres  $M_A = 1.54 \pm 0.12 \text{ GeV}$  (nach dem Dombey-Read-Modell). Die Diskrepanzen zwischen dem Daresbury und dem DESY-Experiment beruhen darauf, daß es im ersteren aufgrund der kleineren  $W^-$  Akzeptanz ( $W_s < W < 1.1 \text{ GeV}$ ) nicht möglich war, die Steigung B des Koeffizienten  $\bar{A}_O = \bar{A}_{OS} + B p^{*2}$  zu bestimmen. Die in Abb. 38 mit offenen Kreisen eingezeichneten Werte für  $\bar{A}_{OS}$  beruhen auf der Annahme  $B = 0$ . Die DESY-Messungen liefern einen Steigungsparameter  $B \neq 0$ , der gut mit den Vorhersagen des Dombey-Read-Modells ( $B_{DR}$ ) übereinstimmt. Führt man mit diesem Wert  $B_{DR}$  die Extrapolation der Daresbury-Daten durch, so erhält man die in Abb.38 durch ausgefüllte Kreise dargestellten Werte für  $\bar{A}_{OS}$ . Diese sind verträglich mit den Ergebnissen der beiden anderen Experimente.

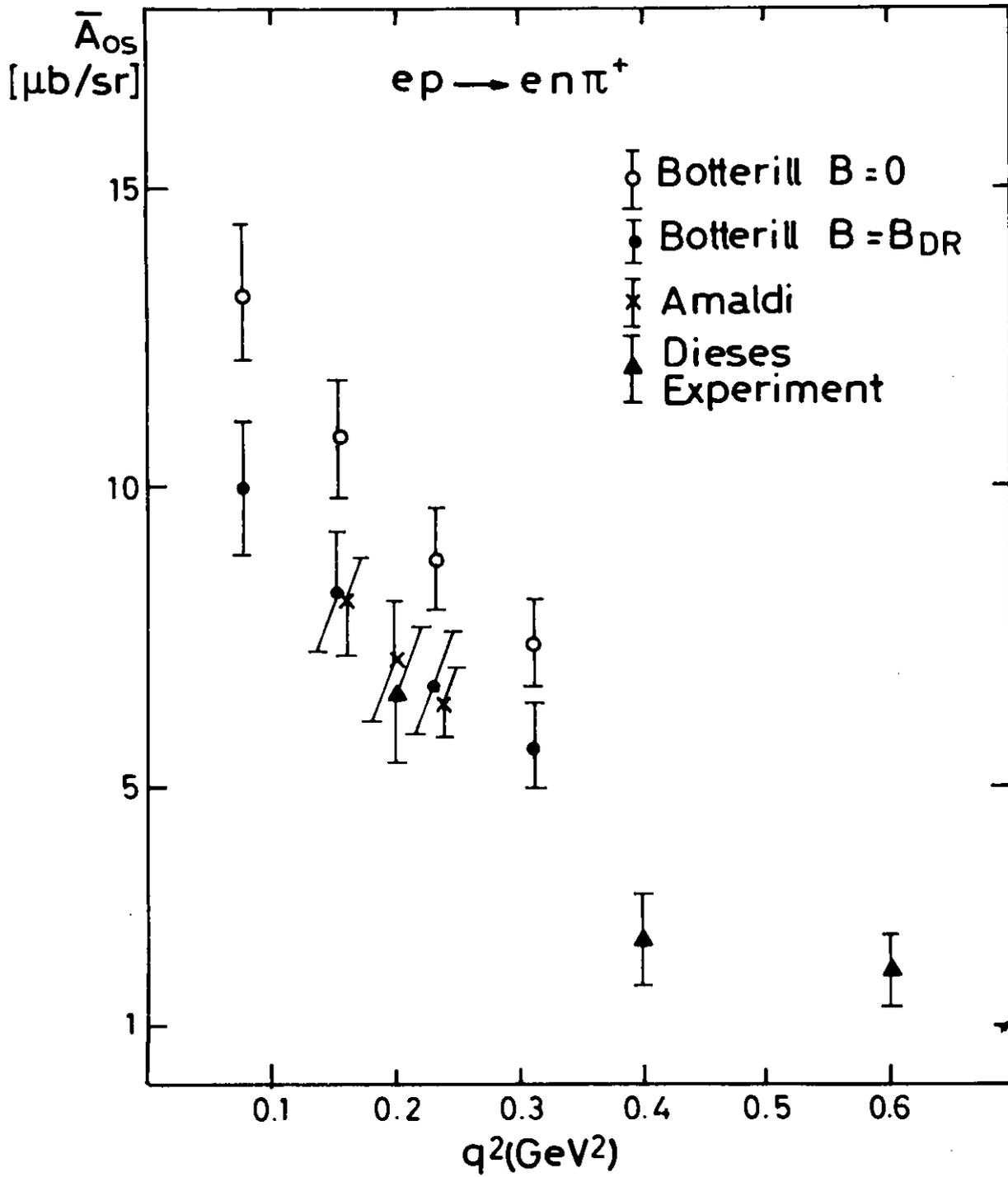


Abb.38

s - Wellenbeitrag an der Schwelle

### VI.3 Diskussion der Ergebnisse

Die Bestimmung des Axialvektorformfaktors aus den Elektroproduktionsexperimenten beruht auf der Gültigkeit von Stromalgebra und PCAC. Im Zusammenhang mit den Neutrinoexperimenten kann man die Elektroproduktionsexperimente auch unter einem anderen Aspekt sehen. Vergleicht man die aus beiden Experimenttypen ermittelten Werte für den Axialvektorformfaktor, so kann man die Gültigkeit der Aussagen der Elektroproduktionsexperimente zugrunde liegenden Theorien ( Stromalgebra und PCAC ) überprüfen.

Die Verträglichkeit der in diesem Experiment und in dem ANL-Experiment gefundenen Werte für den Axialvektorformfaktor ergibt also einen weiteren Hinweis auf die Gültigkeit von Stromalgebra und PCAC.

## VII Zusammenfassung

In diesem Experiment wurde der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^3\sigma}{d\Omega_e dE' d\Omega_N}$  der Prozesse  $e p \rightarrow e p \pi^0$  und  $e p \rightarrow e n \pi^+$  bei Impulsüberträgen des virtuellen Photons von  $q^2 = 0.2, 0.4$  und  $0.6 \text{ GeV}^2$  im Bereich der Einpionerzeugungsschwelle ( $1.07 < W < 1.12$ ) GeV gemessen.

Die Ergebnisse zeigen, daß für den  $n\pi^+$ -Kanal die  $s$ -Welle ( $\ell_{\pi N} = 0$ ) den Wirkungsquerschnitt im Schwellenbereich dominiert, jedoch für den  $p\pi^0$ -Kanal mit null verträglich ist. Mit wachsendem  $q^2$  steigt der  $p\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt relativ zum  $n\pi^+$ -Wirkungsquerschnitt an. Gegenüber der Photoproduktion tragen in der Elektroproduktion von positiv geladenen Pionen  $p$ -Wellenanteile schon relativ nahe an der Schwelle ( $W < 1.1 \text{ GeV}$ ) merklich zum Gesamtwirkungsquerschnitt bei.

Das Modell von Dombey und Read, das den nichtresonanten Anteil der Streuamplitude im Schwellenbereich durch eine Bornapproximation mit pseudovektorieller Pion-Nukleon-Kopplung beschreibt, ist verträglich mit dem gemessenen Wirkungsquerschnittsverlauf für den  $n\pi^+$ -Kanal. Das dispersionstheoretische Modell von v.Gehlen sagt an der Schwelle einen zu hohen  $s$ -Wellenbeitrag für diesen Kanal voraus, ergibt jedoch im  $p\pi^0$ -Kanal eine sehr gute Beschreibung der Daten.

Aus dem  $s$ -Wellenbeitrag im  $n\pi^+$ -Kanal wurde unter der Voraussetzung der Gültigkeit von Stromalgebra und PCAC der Axialvektorformfaktor des Nukleons bestimmt. Der  $q^2$ -Verlauf von  $F_A$  läßt sich durch eine Dipolform  $F_A(q^2) = (1 + q^2/M_A^2)^{-2}$  mit  $M_A = 1.06 \pm 0.06 \text{ GeV}$  beschreiben.

Dieser Wert des Massenparameters  $M_A$  ist konsistent mit Messungen des Axialvektorformfaktors aus der quasielastischen Neutrinostreuung ( $\nu_\mu n \rightarrow \mu^- p$ ).

Literaturverzeichnis

- 1) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.Mc.Elroy, R.J.Morrisson, W.Schmidt, V.Walther, G.Weber  
Phys.Lett. 25B , 1336 (1967)
- 2) J.R.Chen, J.Sanderson, J.A.Appel, G.Gladding, M.Gotein, K.Hanson, D.C.Imrie  
T.Kerk, R.Madaras, R.J.Pound, L.Price, R.Wilson, C.Zajde  
Phys.Rev.Lett. 21 , 1279 (1968)
- 3) S.Rock, M.Borghini, O.Chamberlain, R.Z.Fuzesy, C.C.Moorhouse, T.Powell,  
G.Shapiro, E.Weisberg, R.L.A.Cotrell, J.Litt, L.W.Mo, R.E.Taylor  
Phys.Rev.Lett. 24 , 748 (1970)
- 4) C.W.Akerlof, W.W.Ash, K.Berkelmann, M.Tingner  
Phys.Rev.Lett. 14 , 1036 (1965)
- 5) Cumming, Osborne (Herausgeber)  
N.Dombey Hadronic Interactions of Electrons and Photons
- 6) G.v.Gehlen, H.Wessel BONN UNIV PI2-94 (1971)
- 7) H.F.Jones Nuovo Cim. XL A , 1019 (1965)
- 8) J.D.Jackson Brandeis University Summer Institute Lectures (1962)
- 9) S.Garsiorowicz Elementary Particle Physics
- 10) B.Renner Interner Bericht DESY T71-4
- 11) B.Renner Unveröffentlichte Vorlesungen Hamburg (1971)
- 12) G.Benfatto, F.Nicolo, G.C.Rossi  
Nucl.Phys. B50 , 205 (1972) und Nuovo.Cim. 14A , 425 (1973)
- 13) S.Fubini, G.Furlan Ann. Phys. 48 , 322 (1968)
- 14) G.Furlan, N.Paver, C.Verzegnassi  
Nuovo Cim. 62A , 519 (1969) und Nuovo Cim. 70A , 247 (1970)
- 15) Y.Nambu, M.Yoshimura Phys.Rev.Lett. 24 , 25 (1970)
- 16) N.Dombey, B.J.Read Nucl.Phys. B60 , 65 (1973)
- 17) B.J.Read Konferenzbeitrag zu "International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies" Bonn (1973)  
und DESY 73/50 (1973)

- 18) W.Schmidt Interner Bericht DESY-F22-69/2 (1969)
- 19) W.Bartel,W.Kolster Interner Bericht DESY-F22-71/1 (1971)
- 20) W.Bartel,B.Dudelzak,H.Krehbiel,J.Mc.Elroy,U.Meyer-Berkhout  
R.J.Morrisson,H.Nguyen-Ngoc,W.Schmidt,K.G.Steffen,G.Weber  
Nucl.Instr. and Methods 53 , 293 (1967)
- 21) F.Küppers Interner Bericht DESY-F22-70/1 (1970)
- 22) L.W.Mo,Y.S.Tsai Rev.Mod.Phys. 41 , 205 (1969)
- 23) Y.S.Tsai SLAC-PUB 848 (1971)
- 24) G.Miller,E.D.Bloom,G.Buschhorn,D.H.Coward,H.deStaebler,J.Drees,  
C.L.Jordan,L.W.Mo,R.E.Taylor,J.I.Friedmann,G.C.Hartmann,  
H.W.Kendall,R.Verdier  
Phys.Rev. D5 , 528 (1972)
- 25) G.Miller Dissertation Stanford University  
SLAC-Report 129 (1971)
- 26) CERN Computer Programm Bibliothek : Programm Minuit
- 27) G.v.Gehlen BONN-UNIV PI 2-80 (1970)
- 28) M.I.Adamovich,V.G.Larionova,R.A.Latypova,S.P.Kharlamov ,  
F.R.Yagudina  
Sov.Jour.of Nucl.Phys. 7 ,643 (1968)
- 29) M.I.Adamovich.V.G.Larionova,A.I.Lebedev,S.P.Kharlamov,F.R.Yagudina  
Sov.Jour.of Nucl.Phys. 2 , 95 (1966)
- 30) B.B.Govorkov,S.P.Denisov,E.V.Minarik  
Sov.Jour. of Nucl.Phys. 4 , 265 (1967)
- 31) W.Hitzeroth Nuovo Cim. 60A , 467 (1969)
- 32) W.Bartel,F.-W.Büßer,W.-R.Dix,R.Felst,D.Harms,H.Krehbiel,  
P.E.Kuhlmann,J.Mc.Elroy,J.Meyer,G.Weber  
Nucl.Phys. B58 , 429 (1973)
- 33) F.Behrends Proceedings of the Pion Exchange Meeting  
Daresbury DNPL / R30 (1973)
- 34) M.Derrick Plenarvortrag : International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies Bonn (1973)  
und Argonne National Laboratory ANL/HEP 7350 (1973)

- 35) M.Holder, A.Staude, A.Böhm, H.Faissner, H.-J.Steiner, J.K.Bienlein,  
G.v.Dardel, F.Ferrero, J.-M.Gaillard, H.J.Gerber, V.Kaftanov,  
F.Krienen, C.Manfredotti, M.Reinharz, R.S.Salmeron  
Nuovo Cim. 57 , 338 (1968)
- 36) I.Bugadov, D.C.Cundy, C.Franzinetti, W.B.Fretter, H.W.K.Hopkins,  
C.Manfredotti, G.Myatt, F.A.Nezrick, M.Nicolic, T.B.Novey, R.B.Palmer,  
J.B.M.Pattison, W.Venus, H.W.Wachsmuth, H.Yoshiki  
Lett.Nuovo Cim. 2 , 689 (1969)
- 37) R.L.Kustom, D.E.Lundquist, T.B.Novey, A.Yokosawa, F.Chilton  
Phys.Rev.Lett. 22 , 1014 (1969)
- 38) W.A.Mann, U.Methani, B.Musgrave, Y.Oren, P.A.Schreiner, R.Singer,  
H.Yuta, R.Ammar, S.Barish, Y.Cho, M.Derrick, R.Engelmann, L.G.Hyman  
ANL Preprint (1973)
- 39) V.P.R.Nuthakki, O.T.Tumer, D.Dickinson, M.Ibbotson, W.J.Shuttleworth,  
R.Siddle, A.Sofair  
Nucl.Phys. B31 , 360 (1971)
- 40) Y.I.Titov, N.F.Severin, N.G.Afanasyer, R.V.Akhamerov, S.A.Byvalin,  
Y.V.Kulish, E.V.Stepula, E.M.Smelov  
Phys.Lett. 37B , 422 (1971)
- 41) E.D.Bloom, R.L.A.Cotrell, H.deStaebler, C.L.Jordan, H.G.Piel, C.Y.Prescott,  
R.Siemann, S.Stein, R.E.Taylor  
Phys.Rev.Lett. 30 , 1186 (1973)
- 42) E.Amaldi, M.Benevantino, B.Borgia, F.deNotaristefani, A.Frondaroli,  
P.Pistilli, I.Sestili, M.Severi  
Phys.Lett. 41B , 216 (1972)
- 43) D.R.Botterill, D.W.Braben, R.Kikuchi, P.R.Norton, A.Del Guerra, A.Giazotto,  
M.A.Giorgio, A.Stefanini  
Phys.Lett. B45 , 405 (1973)
- 44) A.Del Guerra, A.Giazotto, M.A.Giorgio, A.Stefanini, P.R.Botterill,  
D.W.Braben, P.R.Norton  
Phys.Lett. B45 , 409 (1973)
- 45) J.C.Alder, F.W.Brasse, E.Chazelas, W.Fehrenbach, W.Flauger, K.H.Frank,  
E.Ganssauge, J.Gayler, V.Korbel, J.May, M.Merkwitz, A.Courau, G.Tristam,  
J.Valentin Nucl.Phys. B46 , 573 (1972)

Danksagung

Herrn Prof. Dr. G. Weber danke ich für die Anregung und Förderung dieser Arbeit. Den Herren Dr. F.-W. Büßer, Dr. D. Cords und Dr. R. Felst danke ich besonders für ihre ständige Bereitschaft zur Diskussion und viele wertvolle Ratschläge.

Den übrigen Mitarbeitern der Gruppe F 22 den Herren H. Bebermeier, P. Brauel, Th. Canzler, Dr. W.-R. Dix, R. Ehrenfort, E. Gadermann, J. Gauwerky, Dr. G. Grindhammer, Dr. D. Harms, W.-D. Kollmann, Dr. H. Krehbiel, K. Sauerberg möchte ich für die gute Zusammenarbeit und Hilfe bei der Durchführung des Experiments danken. Für die Lösung technischer Probleme danke ich den Herren J. Bech, P. Lüthke und V. Masbender.

Herrn Prof. Dr. G. v. Gehlen, Dr. F. Gutbrod und dem verstorbenen Prof. Dr. B. Renner danke ich für ihre tatkräftige Hilfe beim Lösen theoretischer Fragen. Besonders möchte ich mich bei Dr. B. J. Read für seine Modellrechnungen und stete Diskussionsbereitschaft bedanken.

Bei Frau S. Platz bedanke ich mich für das Schreiben der Arbeit und bei Frl. V. Budde und Herrn W. Knaut für das Anfertigen der Zeichnungen.

## Lebenslauf

Am 31.10.1945 wurde ich, Joachim Meyer, als Sohn des Zahnarztes Wilhelm Meyer und seiner Ehefrau Elisabeth in Lüneburg geboren.

Im Frühjahr 1952 wurde ich in Lüneburg eingeschult. Von 1956 bis 1965 besuchte ich die dortige Oberschule, das Johanneum. Von 1965 bis 1970 studierte ich Physik an der Universität Hamburg. Meine Diplomarbeit fertigte ich am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg unter der Leitung von Prof. Dr. G. Weber innerhalb der Forschungsgruppe F 22 des Deutschen Elektronensynchrotrons an. Nach Ablegen der Diplomhauptprüfung im Dezember 1970 bin ich als Doktorand in der gleichen Gruppe tätig. Seit dem 1.11.1971 bin ich wissenschaftlicher Assistent am II. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg.

Hamburg, den 27.1.1974