

DESY-Bibliothek

- 3. NOV. 1975

Interner Bericht  
DESY F35-75/1  
September 1975

Elektroproduktion neutraler Pionen oberhalb des Resonanzgebietes

von

Karl Hubert Meß



Elektroproduktion neutraler Pionen oberhalb des Resonanzgebietes

D i s s e r t a t i o n  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Karl Hubert Meß  
aus Elmenhorst

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg auf Antrag von  
Prof. Dr. P.Schmüser, Korreferent: Prof.Dr. E.Lohrmann.  
Hamburg, den 9. Juli 1975

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments, das von den Gruppen F 21 und F 35 gemeinsam am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt wurde.

## Inhalt

	Seite
I. Einleitung	1
II. Beschreibung des experimentellen Aufbaus	3
1. Kinematik	3
2. Überblick über den Aufbau	6
3. Elektronen-Strahl, Transportsystem und Ladungsmessung	7
4. Target	7
5. $e^-$ -Spektrometer	7
5. 1 Aufbau	7
5. 1. 1 Hodoskope und Triggerzähler	8
5. 1. 2 Teilchendefinierende Zähler	10
5. 2 Akzeptanz und Auflösung	10
6. p-Spektrometer	11
6. 1 Aufbau	11
6. 1. 1 Ablenkmagnet	11
6. 1. 2 Proportionalkammern	12
6. 1. 3 Szintillatorhodoskop H3	12
6. 2 Akzeptanz und Auflösung	12
7. Bleiglas-Detektor	13
7. 1 Aufbau	13
7. 2 Test der Zähler am Teststrahl	15
7. 3 Eichung mit elastischer e-p-Streuung und Relativeichung	16
8. Elektronik	17
8. 1 Schnelle Elektronik	17
8. 2 Langsame Elektronik und Rechner	18
III. Datennahme, Auswertung und Korrekturen	20
1. Datennahme	20
2. Datenreduktion	21
2. 1 Grobe Reduktion auf e p $\gamma$ Koinzidenzen	21
2. 2 Vorselektion der e p $\gamma$ Koinzidenzen	21
2. 3 Abtrennen der e p $\pi^0$ Ereignisse	24

	Seite
3. Berechnung des Wirkungsquerschnitts	27
4. Akzeptanz	29
5. Korrekturen	30
5. 1 Totzeit	30
5. 2 Wirkungsgrad der Proportionalkammern	31
5. 3 Mehrfachspuren	31
5. 4 Strahlungskorrekturen	32
5. 5 Zusammenfassung der Korrekturen und Fehler	33
IV. Ergebnisse und Diskussion der Daten	36
1. Wirkungsquerschnitte	36
2. Vergleich mit theoretischen Modellen	42
2. 1 Beschreibung der Modelle	42
2. 2 Vergleich mit den Daten	48
V. Zusammenfassung	50
Anhang A Wirkungsquerschnittsformel	51
Anhang B Berücksichtigung der W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei der Strahlungskorrektur	53
Anhang C Wirkungsquerschnitte ohne Strahlungskorrekturen	57



## I. Einleitung

Im Gegensatz zur ausführlich untersuchten Elektroproduktion von geladenen Pionen gibt es keine Messungen zur  $\pi^0$ -Elektroproduktion oberhalb des Resonanzgebietes. Dabei ist gerade die  $\pi^0$ -Elektroproduktion besonders interessant. Bei der Produktion geladener Pionen dominieren bekanntlich die Born-terme, insbesondere der  $\pi$ -Austausch; d.h.  $\sigma_L$  ist gross und der Wirkungsquerschnitt wächst mit wachsendem  $|q^2|$  zunächst an. Bei der  $\pi^0$ -Elektroproduktion ist der  $\pi$ -Austausch - wegen der C-Paritätserhaltung - verboten. Mit anderen Worten  $\sigma_L$  sollte klein sein, der Beitrag von transversal polarisierten virtuellen Photonen überwiegt beim Wirkungsquerschnitt. Da dies bekanntlich auch beim totalen Wirkungsquerschnitt der Fall ist, ist ein Vergleich der  $q^2$ -Abhängigkeit dieses Kanals mit  $\sigma_{\text{tot}}(q^2) \propto (m_\rho^2/(m_\rho^2 - q^2))$  sehr interessant.

Die erwartete Kleinheit von  $\sigma_L$  macht ausserdem einen direkten Vergleich mit der Photoproduktion möglich. Die Photoproduktion ist auch oberhalb der Resonanzschwelle gründlich untersucht worden. Dabei fiel bereits früh auf, dass sich elektromagnetische Prozesse in guter Näherung wie rein hadronische Prozesse verhalten. Beispielsweise ist die Energieabhängigkeit von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  recht genau die von  $\sigma_{\text{tot}}(\pi N)$ . Diese Entdeckung führte dann auf das Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM). Ein Photon verhält sich bei einer Wechselwirkung wie eine Mischung von Hadronen mit den Quantenzahlen des Photons, den Vektormesonen. Die Modellvorstellungen, die zur Erklärung rein hadronischer Prozesse herangezogen werden, können daher auch elektromagnetische Prozesse erklären. In Umkehrung dieser Schlussfolgerung sollten Modelle, die die Photoproduktion erklären können, auch die Prozesse der starken Wechselwirkung erklären können. Wegen des Spins des Photons gewinnt man in der Photoproduktion einen Freiheitsgrad gegenüber den rein hadronischen Prozessen.

Regge-cut-Modelle, bei denen zum Austausch eines Reggeons die zugehörige Absorption berücksichtigt wird<sup>1,2</sup>), haben - trotz oft gegensätzlicher Annahmen - die meisten Daten "gut erklären" können.

Die auffälligste Eigenschaft der  $\pi^0$ -Photoproduktion ist ein ausgeprägtes scharfes Minimum im differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  bei  $t \simeq -0.5(\text{GeV}/c)^2$ . Dieses Minimum ("Dip") wird von einem breiten Maximum bei  $t \simeq -1.1(\text{GeV}/c)^2$  gefolgt. Die Stelle, bei der der Dip auftritt, ist ein wenig energieabhängig. Ähnlich auffällige Dips werden auch bei anderen Re-

aktionen an etwa der gleichen Stelle ( $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$ ,  $\pi n \rightarrow \pi \Delta$ ,  $\pi^\pm p \rightarrow \rho^\pm p$ ) nicht aber in  $\gamma p \rightarrow \eta p$  gefunden. Es hat in den letzten Jahren nicht an Anstrengungen z.B. 2,3,4,5,6) gefehlt, die verschiedenen Modelle, die diese Messungen deuten können, gegeneinander abzuwägen. Ganz grob lassen sich die Modelle in zwei Klassen einteilen. Die "weak cut" Modelle führen die Dips auf Eigenschaften der ausgetauschten Teilchen zurück ("nonsense wrong signature zeros"). Die andere Klasse von Modellen, "strong cut" Modelle, erklären die Dips mit der ersten Nullstelle der Besselfunktion  $J_1(r\sqrt{-t})$ , also einem Diffraktionsminimum an einer fast schwarzen (starke Absorption) Scheibe.

H. Harari <sup>7)</sup> wies bereits 1971 darauf hin, dass bei der Elektroproduktion ein weiterer freier Parameter, das Massenquadrat der virtuellen Photonen,  $q^2$  zur Verfügung steht. Möglicherweise ist sogar der Wechselwirkungsradius des Photons mit  $q^2$  verknüpft. Man könnte annehmen, dass der Radius eines virtuellen Photons kleiner als der eines reellen Photons ist, weil die hadronischen Bestandteile des Photons wegen der erhöhten Energieabweichung und der Unschärferelation eine kleinere Lebensdauer hätten <sup>8)</sup>.

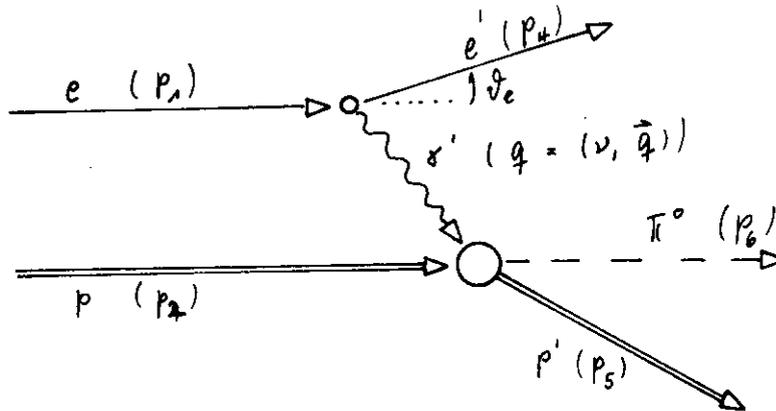
Diese Vermutung lässt sich mit der  $\rho$ -Elektroproduktion überprüfen. Die  $\rho$ -Produktion ist bekanntlich diffraktiv und die Steigung von  $d\sigma/dt$  im halblogarithmischen Maßstab (slope) sollte mit wachsendem  $|q^2|$  flacher werden. Die Situation ist noch nicht ganz geklärt, die Daten <sup>11,12,13,14,15,16)</sup> sind nicht ganz konsistent. Der von einigen <sup>17)</sup> geleugnete Abfall, kann zum Teil auch von  $q^2$ -abhängigem Untergrund <sup>18)</sup> hervorgerufen werden.

Bei optimistischer Beurteilung, also unter der Annahme, der Wechselwirkungsradius des Photons wird mit zunehmendem  $|q^2|$  kleiner, kann die Elektroproduktion neutraler  $\pi$ -Mesonen die Unterscheidung zwischen den beiden Modellklassen ermöglichen. Nach den "weak-cut"-Modellen sind die Dips, da sie vom Austausch selbst herrühren, unabhängig von  $q^2$ . Die geometrische Interpretation der "strong-cut"-Modelle sagt ein Wandern des Dips zu grösseren  $|t|$  voraus.

## II. Beschreibung des experimentellen Aufbaus

### II. 1 Die Kinematik der untersuchten Reaktion $e p \rightarrow e' p' \pi^0$

Nimmt man an, dass die Kopplung des Photons an das Hadronsystem unabhängig von der Entstehungsart des Photons ist, kann die Reaktion in niedrigster Ordnung von  $\alpha$  durch folgenden Graph beschrieben werden <sup>19)</sup>.



Die Symbole in Klammern geben die Bezeichnung der zugehörigen Viererimpulse wieder.

Der Graph lässt sich als zwei-Stufen Prozess deuten.

- Produktion von polarisierten virtuellen Photonen mit dem Impuls  $q = p_1 - p_4$  ( $\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_4$ ,  $\nu = E_1 - E_4$ ) und dem Polarisationsgrad  $\epsilon$ . Der Prozess lässt sich mit der Quantenelektrodynamik berechnen <sup>20)</sup>.
- Photoproduktion von  $\pi^0$ -Mesonen mit virtuellen Photonen.

Die Energie im Schwerpunktsystem der interessierenden Reaktion b) wird meist mit  $W$  bezeichnet:

$$W = \sqrt{q^2 + m_p^2 + 2\nu m_p}$$

$m_p$  = Protonmasse.

Natürlich läuft der Prozess, anders als im 2-dimensionalen Graphen, im 3-dimensionalen Raum ab. Da das Photon in der Streuebene polarisiert ist (Anhang A) ist der Kippwinkel  $\phi$  (vgl. Abb. 1) zwischen den Ebenen, die durch  $e$ ,  $e'$  und  $\gamma'$  (Streuebene) bzw.  $\gamma' p$  und  $\pi^0$  (Produktionsebene) definiert sind, von Einfluss.

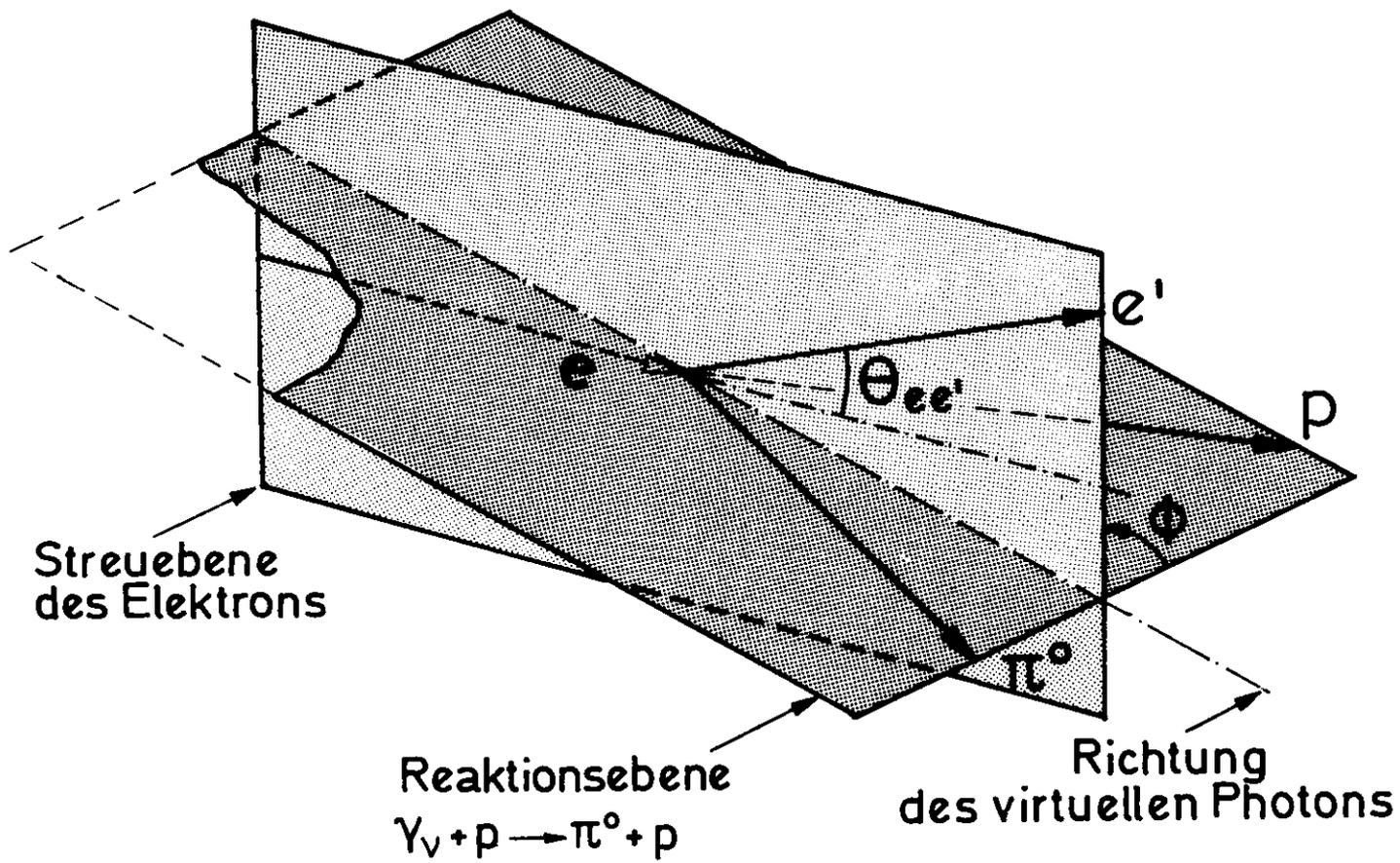


Abb.1

Entsprechend dem Graphen lässt sich der Wirkungsquerschnitt faktorisieren

$$\frac{d^4\sigma}{dE_4 d\Omega_4 dt d\varphi} = \Gamma \frac{d^2\sigma_0}{dt d\varphi}$$

mit  $\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_4}{E_1} \frac{(W^2 - m_p^2)}{2m_p |q^2|} \frac{1}{(1-\varepsilon)}$  Flussfaktor,

$$\varepsilon = \left[ 1 + 2(\nu^2 - q^2) \cdot \frac{2}{\tan^2(\theta_{e/2})} / (-q^2) \right]^{-1}$$

Transversalpolarisation.

Der Photoproduktionsquerschnitt kann <sup>21)</sup> (Anhang A)

$$\frac{2\pi d^2\sigma_0}{dt d\varphi} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right\} \varepsilon \cos(2\varphi)$$

$$+ \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos\varphi$$

geschrieben werden.

$d\sigma_{||}/dt$  und  $d\sigma_{\perp}/dt$  sind die Wirkungsquerschnitte für transversale virtuelle Photonen, die in der Produktionsebene ( $\gamma'$ ,  $p$ ,  $\pi^0$  Ebene) bzw. senkrecht dazu polarisiert sind.  $d\sigma_L/dt$  ist der Wirkungsquerschnitt für longitudinale Photonen,  $d\sigma_I/dt$  beschreibt die Interferenz zwischen longitudinalen und transversalen Photonen.

Nimmt man Reggeaustausch im t-Kanal an, gilt im Grenzfall  $s \rightarrow \infty$  ( $s$  = Quadrat der Schwerpunktsenergie) der Satz <sup>22)</sup>:

Austausche mit  $\tau P = +1$  (natürliche Parität) tragen nur zu  $d\sigma_{\perp}/dt$ ,  
 Austausche mit  $\tau P = -1$  (unnatürliche Parität) nur zu  $d\sigma_{||}/dt$ ,  
 $d\sigma_L/dt$  und  $d\sigma_I/dt$  bei.

$P$  = Raumspiegelungsoperator,  $\tau$  = Signatur =  $(-1)^j$   
 $j$  = Spin des ausgetauschten Regge Pols.

In der Photoproduktion gilt der Satz approximativ bereits oberhalb des Re-

sonanzgebietes. Daten von SLAC <sup>9)</sup> und CEA <sup>10)</sup> zeigen, dass auch in der  $\pi^0$  Photoproduktion der natürliche Paritätsaustausch dominiert. Daher liegt die Vermutung nahe, dass - wie in der Photoproduktion <sup>23)</sup> - auch in der Elektroproduktion  $d\sigma_{\perp}/dt \gg d\sigma_{\parallel}/dt$  ist.  $d\sigma_{\perp}/dt$  sollte dann ebenfalls klein sein, da wegen Erhaltung der C-Parität der  $\pi$ -Austausch, der hauptsächlich unnatürlichen Paritätsaustausch bewirkt <sup>3)</sup>, verboten ist.

Normalerweise müsste man zum Abtrennen der einzelnen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt Messungen bei verschiedenen  $\phi$  und bei verschiedenen  $\epsilon$  vornehmen. Andererseits ist der Fluss virtueller Photonen proportional zu  $1/(1-\epsilon)$ . Grosse Zählrate bekommt man also nur für  $\epsilon \approx 1$ , d.h. kleine Elektronstreuungswinkel. Wenn man aber bei  $\phi \approx 90^\circ$  misst, wird der ohnehin kleine Term mit  $d\sigma_{\perp}/dt$  unterdrückt. Nach der obigen Diskussion sollte  $d\sigma_{\perp}/dt$  ebenfalls klein sein. Der transversale Anteil, der durch unnatürlichen Paritätsaustausch hervorgerufen wird,  $d\sigma_{\parallel}/dt$ , wird durch den kinematischen Faktor  $(1 + \epsilon \cos 2\phi) / (1 - \epsilon \cos 2\phi) \approx 0.1 \dots 0.25$  gegenüber dem Anteil durch natürlichen Paritätsaustausch unterdrückt. Der bei  $\phi = 90^\circ$  gemessene Wirkungsquerschnitt ist praktisch rein  $d\sigma_{\perp}/dt$ , (falls  $d\sigma_{\perp}/dt > d\sigma_{\parallel}/dt$  im gesamten  $t$ -Intervall).

Bekanntlich hängt der Wirkungsquerschnitt sehr stark von  $W$ , der Energie im Schwerpunktssystem des hadronischen Prozesses, ab. Daher ist es unabdingbar,  $W$  und dazu  $E'$  und  $\gamma_e$  genau zu bestimmen. Am besten kann man das mit einem magnetischen Spektrometer zum Nachweis des gestreuten Elektrons.

Im Prinzip würde es genügen, zusätzlich entweder das Proton oder die Photonen aus dem  $\pi^0$  Zerfall nachzuweisen. Misst man nur die beiden Zerfallsphotonen zusätzlich zum gestreuten Elektron, muss durch Berechnung der fehlenden Masse sichergestellt werden, dass wirklich die Reaktion  $e p \rightarrow e p \pi^0$  gemessen wurde. Bei einer typischen Energieauflösung von 13% bei 3 GeV von Bleiglaszählern, kommt man leicht in Schwierigkeiten, Untergrund von höheren Nukleonresonanzen abzutrennen. Bei der beabsichtigten Untersuchung der "Dip"-struktur kommt es zu dem auf eine genaue Messung von  $t$ , dem Impulsübertrag auf das Proton, an. Mit dem im Experiment eingesetzten Bleiglasdetektorquadrat wäre  $t$  nur auf  $\pm 0.1 \text{ GeV}^2/c^2$  zu bestimmen gewesen. Eine bessere Messung von  $t = -2m_p T$ ,  $T$  = kinetische Energie des Protons, ist sicher über die direkte Bestimmung des Protonimpulses möglich.

Der Nachweis von Elektron und Proton mit Magnetspektrometern allein genügt allerdings auch nicht, weil das Quadrat der  $\pi^0$ -Masse so klein ist, dass innerhalb normaler Auflösungen von Magnetspektrometern zwischen 0 und  $(2 m_{\pi^0})^2$  nicht unterschieden werden kann. Man würde mit einem sehr grossen Untergrund, der von Comptonstreuung, Bremsstrahlung und Mehrpionerzeugung herrührt, zu kämpfen haben.

Der Ausweg liegt im Nachweis aller 4 Teilchen im Endzustand, Elektron und Proton mit Magnetspektrometern, Zerfallsphotonen mit einem Bleiglashodoskop. Der Vorteil dieser Lösung liegt auf der Hand:  $W$ ,  $q^2$  und  $t$  werden direkt und genau mit Magnetspektrometern gemessen. Der Nachweis von 2 Photonen im Bleiglaszähler lässt keine Konkurrenzreaktion übrig. Die Koinzidenz von 3 Spektrometerarmen unterdrückt weitgehend zufälligen Untergrund. Als Nachteil steht dem eine Beschränkung der Akzeptanz in  $\phi$  und  $t$  gegenüber.

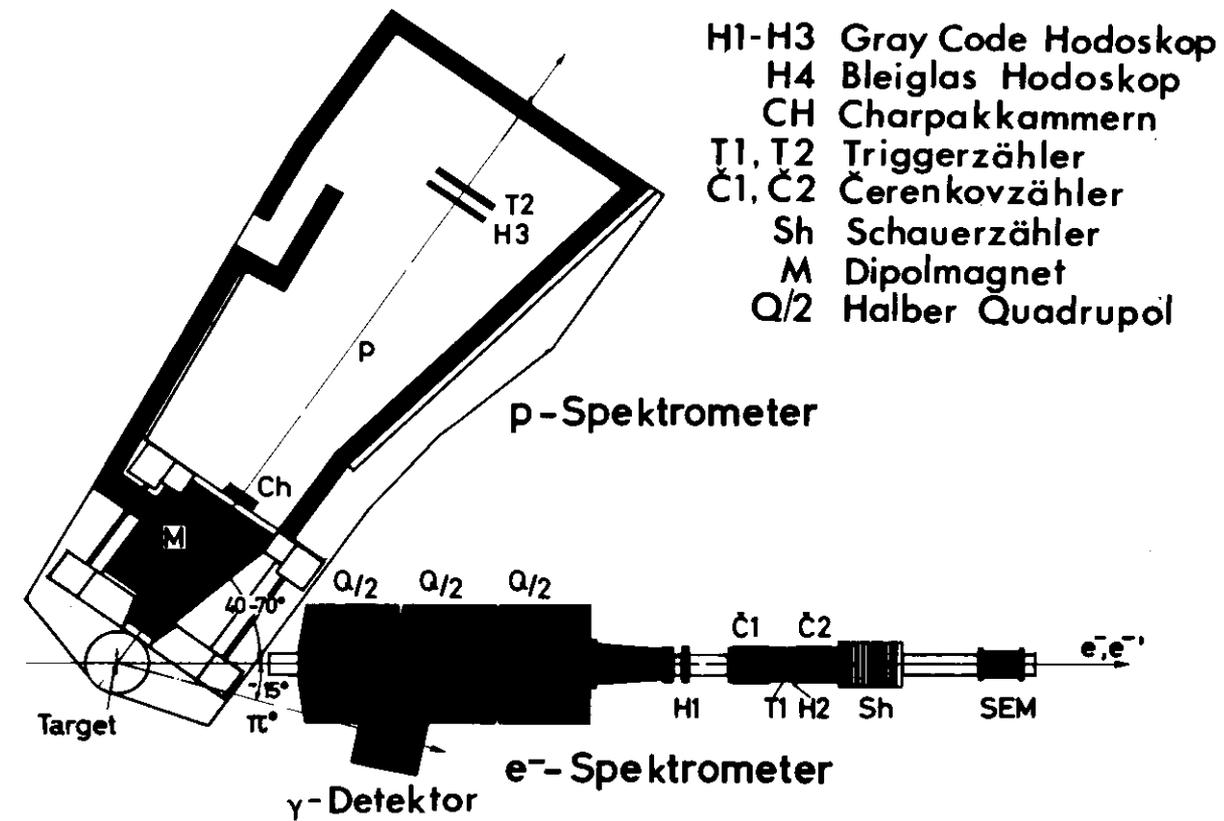
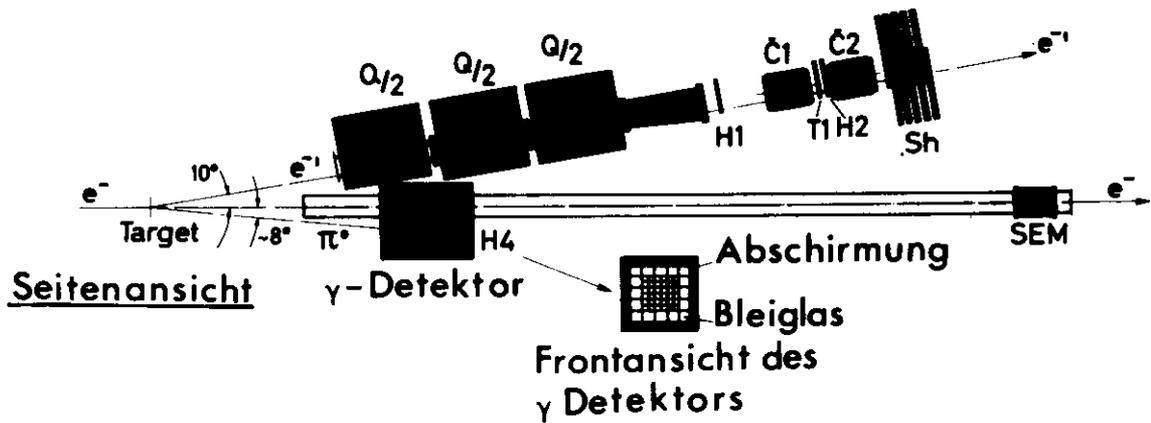
Zum Überstreichen des gewünschten  $t$ -Intervalls sind mehrere überlappende Setzungen der Apparatur notwendig und die Zählrate ist klein. Die Einschränkung in der  $\phi$ -Akzeptanz ist weniger einschneidend, weil die Trennung der Wirkungsquerschnittsanteile ohnehin nur bei  $\phi \approx 90^\circ$  möglich ist.

## II. 2 Überblick über den Aufbau

Abb. 2 zeigt die wesentlichen Teile der Apparatur. Ein scharf gebündelter Elektronenstrahl (II. 3) trifft auf ein Wasserstofftarget (II. 4), seine Intensität wird mit einem Sekundäremissionsmonitor und einem Faradaykäfig bestimmt<sup>24</sup>). Die gestreuten Elektronen werden in einem Magnetspektrometer (II. 5) nachgewiesen. Als Streuebene wurde die Vertikale gewählt, das e-Spektrometer akzeptiert also Elektronen, die um  $10.3^\circ \pm 0.7^\circ$  nach oben gestreut werden. Die Produktionsebene ( $\pi^0$ -p Ebene) ist dadurch in Strahlrichtung ein wenig gegen die Horizontale geneigt, genug um den Einbau des Bleiglashodoskops (II. 7) unter dem e-Spektrometer zu ermöglichen. Das Magnetspektrometer zum Nachweis der Protonen (II. 6), kann im Winkel verstellt werden.

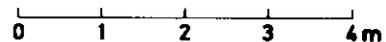
e-p Koinzidenzen starten die Auslese der Nachweiselektronik.

Zur Zwischenspeicherung der Daten dient eine PDP8/E (Firma Digital Equipment, Maynard, Mass.) Die Speicherung der Daten auf Magnetbändern erfolgt durch eine der IBM 370/165 (IBM 360/65 bzw. IBM 360/75 während eines Teils des Experiments).



**Draufsicht**

Abb. 2.



## II. 3 Elektronen-Strahl, Transportsystem und Ladungsmessung

Das Experiment wurde im externen Strahl 20 durchgeführt. Das Transportsystem vom Synchrotron zum Target besteht aus 4 Ablenkmagneten und 10 Quadrupolen. Die Strahlausdehnung beträgt am Target typisch 1,5 mm vertikal und 3 mm horizontal (volle Breite auf halber Höhe). Bei einer Strahlpulsdauer von etwa 3.2 msec beschränkt die Rate zufälliger Koinzidenzen die Intensität auf typisch  $10^{10}$  e<sup>-</sup> pro Puls. Die Lage und Ausdehnung des Strahls kann an mehreren Stellen mit Leuchtschirmen und Fernsehkameras bzw. einem Streifenmonitor kontrolliert werden. Die Zahl der Elektronen wird mit einem Sekundäremissions-Vervielfacher (SEM) <sup>24)</sup> und einem Faradaykäfig gemessen. Die relativen Schwankungen (< 0.5%) zwischen beiden Geräten über kurze Zeiträume (Tage) sind zu vernachlässigen. Daher geht in die Ladungsmessung im wesentlichen die absolute Unsicherheit der Messung mit dem Faradaykäfig ein ( $\pm 3\%$  inklusive Elektronik) <sup>25,26)</sup>. Weitere Einzelheiten über das Strahlsystem sind bei J.May <sup>27)</sup> zu finden.

## II. 4 Target

Der primäre Elektronenstrahl wird an flüssigem Wasserstoff gestreut. Die Targetzelle besteht aus einem 120 mm langen Zylinder mit einem Durchmesser von 50 mm aus 75  $\mu$ m dicker Polyimidfolie. Die Endstücke sind Kugelkalotten aus dem gleichen Material. Die Verflüssigung des Wasserstoffs erfolgt mit einem Wärmeaustauscher und Helium. Bei einem Dampfdruck von 0.4 ata beträgt die Zahl der Protonen  $(5.28 \pm 0.05) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2}$  <sup>27,28)</sup>.

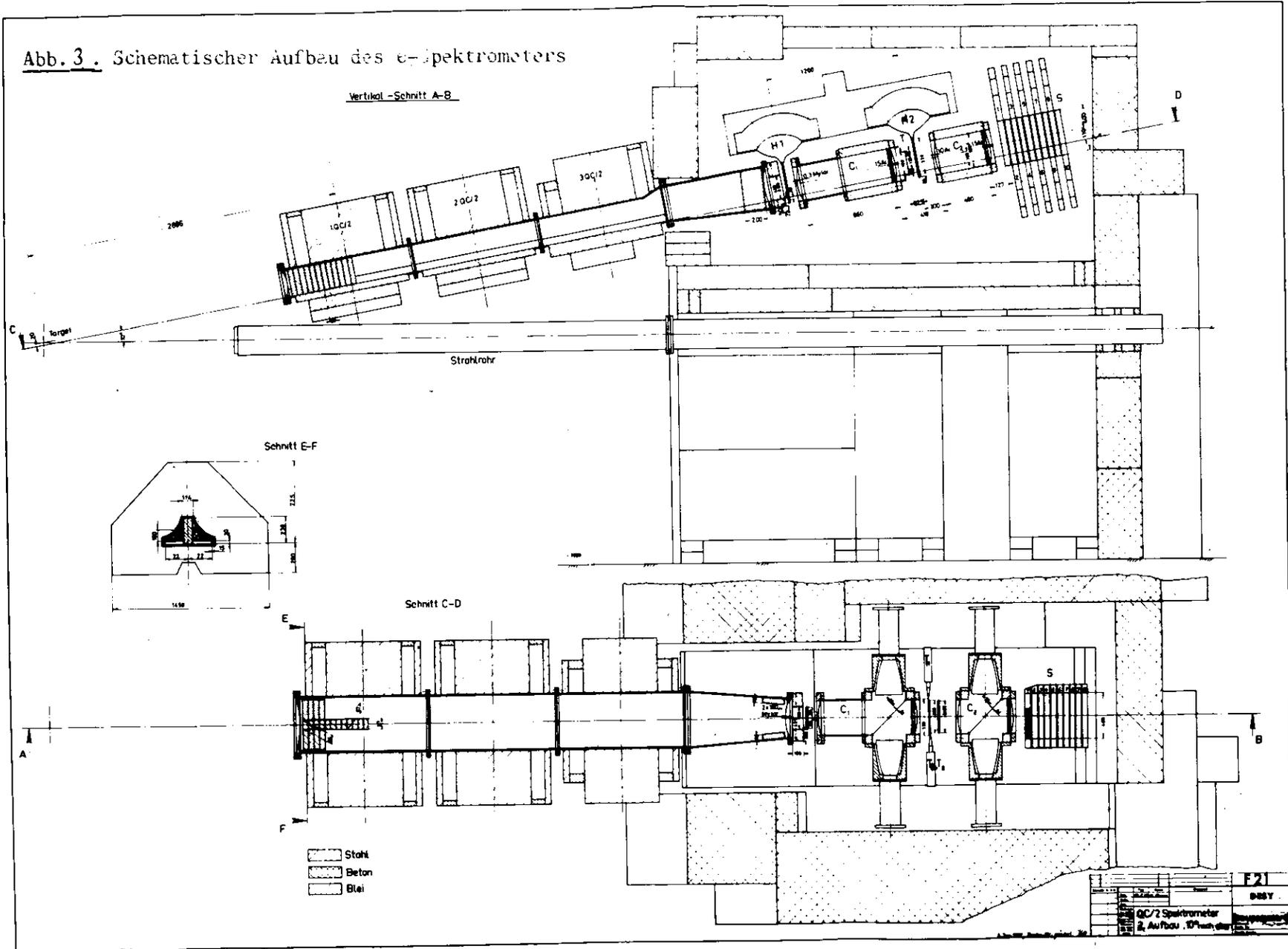
## II. 5 e-Spektrometer

### II. 5. 1 Aufbau

Die unter  $10,3^0 \pm 0,5^0$  nach oben gestreuten Elektronen werden mit drei gleichsinnig gepolten halben Quadrupolen (mit Spiegelplatten) vom Typ QC/2 <sup>24)</sup> horizontal fokussiert (Abb. 3). Die dabei auftretende Impulsdispersion erlaubt eine Bestimmung des Elektronimpulses. In den ersten Quadrupol sind Bleikollimatoren und Stopper eingebaut, die Randstrahlen und Zentralstrahlen, für die der Impuls ja nicht bestimmbar ist, bzw. Untergrund durch neutrale Teilchen vom Target in den dahinterliegenden Detektoren, verhindern.

Die magnetische Länge des Systems ist 1,98 m. Bei einem maximalen Strom von 1500 A beträgt der Feldgradient 8T/m. Einflüsse des Streufeldes auf

Abb. 3. Schematischer Aufbau des  $\alpha$ -Spektrometers



den Primärstrahl sind nicht feststellbar. Der Bleiglasdetektor (II. 7) wurde gegen das Streufeld von kleiner  $10^{-3}$  T abgeschirmt.

Zur Reduktion der Vielfachstreuung ist zwischen der Streukammer, die das Target umgibt, und dem Magnetspektrometer ein heliumgefüllter Mylarschlauch angebracht und der Raum in den Magneten evakuiert.

Zwei Gascerenkovzähler und ein Schauerzähler ermöglichen eine Teilchenseparation. Die Zähler werden durch Betonabschirmungen vor der Untergrundstrahlung in der Halle geschützt.

#### II. 5. 1. 1 Hodoskope und Triggerzähler

Zur Bestimmung von Impuls und Winkel sind bei bekanntem Wechselwirkungspunkt (Target) und Magnetfeld zwei Ortsmessungen (H1 und H2 in Abb. 3) in der Horizontalen und eine in der Vertikalen (T1, T1a, T1b) nötig.

Die Hodoskope H1 und H2 bestehen aus 2 bzw. 3 Kammern; in den Kammern sind 6 Szintillationszähler nach einem modifizierten Gray-Code angeordnet (Abb. 4). Diese Anordnung gestattet eine Ortsauflösung von  $\pm 1,6$  mm bei einer kleinsten Szintillatorbreite von 6,4 mm. Im einzelnen beschreibt V.Korbel <sup>29)</sup> die Vorteile dieser Lösung.

Der wesentliche Nachteil tritt bei hohen Raten auf. Treffen zwei Teilchen innerhalb der Zeitauflösung je einen der beiden Frontzähler (Sz1 und Sz2), wird das Ereignis zwar als Doppelspur erkannt, ist aber nicht analysierbar. Treffen zwei Teilchen in eine Kammerhälfte (ca. 10% aller Ereignisse), wird die Doppelspur zu einer falschen zusammencodiert und die Zählrate verfälscht. Die resultierende Impulsverschiebung ist im Mittel 10%. Auf die Ratenverfälschung muss korrigiert werden.

Der Triggerzähler besteht aus zwei kleinen Zählern, die einen grossen teilweise überdecken, damit ist eine grobe Messung in der Vertikalen möglich.

# Abb. 4.

Anordnung der Kammern im e-Spektrometer

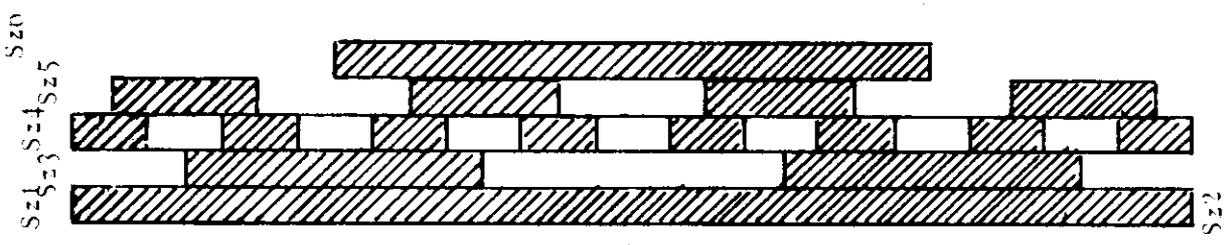
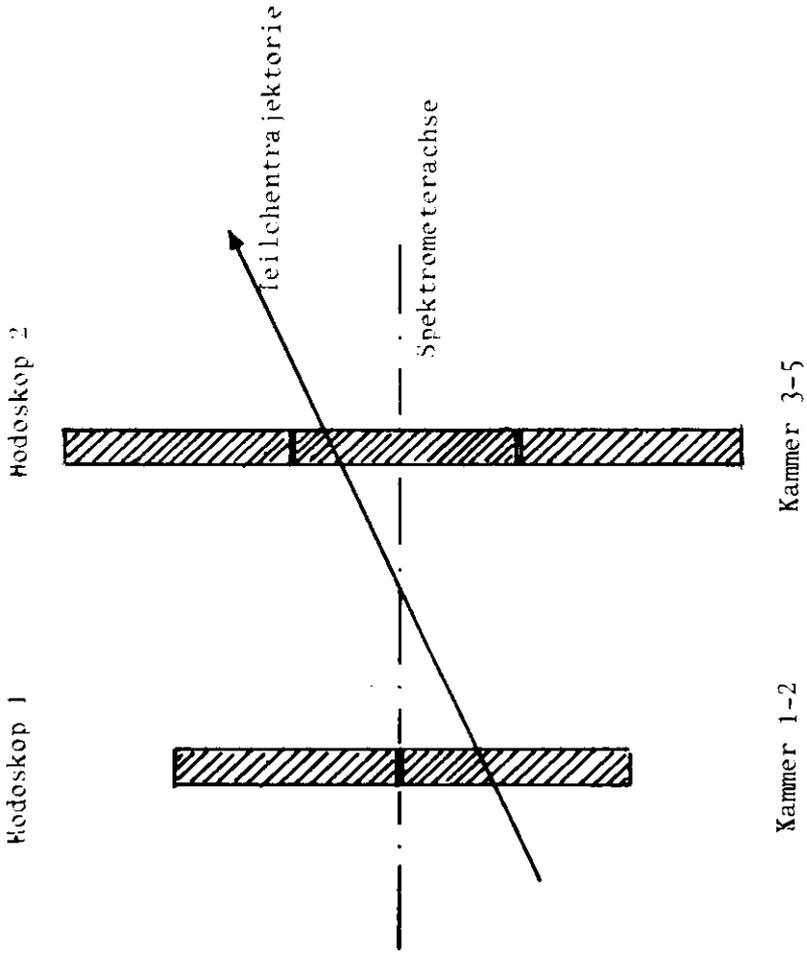


Tabelle 1

Kammern

Zahl der Photomultiplier	6
Zahl der Ortskanäle	30
Ortsauflösung	$\pm 1,6$ mm
Szintillatordicke	3 mm
Kammerhöhe	96 mm
Länge der Szintillatorstreifen	320 mm
Breite von Sz1 und Sz2	48,0 mm
Breite von Sz3	25,6 mm
Breite von Sz4	6,4 mm
Breite von Sz5	12,8 mm
Breite von Sz6	51,2 mm

Hodoskope

	H1	H2
Kammern	2	3
Ortkanäle	60	90
Entfernung zum Target	6624 mm	7824 mm

Triggerzähler

	T1	T1a und T1b
Höhe	288 mm	288 mm
Breite	118 mm	45 mm
Dicke	10 mm	10 mm

## II. 5. 1. 2 Teilchendefinierende Zähler

Zwei fast baugleiche Schwellencerenkovzähler gefüllt mit  $C Cl F_3$  (Frigen 13) weisen Elektronen nach. Die Zähler sind ausführlich bei V. Korbel und W. Fehrenbach<sup>29, 30)</sup> beschrieben. Jeder Zähler hat zwei durch eine Aluminiumfolie optisch getrennte Gasräume und für jeden eine Photomultiplerröhre (58 U VP, Valvo), die mit Dimethylpolysiloxon (Dow Corning 2000 fluid) als optischen Kontaktmittel an die Quarzfenster gedrückt werden. Um eine hohe Ansprechwahrscheinlichkeit für  $e^-$  zu erreichen, wurden die Zähler an der Pion-Schwelle betrieben.

Zur Abtrennung der Pionen dient ein Sandwich-Schauerzähler. Jedes der 10 Segmente besteht aus 5 Lagen Eisen (insgesamt 25 mm) und hat 1,54 Strahlungslängen. Mit einer Eintrittsfläche von  $400 \times 400 \text{ mm}^2$  und einer Länge von 550 mm bestimmt dieser Zähler die geometrische Akzeptanz des  $e^-$ -Spektrometers.

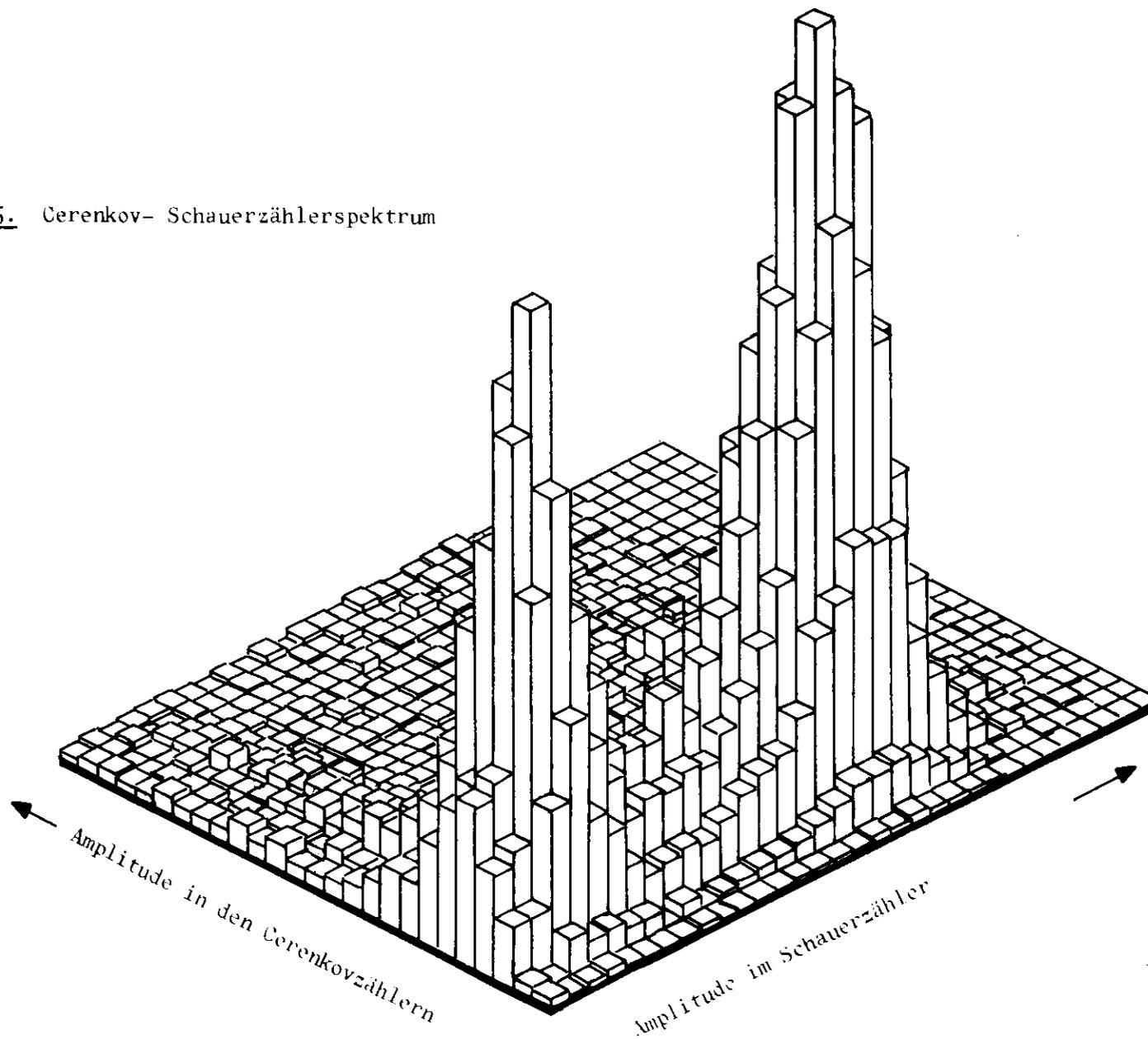
Die Information der einzelnen Segmente wird zur Bestimmung der Reichweite des Schauers verwendet. Die summierten Amplituden der ersten 5 Röhren werden mit einem ADC gemessen. Abb. 5 zeigt das kombinierte Spektrum Cerenkovzähler gegen Schauerzähler bei einer typischen  $e^-$ -Energie (Spektrometer-Soll-Energie) von 1.35 GeV. Das zweite Maximum bei kleinen Amplituden im Cerenkovzähler rührt im wesentlichen von Elektronen her, die an den Wandungen des Magnetensystems gestreut wurden.

## II. 5.2 Akzeptanz und Auflösung

Bei einem kleinen Teil der Daten ( $q^2 = -0.22 (\text{GeV}/c)^2$ ,  $|t| > 1 (\text{GeV}/c)^2$ ) musste das p-Spektrometer auf einen Winkel von  $49^\circ$  gefahren werden, um die hohen Impulsüberträge zu akzeptieren. Eine Ecke des p-Spektrometers verdeckt bei einem so kleinen Winkel die Öffnung des ersten QC/2 Magneten. Um die Akzeptanz nicht durch die schräge Ecke des Magneten im p-Spektrometer 1.5 m vor der QC/2 Öffnung zu definieren, wurde ein zusätzlicher Bleikollimator in den ersten halben Quadrupol eingebaut.

Die Akzeptanzen wurden mit Hilfe eines Monte Carlo Programms bestimmt, auf das später (III. 4) näher eingegangen wird. Gleichzeitig mit der Datennahme von Koinzidenzen wurde die Einarmrate bestimmt. Die Langzeitkonstanz dieser Rate war sehr gut. Zur Berechnung des Einarmquerschnitts sind umfangreiche Korrekturen notwendig, wobei insbesondere die Strahlungskorrektur von grossem Einfluss ist. Die Übereinstimmung mit existierenden Daten<sup>31)</sup> ist gut, vor allem, wenn man die grossen Fehler der Korrekturen berücksichtigt.

Abb. 5. Cerenkov- Schauerzählerspektrum



Für die Auflösung des Spektrometers sind neben ungenauer Kenntnis der Magnetfelder Fehljustierungen in den Hodoskopen, Vielfachstreuung und die Zählerbreiten verantwortlich. Als anschauliches Mass kann das "Missing Mass" Spektrum bei der elastischen Elektronstreuung  $e p \rightarrow e' p'$  dienen (Abb. 6). Die Auflösung von 22% (Halbwertsbreite) reicht aus, um das Proton von  $\Delta$  und anderen Resonanzen klar zu trennen. Bei der inelastischen Elektronstreuung verlaufen die Trajektorien etwas anders durch das Spektrometer. Monte Carlo Simulationen lassen im von der Datenanalyse zugelassenen Impulsintervall eine Impulsauflösung von  $\Delta p/p < \pm 2\%$ , eine Vertikalwinkelauflösung von  $\pm 2.7$  mrad und eine Horizontalwinkelauflösung von  $\pm 2.1$  mrad erwarten.

## II. 6 p-Spektrometer

### II. 6. 1 Aufbau

Das Spektrometer (Abb. 7), auf einer schwankbaren Lafette aufgebaut, besteht aus einem Ablenkmagneten (MV), einem Paket von 3 Proportionalkammern (Ch) und einem grossen Gray-Code Hodoskop (H3). Die Laufzeitähler hinter den Hodoskopzählern dienen auch zur Bestimmung des Horizontalwinkels. Der Magnet lenkt Teilchen bis maximal  $65^\circ$  nach oben ab. Mit den drei Proportionalkammern wird der Austrittsort des Teilchens aus dem Magneten bestimmt. Das 7 m vom Target entfernte Hodoskop H3 zusammen mit den Laufzeitählern messen einen zweiten Punkt der Teilchentrajektorie. Aus Targetort, Magnetfeldstärke und Durchgangsort durch beide Hodoskope lässt sich Impuls und Richtung des Teilchens am Targetort rekonstruieren. Die Teilchenselektion erfolgt über Flugzeitmessungen (gegen einen der Cerenkovzähler im e-Spektrometer). Zum Schutz gegen die hohe Untergrundstrahlung ist das ganze Spektrometer mit Eisen abgeschirmt; es ist mitsamt Abschirmung auf einer Lafette, die um eine Achse durch das Target schwenkbar ist, aufgebaut.

#### II. 6. 1. 1 Ablenkmagnet

Der 45 t schwere Magnet vom Typ MV<sup>24)</sup> hat eine integrierte magnetische Länge von 1343 mm. Die nutzbare Apertur misst am Eingang  $140 \times 480 \text{ mm}^2$  und  $280 \times 1360 \text{ mm}^2$  am Ausgang. Der maximale Ablenkwinkel ist  $65^\circ$ . Bei einem, zur Zeit maximalen, Strom von 1500 A beträgt das Magnetfeld 1,92 T (2,58% Sättigung). Der Magnet kann mit drei Hubbeinen justiert werden<sup>32)</sup>.

Abb. 6.

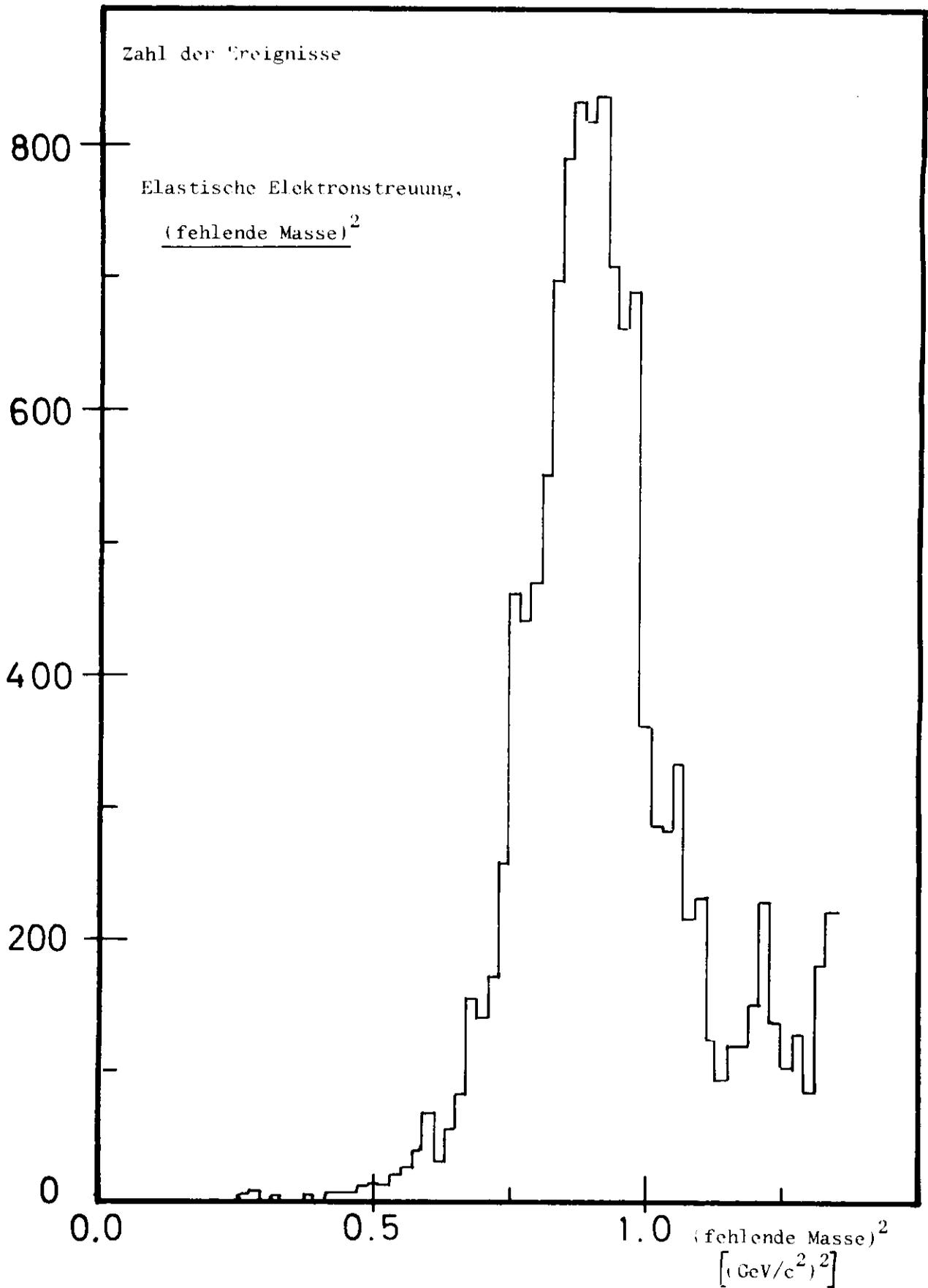
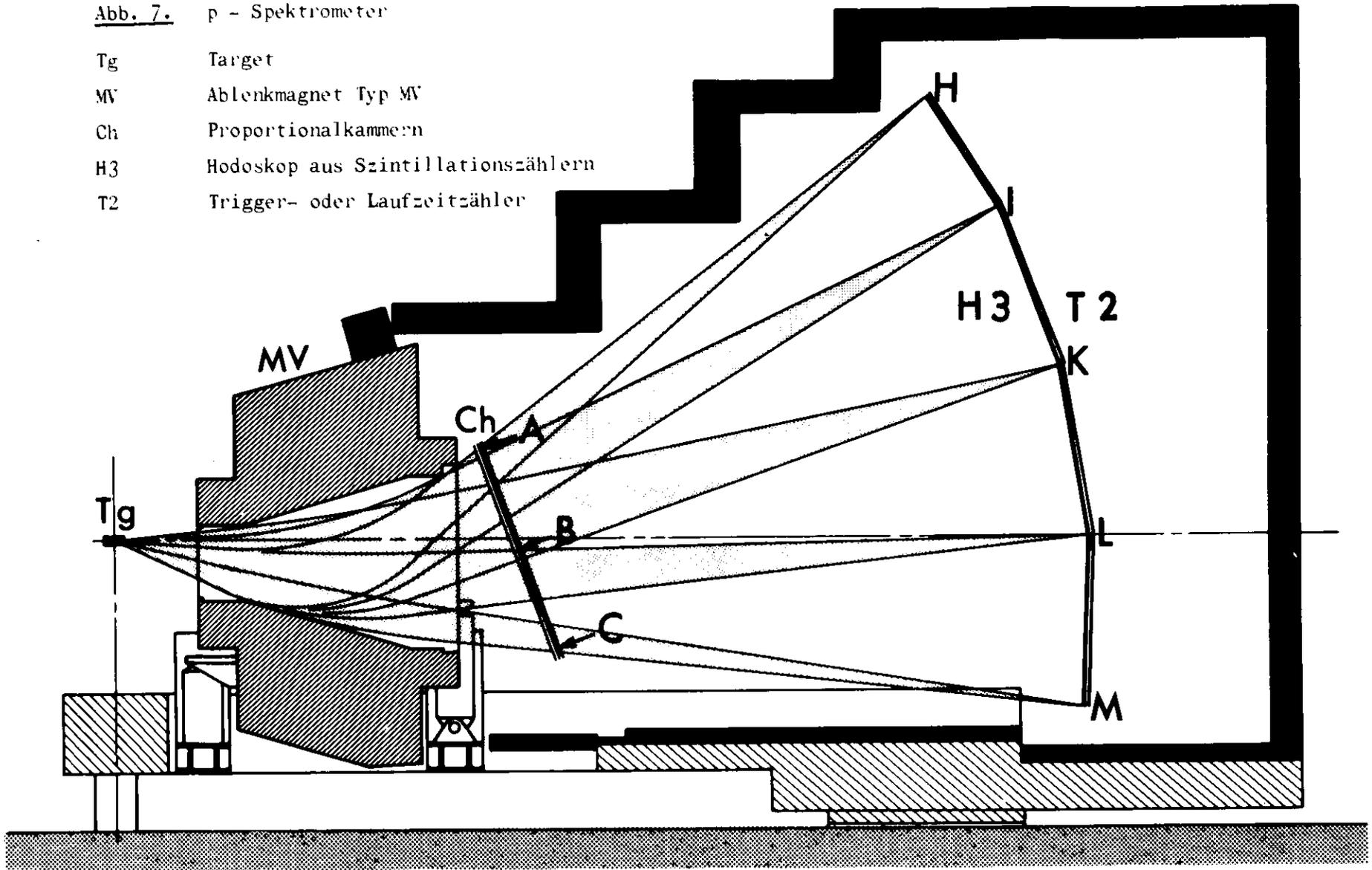


Abb. 7. p - Spektrometer

- Tg Target
- MV Ablenkmagnet Typ MV
- Ch Proportionalkammern
- H3 Hodoskop aus Szintillationszählern
- T2 Trigger- oder Laufzeitzähler



### II. 6. 1. 2 Proportionalkammern

Die 20  $\mu$  starken Drähte (Wolfram, vergoldet) der 3 Proportionalkammern sind um  $-5^\circ$ ,  $0^\circ$ ,  $+5^\circ$  gegen die Horizontale geneigt. Damit wird eine Ortsauflösung von 8 mm (Halbwertsbreite) in der Horizontalen und 0,7 mm (Halbwertsbreite) in der Vertikalen erreicht. Die empfindliche Fläche beträgt  $380 \times 1460 \text{ mm}^2$ . Während eines grossen Teils der Messungen wurde das bekannte Gasgemisch 60%  $\text{CH}_4$  und 40%  $\text{CO}_2$  benutzt. Im letzten Teil der Messungen bewährte sich ein Gemisch von 0,32% Ar, 31,68% Ne, 68%  $\text{CO}_2$  ganz ausgezeichnet. Dies Gemisch verunreinigt die Signaldrähte bei Entladungen weit weniger als das übliche. Zugleich ist es recht unempfindlich gegenüber weicher  $\gamma$ -Strahlung, im Gegensatz zu Ar- $\text{CO}_2$  Mischungen <sup>51)</sup>.

### II. 6. 1. 3 Szintillatorhodoskop H3

Das dritte Hodoskop besteht aus 15 übereinander angeordneten Gray-Code-Kammern mit einer Fläche von jeweils  $800 \times 300 \text{ mm}^2$  (insgesamt  $800 \times 4500 \text{ mm}^2$ ). Jede Kammer besteht aus 4 5 mm starken Szintillationszählern, die ähnlich den Gray-Code-Kammern im e-Spektrometer (Abb. 4) angeordnet sind. Zusammen mit den 16 Trigger- oder Laufzeitzhlern, die bei gleichen Abmessungen je zwei Kammern halb überdecken, hat jede Kammer 30 Ortskanäle von 10 mm Breite (insgesamt 450 Kanle). Die Laufzeitzhler sind an beiden Enden mit Photomultiplirrhren ausgestattet. Die Messung der Lichtlaufzeitdifferenz erlaubt eine Rekonstruktion der Horizontalkomponente des Teilchendurchgangs auf  $80 \pm 5 \text{ mm}$  (Halbwertsbreite) <sup>33)</sup>. Ausserdem werden die Laufzeitzhler zur Flugzeitmessung benutzt und sind für niedrige Protonimpulse ( $< 750 \text{ MeV/c}$ ) als dE/dx Zähler zur Teilchendiskriminierung mit gutem Erfolg verwendbar.

### II. 6. 2 Akzeptanz und Auflösung

Da es nicht möglich ist, den Reaktionsort im Target direkt zu messen, muss als Ort die Targetmitte angenommen werden. Unter verschiedenen Horizontalwinkeln erscheint das Target verschieden gross, deshalb ist die Horizontalwinkelauflsung winkelabhängig. Ferner gehen wesentlich die Messungenauigkeiten im Proportionalkammerpaket (8 mm Halbwertsbreite) und in den Laufzeitzhlern (80 mm Halbwertsbreite) ein. Je nach Horizontalwinkel beträgt die Gesamtauflösung im - während der Messung benutzten Bereich - 0.014 bis 0.016 rad.

Das Magnetfeld hat bei hohen Impulsen praktisch keinen Einfluss auf die horizontale Akzeptanz (0,112 rad). Bei kleinen Impulsen bewirkt die longi-

tudinale Komponente des Magnetfeldes eine merkbare Fokussierung und ein geringfügiges Anwachsen der Akzeptanz (z.B. 0.114 rad für  $p = 0.5 \text{ GeV}/c$  und  $B = 1 \text{ Tesla}$ ).

Der Vertikalwinkel  $V$  wird zusammen mit dem Impuls aus den Koordinaten im Target und in den zwei Hodoskopen bestimmt. Dabei wird wegen des nicht besonders einfachen Magnetfeldes ein iteratives Näherungsverfahren angewandt. Im wesentlichen bestimmen die Auflösung der Proportionalkammern und des Hodoskops H3 (0.7 bzw. 10 mm Halbwertsbreite), die Unkenntnis des Targetortes und die Vielfachstreuung die Winkel- und Impulsauflösung.

Die Hodoskope für sich allein würden  $\Delta V = 0,0015 \text{ rad}$  und  $\Delta p/p = 0,7\%$  hervorrufen.

Die Unkenntnis des Targetortes bewirkt eine winkelabhängige Auflösung und die Vielfachstreuung hängt von der Länge der Trajektorie ab.

K.H.Frank hat die Auflösungen mit Monte-Carlo-Rechnungen<sup>32)</sup> ermittelt. Die Abbildungen 8 und 9 zeigen die Ergebnisse von K.H.Frank bei für diese Messungen typischen Werten. Um die Beiträge der einzelnen Effekte zu studieren, wurden jeweils alle anderen Effekte im Programm unterdrückt.

Die Vertikalakzeptanz ist durch die äusseren Abmessungen des Magneten und der beiden Hodoskope sowie durch die Bahnkrümmung beschränkt. Um Untergrund zu unterdrücken wurden ausserdem alle Vertikalwinkel  $> 0^0$  mit einem Bleistopper abgeschnitten und alle Zähler, die direkte Sicht auf das Target haben, abgeschaltet. Abb. 10 (Rechnung von K.H.Frank) zeigt einen typischen Akzeptanzverlauf. Der dick umrandete Teil wurde bei den Messungen erfasst. Berechnet man die zu den Punkten A, B bzw. C in Abb. 7 gehörigen Impulswerte als Funktion des Horizontalwinkels, erhält man die entsprechend gekennzeichneten Kurven in Abb. 10. Die Kurven H bis M entsprechen den Punkten H bis M im Hodoskop 3 in Abbildung 7.

## II. 7. Bleiglas-Detektor

### II. 7. 1 Aufbau

Der Gammadetektor besteht aus 52 einzelnen, voneinander unabhängigen Bleiglaszählern, die auf einer vertikal und horizontal beweglichen Plattform zu einem Block mit quadratischer Frontfläche ( $700 \times 700 \text{ mm}^2$ ) zusammengestapelt sind. Dabei sind 36 kleine ( $70 \times 70 \times 280 \text{ mm}^3$ ) von 16 grossen

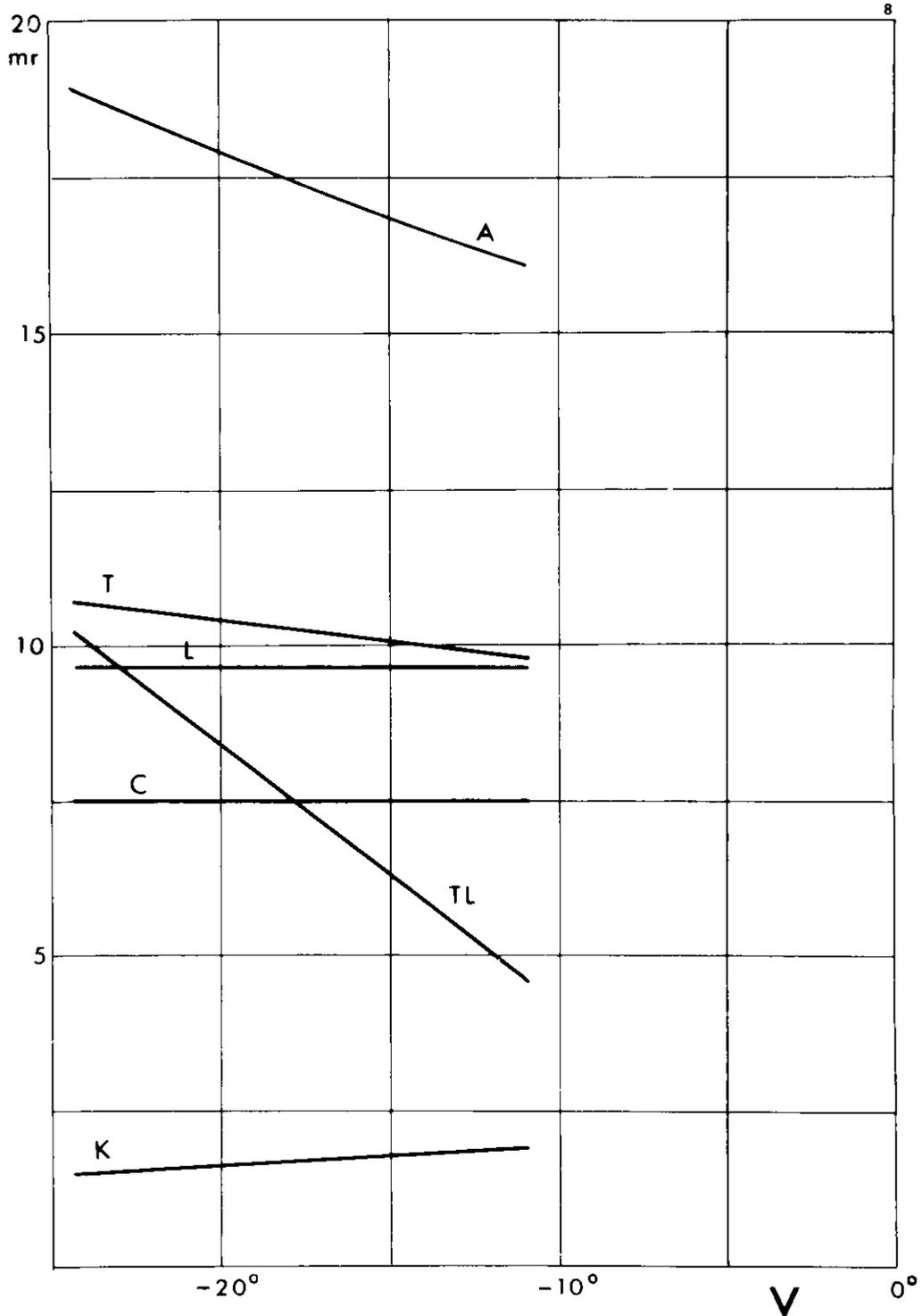
$\Delta V$ 

Abb. 8. Auflösung  $\Delta V$  (FWHM) des vertikalen Winkels  $V$  in Abhängigkeit von  $V$  bei  $P=0,5$  GeV/c und  $B=1$  T.

Zur Auflösung (Kurve A) tragen folgende Einflüsse entsprechend den Kurven bei:

- K : Kanalbreite der Hodoskope
- L : Vielfachstreuung in Luft
- C : Vielfachstreuung in der Proportionalkammer
- T : Vielfachstreuung im Target
- TL : Targetlänge

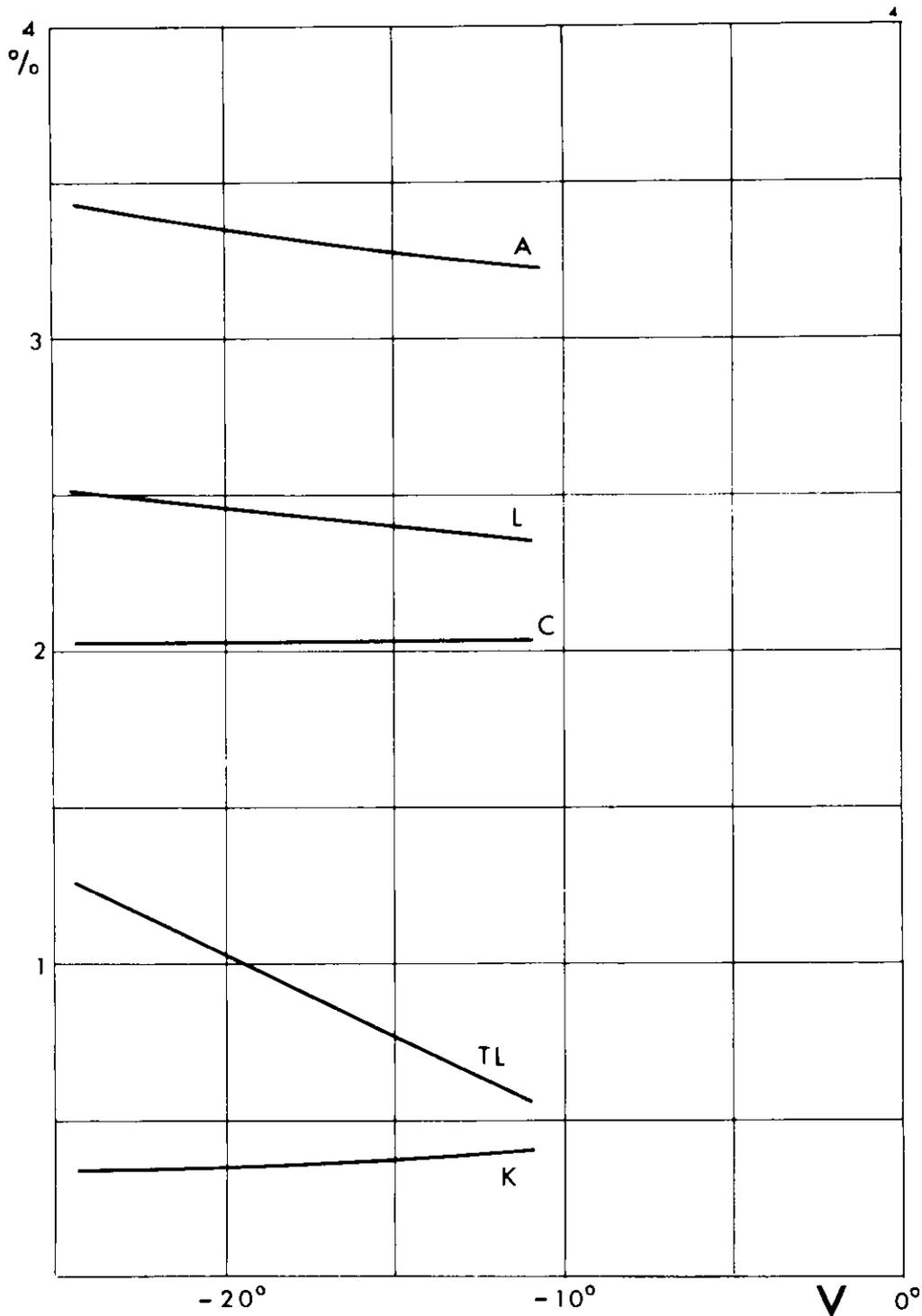
$\Delta P/P$ 

Abb. 9. Impulsauflösung  $\Delta P/P$  (FWHM) in Abhängigkeit vom vertikalen Winkel  $V$  bei  $P = 0,5$  GeV/c und  $B = 1$  T.

Zur Auflösung (Kurve A) tragen folgende Einflüsse entsprechend den Kurven bei:

- K : Kanalbreite der Hodoskope
- L : Vielfachstreuung in Luft
- C : Vielfachstreuung in der Proportionalkammer
- TL : Targetlänge

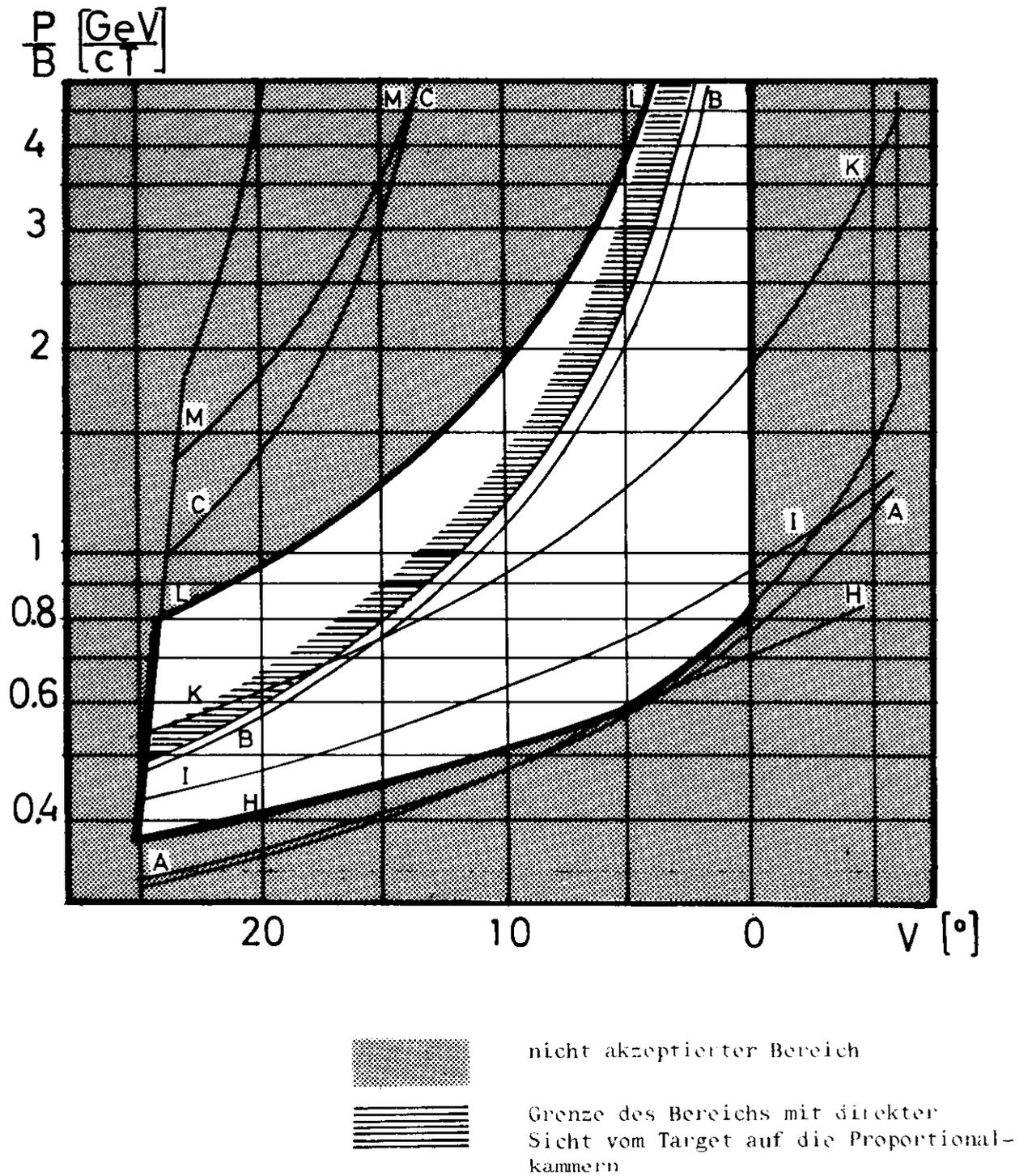


Abb. 10. Akzeptierter Impuls - Winkel - Bereich

- P Impuls in GeV/c
- B Magnetfeld in T
- V Vertikalwinkel in Grad

(140 x 140 x 280 mm<sup>3</sup>) Zählern umgeben (Abb. 11). Zur Unterdrückung magnetischer Streufelder ist jeweils eine Doppellage Zähler mit 0.1 mm "blauer Netic-Folie" (Magnetic Shield Division, Perfection Mica Co., USA) umgeben. Zusätzlich schützt ein Eisenblechgehäuse (2 mm Wandstärke), das über den Detektor gestülpt ist. Die Untergrundstrahlung von den Seiten, von oben und von hinten wird mit einer 10 cm dicken Bleischicht abgeschirmt. An der Frontseite erwies sich eine Abschirmung aus "Kohlenstoff" (6 x 19 mm Spanplatten) und 50 mm Aluminium als erforderlich. Die Abschirmung genügt, um den niederenergetischen Anteil des Untergrundes zu unterdrücken.

Von früheren Experimenten <sup>34, 35, 36)</sup> standen 16 Bleiglasblöcke (SF5, Schott & Gen) der Abmessungen 140 x 140 x 280 mm<sup>3</sup> und die passenden Röhren (XP 1040, Valvo) zur Verfügung. Um die Ortsauflösung des Detektors zu erhöhen, wurde das Zentrum aus 36 70 x 70 x 280 mm<sup>3</sup> Blöcken des gleichen Materials mit 56 AVP Röhren (Valvo) gebildet. Die Kathode bedeckt leider nur 28% der Enfläche, gegenüber 48% bei den grossen Zählern; die Abmessungen sind aber zweckmässig, um die Blöcke zusammen mit den grossen leicht stapeln zu können. Lichtleiter sind bei dem Brechungsindex von SF5 ( $n = 1,67$ ) kaum von Nutzen, die Röhren werden also direkt an die Bleiglasblöcke gedrückt, mit Optical Coupling Compound 20-057 (Dow Corning) als optischem Kitt. Die mechanische Halterung der Röhren (zugleich Schutz des Zählers) ist für beide Zählertypen in analoger Weise ausgeführt, es genügt daher eine Beschreibung der kleinen Zähler.

Der zur Vermeidung von Kratzern in 50 µm Mylar Folie eingewickelte Bleiglasblock ist in einen Trog aus 1 mm Messingblech eingebettet (Abb. 12). Er wird mit zwei Nygonschrauben, die sich auf ein eingelötetes Querblech stützen, gegen eine 10 mm Plexiglasplatte gedrückt. Ein an der Frontseite eingelötetes Querblech hält die Plexiglasplatte. Das Loch in der Plexiglasplatte ist zum Einschrauben der Lichtdiodenhalterung (M5 Gewinde) vorgesehen. Das mittlere Querblech und ein weiteres halten den µ-Metall Abschirmzylinder und die Röhre. Zwei Zuganker, die im hinteren Querblech festgeschraubt sind, und Druckfedern pressen die Röhre am Ende über einen Plexiglasblock mit Rezens gegen das Bleiglas.

Hinten erfolgt die Lichtdichtung mit einem Moosgummiklotz, an den offenen Seiten durch schwarzes Klebeband (in Abb. 12 abgenommen).

Abb.11.

# Bleiglasdetektor

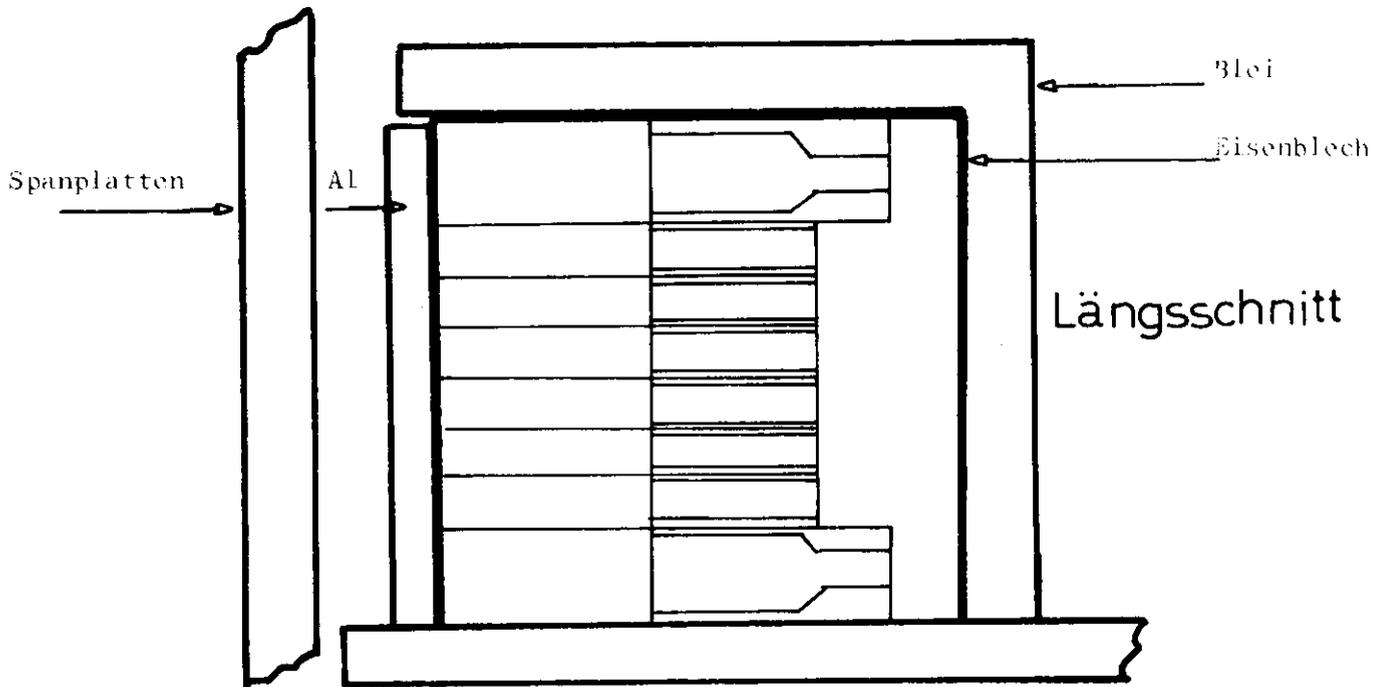
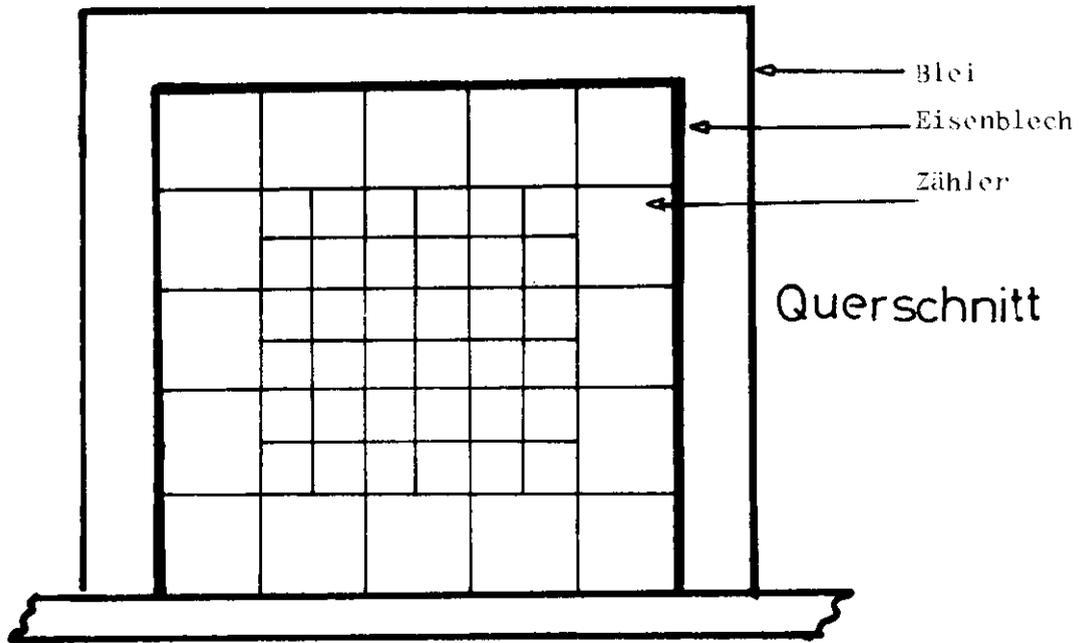
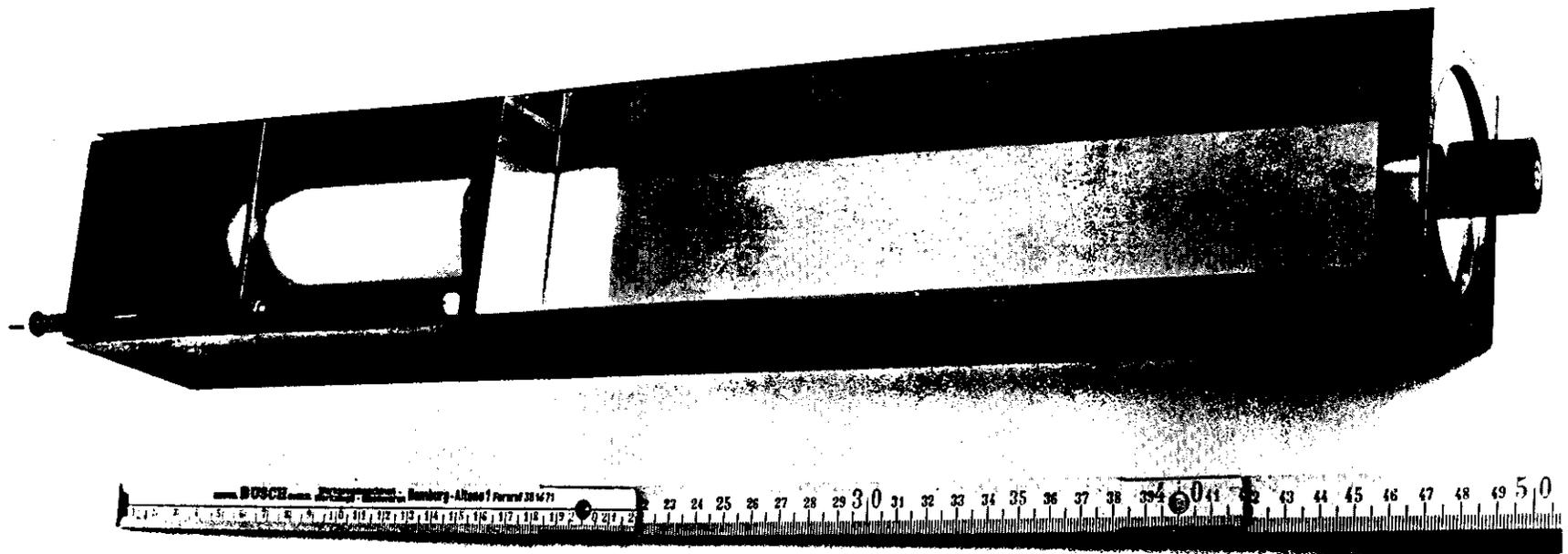


Abb. 12.

Bild eines kleinen Bleiglaszählers



Als Trogmateriale wurde Messing gewählt, weil es sich leicht bearbeiten lässt. Der Spannungsteiler für die Röhre befindet sich, wegen der Wärmeentwicklung von der Röhre getrennt, in einem Überrahmen; die Verbindung zum Röhrensockel stellt ein 3 m langes Flachbandkabel mit 2 einintegrierten Koaxialleitern (3007EE/-20 + C 06A080/-2, W.L.Gore & Co.) her. Im Stecker am Röhrensockel sind Entkopplungskondensatoren und -widerstände untergebracht. Die Anschlussbelegung im Stecker konnte so ausgelegt werden, dass die Stecker für beide Röhrentypen (XP 1040, 56 AVP) passen. Ebenfalls universell verwendbar ist die eigentliche Spannungsteilersteckkarte. Lediglich die Potentiometer müssen für beide Röhrentypen anders eingestellt werden.

Die Schaltung (Abb. 13) entspricht weitgehend einer verbesserten Version des Valvo Vorschlags B <sup>36)</sup>, und garantiert ein lineares Verhalten der Röhre weit über den benutzten Bereich hinaus. Der Spannungsteiler ist für einen Querstrom von 3 mA ausgelegt.

## II. 7. 2 Test der Zähler am Teststrahl

Zur Überprüfung der Energieauflösung wurden alle Zähler am Teststrahl 26 - einem weitgehend monochromatischen ( $\pm 0.6\%$  <sup>52)</sup>) Elektronenstrahl niedriger Intensität - am DESY getestet. Abb. 14 zeigt ein typisches Impulshöhenspektrum für 4 Energien. Die mittlere Impulshöhe steigt linear (Abb. 15) mit der Energie an. Als Maß für die Energieauflösung kann man das Verhältnis  $\delta(E)/E$  angeben, wobei  $\delta(E)$  die Breite der Impulshöhenverteilung auf halber Höhe ist.  $\delta(E)/E$  ändert sich mit der Energie wie  $1/\sqrt{E}$  (Abb. 16) und beträgt 13% bei 3 GeV.

Zur Bestimmung von Zählratenverlusten durch Stapellücken und für eine verbesserte Ortsrekonstruktion wurde das Überfließen von Schauern in benachbarte Zähler bei gleichen Abschirmbedingungen wie im Experiment untersucht <sup>35, 36)</sup>. Man beobachtet zum Rande eines Zählers hin eine Verringerung der Amplitude (Abb. 17), die von einer Verschlechterung der Auflösung begleitet ist. Die Summenamplitude benachbarter Zähler ist aber nur wenig vom Ort abhängig.

Die Struktur des 10 mm breiten und etwas asymmetrischen Strahls ist nicht aus den Daten in Abb. 17 herausgefaltet.

Die Änderung der Energieauflösung zum Rande hin, fällt nicht sehr stark ins Gewicht, wie man aus der Auflösung des Gesamtdetektors entnehmen kann (Abb. 18).

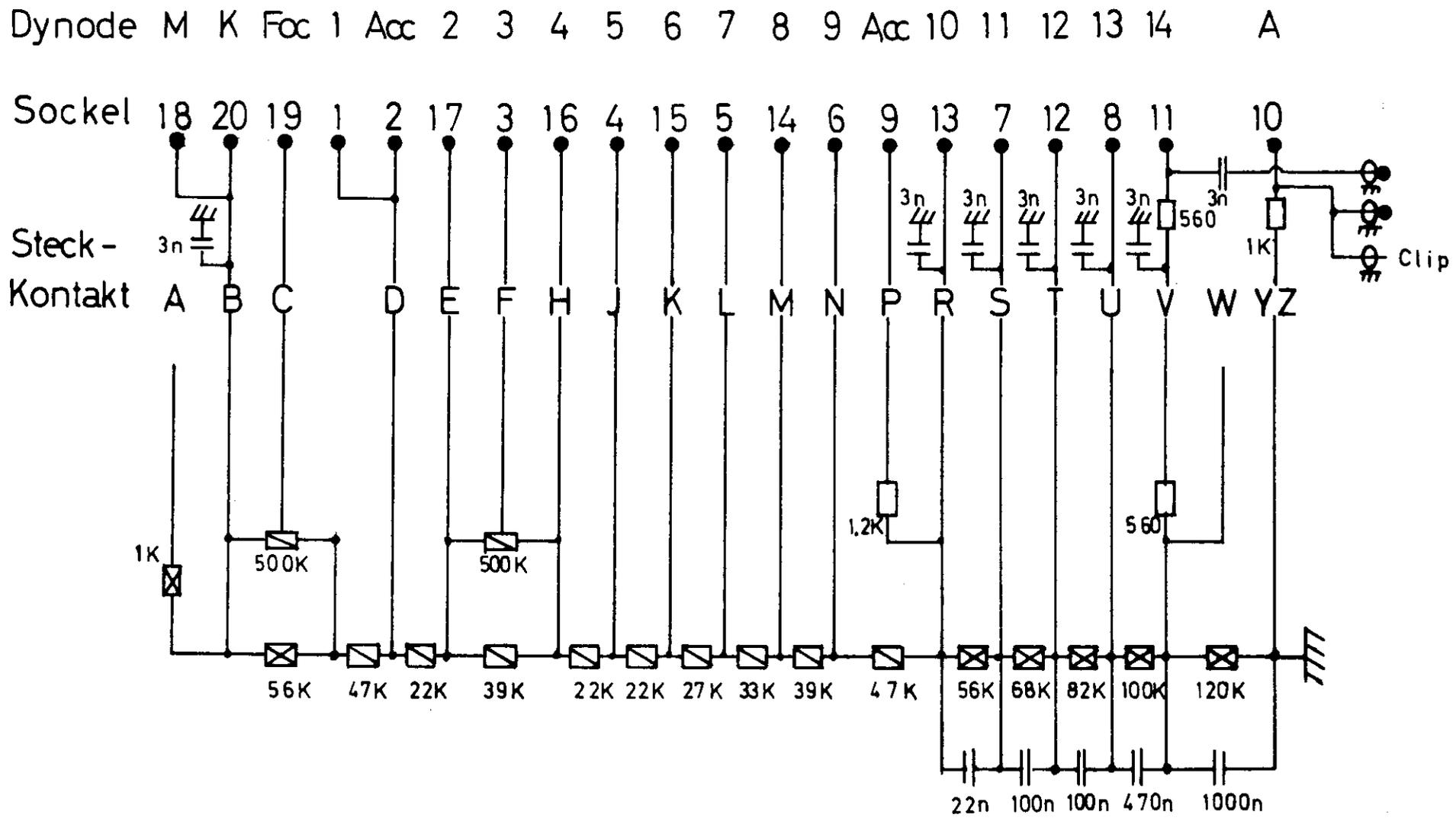
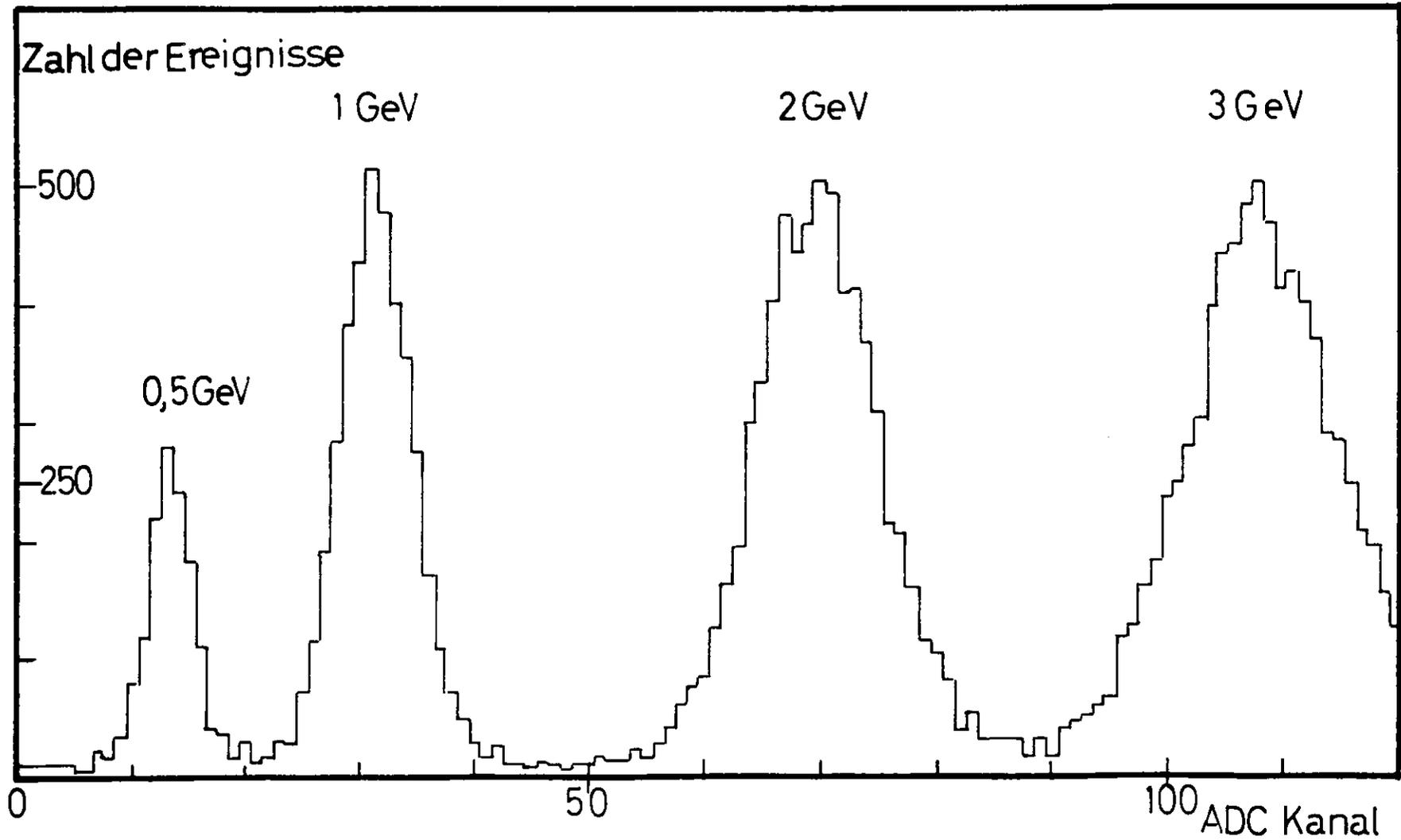


Abb. 13. Spannungsteiler

-  0.25 W
-  1 W
-  2 W

Abb. 4.

Typische Impulshöhenspektren bei 0.5, 1.0, 2.0 und 3.0 GeV



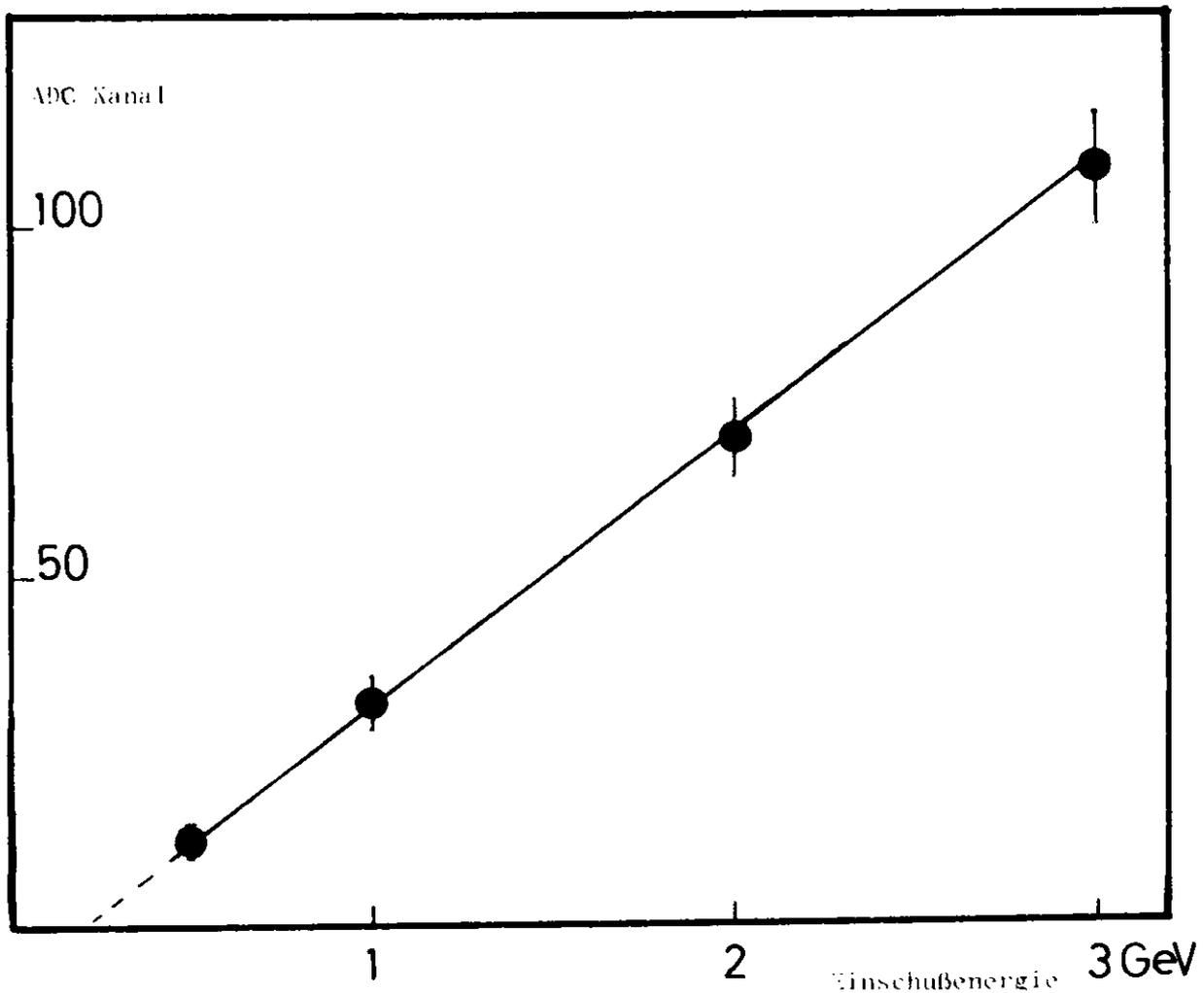


Abb. 15. Linearität der Bleiglaszähler, mittlere Impulshöhe als Funktion der Energie.

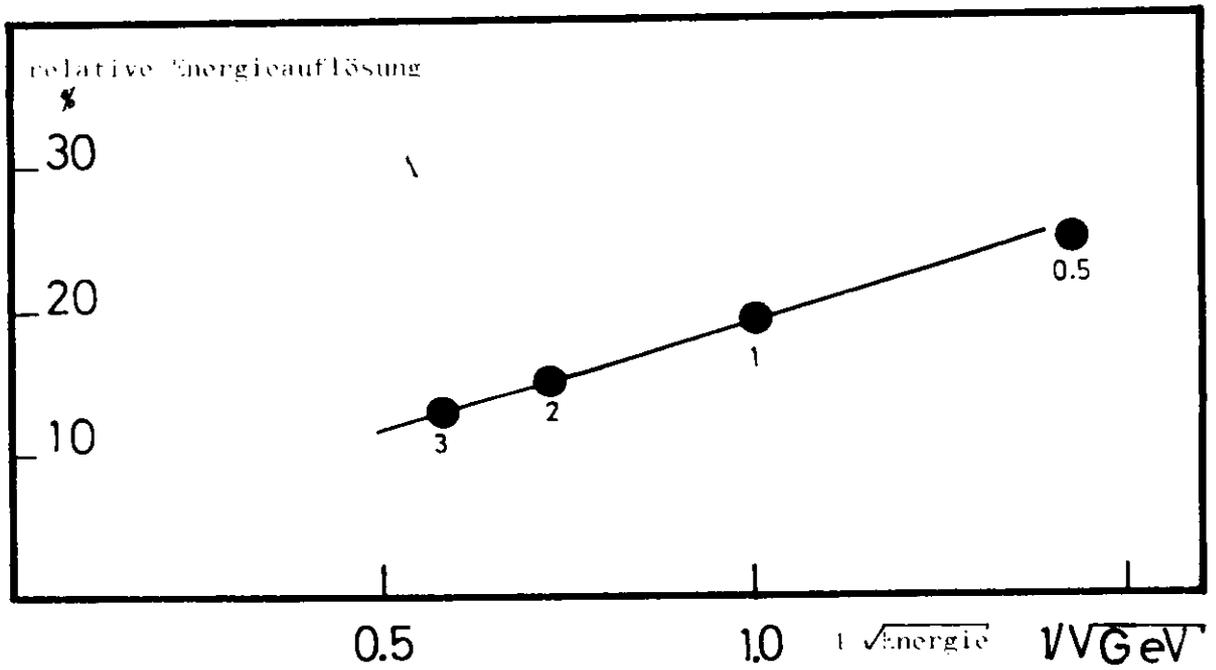
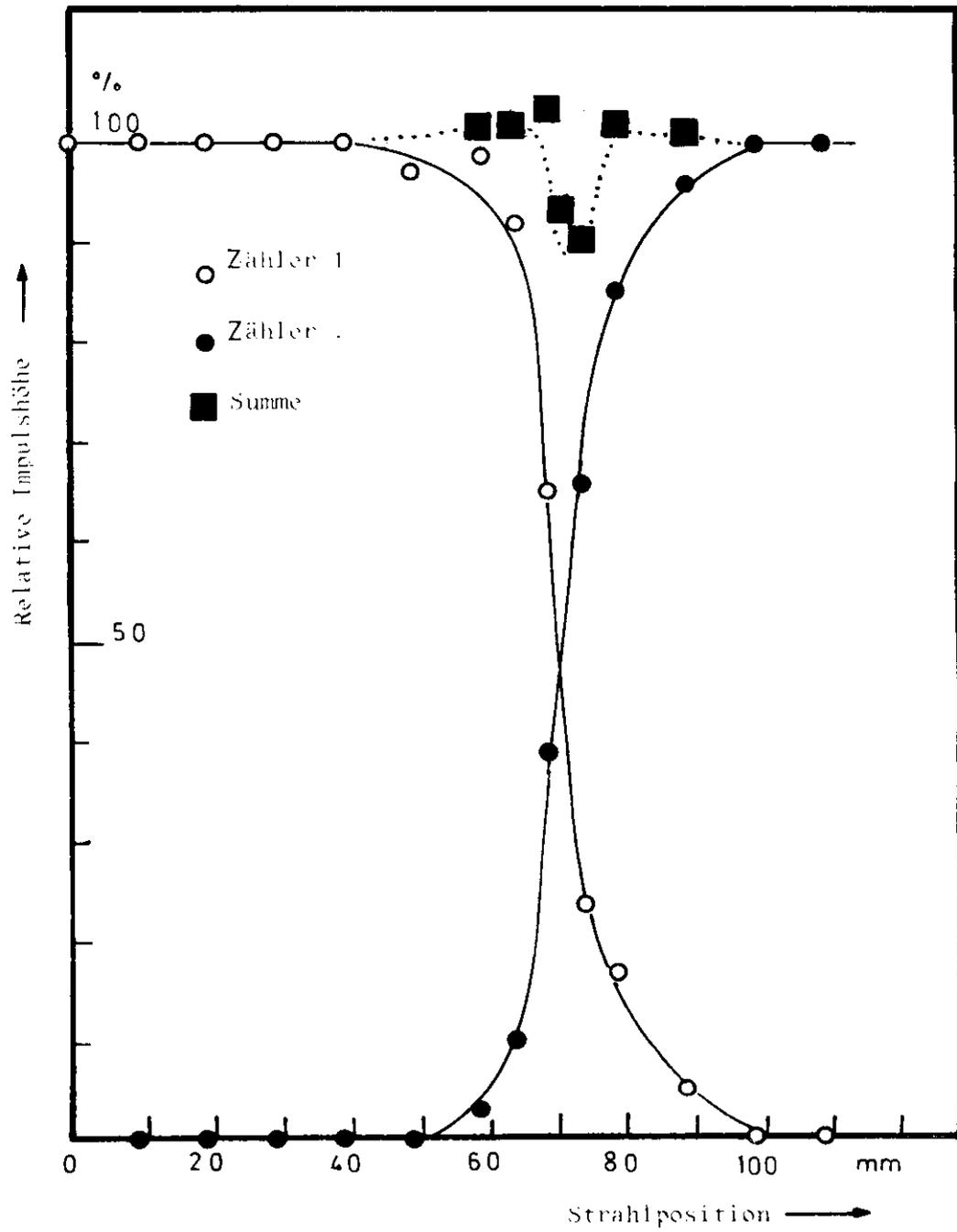


Abb. 16. Relative Energieauflösung als Funktion von  $1/\sqrt{\text{Energie}}$

Abb. 17.



Impulshöhe in zwei benachbarten Zählern als Funktion des Einschubortes

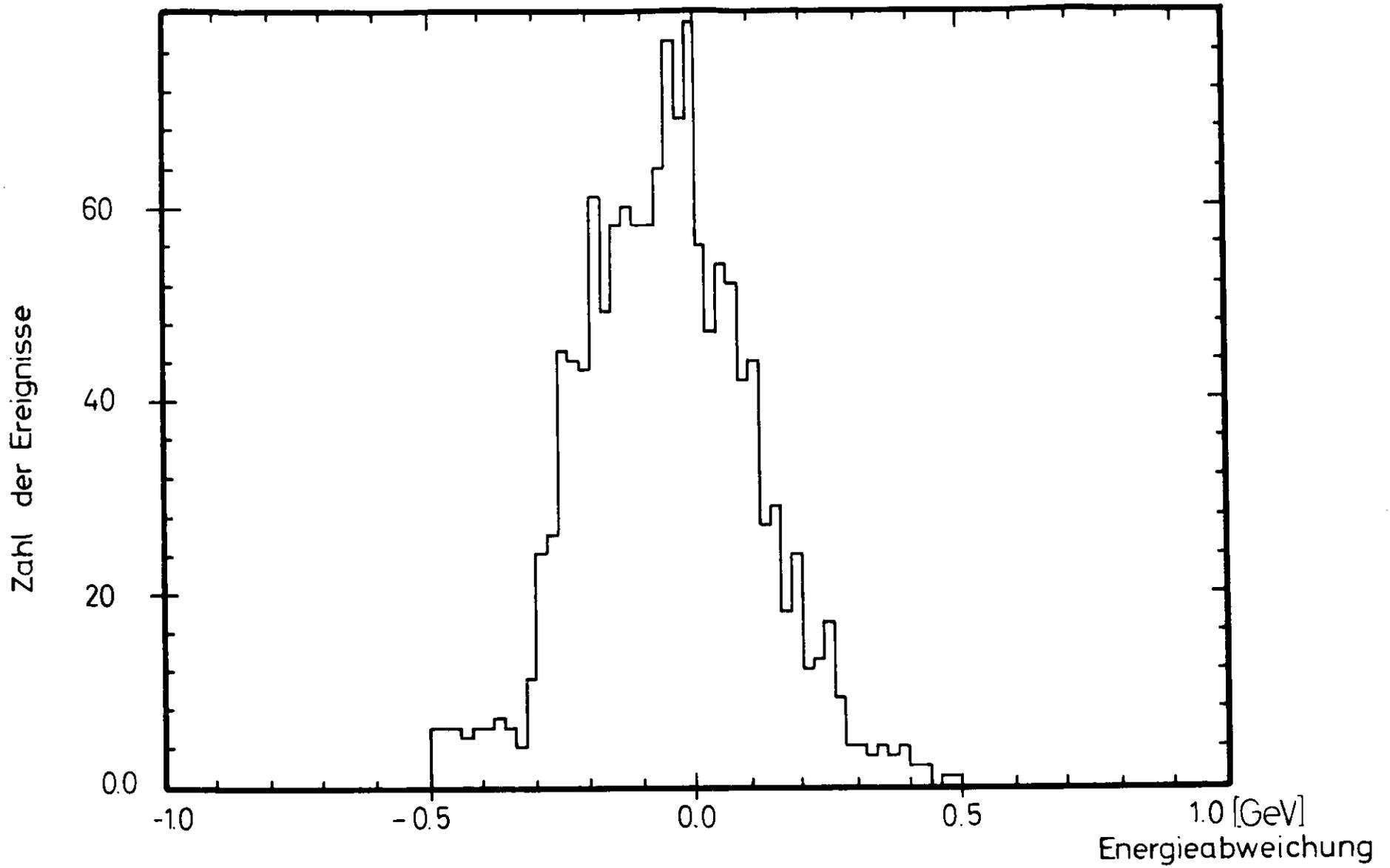


Abb.18. Relative Energieauflösung

### II. 7. 3 Eichung mit elastischer Streuung und Relativeichung

Hoher elektromagnetischer Untergrund, wie er insbesondere beim Einfädeln des Primärstrahls und bei Magnetstörungen im Strahlführungssystem auftritt, besteht zwar aus relativ weicher (MeV)  $\gamma$ - und  $e^\pm$ -Strahlung. Die grosse Anzahl der Teilchen bzw. das von ihnen erzeugte Licht im Bleiglas belastet die Kathode der Röhre dennoch wesentlich stärker als der normale Betrieb. Üblicherweise kommt es zu Verstärkungsänderung (bis zu einem Faktor 2), die eine genaue Energiemessung unmöglich machen würden. Besonders stark tritt dieser Effekt bei fabrikneuen Röhren auf, im Verlauf des Experiments wurden die Änderungen kleiner (typisch  $< \pm 15\%$  innerhalb von 8 Stunden). Zur Kontrolle der Verstärkungsänderungen wurde eine ständige Relativeichung mit Leuchtdioden (MV 50, Monsanto) vorgenommen. Die Leuchtdioden werden über ein passives Verteilernetzwerk aus Impulstransformatoren von einem Quecksilberpulsgenerator mit einer sehr konstanten Ladespannungsquelle angesteuert. Bei Abweichungen von mehr als  $\pm 10\%$  vom Sollwert wird die Verstärkung der Photomultiplerröhren nachgeregelt. Kleinere Änderungen können bei der Auswertung der Daten korrigiert werden, da die Leuchtdiodenereignisse wie normale Ereignisse in den Rechner eingelesen werden (Rate: 0.5 Hz). Die Absoluteichung der Zähler wurde zu Beginn jeder Messperiode mit elastischer e-p-Streuung vorgenommen. Dazu wurde das Proton im p-Spektrometer ( $\theta_p = 54^\circ$  bis  $45^\circ$ ) und das Elektron im Bleiglaszähler nachgewiesen. Die für Eichmessungen relativ geringe Zählrate (und die grosse Zahl zu eichender Zähler) erlaubte eine Eichgenauigkeit von etwa  $\pm 10\%$  bei einer Gesamtdauer der Eichung von etwa 12 Stunden.

Die durch diese Massnahmen erreichte Langzeitkonstanz zeigt die Abb. 18. Von Ereignissen, die ein "gutes" Elektron, ein "gutes" Proton und zwei Photonen enthielten (zur Definition von "gut" vergl. Kapitel III), wurde die Energie des  $\pi^0$  zum einen aus der e und p Information und zum anderen aus der Pulshöheninformation des Bleiglasdetektors gewonnen. Aufgetragen ist die Differenz zwischen diesen beiden Messungen. Bei einer mittleren  $\pi^0$  Energie von 3 GeV berechnet man wieder  $\delta(E)/E = 13\%$  (Halbwertsbreite) als Energieauflösung. Die Daten in diesem Bild wurden bei einem  $q^2$ -Wert, aber in mehreren Messperioden, verteilt über 1 1/2 Jahre genommen. Ereignisse mit einer Energieabweichung von mehr als 500 MeV sind im Bild nicht aufgeführt.

Während der Messungen färbte sich das Bleiglas leicht bräunlich <sup>37)</sup>, was bei

den Eichungen der Zähler ein Anwachsen der Eichkonstanten um insgesamt 10% (in 1 1/2 Jahren) bewirkte. Auf weitergehende Korrekturen z.B. die Wellenlängenabhängigkeit der Absorption wurde verzichtet.

Fast unbeeinflusst von Verstärkungsschwankungen der Röhren ist die Winkelauflösung im inneren Teil des Detektors besser als 20 mrad. Bei Schauern, die in zwei benachbarte Zähler hineinfließen, lässt sich der Schauerschwerpunkt mit Hilfe der Kurven in Abb. 17 genauer ermitteln. Dabei ist aber die Kenntnis der Teilenergien erforderlich. Solche Verfeinerungen der Winkelauflösung hängen zwar von der Energieauflösung ab, die maximalen Fehler sind aber kleiner als 20 mrad. Deshalb wurden die Bleiglaszähler hauptsächlich zur Bestimmung von Richtungen benutzt und nur hilfsweise zur Energiemessung.

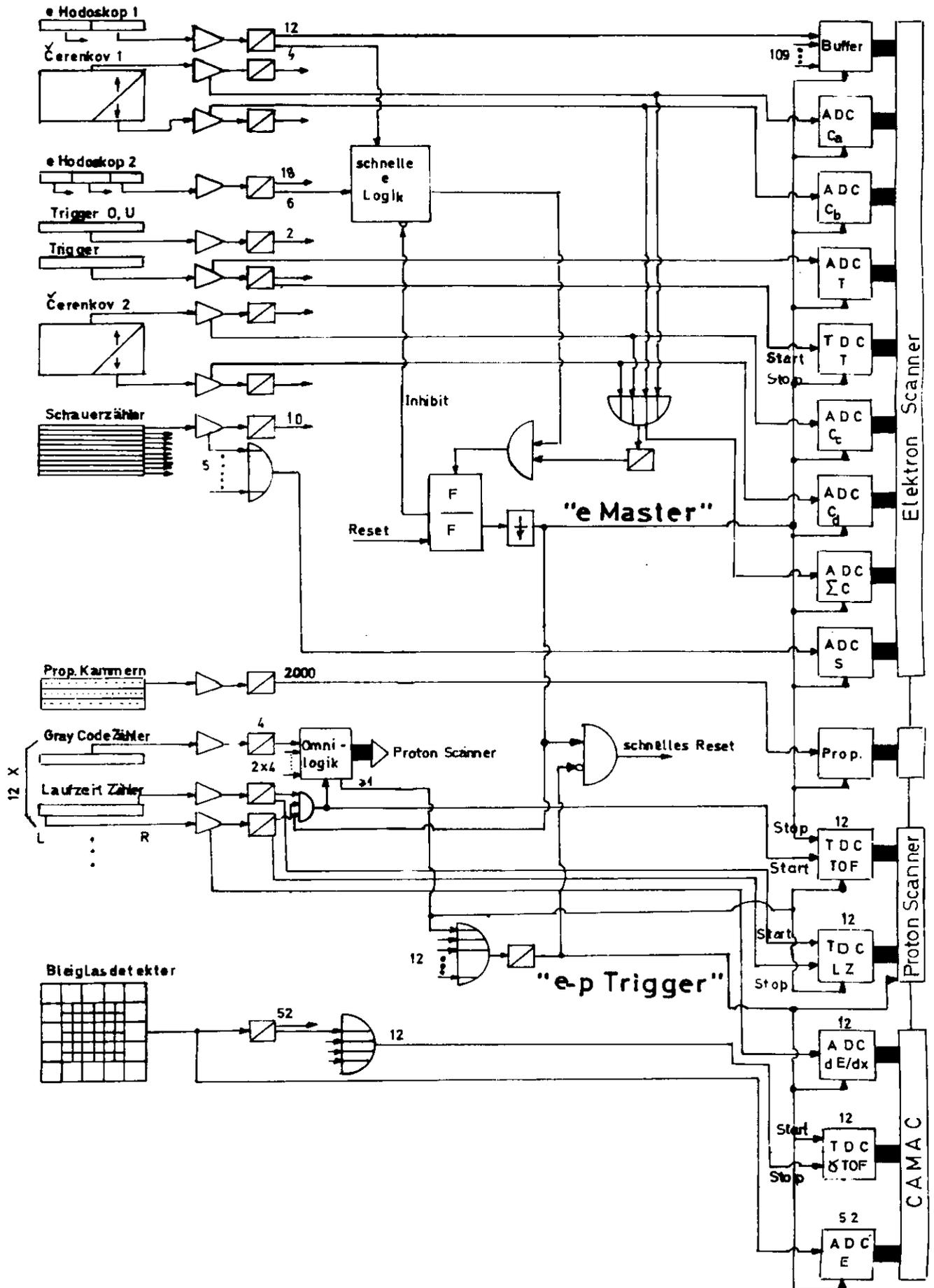
## II. 8 Elektronik

Entsprechend den drei Koinzidenzarmen besteht die Elektronik aus 3 Teilen (Abb. 19). Ob Information in den Rechner eingelesen werden soll, wird von einer schnellen Entscheidungslogik in zwei Stufen bestimmt.

### II. 8. 1 Schnelle Elektronik

Zunächst wird entschieden, ob ein "Elektron" das e-Spektrometer passiert hat. Dazu muss eine der Röhren in den Cerenkovzählern angesprochen haben. Weiterhin wird eine erlaubte Kombination der 6 Frontzähler (Sz1 bzw Sz2 in Abb. 4) in den Hodoskop H1 und H2 im e-Spektrometer verlangt. Die Kombinationen werden mit einer "schnellen e-Logik" (Abb. 20) aus MECL IOK Bausteinen aussortiert. (Der "ODER" Zweig hat nur die Aufgabe, die Zeitbeziehung zu erhalten, die bei "UND" Funktionen meistens teilweise zerstört wird). Ein grosser Teil der "Elektronen" sind in Wirklichkeit, wegen der unzureichenden Abtrennung durch die Cerenkovzähler, Pionen. Die lose Bedingung wurde gewählt, um keine wirklichen Elektronen zu verlieren. Das Signal: (erlaubte Kombination \* Cerenkovzähler) setzt das "e-Master" Flip-Flop. Das Flip-Flop verhindert eine weitere Datennahme im schnellen Teil der Elektronik. Da die Flugzeit der Elektronen nicht messbar mit dem Impuls variiert, kann die Anstiegsflanke des Flip-Flop als Bezugszeitpunkt dienen.

Abb.19. Elektronik - Blockschaltbild





In der zweiten Entscheidungsstufe wird zusätzlich zum "e-Master" ein "Proton" verlangt. "Proton" ist definiert als Koinzidenz zwischen mindestens einem Zähler in einer der 15 Gray Code Kammern des Hodoskops H3 und beiden Röhren eines der zugehörigen Laufzeitähler. Die "e-Master"- "Proton" Koinzidenz wird "e-p Trigger" genannt.

Zur Kontrolle der Apparatur und zur Bestimmung der Einarmrate wird jedes 100. "e-Master" Signal direkt als "e-p Trigger" weiterverarbeitet.

Die "Gates" in der langsamen e-Elektronik, in der Proportionalkammerelektronik und für die digitale Information aus dem Bleiglaszähler werden vom "e-Master" geöffnet. Bleibt das "e-p Trigger" Signal aus, wird die Information in den Auslesespeichern der Elektronik gelöscht und das "e-Master" Flip-Flop in den Grundzustand versetzt; die Datennahme kann weitergehen.

Im anderen Fall öffnet der "e-p Trigger" die "Gates" für die Analogelektronik im p-Spektrometer und Bleiglasdetektor und gibt den Befehl zur Dateneinlese an den Kleinrechner. In diesem Fall wird das "e-Master" Flip-Flop bei Ende der Dateneinlese zurückgesetzt.

Der "e-Master" schliesst ausserdem "Gates" für Zähler, die zur Überwachung des Experiments dienen. Speziell wird die Rate "Elektronen" einmal auf einem Zähler ohne Gate und einem Zähler mit Gate gezählt. Das Verhältnis der Raten ist der Korrekturfaktor auf Totzeiteffekte in der langsamen Elektronik.

## II. 8. 2 Langsame Elektronik und Rechner

Im e-Spektrometer sind "Analog-zu-Digital Konverter" (ADC) für jede der vier Cerenkovzählerröhren und für das Summensignal der vier eingesetzt. Mit zwei weiteren ADC's wird das Summensignal der ersten fünf Schauerzählersegmente und das des Hodoskops T1 gemessen. Die Zeit zwischen Signal am Cerenkovzähler und dem Signal am Hodoskop T1 wird mit einem "Zeit-Digital Konverter" (TDC) bestimmt.

Im p-Spektrometer wird für jeden Laufzeitähler die Lichtlaufzeitdifferenz (linke Röhre - rechte Röhre) und die Flugzeit (Koinzidenz beider Röhren gegen "e-Master") festgehalten. Die Impulshöhe in der linken Röhre der Laufzeitähler wird zur dE/dx Bestimmung mit CAMAC-ADC's gemessen.

Die langsame Elektronik des Bleigliashodoskops besteht aus 52 CAMAC ADC's und 12 TDC's. Als Stoppsignal wird ein "Oder" von 4 (in einem Fall 8) Bleigliaszählern benutzt, gestartet werden die TDC's mit dem "e-p Trigger".

Um die Übertragung von überflüssiger Information aus dem CAMAC-Überrahmen in den Rechner zu verhindern, wurde bei jeder CAMAC-Untereinheit die Information mit einem besonders hierfür konstruierten Gerät überprüft. Nur wenn die Information grösser als eine digitale Schwelle - einstellbar am Frontblech - ist, wird die Erlaubnis zum Zwischenspeichern im "Crate-Controller", der Kontrolleinheit im CAMAC Überrahmen, erteilt. Da von den verwendeten Einheiten nur 16 der im CAMAC-System erlaubten 24 Bit verwendet werden, können die restlichen 8 Bit zum Eintragen einer Adresse der jeweils angesprochenen CAMAC-Untereinheit benutzt werden. Die Unterdrückung leerer Informationen spart pro Ereignis bis zu ca. 1000 Bit Platz im Rechner und bis zu ca. 100  $\mu$ s Einlesezeit in den Rechner.

Alle Daten werden an ein System von Datensammelgeräten, "Scanner" genannt, abgegeben. Die "Scanner" sind gegeneinander verriegelt, so dass sie nur in festgelegter Reihenfolge und immer nur einer zur Zeit Daten an den Kleinrechner abgeben. Im Rechner PDP 8/E werden die Daten im Kernspeicher zwischengespeichert. Droht einer der beiden für Daten vorgesehenen Kernspeicherbereiche überzulaufen, werden neue Daten in den zweiten Bereich geschrieben und der alte Bereich zu einer der IBM 370/165 (zu Beginn des Experiments IBM 360/75 bzw. 65) übertragen, dort werden die Daten grob analysiert und auf einem Plattenspeicher aufbewahrt. Rechtzeitig vor Vollwerden der Platte wird die Information auf Magnetband übertragen und der Platz auf der Platte kann erneut benutzt werden.

Zu den Aufgaben der PDP 8/E - IBM Verbindung gehört ausserdem die Überwachung von Magnetströmen, Hochspannungen usw.

Die Kombination - kleiner Rechner zum Datensammeln und zur Kommunikation, leistungsfähiger Grossrechner zur Datenanalyse - erwies sich als ausserordentlich nützlich. Es war möglich, über 90 Darstellungen, unter anderem das Flugzeitspektrum für 2 $\gamma$  Ereignisse, anzuwählen und so die einzelnen Komponenten und das ganze Experiment am Bildschirm zu überwachen. Die Programme stammen von R.Schmitz <sup>38)</sup> und J.Gayler.

### III. Datennahme, Auswertung und Korrekturen

#### III. 1 Datennahme

In einem Zeitraum von 1 1/2 Jahren wurden Daten in folgendem Bereich gewonnen:

$$\begin{aligned} 2.4 \text{ GeV} \leq W \leq 2.8 \text{ GeV} \quad \langle W \rangle &= 2.55 \text{ GeV} \\ \langle \theta_e \rangle &= 10.3^\circ \\ \langle \phi \rangle &= 90^\circ \\ \langle q^2 \rangle &= -0.22, -0.55, -0.85 \text{ GeV}^2/c^2 \\ 0.15 \text{ GeV}^2/c^2 \leq |t| \leq 1.45 \text{ GeV}^2/c^2. \end{aligned}$$

Dazu wurden 11 ineinander teilweise überlappende, teilweise identische Einstellungen vorgenommen. Die Reproduzierbarkeit war gut.

Vor Beginn einer jeden Messperiode wurde das ganze System überprüft. Dann wurden die Laufzeitähler im p-Spektrometer mit einem Präparat und mit Höhenstrahlung neu geeicht. Daran schlossen sich Testmessungen mit dem Präparat an den Proportionalkammern an. Zu Beginn der Messperioden wurde ein 3 GeV e-Strahl in die Halle gefädelt, um zunächst eine Überprüfung des e-Spektrometers mit elastischer e-p Streuung vorzunehmen. Danach waren die Verstärkungsschwankungen der Bleiglaszählerröhren so sehr abgeklungen, dass bei 3 GeV Strahlenergie eine Eichung der Bleiglaszähler mit elastischer e-p-Streuung vorgenommen werden konnte. Die Protonen wurden mit dem p-Spektrometer (Winkel  $45^\circ - 54^\circ$ ) nachgewiesen. Die Energie der Elektronen lag, abhängig von der geometrischen Aufstellung der Zähler, zwischen 2.2 und 2.6 GeV. Nach 12 bis 16 Stunden konnte dann gewöhnlich die Primärstrahlenergie auf den für das gewünschte  $q^2$  notwendigen Wert geändert werden. Nach einer Wartezeit, die mit Überprüfen der Proportionalkammern und Erstellen von Verzögerungskurven genutzt wurde, waren die Verstärkungsschwankungen der Bleiglaszählerröhren - eine Folge des erneuten Strahlfädels - genug abgeklungen, um eine Datennahme zu ermöglichen.

Bei einer Primärintensität von  $5 \cdot 10^{11}$  Elektronen/s betrug die  $\pi^0$  Rate (2 nachgewiesene Photonen) im Mittel 1...2/h. Erfahrungen aus früheren Experimenten zeigen, dass die Leertargetrate bei Zweiarmskoinzidenzen nur wenige Prozent beträgt. Bei diesem Experiment wurde koinzidentes Ansprechen von drei Spektrometern verlangt. Dadurch wird die Leertargetrate vernachlässigbar klein.

### III. 2 Datenreduktion

Die lose Triggerbedingung wurde gewählt, um eventuelle Fehler in der Apparatur auch nachträglich noch leichter lokalisieren zu können und die auch die Möglichkeit offenlässt andere Reaktionskanäle zu analysieren. Sie war aber auch eines der Hauptprobleme der Analyse. Es mussten die insgesamt etwa 2200 guten Ereignisse aus der Fülle von Information auf rund 100 IBM-Magnetbändern herausgefiltert werden. Um einerseits häufige Überprüfungen der Selektionsbedingungen zu ermöglichen und andererseits den Rechenzeitverbrauch erträglich zu halten, wurden die Daten in zwei Stufen reduziert und in einer dritten endgültig analysiert (Abb. 21).

#### III. 2. 1 Grobe Reduktion auf $e p \gamma$ - Koinzidenzen

Wie teilweise in Kapitel II. 8 schon angesprochen gibt es fünf verschiedene Typen von Daten auf den Magnetbändern der ersten Generation.

- a) Zählerstände zu Beginn und Ende eines Messabschnitts (Rate ca. 1/h)
- b) Lichtdiodenereignisse (Rate ca. 0.5/s)
- c) "e-Master" ohne Protonkoinzidenz (1% der Einartrate)
- d) "e-p-Trigger" ohne Photonkoinzidenz
- e) "e-p-Trigger" mit Photonkoinzidenz

(Für die Auswertung der  $\pi^0$  Ereignisse sind Daten vom Typ c und d von untergeordneter Bedeutung.)

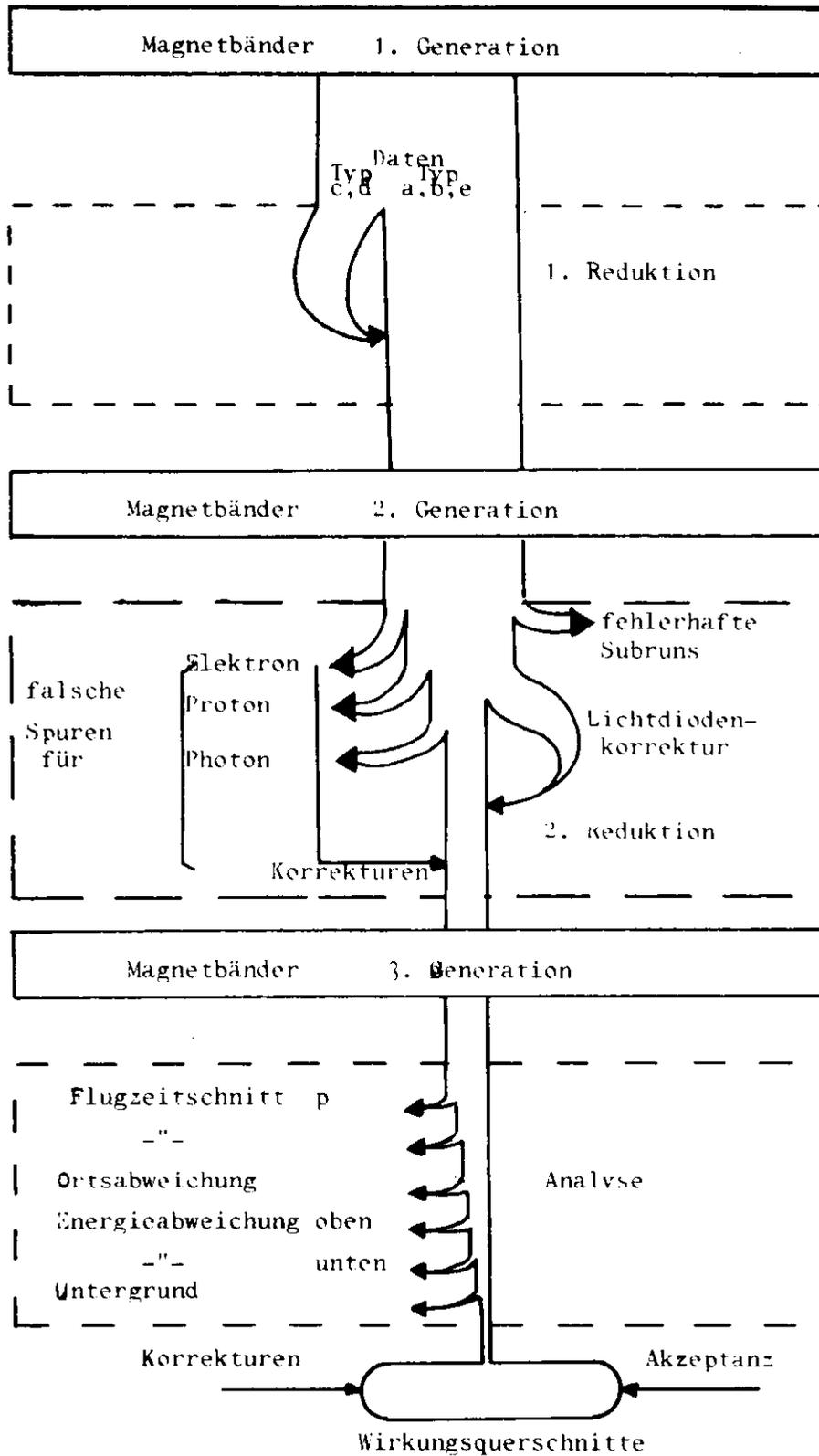
Die erste Reduktion sondert Daten vom Typ c und d aus, analysiert sie nach verschiedenen Gesichtspunkten für Kontrollzwecke (z.B. Bestimmung des Einarwirkungsquerschnitts) und fügt die aufsummierte Information zu den in regelmäßigen Abständen auftretenden Datensätzen vom Typ a (Zählerstände) als Zählrate hinzu. Sind alle Daten eines Messabschnitts reduziert, werden die verbliebenen Daten auf Magnetbänder (2. Generation) übertragen. Ausserdem werden Kontrollausdrucke angefertigt. Die erste Reduktion vermindert die Zahl der Ereignisse etwa um einen Faktor 15 und die Zahl der Magnetbänder um einen Faktor 3. Den meisten Platz auf den Bändern der 2. Generation nehmen die langen Lichtdiodenereignisse (Typ b) ein.

#### III. 2. 2 Vorselektion der $e p \gamma$ Koinzidenzen

Auf den Zwischenbändern ist immer noch die volle Information für 3-fach Ko-

Abb. 21.

Übersicht über die Datenreduktion



inzidenzen erhalten. Im zweiten Reduktionsschritt, der zur Kontrolle häufig unter verschiedenen Gesichtspunkten bei gleichem Ergebnis wiederholt wurde, wird die codierte Information zunächst ausgewickelt. Als erstes wird bei jedem Ereignis der Typ festgestellt. Die Datenblöcke mit den Zählerständen ("Borerblöcke") dienen zur Unterscheidung der Daten, sie enthalten die Nummer des Messabschnitts, aus dem die Daten stammen.

Sind Leuchtdiodendaten aus den richtigen Messabschnitten gefunden worden, werden die Korrekturfaktoren für die Bleiglaszähler neu berechnet und das nächste Ereignis gesucht. Für 3-fach Koinzidenzereignisse (Typ e) wird versucht, Elektron, Proton und Photon(en) zu rekonstruieren.

Wenn die Elektrontrajektorie durch die Randfelder der Magnete verläuft, oder erkennbare Mehrfachspuren auftreten, wird das Ereignis verworfen.

Auf die verworfenen Ereignisse mit Mehrfachspuren muss korrigiert werden. Aus den Zählerkombinationen H1, H2 und T und dem Magnetstrom wird mittels einer im Monte-Carlo-Programm berechneten Tabelle der Viererimpuls des Elektrons bestimmt. Um sicherzustellen, dass es sich um ein Elektron handelt, wird neben dem Ansprechen mindestens einer der Cerenkovzählerröhren verlangt, dass die Impulsamplitude grösser als eine bestimmte Schwelle ist. Ereignisse, deren W ausserhalb der Grenzen 2,4 und 2,8 GeV liegen, werden nicht weiter analysiert. Der einzig kritische Schnitt erfolgt bei der Schaueramplitude, deshalb zeigt Abb. 22 ein typisches Schauerspektrum und den Schnitt. Wie man leicht sieht, werden nur wenige Ereignisse verloren ( $2 \pm 1\%$ ).

Beim Proton wird aus den Informationen in den Proportionalkammern (alle drei Ebenen) und dem Hodoskop H3 der Impulsbetrag, die Richtung und die Länge der Trajektorie durch das Spektrometer berechnet. Unter der Annahme, das Teilchen sei ein Proton, lässt sich daraus eine Flugzeit berechnen. Zugleich ist aber die Flugzeit bereits bekannt (nach Korrekturen auf die ebenfalls bekannte Lichtlaufzeit). Für Protonen sollte die Differenz dieser beiden Zeiten konstant (bei richtiger Absoluteichung des Nullpunktes Null) sein. Abb. 23 zeigt eine typische Verteilung. Die Asymmetrie des Untergrundes ist auf etwa 15% identifizierbare Pionen zurückzuführen. Der Rest rührt von zufälligen Koinzidenzen her. Bei zu grosser Abweichung vom

**Abb. 22.** Impulshöhenspektrum des Schauerzählers mit angedeutetem Schnitt

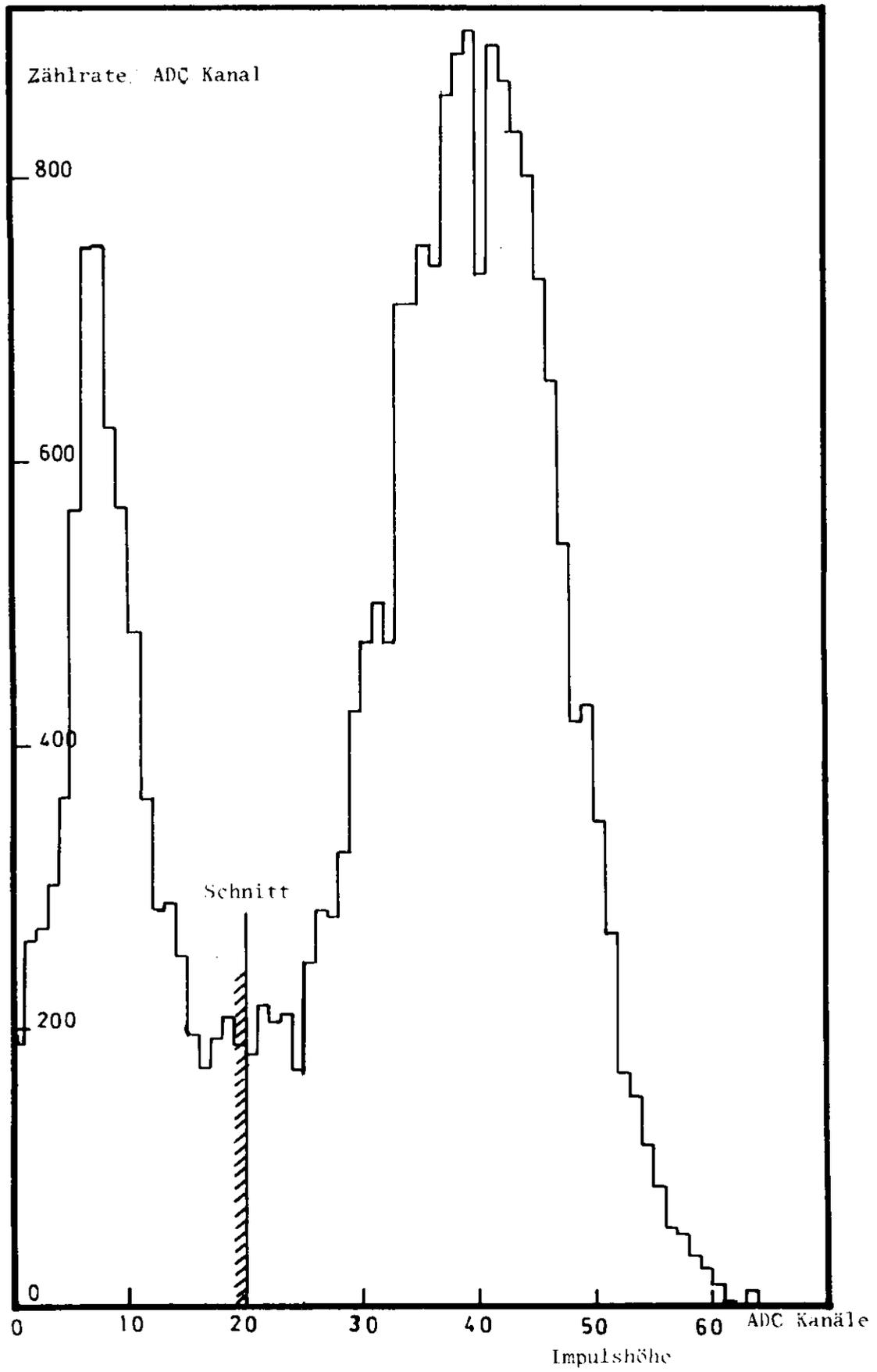
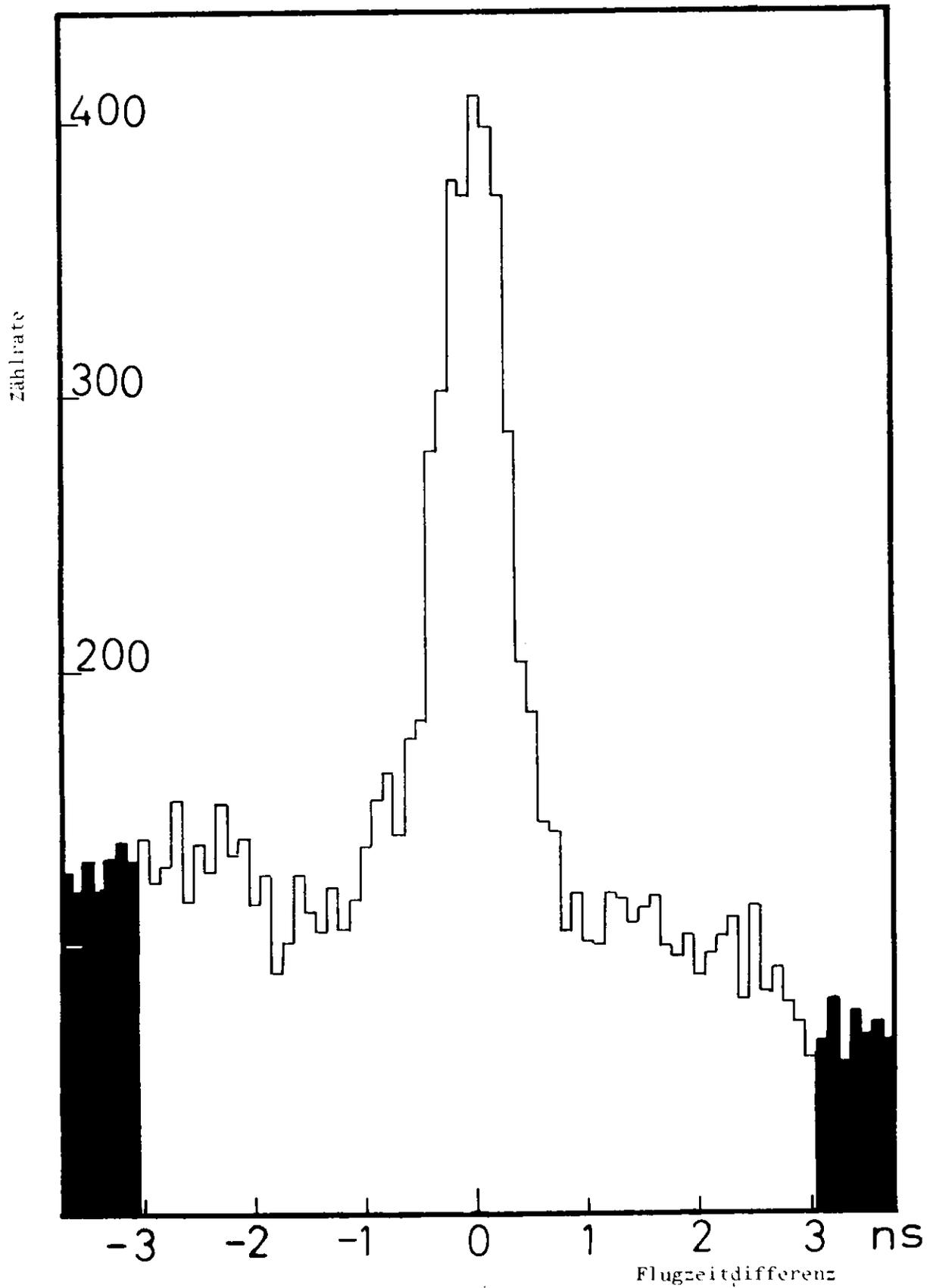


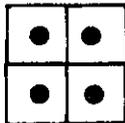
Abb. 23. Differenz zwischen der gemessenen "Proton"-Flugzeit und der aus dem Impuls berechneten Flugzeit.



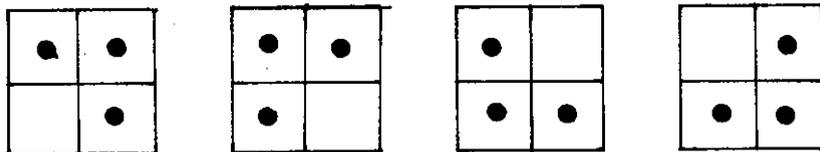
Mittelwert werden die Ereignisse (in der Abbildung schwarz) verworfen. Geometrische Schnitte, die zur Vermeidung der Randregionen der Zähler und des Magnetfeldes nötig sind, werden in gleicher Weise bei der Akzeptanz-Berechnung berücksichtigt.

Vom Bleiglasdetektor steht für jeden der Zähler eine Impulshöheninformation zur Verfügung, ausserdem 12 Flugzeitinformationen. Ob eine Flugzeitinformation vorhanden ist, hängt von der Schwelle der Diskriminatoren ab und damit wird eine Mindestenergie des Photons verlangt. Da die Verstärkung der Röhren nicht konstant war, schwankt in gleicher Weise diese Abschneideenergie. Um eindeutige Verhältnisse zu schaffen, - wichtig für die Berechnung der Akzeptanz - wird zunächst die pro Zähler deponierte Energie berechnet und auf Verstärkungsschwankungen mit der Information aus den Leuchtdiodentestdaten korrigiert. Danach werden Zähler mit einer Energie unterhalb 300 MeV aus der Analyse fortgelassen. Jetzt wird die Zeitinformation betrachtet. Abb. 24 zeigt das Flugzeitspektrum für einen typischen Teil der Daten mit 2 Photonen. Zähler, deren Zeitinformation mehr als 12,5 ns vom Mittelwert entfernt ist, werden nicht weiter berücksichtigt.

Die Zahl der gemessenen Photonen und ihr Auftreffort wird in mehreren Stufen bestimmt. Zunächst wird nach Kombinationen von benachbarten Zählern, die die im folgenden skizzierten Kriterien erfüllen, gesucht. Als erstes wird nach Viererkombinationen



dann nach Dreierkombinationen



und nach Zweierkombinationen



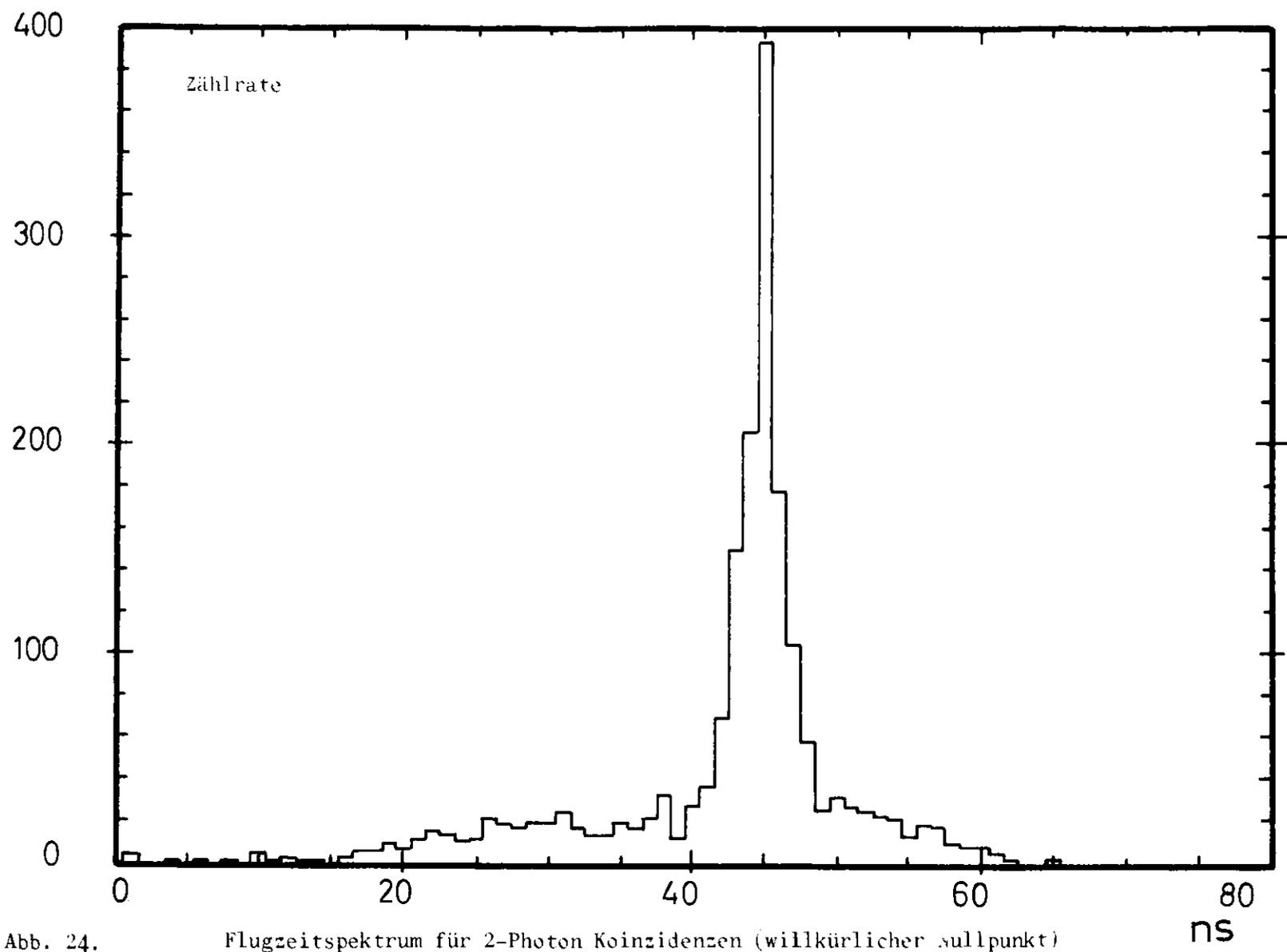


Abb. 24.

Flugzeitspektrum für 2-Photon Koinzidenzen (willkürlicher Nullpunkt)

und schliesslich nach einzelnen Zählern gesucht. Jede dieser Häufungen ist auf die radiale Ausbreitung der Schauer zurückzuführen und wird als von einem Photon herrührend interpretiert. Nur in etwa 1% aller Fälle erhält man nach diesem Verfahren  $\geq 3$  "Photonen". Der grösste Teil solcher Ereignisse hat ein niederenergetisches Photon in einem der grossen Zähler in der Nähe des Strahlrohres. Bei diesen Ereignissen wird die Information des dritten niederenergetischen Photons weggelassen. Der geringe Rest von " $\geq 3$ -Photon"-Ereignissen ( $< 0.5\%$ ) wird verworfen.

Wurden ein oder zwei gute Photonen gefunden, werden alle berechneten kinematischen Grössen und ADC und TDC Informationen auf das Enddatenband (3. Generation) übertragen. Die Enddatenbänder enthalten nur ausgewickelte und teilweise bereits berechnete Informationen über Ereignisse mit mindestens einem Photon und guten Elektron- und Protontrajektorien. Die dabei angewendeten Schnitte sind sehr locker. Mehrfache Überprüfung und Veränderung der Schnittbedingungen stellen sicher, dass keine guten Daten beim zweiten Reduktionsschnitt verloren gehen. Für jede der 11 Setzungen der Apparatur besteht ein Enddatensatz mit meistens einem halb vollen Magnetband.

### III. 2. 3 Abtrennen der $e p \pi^0$ Ereignisse

Die geringe Anzahl verbliebener Rohdaten ermöglichten mehrere voneinander abweichenden Methoden der Separation der  $\pi^0$  Ereignisse. Dabei kam die grosse Anzahl der zur Verfügung stehenden Informationen sehr zu statten. Beispielsweise können scharfe Energieschnitte am rekonstruierten  $\pi^0$  Geometrieschnitte weitgehend ersetzen, das gleiche gilt für scharfe Flugzeitschnitte. Schnitte in den  $dE/dx$  Spektren der Protonen und scharfe Flugzeitschnitte bei den Protonen können ebenfalls Geometrieschnitte bei der  $\pi^0$ -Rekonstruktion überflüssig machen. Alle Methoden führten innerhalb der Fehler auf gleiche Ergebnisse. Die letztlich benutzte und hier beschriebene Methode ist besonders unempfindlich gegen kleine Änderungen der Schnitte und einheitlich mit gleichen Schnitten auf alle 11 Datensätze anwendbar. Dabei wurde besonderes Gewicht auf besonders gut gemessene Grössen gelegt.

Nach einem verschärften Schnitt in der Protonflugzeit wird zunächst nochmals das Zeitspektrum der Photonen untersucht. Verlangt man zwei Photonen erhält man Spektren wie in Abb. 24. Da es fast frei von Untergrund ist, wurden, um Fehler durch Schnitte klein zu halten, und um nicht

durch den Compton-Beitrag gestört zu werden, nur die  $e p \gamma \gamma$  Ereignisse ausgewertet. Die Zeitschnitte brauchen gegenüber der zweiten Reduktion nicht verschärft zu werden.

Hat nur ein Zähler angesprochen, muss man als Auftreffort des Photons die Mitte des Zählers annehmen. Wenn mehrere benachbarte Zähler angesprochen haben, kann das gewichtete Mittel der Zählerkoordinaten genommen werden. Dabei werden die Gewichte aus den relativen Teilenergien in den Zählern und dem am Teststrahl gemessenen Verlauf der Impulshöhe als Funktion des Einschussortes gewonnen. Die Stellung der Bleiglaszähler zu den anderen Spektrometern ist bekannt, so können die Viererimpulse der Photonen berechnet werden. Dabei ist die Richtungsmessung weitgehend unbeeinflusst durch Energiefehleichungen oder Verstärkungsschwankungen der Röhren und recht genau. Mit den Viererimpulsen der Photonen ist natürlich auch der Viererimpuls des  $\pi^0$  bekannt. Andererseits lässt sich das  $\pi^0$  und der Auftreffpunkt des  $\pi^0$ -Vektors auf dem Bleiglaszähler aus dem virtuellen Photon und dem Proton bestimmen. Zieht man von den Koordinaten des  $\pi^0$ -Ortes (aus  $\gamma\gamma$ ) die aus  $e p$  bestimmten Koordinaten ab, wie in Abb. 25, bekommt man ein Bild von der Güte der Ortsrekonstruktion und der Sauberkeit der Daten. Dabei sollte darauf hingewiesen werden, dass 4 Säulen in Abb. 25 einem kleinen Zähler entsprechen.

Alle Ereignisse, deren Ortsabweichung kleiner als 12 cm (35 mrad Richtungsabweichung) ist, werden akzeptiert. Ereignisse, deren Abweichung zwischen 12 und 24 cm ist, werden als Untergrund markiert und genauso wie echte Ereignisse weiter behandelt, um den Untergrund unter den guten Ereignissen zu bestimmen.

Der Unterschied zwischen der aus  $\gamma\gamma$  rekonstruierten  $\pi^0$ -Energie und der aus  $e-p$  rekonstruierten Energie darf im Absolutbetrag 500 MeV (ca. 17%) nicht überschreiten.

Derart lose Schnitte verwerfen keine guten Ereignisse, andererseits verändert ein Aufweiten der Schnitte das Endergebnis unwesentlich, weil der Untergrund in gleicher Weise innerhalb und ausserhalb der 12 cm in der Ortsabweichung ansteigt. Die Variation der Energieschnitte testet also die Güte des Verfahrens, Untergrund abzuziehen.

Abb. 25.

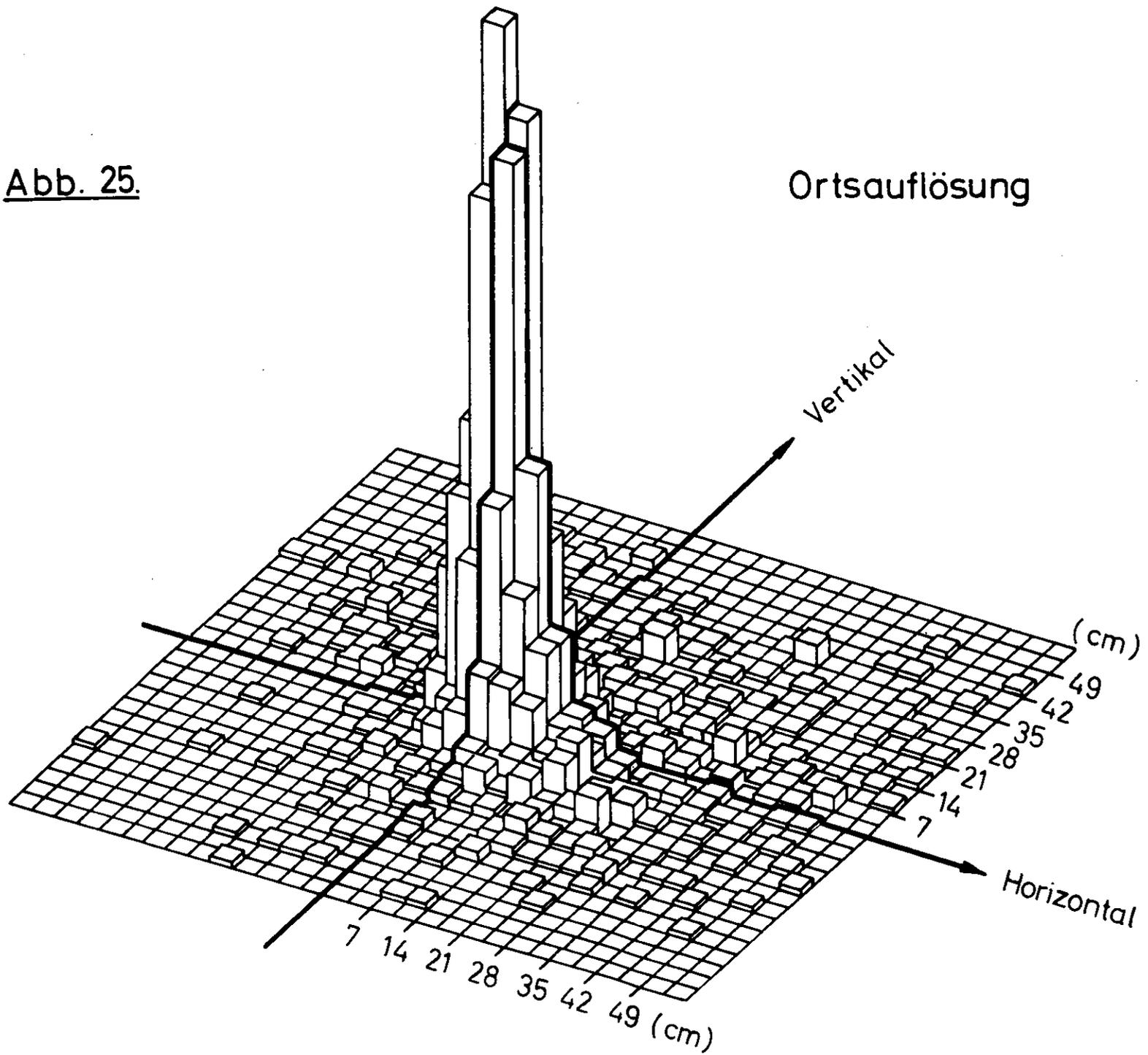


Abb. 26 zeigt das aus Elektron und Proton berechnete quadrierte Massenspektrum der verbleibenden Ereignisse. Nach einem Schnitt bei  $\pm 0,2 \text{ GeV}^2/c^4$  wird der Untergrund abgezogen (nach t-Intervallen getrennt). In Abb. 26 ist der geringe Untergrund schwarz eingezeichnet.

In der folgenden Tabelle ist der Einfluss der Schnitte auf den Wert des Wirkungsquerschnitts angegeben. Zunächst wurde die optimale Stellung aller Schnitte bestimmt und dann unter Festhalten aller übrigen jeweils ein Schnitt variiert. Die Kleinheit der Änderungen ist zum Teil auf die Reinheit der Daten, zum Teil auf den Abzug des Untergrundes zurückzuführen.

Tabelle 2

Schnitt	Variation	maximale Wirkungsquerschnittänderung
Protonflugzeit	+ 40%	0%
	- 20%	-1%
Photonenflugzeit	+ 50%	+1%
	- 50%	0%
Ortsabweichung (Winkelabweichung)	- 20%	-2%
	+ 20%	+2%
Energieabweichung (nach oben)	- 20%	-1%
	+ 20%	0%
Energieabweichung (nach unten)	- 20%	-2%
	+ 20%	+2%

Die gewonnenen Ereignisse stammen von der gewünschten Reaktion  $e p \rightarrow e p \pi^0$ . Ereignisse vom Reaktionstyp  $e p \rightarrow e p \gamma$  (Compton oder Bremsstrahlung) werden sicher durch die Forderung von 2 Photonen abgetrennt. Das gleiche gilt für den grössten Teil der Mehrpionerzeugung. Den grössten Beitrag dazu würde die  $2 \pi^0$  Erzeugung liefern. Wird von jedem der beiden  $\pi^0$  je nur ein Photon nachgewiesen, kann die aus den zwei Photonen berechnete quadrierte Masse nur zufällig gleich  $m_{\pi^0}^2$  sein.

Abb. 26. Typisches  $(\text{Masse}^2)$ -Spektrum mit Untergrund. Masse aus  $e^-$  und  $p$  berechnet.

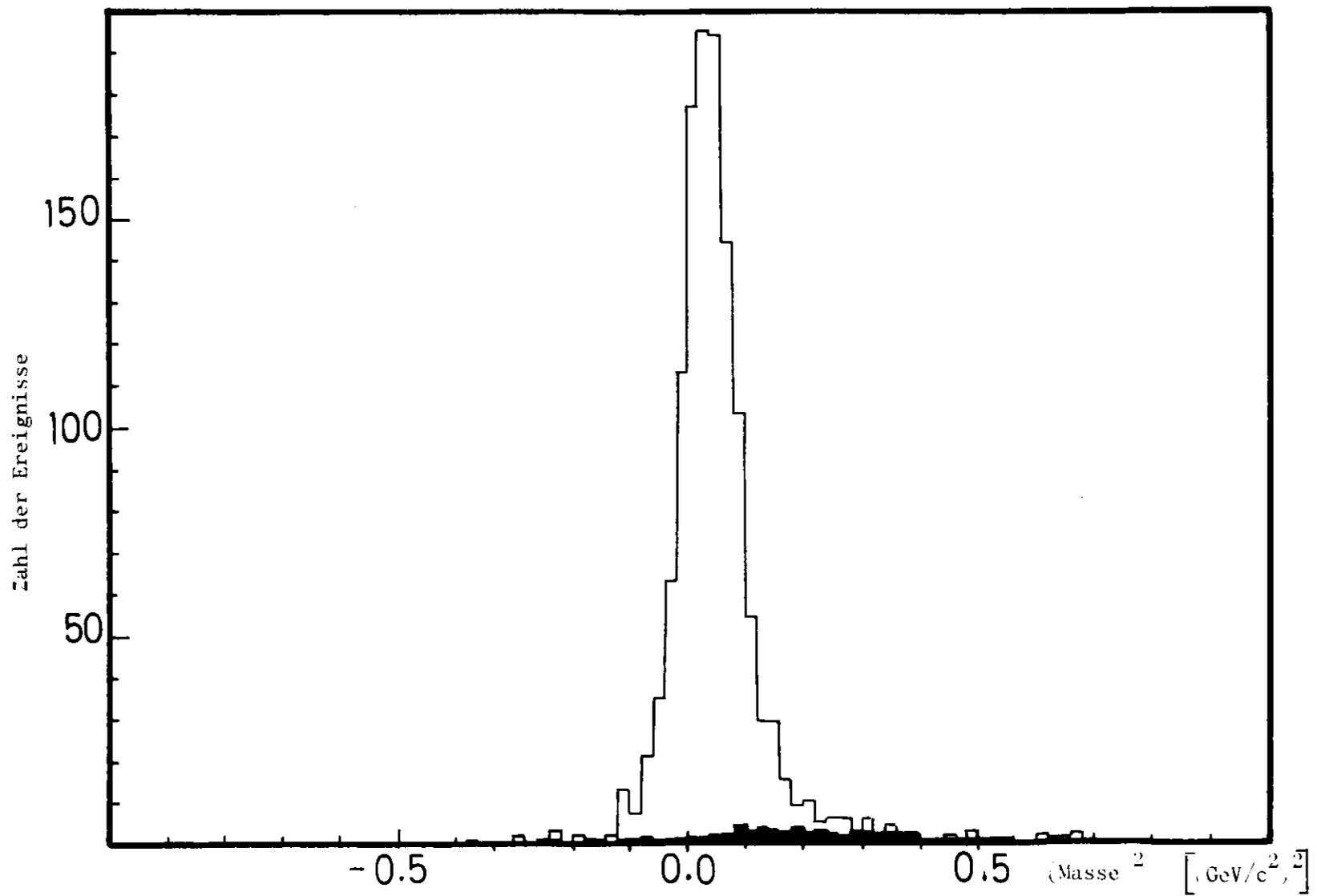


Abb. 27 zeigt das quadrierte Massenspektrum. Der weitaus grösste Teil aller Photonenpaare stammt von einer Masse von etwa  $135 \text{ MeV}/c^2$ . Wenn man annimmt, ein Teil der gemessenen Ereignisse stamme aus der  $2 \pi^0$  Produktion, können das nach Abb. 27 nur Ereignisse sein, bei denen eines der beiden Photonenpaare den Bleiglaszähler vollständig verfehlt hat. Um andererseits im e-p System ein fehlendes Massenquadrat von etwa  $m_{\pi^0}^2$  vorzutauschen, müssten beide  $\pi^0$  etwa die gleiche Energie haben. Für eine Abweichung im fehlenden Massenquadrat von  $0.2 \text{ GeV}^2/c^4$  darf die Energiedifferenz zwischen den beiden  $\pi^0$   $0.6 \text{ GeV}$  nicht überschreiben. Diese Bedingungen, die gleichzeitig erfüllt sein müssen, trennen den  $2 \pi^0$  Untergrund ab. Um nämlich den Detektor zu verfehlen, müsste das energieärmere Photonenpaar einen Querimpuls von zusammen  $150 \text{ MeV}/c$  haben. Dieser Querimpuls reicht aus, auch beim energiereicheren Photonenpaar eine Abweichung um  $28 \text{ cm}$  am Bleiglaszähler hervorzurufen.

Man kann daraus schliessen, dass die Daten frei von Mehrpionuntergrund sind. Der zufällige Untergrund ist klein und kann sicher abgezogen werden. Der Comptoneffekt oder die Bremsstrahlung liefern keinen Beitrag (Doppelbremsstrahlung unter so grossen Winkeln mit der passenden Kinematik kann mit Sicherheit ausgeschlossen werden).

### III. 3 Berechnung des Wirkungsquerschnitts

Der Wirkungsquerschnitt lässt sich aus den gewonnenen Daten nach der Formel.

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi}{N_p N_{\gamma'}} N_{\pi^0}(t, \Delta t) / A(t, \Delta t) * K$$

berechnen; dabei bedeuten

$N_{\pi^0}(t, \Delta t)$  = Zahl der  $\pi^0$  im Intervall  $\Delta t$ ,

$A(t, \Delta t)$  = Akzeptanz für das Intervall  $\Delta t$ ,

$K$  = Korrekturfaktor

$N_p$  = Zahl der Targetprotonen ( $= 5.28 \cdot 10^{23}/\text{cm}^2$ ),

$N_{\gamma'}$  = Zahl der einlaufenden virtuellen Photonen,

$N_{\gamma'}$  berechnet man nach der Formel

$$N_{\gamma'} = N_e \int \Gamma dE' d\Omega_e$$

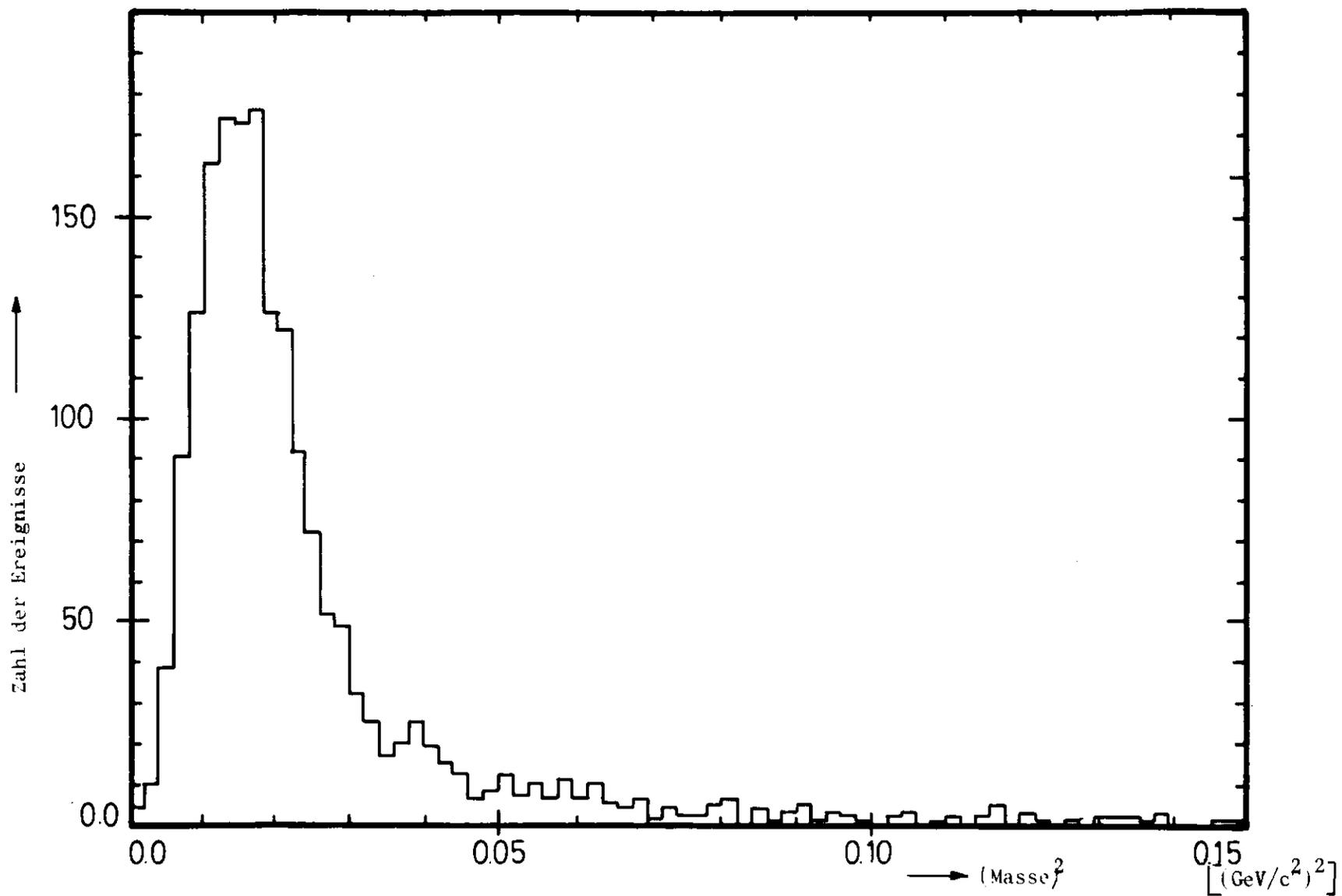


Abb. 27. (Masse)<sup>2</sup> Spektrum, berechnet aus den zwei Photonen

$N_e$  = Zahl der primären Elektronen

$\Gamma$  = Flussfaktor

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E'}{E} \frac{(W^2 - m_p^2)}{2m_p |q^2|} \frac{1}{(1-\varepsilon)}$$

$dE' \cdot d\Omega_e$ , ist die Akzeptanz des e-Spektrometers und wird wie der Akzeptanzfaktor  $A(t, \Delta t)$  mit einem Monte-Carlo Programm bestimmt.

Wie schon kurz in II. 1 angesprochen, kann der Wirkungsquerschnitt für virtuelle Photoproduktion in 4 Terme zerlegt werden für die Beiträge von transversal polarisierten Photonen, von der Interferenz transversaler Amplituden und von longitudinal polarisierten Photonen.

Ein weiterer Term berücksichtigt die Interferenz zwischen longitudinal und transversal polarisierten Photonen.

$$\begin{aligned} \frac{2\pi d^2\sigma_v}{dt d\varphi} &= \frac{d\sigma_u}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_p}{dt} \cos 2\varphi + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \\ &+ \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \varphi \end{aligned}$$

Die Ersetzung

$$\frac{d\sigma_u}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_L}{dt} \right) ; \quad \frac{d\sigma_p}{dt} = \frac{1}{2} \left( \frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_L}{dt} \right)$$

bringt die Ähnlichkeit mit der reellen Photoproduktion noch näher

$$\begin{aligned} \frac{2\pi d^2\sigma_v}{dt d\varphi} &= \frac{1}{2} \frac{d\sigma_L}{dt} (1 - \varepsilon \cos 2\varphi) + \\ &+ \frac{1}{2} \frac{d\sigma_{||}}{dt} (1 + \varepsilon \cos 2\varphi) + \\ &+ \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} \\ &+ \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \varphi. \end{aligned}$$

Die beiden ersten Terme rühren jetzt von Photonen her, die senkrecht zur Streuebene bzw. in der Streuebene polarisiert sind. Die beiden letzten Terme können nach der Argumentation in Kapitel II. 1 ( $d\sigma_{\perp}/dt$  klein, weil  $\pi$ -Austausch verboten; vierter Term zusätzlich bei  $\phi = 90^{\circ}$  unterdrückt) vergessen werden. In der Photoproduktion ist  $d\sigma_{\parallel}/dt \ll d\sigma_{\perp}/dt$  (Abb. 28, Ref. 23) entnommen); das legt die Vermutung nahe, dass auch in der Elektroproduktion Austausche mit unnatürlicher Parität unterdrückt sind. In diesem Experiment konnte nur eine Mischung der einzelnen Beiträge gemessen werden. Macht man aber die Abschätzung <sup>22)</sup>

$$\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} < 0.2 \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \quad ; \quad \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} < 0.01 \frac{d\sigma_{\parallel}}{dt}$$

so ist höchstens 5% des gemessenen Wirkungsquerschnitts auf  $d\sigma_{\parallel}/dt$ ,  $d\sigma_{\perp}/dt$  und  $d\sigma_{\perp}/dt$  zurückzuführen. Bei  $d\sigma_{\parallel}/dt \sim d\sigma_{\perp}/dt$  wäre der Anteil von  $d\sigma_{\parallel}/dt$  am hier gemessenen Wirkungsquerschnitt allerdings 20%.

Die gewonnenen Ergebnisse können direkt mit den Photoproduktionsdaten verglichen werden, falls bei der Berechnung der Akzeptanz die  $\cos 2\phi$ -Abhängigkeit berücksichtigt wird. Daneben kann der Wirkungsquerschnitt auch als Funktion von  $q^2$ ,  $t$  und  $\phi$  in einer Tabelle angegeben werden.

### III. 4 Akzeptanz

Die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts erforderlichen Akzeptanzfaktoren wurden mit Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Dazu wurden Ereignisse auf dem Grossrechner simuliert. Die künstlich gewonnenen Daten wurden durch Unterprogramme analysiert, die denen in der Analyse der richtigen Daten verwendeten entweder weitgehend gleichen oder mit ihnen identisch sind. Für die Berechnung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d^2\sigma/dtd\phi$  wurde die  $W$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts  $\propto (W^2 - m_p^2)^{-2}$  berücksichtigt. Für den über  $\phi$  integrierten Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  wurde zusätzlich die Annahme gemacht, die  $\phi$ -Abhängigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnitts sei die für den Anteil von den senkrecht zur Produktionsebene polarisierten Photonen. Andere Annahmen ändern die Akzeptanz. Innerhalb der realistisch erscheinenden Grenze  $d\sigma_{\parallel}/dt \leq d\sigma_{\perp}/dt$  sind die Abweichungen in der Akzeptanz kleiner als 15% und am grössten am Rande des jeweiligen Akzeptanzintervalls.

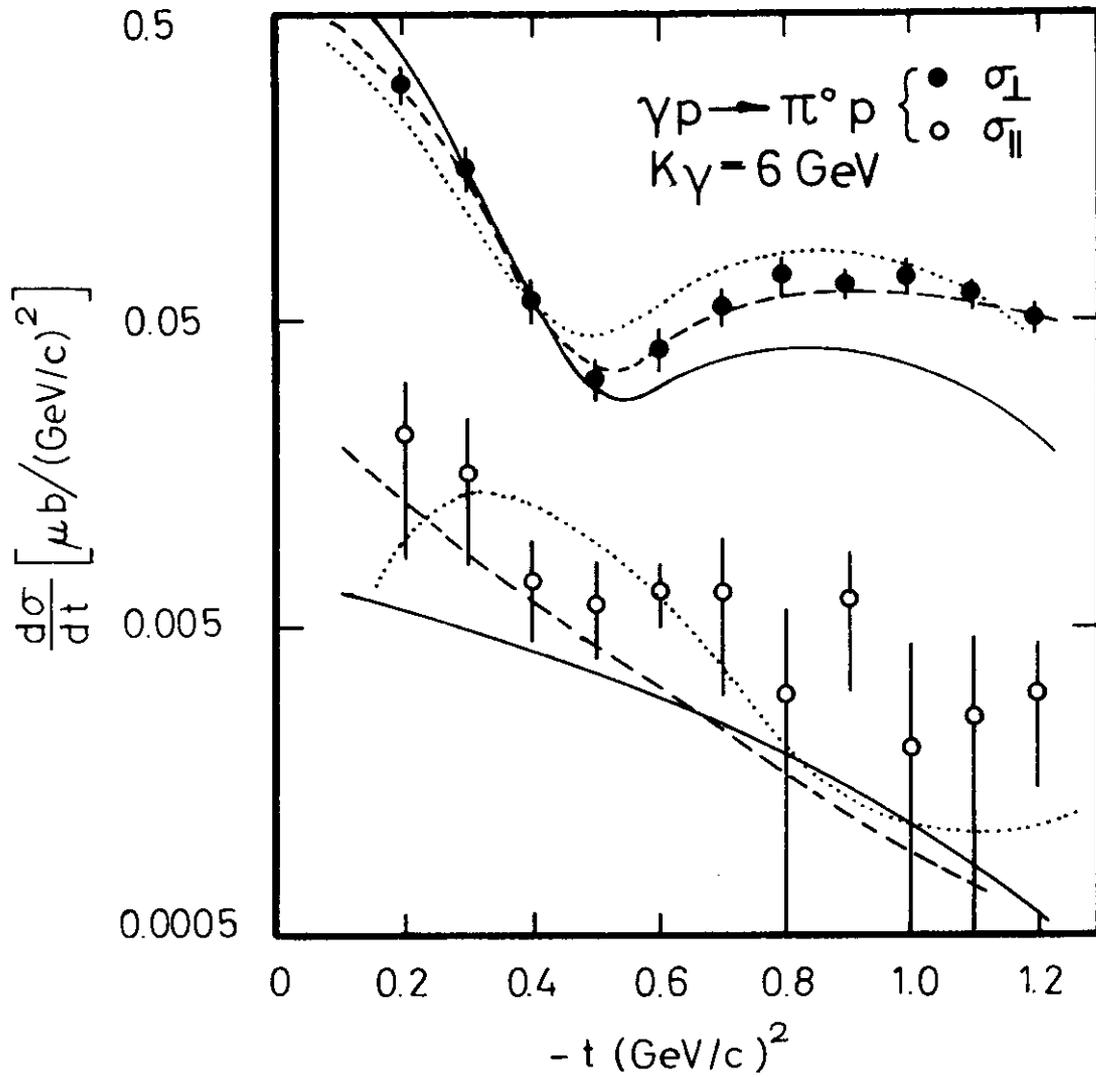


Abb. 28. Vergleich von  $d\sigma_{\perp}/dt$  und  $d\sigma_{\parallel}/dt$  in der Photoproduktion.  
 Die Abbildung wurde Ref. 23 entnommen.

Änderungen der Energieverteilung von primären und sekundären Photonen durch Bremsstrahlungseffekte sind in der Akzeptanz vernachlässigbar ( $< 1\%$ ). Wesentlich ist die Abschneideschwelle beim "Nachweis" von Photonen bei der Bestimmung der Akzeptanz. Photonen mit einer Energie unter 300 MeV gelten im Programm als nicht nachweisbar. Tatsächlich ist die Auflösung von Bleiglaszählern bei so niedrigen Photonenergien schlecht. Daraus resultierende Unsicherheiten in der Nachweiswahrscheinlichkeit von beiden Zerfallsphotonen konnten aus der Unschärfe der Energiebestimmung und Monte Carlo Rechnungen mit im Programm entsprechend verschobenen "Nachweisschwellen" bestimmt werden. Sie bildet den Hauptanteil am Fehler (5%) der Akzeptanzberechnung.

### III. 5 Korrekturen

Die im Faktor K zusammengefassten Korrekturen für Totzeit, Wirkungsgrad der Proportionalkammern, Mehrfachspuren, Strahlungskorrekturen, Zählerverlust in der Elektron-, Proton- und Photon-Nachweisapparatur, Verluste durch Schnitte in der Analyse und Unsicherheiten in der Zahl der Targetprotonen und primären Elektronen hängen meistens stark vom Untergrund in jedem Fall aber von den kinematischen Werten ab. Die in diesem Kapitel angegebenen Zahlen für die einzelnen Faktoren sind nur typische Werte. Die angegebenen Fehler berücksichtigen aber die Schwankungen der Korrekturen.

#### III. 5. 1 Totzeit

Im wesentlichen entsteht die Totzeit der Apparatur durch die langsame Konvertierung der Information in den ADC bzw. TDC ( $\sim 25 - 50 \mu\text{s}$ ) und die langsame Auslese (insbesondere CAMAC  $\sim 500 \mu\text{s}$ ). Zu Beginn des Experiments trug auch die Verbindung zur IBM 360/75 bzw. 360/65 zur Totzeit bei. Die Korrektur für die langsame Elektronik wird aus Verhältnissen von Zählerständen gewonnen.

$$\text{Korrektur} = \frac{\text{Zahl der Ereignisse während der gesamten Zeit}}{\text{Zahl der Ereignisse während der "Lebendzeit"}}$$

dabei bedeutet "Lebendzeit" die Zeit, während der das "e-Master" Flip-flop nicht gesetzt war.

Ein entsprechendes Verhältnis kann aus den Zählraten eines besonderen "Monitorteleskops" berechnet werden. Die beiden Korrekturen stimmen sehr gut überein und belaufen sich auf etwa  $K_t = 1.2 \pm 0.01$ .

Die Totzeit im schnellen Teil der Elektronik (vor dem "e-Master" Flip-flop) kann aus den gemessenen Einzelraten und dem Auflösungsvermögen der Elektronik berechnet werden und ist für die Spektrometer unterschiedlich.

### III. 5. 2 Wirkungsgrad der Proportionalkammern

Der Wirkungsgrad der Proportionalkammer wird zunächst nicht durch Gaseffekte bestimmt, sondern ist eine Folge der Totzeit in der Proportionalkammer-elektronik. Ungünstige Gasmischungen, die auf  $\gamma$ -Strahlung sehr empfindlich sind oder sonst zur Erzeugung von Untergrund neigen, erhöhen allerdings die Zählrate pro Nachweisdraht und beeinflussen so den Wirkungsgrad sekundär. Die einzige Möglichkeit den Wirkungsgrad zu messen, besteht in der Analyse von Daten, die parallel zu den wirklichen Daten genommen wurden, weil der Wirkungsgrad ja im wesentlichen nur eine Funktion des Untergrundes und der Strahlintensität ist. Als Probedaten wurden Protonen gewählt, die auf einem eng beschränkten Intervall im Hodoskop H3 aufgetroffen sind. An diese Ereignisse werden sehr scharfe Bedingungen für die Flugzeit gestellt. Das zugehörige Elektron muss ebenfalls strenge Flugzeitbedingungen (im Elektronenspektrometer) erfüllen. Für diese ausgewählten Ereignisse wird der Wirkungsgrad des Proportionalkammerpakets bestimmt. Allerdings kann der Wirkungsgrad nur für eine Teilfläche bestimmt werden. Unsicherheiten durch die Extrapolation auf die gesamte Fläche und auf eventuellen zufälligen Untergrund unter den Probedaten werden auf 5% geschätzt.

Die zwei im Experiment verwendeten Gasmischungen zeigten aufgrund der Totzeiteffekte einen verschiedenen Wirkungsgrad von 88% ( $\text{CH}_4\text{-CO}_2$ ) bzw. 95% ( $\text{Ne-Ar-CO}_2$ ). Nach Messungen von P. Irsps<sup>51</sup>) wäre die Untergrundrate und damit die Totzeit für Mischungen mit hohem Argonanteil noch grösser gewesen.

Die Korrektur beträgt  $K_W = 1.14 \dots 1.05 \pm 0.04$ .

### III. 5. 3 Mehrfachspuren

In den Gray-Code Kammern im e-Spektrometer können Mehrfachspuren erkannt werden, wenn die Spuren mehr als einen der Frontzähler in Hodoskop H1 und H2 treffen. Auf derartige Mehrfachspuren muss korrigiert werden ( $K_M = 1.1 \pm 0.02$ ). Nicht entdeckbare Doppelspuren (ebenfalls 10%) liefern einen bis zu 10% fal-

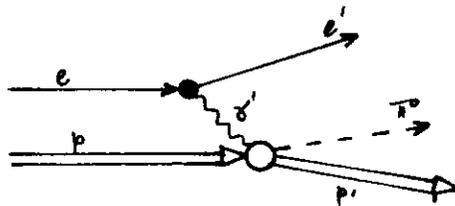
schen Impuls, wenn sie als zu einem Ereignis gehörig akzeptiert werden. Eine Korrektur wäre aber nur nötig, wenn gleichzeitig zwei Protonen und zwei  $\pi^0$  auftreten würden; ein sicher auszuschliessender Zufall.

Im Protonenspektrometer können bis zu 5 Trajektorien verfolgt werden. Die Zahl der Ereignisse mit 2 Spuren ist etwa  $2 \pm 1\%$ .

Wie in Kapitel III. 2. 2 angesprochen ist die Zahl, der nicht wiederherstellbaren 3 und mehr Photon Ereignisse vernachlässigbar ( $0.0 \pm 0.5\%$ ).

### III. 4. 4 Strahlungskorrekturen

Streng genau genommen existiert der Prozess



überhaupt nicht, weil jeder elektromagnetische Strom von unendlich vielen langwelligigen Photonen umgeben ist, die den Impuls und die Richtung des "harten" Photons verändern<sup>39, 40, 41</sup>).

Der gemessene Wirkungsquerschnitt hängt von der Messauflösung ab. Je besser die Auflösung desto kleiner wird der gemessene Wirkungsquerschnitt. Neben dieser inneren Bremsstrahlung muss noch die äussere Bremsstrahlung der ein- bzw. auslaufenden Elektronen und die Verluste durch Ionisation im Target berücksichtigt werden<sup>41</sup>). Unter der Voraussetzung, dass sich der Wirkungsquerschnitt innerhalb der Auflösung der Apparatur nur schwach ändert, kann die Korrektur näherungsweise berechnet werden.

Der wahre Wirkungsquerschnitt wird dann

$$\sigma_0 = \sigma_{exp} \cdot K_S$$

$\delta = 1/K_S$  wurde mit einem Programm von J.May<sup>42</sup>), nach zwei etwas verschiedenen Verfahren nach A.Bartl und P.Urban<sup>39, 40</sup>) und B.Dickinson<sup>43</sup>) mit der Korrektur für externe Bremsstrahlung nach Y.S.Tsai<sup>41</sup>) berechnet. Die Abweichungen zwischen den beiden Verfahren sind kleiner als 1.5%.

Wesentliche Voraussetzung für die Korrektur ist, dass sich der Wirkungsquerschnitt nicht zu stark ändert, weil in der Rechnung der Wirkungsquerschnitt vor das Integral über das Auflösungsintervall gezogen wird. Wie in Anhang 3 gezeigt wird, ändert sich aber  $W^2$  innerhalb der Messauflösung.

Wie stark diese Änderung die Strahlungskorrektur verfälscht, kann nicht angegeben werden.

Berücksichtigt wurden durch eine weitere Korrektur (Anhang B) die Ereignisse, bei denen das einlaufende Elektron ein Photon abstrahlt und bei niedrigem  $W$  eine Reaktion macht. In der Analyse wird ein höheres  $W$  ausgerechnet, als in Wirklichkeit vorliegt. Diese Ereignisse verfälschen das mittlere  $W$  nur wenig. Durch die in der Analyse angewandten Schnitte in  $W$  tritt ein Zählratenüberschuss auf, weil der Wirkungsquerschnitt für kleinere  $W$  grösser ist. Die Korrektur beträgt  $\mathcal{K}_S' = 0.98 \pm 0.01$  und hängt etwas von  $q^2$  ab.

#### II. 4. 5 Zusammenfassung der Korrekturen und Fehler

Weitere Korrekturfaktoren sind in der folgenden Tabelle zusammengefasst:

Tabelle 3

##### e-Spektrometer-Korrekturen

Ansprech- und Spaltverluste	
H1 vordere Szintillatoren	1.001 $\pm$ 0.001
hintere Szintillatoren	1.0005 $\pm$ 0.0005
H2 vordere Szintillatoren	1.001 $\pm$ 0.001
hintere Szintillatoren	1.0005 $\pm$ 0.0005
Triggerzähler	1.0025 $\pm$ 0.0025
Schauerzähler	1.02 $\pm$ 0.01
Cerenkovverluste	1.004 $\pm$ 0.004
Totzeit der schnellen Elektronik	1.025 $\pm$ 0.015
Akzeptanz	1.0 $\pm$ 0.030
	<hr/>
$\mathcal{K}_e$	= 1.06 $\pm$ 0.04

p-Spektrometer

Ansprech- und Spaltverluste			
H3 vordere Szintillatoren		1.001	± 0.001
hintere Szintillatoren		1.0005	± 0.0005
Triggerzähler		1.0005	± 0.0005
Totzeit der schnellen Elektronik		1.01	± 0.009
Akzeptanz		1.0	± 0.03
		<hr/>	
	$\alpha_p =$	1.01	± 0.03

Bleiglasdetektor

Ansprech- und Spaltverluste		1.0	± 0.02
Totzeit der schnellen Elektronik		1.0	± 0.005
Mehrfachspuren		1.0	± 0.005
Akzeptanz		1.0	± 0.05
		<hr/>	
	$\alpha_B =$	1.0	± 0.06

Allgemeine Korrekturen

Leertarget		1.0	± 0.01
Targetlänge, Targetdichte		1.0	± 0.01
Bestimmung der Strahlintensität		1.0	± 0.03
		<hr/>	
	$\alpha_A =$	1.0	± 0.03

Totzeit der langsamen Elektronik	$\alpha_t =$	1.20	± 0.005
Totzeit der Proportional- kammerelektronik	$\alpha_w =$	1.05...1.14	± 0.04
Mehrfachspuren im e-Spektrometer	$\alpha_M =$	1.10	± 0.02
Strahlungskorrekturen	$\alpha_S =$	1.05.....1.18	
Verluste durch Schnitte in der Analyse	$\alpha_C =$	1.02	± 0.04

Die quadratische Addition der Fehler liefert einen systematischen Fehler von  $\pm 10\%$ , hinzu kommt der Fehler der Strahlungskorrektur.

Bei der Interpretation der Daten als allein von  $d\sigma_{\perp}/dt$  herrührend, macht man einen weiteren systematischen Fehler, der vom Verhältnis  $d\sigma_{\parallel}/d\sigma_{\perp}$  abhängt (also vermutlich auch von  $t$ ). Die Daten erlauben keine Trennung von den beiden Anteilen; Vermutungen,  $d\sigma_{\parallel}/dt$  ändere sich mit  $q^2$  nur wie der  $\rho$ -Propagator, führen auf zusätzliche systematische Fehler von 5% bei kleinen  $|t|$  bis hin zu 20% wenn  $d\sigma_{\perp}/dt \sim 50 \text{ nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$ .

IV Ergebnisse

IV. 1 Wirkungsquerschnitte

Unabhängig von Modellvorstellungen wurde der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dtd\phi$  bestimmt.

Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dtd\phi$ :

Tabelle 4

$$\int_{ee'} = 10.3^0, \quad \langle W \rangle = 2.55 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

$$2\pi \frac{d^2\sigma_{\nu}}{dtd\phi} \text{ in nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$$

$$q^2 = -0.22 \pm 0.02 \text{ GeV}^2/c^2, \quad \epsilon = 0.57 \pm 0.06$$

t	$\langle \phi \rangle = 61.1^0$	$\langle \phi \rangle = 70^0$	$\langle \phi \rangle = 90^0$
-0.25	-	-	962 ± 135
-0.35	214 ± 102	490 ± 116	721 ± 71
-0.45	197 ± 65	400 ± 77	499 ± 51
-0.55	-	406 ± 89	272 ± 30
-0.65	114 ± 68	211 ± 34	229 ± 26
-0.75	106 ± 43	141 ± 35	119 ± 19
-0.85	61 ± 29	77 ± 23	98 ± 17
-0.95	20 ± 20	54 ± 26	71 ± 17
-1.05	78 ± 39	88 ± 27	71 ± 17
-1.15	132 ± 43	145 ± 44	73 ± 22
-1.25	82 ± 36	74 ± 34	76 ± 30
-1.40		92 ± 46	

Tabelle 5

$$2\pi \frac{d^2\sigma_{\nu}}{dt d\phi} \text{ in nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$$

$$q^2 = -0.55 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2, \quad \epsilon = 0.74 \pm 0.04$$

t	$\langle\phi\rangle = 61.1^\circ$	$\langle\phi\rangle = 70^\circ$	$\langle\phi\rangle = 90^\circ$	$\langle\phi\rangle = 110^\circ$
-0.15	-	-	597 ± 108	-
-0.25	-	-	503 ± 65	-
-0.35	-	161 ± 59	432 ± 61	-
-0.45	249 ± 88	156 ± 52	250 ± 40	-
-0.55	-	161 ± 57	139 ± 28	-
-0.65	-	-	184 ± 34	232 ± 77
-0.75	-	123 ± 43	67 ± 22	-
-0.85	-	82 ± 33	110 ± 33	-
-0.95	-	62 ± 29	77 ± 37	-
-1.05	-	57 ± 33	-	-

Tabelle 6

$$2\pi \frac{d^2\sigma_{\nu}}{dt d\phi} \text{ in nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$$

$$q^2 = -0.85 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2, \quad \epsilon = 0.79 \pm 0.03$$

t	$\langle\phi\rangle = 61.1^\circ$	$\langle\phi\rangle = 70^\circ$	$\langle\phi\rangle = 90^\circ$
-0.15	-	-	-
-0.25	-	-	419 ± 47
-0.35	-	-	326 ± 30
-0.45	-	-	177 ± 19
-0.55	-	163 ± 43	150 ± 19
-0.65	-	107 ± 26	110 ± 17
-0.75	144 ± 71	76 ± 22	79 ± 16
-0.85	24 ± 24	73 ± 19	49 ± 16
-0.95	78 ± 29	97 ± 27	65 ± 19
-1.05	111 ± 36	74 ± 25	46 ± 19
-1.15	59 ± 28	54 ± 22	52 ± 26
-1.25	84 ± 37	48 ± 24	-
-1.35		18 ± 18	-

Den bereits mehrfach angesprochenen Überlegungen folgend können die Daten mit einem systematischen Fehler von  $\pm 15\%$  als Wirkungsquerschnitt für senkrecht zur Streuebene polarisierte Photonen  $d\sigma_{\perp}/dt$  angesehen werden (bei entsprechender Berechnung der Akzeptanz). In diesem Fall können die Daten direkt mit der Photoproduktion verglichen werden. Die neuesten Daten von P.S.L.Booth et al. <sup>44)</sup> wurden bei  $k = 3.91$  GeV gemessen. Zur Umrechnung auf  $W = 2.55$  GeV wurde die Relation

$$\frac{d\sigma}{dt} = \beta(t) (W^2 - m_p^2)^{2\alpha(t)-2}$$

mit der effektiven Trajektorie <sup>23)</sup>  $\alpha(t) = 0.19 + 0.27 \cdot t$  benutzt. Die Photoproduktionsdaten (Abb. 29) zeigen bei kleinen  $|t|$  einen steilen Abfall bis hin zu einem Minimum bei  $t = -0.51$ . In diesem Bereich sind die Daten sehr gut durch eine Exponentialfunktion

$$\frac{d\sigma}{dt} \propto e^{-a|t|} \quad \text{mit } a = 6.23 \pm 0.26 \text{ (GeV/c)}^{-2}$$

zu beschreiben. Oberhalb von  $|t| = 0.51$  folgt ein Wiederanstieg mit einem breiten Maximum bei  $|t| = 1.05 \text{ GeV}^2$ .

Die Kurve in Abb. 29 hat den Verlauf

$$y(t) \propto e^{-4.9|t| - 2.4|t|^2} \quad |t| \geq 0.51 \text{ GeV}^2/c^2$$

Ganz anders ist das Verhalten der Elektroproduktionsdaten (Abb. 30). Bei  $q^2 = -0.22$  erstreckt sich der steile Teil ( $\propto e^{at}$ ,  $a = 4.2 \pm 0.3$ ) bis  $|t| = 0.85 \text{ GeV}^2/c^2$ . Im Bereich um  $|t| = 1.05 \text{ GeV}^2/c^2$  ist der Elektroproduktionsquerschnitt flach oder hat ein kleines Maximum. Mit anwachsenden  $|q^2|$  (Abb. 31, Abb. 32) wird die Steigung immer flacher ( $3.8 \pm 0.3$  bzw.  $3.6 \pm 0.3$ ). Der Knick tritt auch hier bei  $|t| \approx 0.85 \text{ GeV}^2/c^2$  ein. Im flachen Teil ist der Wirkungsquerschnitt von  $q^2$  unabhängig und wesentlich kleiner als  $d\sigma_{\perp}/dt$  in der Photoproduktion, berechnet aus den Daten in Abb. 29 und der bekannten Asymmetrie <sup>23)</sup>.

Das starke Schrumpfen des breiten Maximums kann natürlich nicht durch die Vernachlässigung der (positiv definierten) Beiträge von  $d\sigma_{\parallel}/dt$  und  $d\sigma_{\perp}/dt$  erklärt werden. Im Gegenteil scheint der Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/dt d\phi$  für grosse  $|t|$  nicht von  $\phi$  abzuhängen. Andererseits hat der Wirkungsquerschnitt dort die Grösse erreicht, die  $d\sigma_{\parallel}/dt$  in der Photoproduktion hat. Es ist nicht auszuschliessen, dass der flache Teil des Wirkungsquerschnitts zum Teil von  $d\sigma_{\parallel}/dt$  herrührt.

Abb. 33 zeigt die Zusammenfassung der Daten und Abb. 34 den "Steigungsparameter"  $a$  im steilen Teil des Wirkungsquerschnitts als Funktion von  $q^2$ , berechnet im Intervall  $(.15 \leq |t| \leq .51)$  für die Photoproduktion und  $(.25 \leq |t| \leq .75)$  für  $q^2 = -0.22, -0.85 \text{ GeV}^2/c^2$  bzw.  $(.15 \leq |t| \leq .6)$  für  $q^2 = -0.55 \text{ GeV}^2/c^2$ .

Es folgt eine tabellarische Zusammenstellung der Daten.

Zusammenfassung der Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_{\perp}/dt$

Tabelle 7

$$g_{ee'} = 10.3^0, \quad \langle W \rangle = 2.55 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

$t \text{ GeV}^2/c^2$	$q^2 = -0.22 \pm 0.02 \text{ GeV}^2/c^2$ $\epsilon = 0.57 \pm 0.06$ $d\sigma/dt \text{ in nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$	$q^2 = -0.55 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ $\epsilon = 0.74 \pm 0.04$ $d\sigma/dt \text{ in nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$	$q^2 = -0.85 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ $\epsilon = 0.81 \pm 0.03$ $d\sigma/dt \text{ in nb}/(\text{GeV}^2/c^2)$
-----------------------	---	---	---

-0.15	-	$582 \pm 104$	$394 \pm 62$
-0.25	$1047 \pm 130$	$573 \pm 62$	$360 \pm 35$
-0.35	$726 \pm 60$	$368 \pm 44$	$278 \pm 25$
-0.45	$482 \pm 40$	$227 \pm 28$	$151 \pm 17$
-0.55	$324 \pm 28$	-	$134 \pm 14$
-0.60	-	$143 \pm 16$	-
-0.65	$238 \pm 21$	-	$95 \pm 12$
-0.75	$128 \pm 15$	-	$75 \pm 10$
-0.80	-	$79 \pm 12$	-
-0.85	$91 \pm 12$	-	$64 \pm 10$
-0.95	$87 \pm 13$	-	$71 \pm 11$
-1.0	-	$74 \pm 16$	-
-1.05	$75 \pm 13$	-	$65 \pm 12$
-1.15	$108 \pm 17$	-	$53 \pm 13$
-1.25	$78 \pm 19$	-	-
-1.3	-	-	$50 \pm 11$
-1.4	$91 \pm 24$	-	-

$$\frac{d\sigma}{dt} [10^{-3} \mu\text{b}/\text{GeV}^2]$$

3000

1000

300

100

30

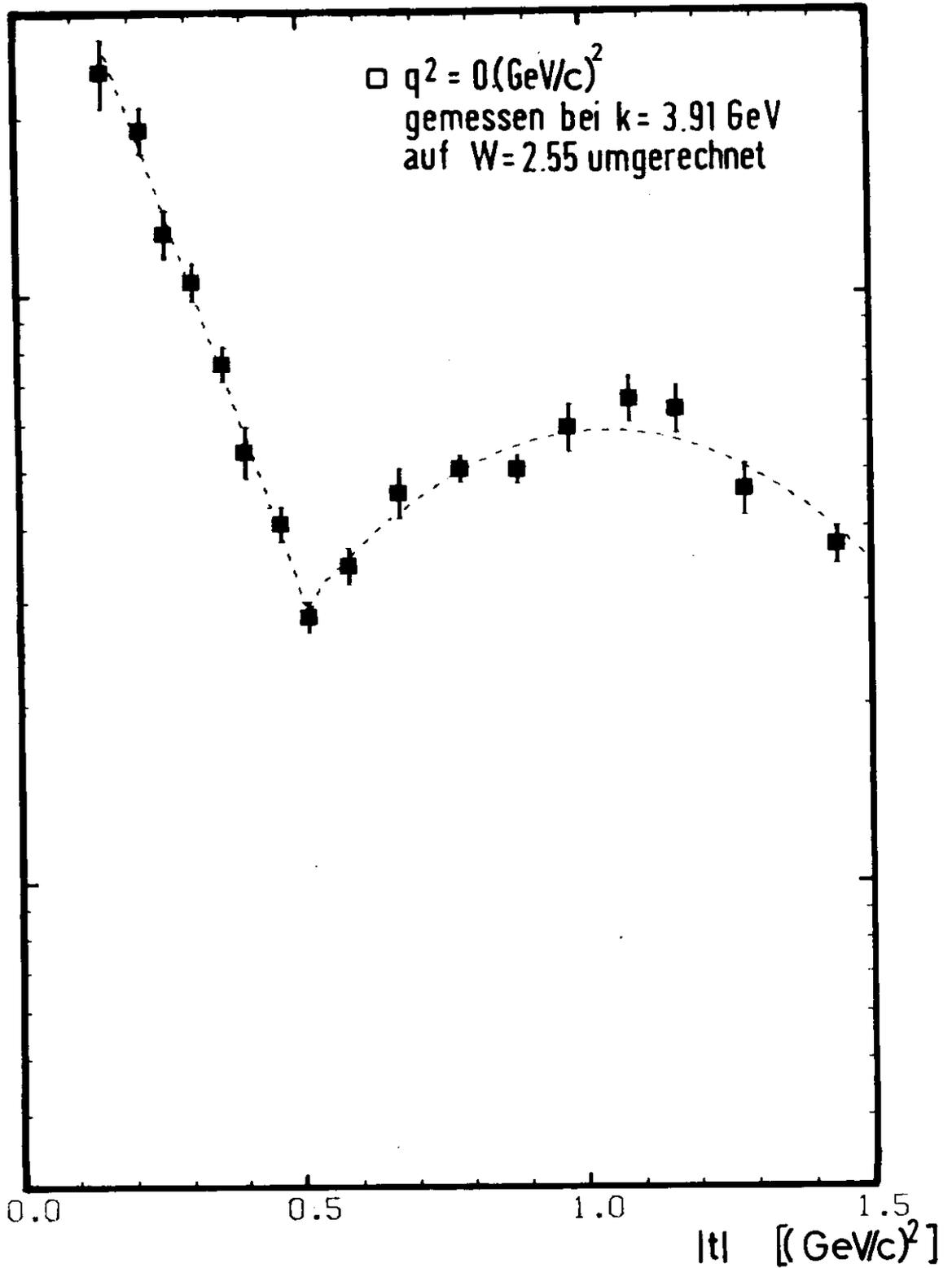


Abb. 29. PHOTOPRODUKTION, MESSUNG VON BOOTH et al.<sup>(44)</sup>

$d\sigma_1/dt$  [nb/(GeV/c)<sup>2</sup>]

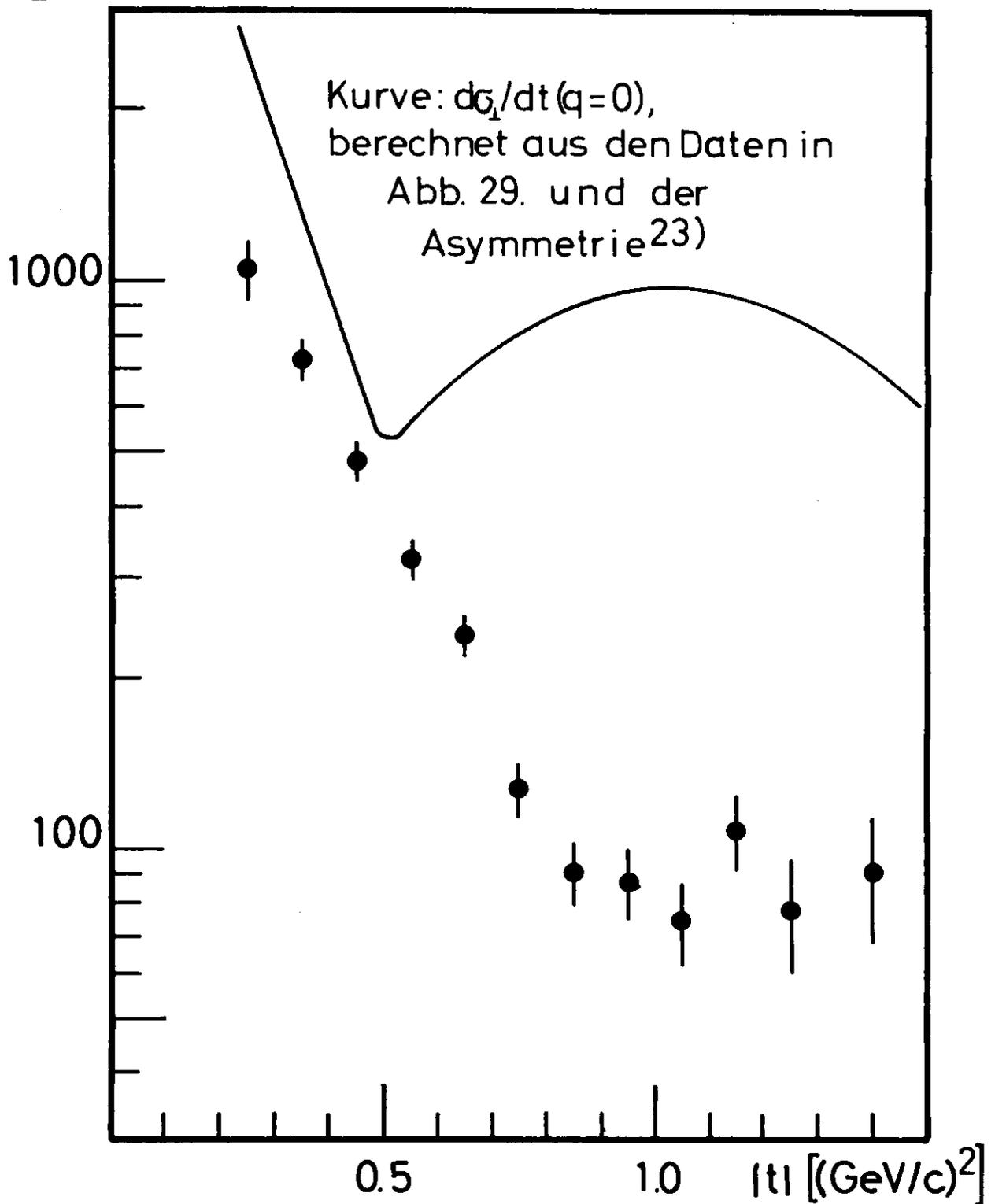


Abb. 30. Elektroproduktion  $q^2 = -0.22(\text{GeV}/c)^2$

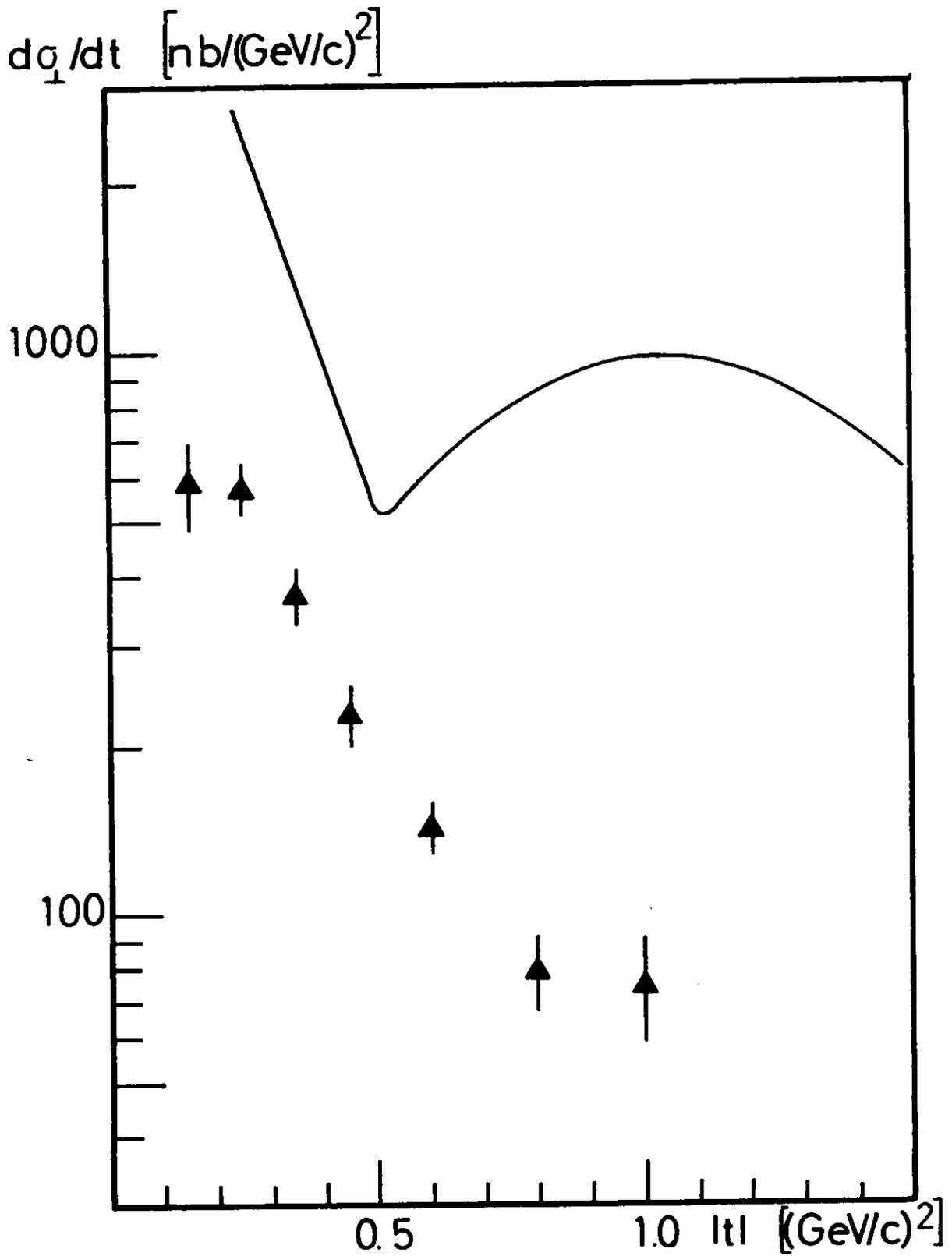


Abb. 31. Elektroproduktion  $q^2 = -0.55(\text{GeV}/c)^2$

$d\sigma_{\perp}/dt$  [nb/(GeV/c)<sup>2</sup>]

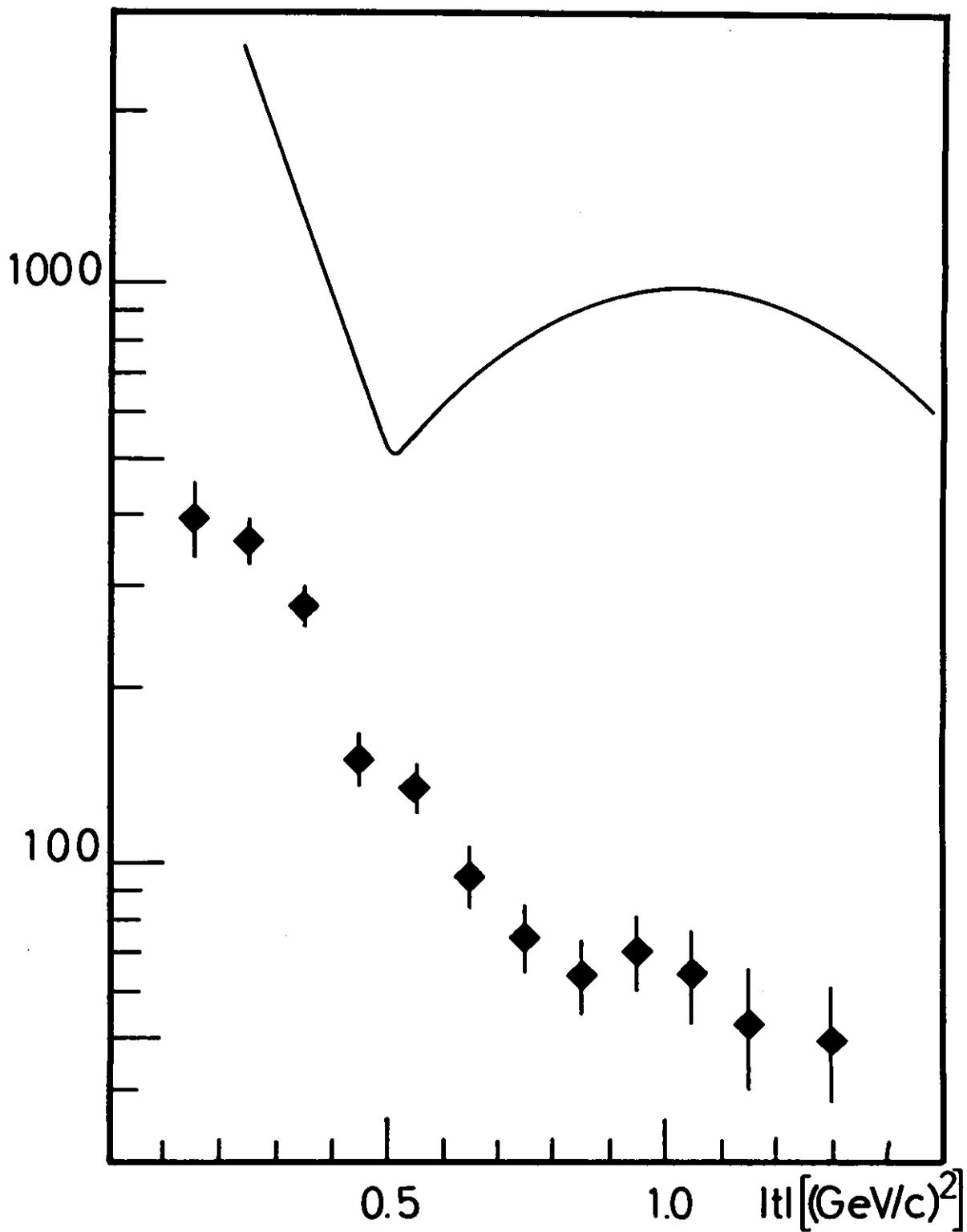


Abb. 32. Elektroproduktion  $q^2 = -0.85(\text{GeV}/c)^2$

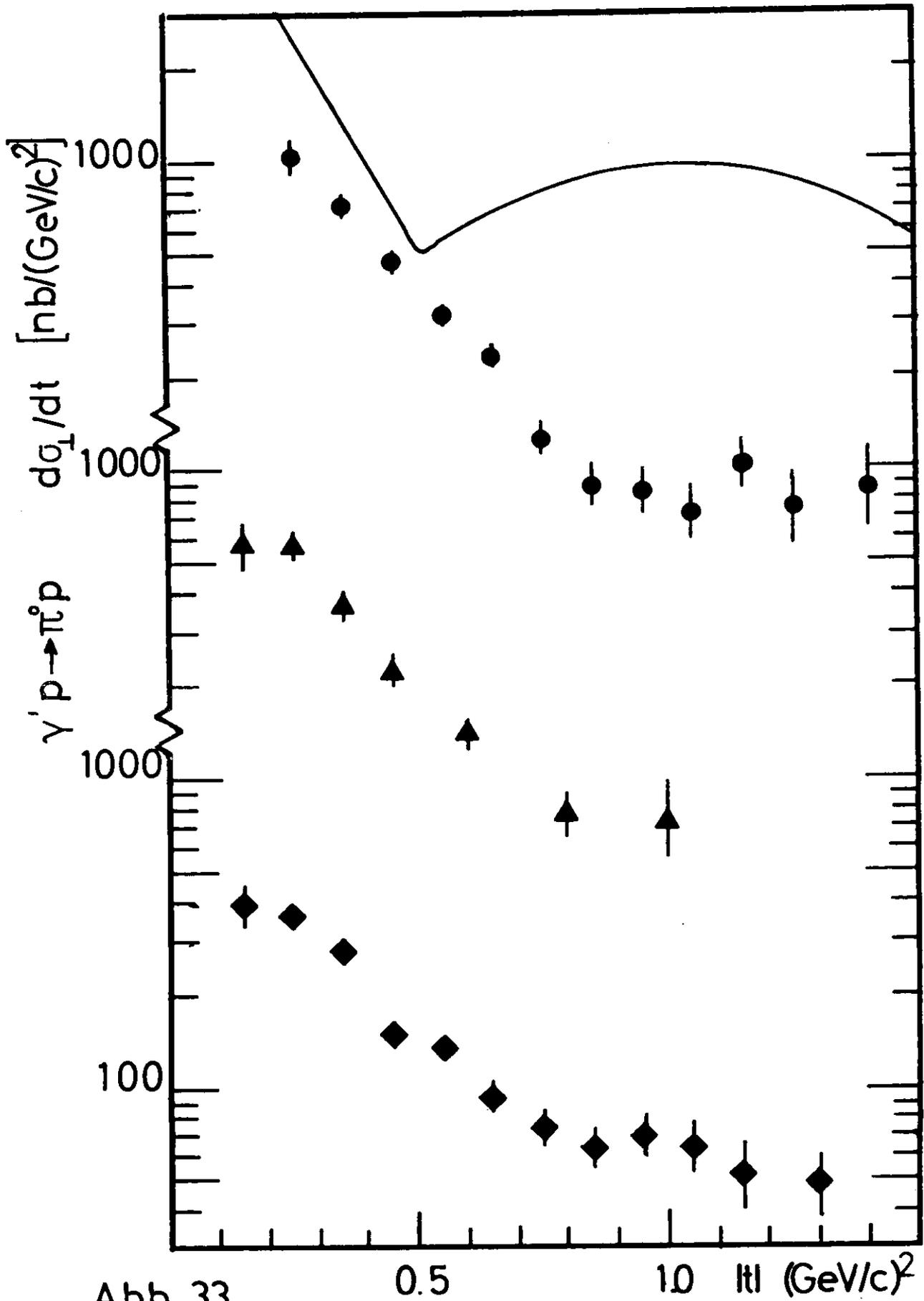
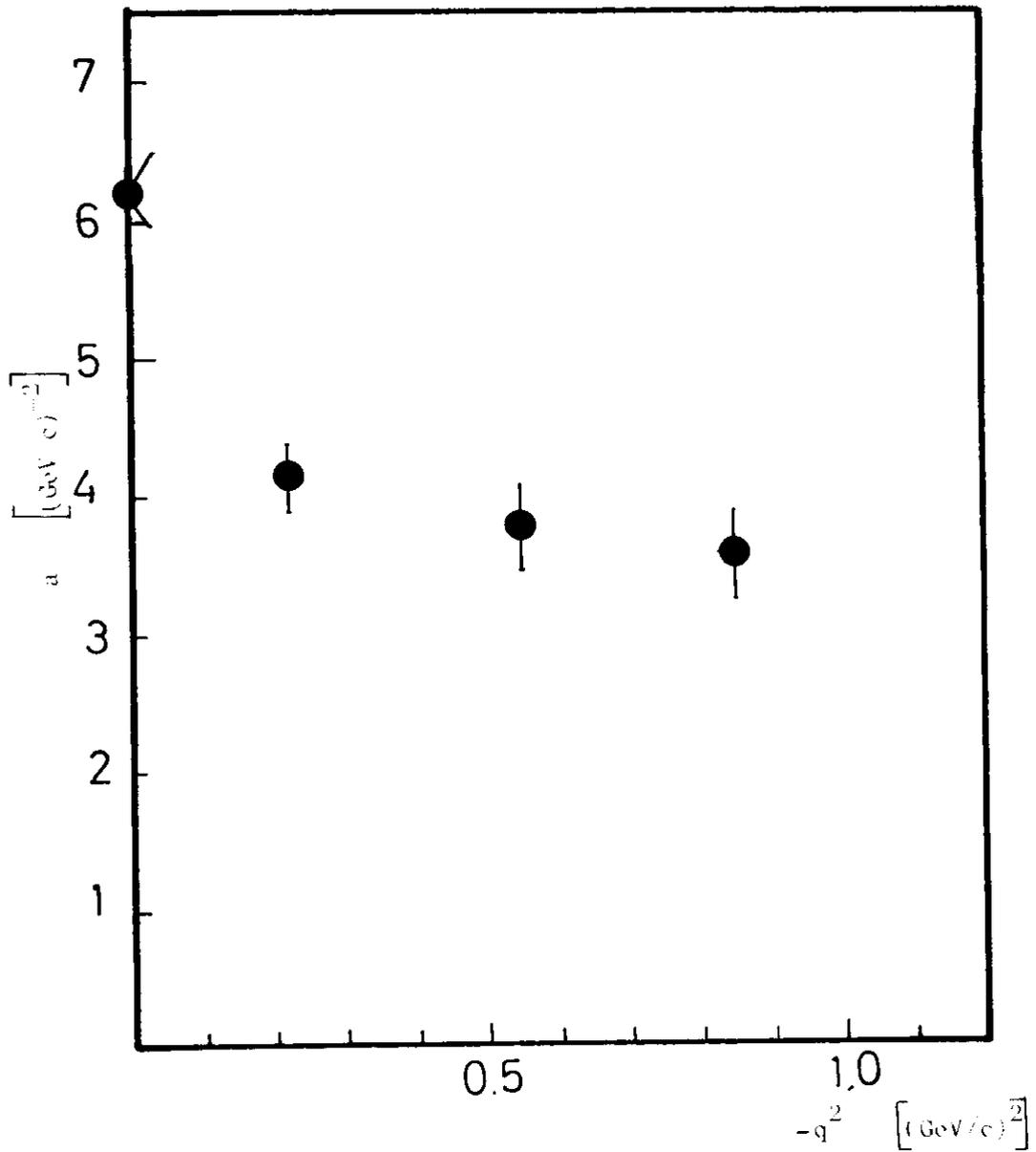


Abb. 33.

Abb. 34. Steigungsparameter  $a$  bei der  $\pi^0$ -Produktion  
mit reellen und virtuellen Photonen

$$\frac{dG}{dt}(\gamma p \rightarrow \pi^0 p) = \text{const.} \times \exp(at)$$



Die Frage nach der  $q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist nicht einfach zu beantworten. Im Bereich oberhalb des Knickpunktes fällt der Wirkungsquerschnitt um fast eine Zehnerpotenz im  $q^2$ -Intervall 0.0 bis  $-0.22 \text{ GeV}^2/c^2$  und ändert sich dann fast nicht mehr. Im Bereich unterhalb des Knicks variiert der Wirkungsquerschnitt stark mit  $t$  und die Steigung variiert mit  $q^2$  (Abb. 34). Der Versuch die Änderung des Wirkungsquerschnitts für alle  $t$  ( $0.15 \leq |t| \leq 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$ ) mit einem Faktor der Form  $(m_\rho^2 / (m_\rho^2 - q^2))^\alpha$  zu erfassen scheitert, wenn in  $\alpha$  nicht eine  $t$ -Abhängigkeit zugelassen wird.

Für die Berechnung des Integrals  $\int_{t_{\min}}^{\infty} d\sigma/dt \cdot dt$  sind Annahmen über den Verlauf von  $d\sigma/dt$  bei kleinem  $|t|$  notwendig, weil Daten in diesem Bereich nicht genommen wurden. Statt dessen werden hier (Abb. 35) die Daten für  $t = -0.25, -0.35$  und  $-0.45 \text{ (GeV/c)}^2$  bzw. (Abb. 36) die Daten für  $t = -0.55$  und  $-0.95 \text{ (GeV/c)}^2$  als Funktion von  $(m_\rho^2 / (m_\rho^2 - q^2))$  aufgetragen. Die Daten bei kleinen  $|t|$  (Abb. 35) sind mit einem linearen Verlauf gut verträglich. Der Wirkungsquerschnitt fällt also etwa wie der totale Wirkungsquerschnitt mit  $q^2$  ab. Auch die Daten für  $t = -0.55 \text{ (GeV/c)}^2$  (Abb. 36) liegen auf einer Geraden, dies ist vermutlich Zufall; der Punkt für  $q^2 = 0$  liegt bereits auf dem wieder ansteigenden Teil. Bei  $t = -0.95 \text{ (GeV/c)}^2$  sind die Daten mit einem linearen Verlauf krass unverträglich.

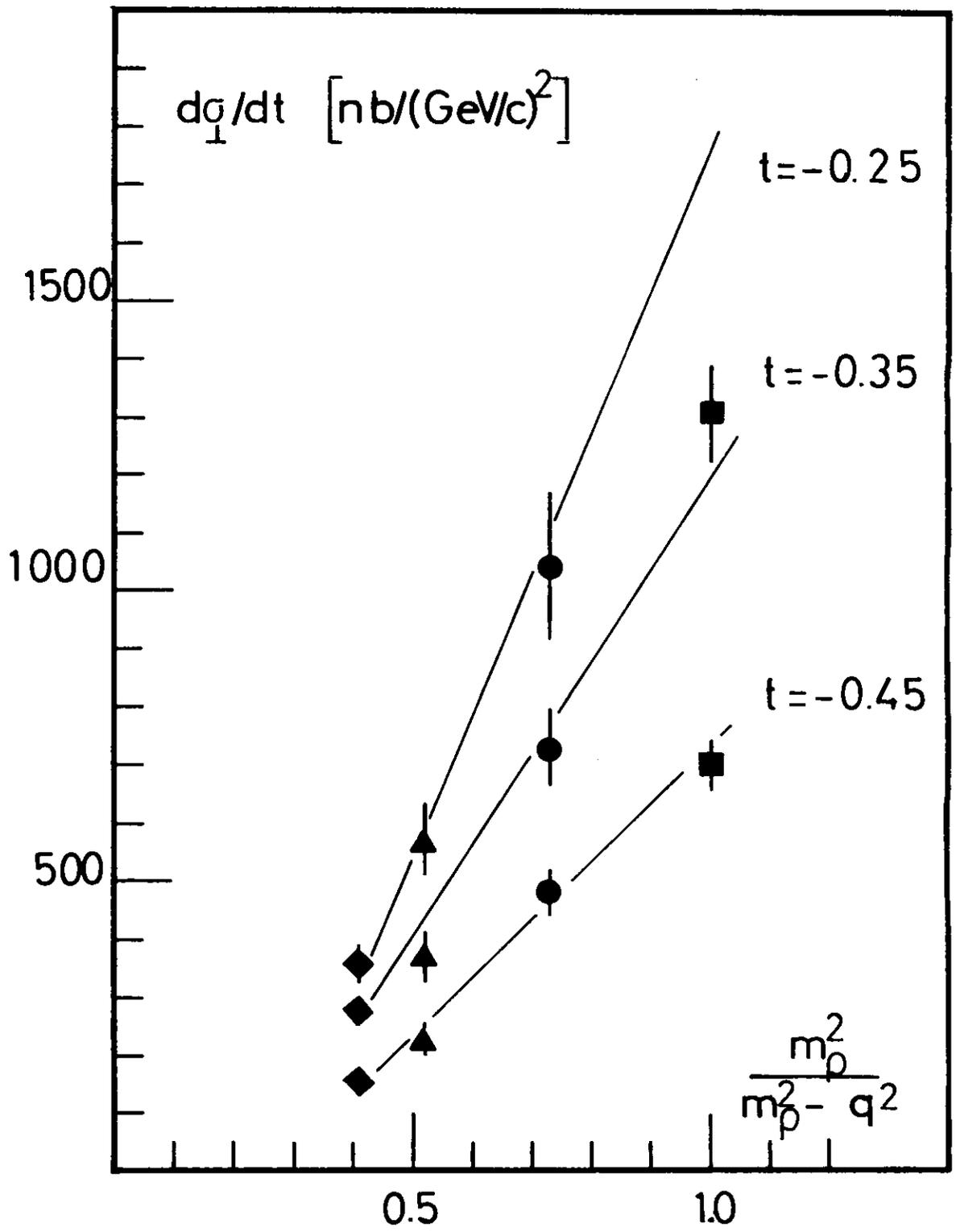


Abb. 35.

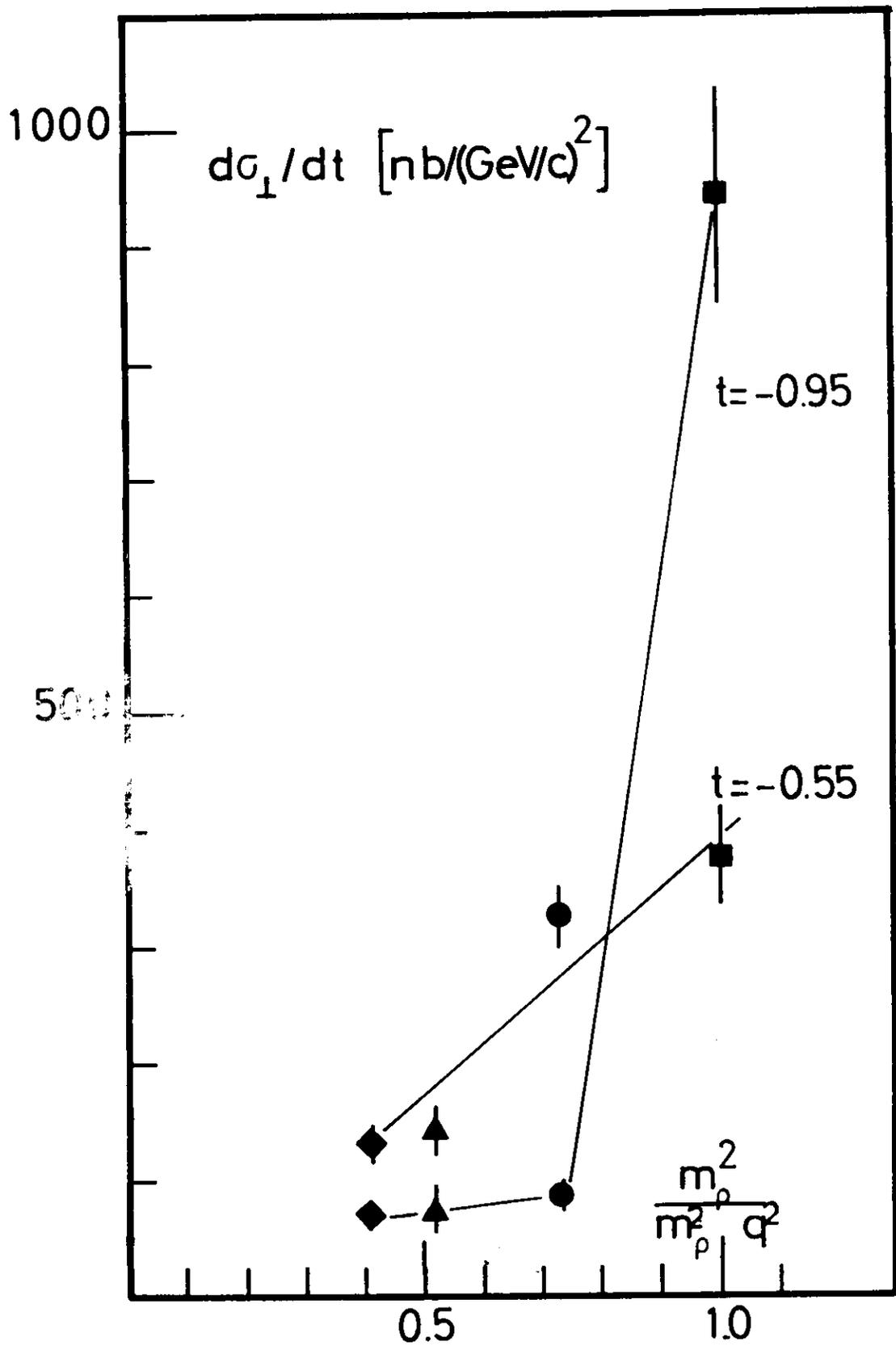


Abb. 36.

#### IV. 2. Vergleich mit theoretischen Modellen

Fast alle theoretischen Modelle, die die  $t$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts beschreiben, beruhen auf Regge-Pol-Ansätzen. Um die offensichtlichen Schwächen reiner Pol-Modelle zu vermeiden, sind allerdings weitere Annahmen nötig. Hier eröffnet sich ein weites Feld von Möglichkeiten, die aber in der Regel auf eine grosse Zahl freier Parameter führen. Damit kann man dann zwar die existierenden Daten fitten, Vorhersagen sind wegen der vielen freien Parameter kaum möglich<sup>53)</sup>. Man versucht daher, die zusätzlichen Annahmen so auszuwählen, dass möglichst wenig freie Parameter notwendig sind. Auch bei diesen Einschränkungen besteht noch eine grosse Freiheit. Teilweise hat man, wie beim Venezianomodelle, noch Schwierigkeiten bei einer detaillierten Formulierung<sup>54)</sup>.

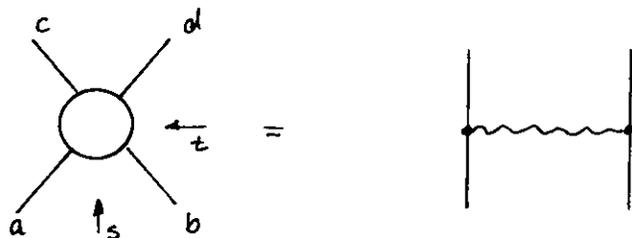
An dieser Stelle soll nur auf die drei am häufigsten zitierten Modelle und ihre Unterschiede eingegangen werden.

##### 2. 1 Beschreibung der Modelle

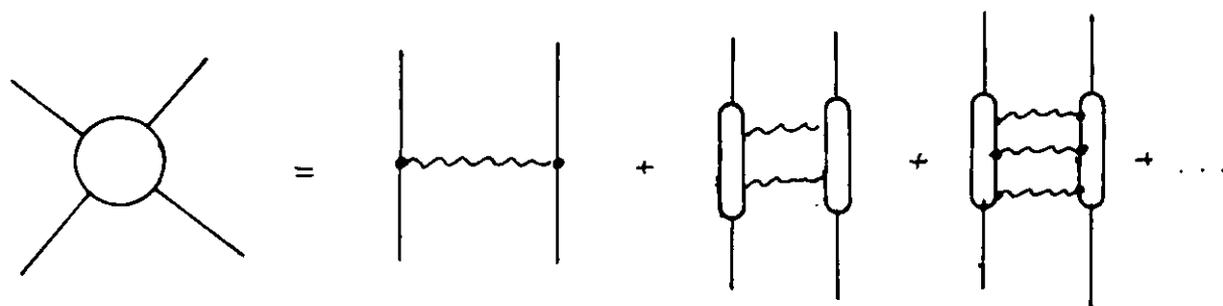
Allen hier diskutierten Modellvorstellungen ist die Grundannahme gemeinsam, dass die Reaktion zur Hauptsache durch den Austausch von Teilchen im  $t$ -Kanal beschrieben werden kann. Das "Dual Absorption" Modell, ursprünglich von H. Harari vorgeschlagen<sup>55)</sup>, berücksichtigt darüberhinaus noch die zum Austausch im  $t$ -Kanal dualen Resonanzen im  $s$ -Kanal.

Die ursprünglichen Vorstellungen eines reinen Regge-Pol Austausches sind bekanntlich<sup>2)</sup> nicht in der Lage, die Daten zu erklären. Der einfachste Ausweg war zunächst die Berücksichtigung der Streuung des ausgetauschten Teilchens.

Konnte man die früheren Vorstellungen mit dem Bild



beschreiben, werden jetzt auch Terme höherer Ordnung berücksichtigt:



Amplitude = Regge Pol + Regge Schnitte.

Bei der Berechnung der Schnittbeiträge setzen die Unterschiede zwischen den heute üblichen Modellen ein <sup>2)</sup>. Wesentlicher noch als eine spezielle Methode, die Vielfachstreuung zu beschreiben, ist die Frage, ob nur elastische Zwischenzustände (weak cut) oder elastische und andere Zwischenzustände (strong cut) in Rechnung gestellt werden müssen.

Bei der Berechnung der Schnittbeiträge bestehen wieder mehrere Ansatzmöglichkeiten. Der Hauptbeitrag sollte von der elastischen Streuung des ausgetauschten Teilchens - Reggeon-Pomeron Schnitt - herkommen. Aber bereits dafür existieren verschiedene Ansätze. Wesentlicher noch als die spezielle Wahl eines Ansatzes, ist die Frage, ob nur elastische Zwischenzustände (weak cut) oder elastische und andere Zwischenzustände (strong cut) in Rechnung gestellt werden müssen. Eine weitere Freiheit liegt in der Wahl der  $t$ -Abhängigkeit der Polresiduen. Die Schnittbeiträge werden als Faltungsintegrale über die ent-

sprechenden Polresiduen in der Impulsdarstellung berechnet. Nullstellen in den Residuen beeinflussen daher die Schnittbeiträge ganz wesentlich.

Solange Schnittbeiträge klein sind, macht die Austauschentartung Nullstellen in den Polamplituden notwendig, um unerwünschte Pole zu kompensieren. Das gleiche könnten auch grosse Schnittbeiträge bewirken, damit wären Nullstellen in den Polamplituden überflüssig. Bis auf eine stetig zu den Teilchenpolen extrapolierbare Funktion kann man die Polamplituden auf zwei Arten beschreiben

$$F_W = \frac{1 + \tau e^{-i\pi\alpha(t)}}{\Gamma(\alpha + 1) \sin\pi\alpha(t)} \quad \text{oder} \quad F_S = \frac{e^{i\pi(j_1 - \alpha(t))/2}}{(t - m_{j_1}^2)}$$

( $\tau$  ist die Signatur =  $(-1)^j$ ,  $j_1$  der Spin des Teilchens mit der niedrigsten Masse  $m_{j_1}$  auf der Trajektorie  $\alpha$ ). Wie schon die benutzte Indizierung andeutet, wird  $F_W$  bei den "weak cut",  $F_S$  bei den "strong cut" Modellen angenommen. Bei der Wahl der zusätzlichen stetigen Funktion besteht wieder eine gewisse Freiheit.

Die wesentlichen Aussagen über das t-Verhalten von differentiellen Wirkungsquerschnitten beruhen in den "weak-cut" Modellen auf den Eigenschaften der Polamplituden der ausgetauschten Teilchen, im wesentlichen also auf den Faktoren  $F_W$  an den verschiedenen Polamplituden<sup>59</sup>).

Der Zähler von  $F_W$  (Signaturfaktor) wird<sup>64</sup>

$$1 + \tau e^{-i\pi\alpha} = \begin{cases} 2 & \leftarrow e^{-i\pi\alpha} = \tau \\ 0 & \leftarrow e^{-i\pi\alpha} = -\tau \end{cases}$$

Im ersten Fall spricht man davon,  $\alpha$  sei an einem Punkt mit "richtiger Signatur" ("right signature"). Entsprechend sagt man im zweiten Fall,  $\alpha$  habe einen Punkt mit "falscher Signatur" ("wrong signature") erreicht.

Der Nenner von  $F_W$  wird

$$\Gamma(\alpha + 1) \sin \pi\alpha = \begin{cases} 0 & \leftarrow \alpha = 0, 1, 2, \dots \\ \text{endlich} & \leftarrow \alpha = -1, -2, -3, \dots \end{cases}$$

Man muss also die beiden Fälle  $\tau = +1$  und  $\tau = -1$  unterscheiden.

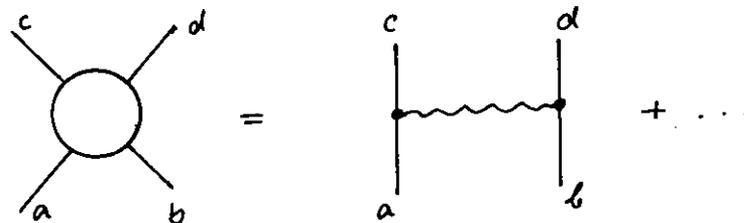
$$\tau = +1$$

$$F_W = \begin{cases} \infty & \leftarrow \alpha = 0, 2, 4 & \text{Regge Pole an Stellen mit richtiger Signatur} \\ \text{endlich} & \leftarrow \alpha = 1, 3, 5 & \text{Pole mit falscher Signatur, die vom Zähler von } F_W \text{ beseitigt werden} \\ 0 & \leftarrow \alpha = -1, -3, -5 & \text{Nullstellen mit falscher Signatur liegen im s-Kanal im physikalischen Bereich } (t \leq 0). \end{cases}$$

$$\tau = -1$$

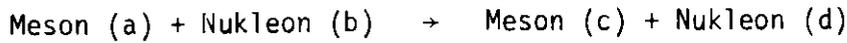
$$F_W = \begin{cases} \infty & \leftarrow \alpha = 1, 3, 5 & \text{Regge Pole an Stellen mit richtiger Signatur} \\ \text{endlich} & \leftarrow \alpha = 0, 2, 4 & \text{Pole mit falscher Signatur, die vom Zähler } F_W \text{ beseitigt werden} \\ 0 & \leftarrow \alpha = -2, -4 & \text{Nullstellen mit falscher Signatur} \end{cases}$$

Für Reaktionen, die mit einer Helizitätsänderung ablaufen, tritt ein weiterer Faktor  $\alpha$  zu  $F_W$ . Auf weitere Komplizierungen, wie das Beseitigen von "Geistern" bei  $\alpha = 0$ , Helizitätsänderung = 0 und ähnliches, soll hier nicht eingegangen werden. Wesentlich für die Betrachtungen hier ist, dass die Reggepolamplituden selbst Nullstellen im physikalischen Bereich ( $t \leq 0$ ) enthalten. Damit sind die beobachteten Strukturen in den differentiellen Wirkungsquerschnitten auf Eigenschaften der ausgetauschten Regge-Teilchen zurückgeführt. Betrachtet man im erwähnten Beispiel die Helizitäten der



beteiligten Teilchen im Anfangs- und Endzustand,  $\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c, \lambda_d$ , so ist Drehimpulserhaltung an den Vertices  $ac$  bzw.  $bd$  nur gewährleistet, wenn der Spin des ausgetauschten Teilchens grösser oder mindestens gleich den z-Komponenten der Spinänderungen an den Vertices (d.h. der Helizitätsänderung  $\lambda_a - \lambda_c$ , bzw.  $\lambda_b - \lambda_d$ ) ist. Ist das nicht der Fall, spricht man von "nonsense" Punkten. Die Nullstellen der Polamplituden im physikalischen Bereich liegen gerade an solchen "nonsense" Punkten. Deshalb werden diese Nullstellen üblicherweise "nonsense wrong signature zeros" (NWSZ) genannt.

Die Beiträge von den Schnitten sind klein. Dies sei am Beispiel der s-Kanal Helizitätsamplituden  $M_{\lambda,\mu}^{(R)}(s,t)$  gezeigt. Für die Reaktion



mit den Helizitäten  $\lambda_a, \lambda_b, \lambda_c, \lambda_d$  und  $\lambda = \lambda_c - \lambda_d, \mu = \lambda_a - \lambda_b$  wird <sup>56)</sup>

$$M_{\lambda,\mu}^{(R)}(s,t) = (-t)^{(n+x)/2} \frac{G}{\Gamma(\alpha_R)} \frac{1 + \tau \exp(-i\pi\alpha_R)}{\sin \pi\alpha_R} (\alpha' \cdot s)^{\alpha_R},$$

mit  $n = |\lambda - \mu|$  der Helizitätsänderung,

und  $x = |\lambda_c - \lambda_a| + |\lambda_d - \lambda_b| - |\lambda_c - \lambda_d - \lambda_a + \lambda_b|$ .

$\alpha_R$  ist die ausgetauschte Trajektorie,  $\alpha'$  ihre Steigung. Die Photoproduktion lässt sich über die Vektormeson-Dominanz-Vorstellungen auf diesen Reaktionstyp zurückführen. Der Schnittbeitrag, in seiner einfachsten Form (elastische Streuung des Regge-Teilchens), lässt sich dann wie folgt ausdrücken <sup>56)</sup>

$$M_{\lambda,\mu}^{(RP)}(s,t) \propto \int_0^\infty dt' \int_n (\sqrt{t' \cdot (-t)}) M_{\lambda,\mu}^{(R)}(s,t') M^{(P)}(s,t')$$

$M_{\lambda,\mu}^{(R)}$  enthält die "nonsense wrong signature zeros". Für den Austausch von Vektormesonen (z.B.  $\rho$  und  $\omega$ ) wechselt  $M_{\lambda,\mu}^{(R)}$  daher sein Vorzeichen bei  $t' = 0.55 (\text{GeV}/c)^2$ . Andererseits fällt  $M$  exponentiell mit  $t'$  ab. Wesentlich trägt zum Integral nur das Intervall  $0 \leq t' \leq 1 (\text{GeV}/c)^2$  bei. Im Wesentlichen enthält das Integral daher zwei Anteile mit entgegengesetztem Vorzeichen. Insgesamt ist der Schnittbeitrag deshalb klein ("weak cut model"). Die verschiedenen neueren Varianten dieses Modelltyps sind durchaus in der Lage, die meisten Daten mehr oder weniger gut zu beschreiben, wenngleich manchmal grosse Beiträge auf Austausch von Teilchen zurückgeführt werden, ohne dass die Existenz dieser Teilchen sichergestellt ist <sup>65,66)</sup>.

Beim "Strong-Cut-Reggeized-Absorption-Model" <sup>60)</sup> und seinen Varianten enthalten die Reggepolamplituden keine Nullstellen an Stellen falscher Signatur, das heisst der Integrand bei der Berechnung der Schnittbeiträge wechselt sein Vorzeichen nicht. Die resultierenden Schnittamplituden sind gross. Die Vorstellung ist, dass destruktive Interferenzen bei der Reggeon-Pomeron

Streuung auftreten, die dann die Strukturen im Wirkungsquerschnitt erklären. Zusätzlich wird dieser Schnittbeitrag um einen Faktor  $\lambda > 1$  erhöht, um zusätzlichen diffraktiven Zwischenzuständen, die nicht genauer bekannt sind, Rechnung zu tragen. Die verbesserten Versionen dieses Modelltyps stehen im Einklang mit den meisten Daten.

H. Harari <sup>55)</sup> hat darauf hingewiesen, dass in der inelastischen Reaktion  $a b \rightarrow c d$  bei einer Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  der Imaginärteil der s-Kanal Helizitätsamplitude lokal von Resonanzen der Masse  $\approx \sqrt{s}$  bestimmt wird. Das ist gerade die zum Regge-Austausch im t-Kanal duale Aussage für den s-Kanal. Die Masse  $\sqrt{s}$  ist recht hoch, daher haben die entsprechenden "Resonanzen" einen hohen Drehimpuls. Die s-Kanal Resonanzen entsprechen also insbesondere den peripheren Partialwellen. Der Imaginärteil der Amplitude wird durch die Beiträge an der "Oberfläche", beim Wechselwirkungsradius R bestimmt <sup>61)</sup>. Partialwellen mit kleineren Drehimpulsen werden absorbiert. In der Stossparameterdarstellung für die s-Kanal Helizitätsamplitude  $M_{\lambda,\mu}$  kann man das so formulieren <sup>56)</sup>:

$$\text{Im } M_{\lambda,\mu}(s, b) = c_{\lambda,\mu} \cdot \delta(b - R) \quad R = 1 \text{ fermi}$$

b ist der Stossparameter.

Damit bekommt man

$$\text{Im } M_{\lambda,\mu}(s, t) \sim s \int_0^{\infty} b db M_{\lambda,\mu}(s, b) J_n(b\sqrt{-t})$$

oder

$$\text{Im } M_{\lambda,\mu}(s, t) = C_{\lambda,\mu}(s) J_n(R\sqrt{-t})$$

Der Imaginärteil der Helizitätsamplitude ist im wesentlichen durch eine Besselfunktion gegeben. Der Realteil kann für  $s \rightarrow \infty$  über Dispersionsrelationen bei festem  $t$  gewonnen werden. Hinzu tritt noch eine Schnittamplitude

$$M_{\lambda, \mu}(s, t) = M_{\lambda, \mu}^{(R)}(s, t) + M_{\lambda, \mu}^{(R, R)}(s, t).$$

Pol und Schnitt enthalten beide Faktoren von der Art  $F_W$  in den "weak cut" Modellen

Für Reaktionen mit der Helizitätsänderung  $n = 1$  wird

$$\text{Im } M_{\lambda, \mu}(s, t) \sim J_1(R\sqrt{-t})$$

Im Spezialfall  $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$  dominiert der  $\omega$ -Austausch ( $n = 1$ ). Aus dem  $\omega$  Regge Pol mit "nonsense wrong signature zeros" wird eine Struktur in  $t$  der Form  $J_1(R\sqrt{-t})$  mit einem schwachen Schnittbeitrag. Bei einer Helizitätsänderung  $n = 0$  mit  $\omega$ -Austausch ( $K^+ p \rightarrow K^+ p$ ) tritt zum Regge Pol ein starker Schnittbeitrag, der mit der gleichen Argumentation wie bei den "strong cut" Modellen mit einem Faktor  $\lambda = 2$  verstärkt wird.

In gewisser Weise stellt das "Dual-Absorptions-Modell" eine Verbindung zwischen Modellen mit schwachen und starken Schnittbeiträgen her. Die Struktur des Wirkungsquerschnitts wird durch geometrische Effekte hervorgerufen

Relativ modellunabhängig aus den Daten, Niederenergieanalysen und Dispersionsrelationen gewonnene  $s$ -Kanal Helizitätsamplituden zeigen die vom "Dual-Absorptions-Modell" erwartete Struktur<sup>62, 63</sup>).

#### IV. 2. 2 Vergleich mit den Daten

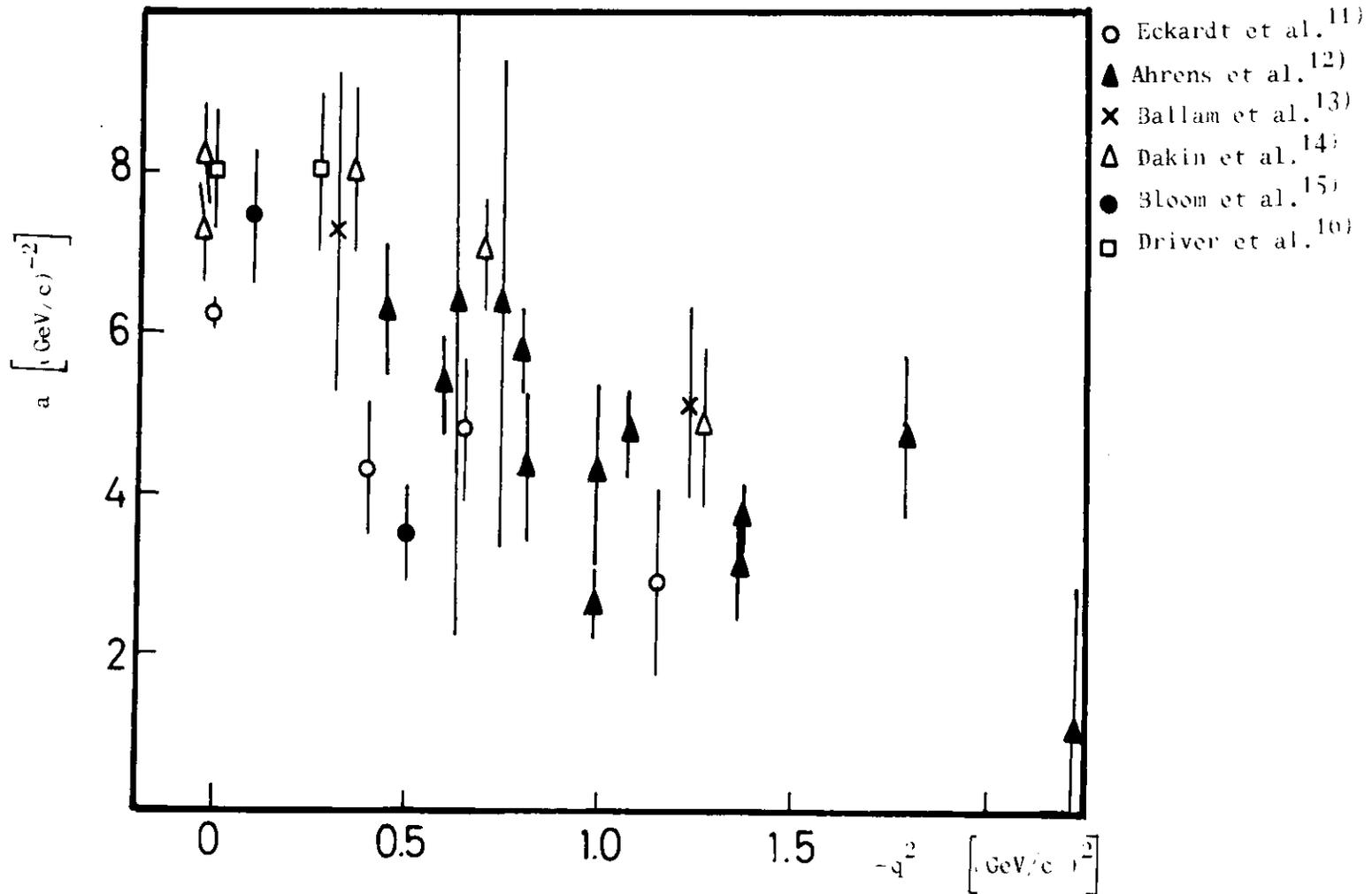
Mit dem Quadrat der Masse des virtuellen Photons  $q^2$  steht in der Elektroproduktion ein neuer Parameter zur Verfügung. Es gibt nur wenige Vorhersagen zu der hier gemessenen Reaktion<sup>22</sup>), die zudem im Widerspruch zu den Daten stehen. Angesichts der Vielzahl der möglichen Modellvarianten lassen sich nur allgemeine Schlussfolgerungen ziehen.

In der Elektroproduktion wird ein Minimum im Wirkungsquerschnitt an der gleichen Stelle wie bei der Photoproduktion nicht beobachtet. Dies zu erklären, dürfte für "weak-cut" Modelle eine grundsätzliche Schwierigkeit sein. Im Rahmen der beiden anderen Modelle ist das beobachtete Verhalten vermutlich er-

klärbar. Um die Nullstelle der dominierenden Amplitude zu  $n = 1$   $M_1$  auf etwa  $0.9 \text{ (GeV/c)}^2$  zu verschieben, ist allerdings eine Verkleinerung des Wechselwirkungsradius auf die Hälfte notwendig. Die Daten zur  $\rho$ -Elektroproduktion (Abb. 36) - der Steigungsparameter ist bekanntlich ein Mass für den Wechselwirkungsradius des Photons - zeigen aber, dass  $R$  sich im Bereich von  $q^2 = 0$  bis  $q^2 = -0.22 \text{ (GeV/c)}^2$  nur wenig ändert <sup>12)</sup>. Daher scheinen auch im Rahmen von "Dual-Absorption" und "Strong-Cut" Verstellungen Schwierigkeiten bei der Erklärung der vorliegenden Daten zu bestehen.

Abb. 37. Steigungsparameter  $a$  bei der  $\rho^0$ -Produktion mit reellen und virtuellen Photonen

$$\frac{d\sigma}{dt}(qp \rightarrow \rho^0 p) = \frac{d\sigma}{dt}_{t=0} \times \exp(at)$$



## V. Zusammenfassung

Die Reaktion  $e p \rightarrow e' p' \pi^0$  wird bei einer Schwerpunktsenergie von  $W = 2,6 \text{ GeV}$  und Impulsüberträgen  $Q^2 = 0.22, 0.55, 0.85 \text{ (GeV/c)}^2$  untersucht. Gemessen wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{dt}(t) \text{ im Intervall } (0.25 \text{ GeV}^2 \leq |t| \leq 1.3 \text{ GeV}^2)$$

bei  $\phi$  in der Nähe von  $90^\circ$ , und der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^2\sigma}{dt d\phi}(t, \phi) \text{ für } \langle \phi \rangle = 61.1^\circ, 70^\circ, 90^\circ \text{ im gleichen } t\text{-Intervall.}$$

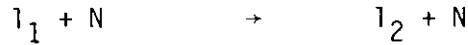
Die Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt(t)$  fallen für kleine  $|t|$  steil ab und gehen bei  $|t| = 0.85 \text{ GeV}^2$  in eine flache Schulter über. Oberhalb von  $|t| \approx 0.85 \text{ GeV}^2/c^2$  sind die Wirkungsquerschnitte für  $q^2 = -0.22$  und  $q^2 = -0.85$  praktisch gleich. Der Photoproduktionsquerschnitt ist 9mal grösser. Veränderungen des Dips der Photoproduktion werden von verschiedenen Modellen nahegelegt oder ermöglicht. Die starke Änderung schon bei kleinen  $|q^2|$  kommt überraschend und stellt die meisten Modelle in Frage, zumal in der  $\rho^0$ -Produktion keine schnellen Änderungen der Steigung als Funktion von  $q^2$  beobachtet werden. Insbesondere überrascht der starke Abfall auf weniger als 10% des Photoproduktionsquerschnitts im Bereich des zweiten Maximums in der Photoproduktion ( $t = -1.1 \text{ GeV}^2/c^2$ ).

Die  $q^2$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist für  $|t| < 0.5 \text{ GeV}^2/c^2$  mit  $d\sigma/dt \propto (m^2/(m_\rho^2 - q_\rho^2))$  verträglich

Anhang A

Wirkungsquerschnittsformel

Das Matrixelement für den Prozess



lässt sich in Einphotonnäherung in zwei Faktoren aufspalten<sup>49)</sup>:

$$M = \frac{e}{q^2} \langle N' | J_\mu | N \rangle \langle l_2 | j_\mu | l_1 \rangle.$$

Der erste Teil beschreibt den vom hadronischen Strom, der zweite den vom elektromagnetischen Strom herrührenden Anteil. Der Wirkungsquerschnitt ist proportional zu

$$|M|^2 = \frac{2e^2}{q^2} T_{\mu\nu} L_{\mu\nu}.$$

Der leptonic Anteil

$$2q^2 L_{\mu\nu} = \sum_{\text{Spin}} \langle l_2 | j_\nu | l_1 \rangle^* \langle l_2 | j_\mu | l_1 \rangle$$

lässt sich durch geeignete Wahl von Koordinatensystemen und Helizitätszuständen berechnen.

Man erhält im Breit-System der Nukleonen

$$(A.1) \quad L_{\mu\nu} \cdot T_{\mu\nu} = \frac{1}{1-\varepsilon} \left\{ \frac{1}{2} [T_{xx} + T_{yy}] + \frac{1}{2} [T_{xx} - T_{yy}] \varepsilon \cos 2\varphi \right. \\ \left. + \frac{q^2}{V^2} \varepsilon T_{zz} - \left[ \frac{1}{2} q^2/v^2 \varepsilon (\varepsilon+1) \right]^{1/2} (T_{xz} + T_{zx}) \cos \varphi \right.$$

mit 
$$\varepsilon = 1 / (1 + 2(\bar{q}^2/q^2) \tan^2 \frac{\vartheta}{2}),$$

der Transversalpolarisation des virtuellen Photons.

Über die Beziehung

$$d\sigma = \frac{|M|^2}{v \pi (2E_i)} D$$

mit  $v$  = Relativgeschwindigkeit der einlaufenden Teilchen (=1),

$E_i$  = deren Energien

$D$  = Dichte der Endzustände

berechnet man für den Fall  $e_1 + p_2 \rightarrow e_4 + p_5 + \pi_6^0$

$$\frac{d\sigma^4}{d\Omega_e dE_e dt d\varphi} = \Gamma \frac{d^2\sigma_u}{dt d\varphi},$$

$$\Gamma = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_e}{E_e} \frac{W^2 - m_s^2}{2m_s |q^2|} \frac{1}{1-\varepsilon}.$$

$\Gamma$  gibt die Zahl der abgestrahlten Photonen mit Massenquadrat  $q^2$  und Transversalpolarisation  $\varepsilon$  pro einlaufendem Elektron an,

$$2\pi \frac{d^2\sigma_u}{dt d\varphi} = \frac{1}{2} \left\{ \frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right\} + \frac{1}{2} \left\{ \frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right\} \varepsilon \cos 2\varphi \\ + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \varphi.$$

Häufig werden die Bezeichnungen <sup>18)</sup>

$$\frac{d\sigma_{||}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} = 2 \frac{d\sigma_u}{dt}; \quad \frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} = 2 \frac{d\sigma_p}{dt}$$

benutzt,

$$2\pi \frac{d^2\sigma_u}{dt d\varphi} = \frac{d\sigma_u}{dt} + \frac{d\sigma_p}{dt} \varepsilon \cos 2\varphi \\ + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos \varphi.$$

Term 1 und 3 sind die hauptsächlichen transversalen bzw. longitudinalen Beiträge (vergl. A.1.). Term 2 kommt von der Interferenz der beiden transversalen Polarisationen. Der 4. Term von der Interferenz zwischen longitudinaler und transversaler Polarisation.

Integriert man über die Hadronrichtungen, mitteln sich Term 2 und 4 zu Null, Term 1 und 3 werden in der üblichen Bezeichnung zu  $\sigma_T$  bzw.  $\sigma_L$ , die sich durch die bekannten Strukturfunktionen ausdrücken lassen <sup>50)</sup>:

$$\sigma_T = 4\pi^2 \alpha \cdot 2m_p / (W^2 - m_p^2) \cdot W_1 \\ \sigma_L = 4\pi^2 \alpha \cdot 2m_p / (W^2 - m_p^2) \left\{ \frac{v^2 - q^2}{q^2} W_2 - W_1 \right\}$$

### Anhang B

Berücksichtigung der W-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts bei der Strahlungskorrektur

Die wesentliche Variation des Wirkungsquerschnitts kommt von der Änderung von  $W(d\sigma/dt \propto W^{-4}$  in führender Ordnung). Abstrahlen eines Photons vom primären Elektron täuscht in der Berechnung der fehlenden Masse ein höheres  $m^2$  vor, während in Wirklichkeit das W der Reaktion kleiner als angenommen ist.

$$\text{Wegen } W^2 = q^2 + m_p^2 + 2v m_p - 2k m_p - 2v k + 2\vec{q} \cdot \vec{k}$$

mit  $k$  = Viervektor des zusätzlich abgestrahlten Photons

$$\begin{aligned} \text{und } M_x^2 &= (q - k + m_p - p)^2 = \\ &= (m_{\pi^0}^2 + 2k p - 2k_0 m_p) = \\ &= m_{\pi^0}^2 + 2k_0 E_p - 2k_0 m_p + 2|\vec{k}| |\vec{p}| \cos \vartheta_{kp} . \end{aligned}$$

In "peaking" Näherung ist

$$\begin{aligned} \vec{q} \cdot \vec{k} &\approx v \cdot k_0 \\ \cos \vartheta_{kp} &\approx \cos \vartheta_{ep} \approx 0.5 \\ \Rightarrow M_x^2 &\approx m_{\pi^0}^2 - \frac{k t}{m_p} + |\vec{k}| |\vec{p}| \end{aligned}$$

Der Schnitt in der quadrierten "fehlenden Masse" des e-p Systems wird bei  $0.2 \text{ GeV}^2$  gemacht, also  $m_x^2 - m_{\pi^0}^2 = 0.18$ ,  
bei  $t = -0.25$  folgt

$$k_0 \approx \frac{0.18}{0.52 + \frac{0.25}{0.938}} \approx 0.23 \text{ [GeV]}$$

bzw.  $\Delta W^2 = 0.43 \text{ [GeV}^2]$

Bei einem mittleren  $W$  von  $\langle W \rangle = 2.55 \text{ GeV}$  and  $d\sigma/dt \propto W^{-4}$  variiert damit der Wirkungsquerschnitt um maximal 15%. Für den typischen Wert  $t = -0.6 \text{ (GeV}^2/c^2)$  ergibt sich 7%.

Wie gross ist der Einfluss auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{exp}}$  ?

Zum gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{exp}}$  tragen primäre Elektronen aus dem Energieintervall  $\Delta E_1 = [E_1^{\text{min}}, E_1]$  bzw. sekundäre Elektronen aus dem Inter-

vall  $\Delta E_4 = [E_4, E_4^{\max}]$  gewichtet mit der Energieverteilung der jeweiligen Targettiefe bei.

$$\sigma_{exp} = \int_0^T \frac{dt}{T} \int_{E_1^{\min}(E_4)}^{E_1} dE_1' \int_{E_4}^{E_4^{\max}(E_1')} dE_4' \cdot I(E_1, E_1', t) I(E_4', E_4, T-t) \cdot \sigma_T(E_1', E_4')$$

$$E_1^{\min} = \frac{E_1 \cdot E_4 \cdot m_p}{E_1 m_p - q^2}, \quad E_4^{\max} = \frac{E_1 E_4 m_p}{E_4 m_p - q^2}$$

Wenn das einlaufende Elektron ein Photon der Energie  $k$  abgestrahlt hat, wird das  $W$  für die Reaktion falsch (zu gross) berechnet. Solche Ereignisse heben den gemessenen Wirkungsquerschnitt an. Wegen der starken  $W$ -Abhängigkeit ist der Fall, das das auslaufende Elektron strahlt, zu vernachlässigen.

Wenn  $I(E_0, \epsilon, t)$  die Wahrscheinlichkeit dafür angibt, ein Elektron, das mit der Energie  $E_0$  in ein Streumedium eintritt, nach  $t$  Strahlungslänge mit der Energie zwischen  $\epsilon$  und  $\epsilon + dE$  anzutreffen, wird der Beitrag durch die  $W$ -Verschiebung analog zu Y.S. Tsai (41):

$$\delta = \int_0^{2T'} \frac{1}{2T'} dt \int_{E_1 - k_{max}}^{E_1} I(E_1, E_1', t) \sigma_{eff} \cdot dE_1'$$

$$T' = b \left( \frac{l}{2} + t_r \right), \quad t_r = \frac{\alpha}{\pi \cdot b} \left( \ln 2 \frac{(p_1 \cdot p_4)}{m_e^2} - 1 \right)$$

$\sigma_{eff}$  ist der (strahlungsfreie) Wirkungsquerschnitt,  $b \sim 4/3$ ,  $T$  = Targetlänge in Strahlungslängen.

Wenn man die bei Y.S. Tsai angegebene Form für die Energieverteilung  $I$  einsetzt, folgt

$$\delta = \int_0^{2T'} \frac{dt}{2T'} \int_{E_1 - k_{max}}^{E_1} \sigma_{eff} \left( \frac{E_1 - E_1'}{E_1} \right)^2 \frac{t}{E_1 - E_1'} \phi \left( \frac{E_1 - E_1'}{E_1} \right) dE_1'$$

$\phi$  gibt das Bremsspektrum wieder.

Die Ersetzung  $\epsilon = E_1 - E_1'$   $d\epsilon = -dE_1'$  liefert

$$\delta = \int_0^{2T'} \frac{dt}{2T'} \int_0^{k_{max}} \sigma_{eff} \left( \frac{\epsilon}{E_1} \right)^2 \frac{t}{\epsilon} \phi \left( \frac{\epsilon}{E_1} \right) d\epsilon$$

Bei der Wahl von  $\phi(\epsilon/E)$  herrscht in der Literatur eine gewisse Willkür.

Wählt man  $\phi\left(\frac{\varepsilon}{E_1}\right) = 1 - \frac{\varepsilon}{E_1} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon^2}{E_1^2}$ , bekommt man

$$\delta = \int_0^{2T'} \frac{dt}{2T'} \int_0^{k_{max}} \sigma_{eff} \left(\frac{\varepsilon}{E_1}\right)^t \cdot t \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{E_1} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{E_1^2}\right) d\varepsilon.$$

Y.S.Tsai zeigt das bei derartigen Integralen in guter Näherung die Integration über t durch den Wert in der Mitte ersetzt werden kann.

$$\delta \approx \frac{1}{2} \int_0^{k_{max}} \sigma_{eff} \left(\frac{\varepsilon}{E_1}\right)^{T'} \left(\frac{1}{\varepsilon} - \frac{1}{E_1} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon}{E_1^2}\right) d\varepsilon$$

Zunächst muss T' berechnet werden

$$p_1 \cdot p_4 \approx -q^2/2 \rightarrow t_r \approx 0.047, T = 0.014$$

$\Rightarrow T' = 0.072.$

$$\delta = \frac{1}{2} \int_0^{k_{max}} \sigma_{eff} E_1^{-0.072} \left( \varepsilon^{-0.928} - \frac{\varepsilon^{0.072}}{E_1} + \frac{3}{4} \frac{\varepsilon^{1.072}}{E_1^2} \right) d\varepsilon.$$

Die W-Abhängigkeit von  $\sigma_{eff}$  kann näherungsweise beschrieben werden

$$\sigma_{eff} \propto S^{-2} \propto W^{-4}$$

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_0}{W^4}$$

$$W^2 = q^2 + m_p^2 + 2[E_1 - E_4]m_p - 2\varepsilon m_p$$

$$\sigma_{eff} = \frac{\sigma_0}{(W_0^2 - 2\varepsilon m_p)^2} \approx \sigma_0 \left(1 + \frac{4\varepsilon m_p}{W_0^2}\right)$$

$$\delta = \frac{1}{2} \sigma_0 \left[ E_1^{-0.072} \left( \frac{k_{max}^{0.072}}{0.072} - \frac{k_{max}^{1.072}}{1.072 \cdot E_1} + \frac{3}{4} \frac{k_{max}^{2.072}}{2.072 E_1^2} \right) + \frac{4m_p}{W_0^2} \left( E_1^{-0.072} \frac{k_{max}^{1.072}}{1.072} - \frac{k_{max}^{2.072}}{E_1 \cdot 2.072} + \frac{3}{4} \frac{k_{max}^{3.072}}{E_1^2 \cdot 3.072} \right) \right]$$

Die Hinzunahme der W-Abhängigkeit ändert also den Wirkungsquerschnitt

$$\text{um } \frac{12.49 - 0.03}{0.193 - 0.003} \sim 0.015$$

d.h. um etwa 2%.

Anhang C

Wirkungsquerschnitte ohne Strahlungskorrekturen

Tabelle 8

$$\mathcal{B}_{ee'} = 10.3 \quad , \quad \langle W \rangle = 2.55 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

$$2\pi \frac{d^2\sigma}{dt d\phi} \text{ in nb / (GeV}^2/\text{c}^2) \quad \text{ohne Strahlungskorrektur}$$

$$q^2 = -0.22 \pm 0.02 \text{ GeV}^2/\text{c}^2 \quad \epsilon = 0.57 \pm 0.06$$

t	$\langle \phi \rangle = 61.1^\circ$	$\langle \phi \rangle = 70^\circ$	$\langle \phi \rangle = 90^\circ$
-0.25	-	-	929 ± 130
-0.35	205 ± 99	468 ± 111	689 ± 68
-0.45	260 ± 109	375 ± 72	468 ± 49
-0.55	-	-	251 ± 28
-0.65	103 ± 63	191 ± 31	207 ± 24
-0.75	94 ± 39	125 ± 31	106 ± 17
-0.85	54 ± 26	67 ± 21	86 ± 15
-0.95	18 ± 18	48 ± 24	64 ± 15
-1.05	69 ± 34	78 ± 24	63 ± 15
-1.15	115 ± 38	127 ± 39	64 ± 20
-1.25	70 ± 31	64 ± 30	65 ± 26
-1.40		81 ± 40	

Tabelle 9

$$g_{ce'} = 10.3^0 \quad \langle W \rangle = 2.55 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

$$2\pi \frac{d^2\sigma_V}{dt d\Omega} \quad \text{in nb/ (GeV}^2/\text{c}^2) \quad \text{ohne Strahlungskorrekturen}$$

$$q^2 = -0.55 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/\text{c}^2 \quad \epsilon = 0.74 \pm 0.04$$

t	$\langle \phi \rangle = 61.1^0$	$\langle \phi \rangle = 70^0$	$\langle \phi \rangle = 90^0$	$\langle \phi \rangle = 110^0$
-0.15	-	-	497 $\pm$ 90	-
-0.25	-	-	444 $\pm$ 58	-
-0.35	-	144 $\pm$ 53	386 $\pm$ 55	-
-0.45	221 $\pm$ 78	139 $\pm$ 46	222 $\pm$ 35	-
-0.55	-	141 $\pm$ 50	121 $\pm$ 25	-
-0.65	-	-	158 $\pm$ 30	200 $\pm$ 66
-0.75	-	104 $\pm$ 37	57 $\pm$ 19	-
-0.85	-	69 $\pm$ 28	92 $\pm$ 28	-
-0.95	-	53 $\pm$ 25	66 $\pm$ 32	-
-1.05	-	48 $\pm$ 28	-	-

Tabelle 10

$$g_{ee'} = 10.3^0 \quad \langle W \rangle = 2.55 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

$$2\pi \frac{d^2\sigma_V}{dt d\sigma} \quad \text{in nb}(\text{GeV}^2/c^2) \quad \text{ohne Strahlungskorrekturen}$$

$$q^2 = -0.85 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2, \quad \epsilon = 0.79 \pm 0.03$$

t	$\langle \phi \rangle = 61.1^0$	$\langle \phi \rangle = 70^0$	$\langle \phi \rangle = 90^0$
-0.15	-	-	343 ± 53
-0.25	-	-	358 ± 34
-0.35	-	-	279 ± 26
-0.45	-	-	152 ± 17
-0.55	-	137 ± 37	126 ± 16
-0.65	-	89 ± 22	91 ± 14
-0.75	117 ± 58	62 ± 18	65 ± 13
-0.85	20 ± 24	60 ± 16	41 ± 13
-0.95	65 ± 24	80 ± 23	54 ± 16
-1.05	91 ± 30	61 ± 21	38 ± 16
-1.15	48 ± 23	44 ± 18	42 ± 21
-1.25	67 ± 30	39 ± 19	-
-1.35	-	15 ± 15	-

Tabelle 11

$$\sigma_{ee'} = 10.3^0, \quad \langle W \rangle = 2.55 \pm 0.01 \text{ GeV}$$

$\frac{d\sigma_{\perp}}{dt}$  in nb/(GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup>) ohne Strahlungskorrekturen

$t \text{ GeV}^2/c^2$	$q^2 = -0.22 \pm 0.02 \text{ GeV}^2/c^2$ $\epsilon = 0.57 \pm 0.06$	$q^2 = -0.55 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ $\epsilon = 0.74 \pm 0.04$	$q^2 = -0.85 \pm 0.01 \text{ GeV}^2/c^2$ $\epsilon = 0.81 \pm 0.03$
-----------------------	--	--	--

---

-0.15	-	495 ± 88	329 ± 51
-0.25	1034 ± 128	516 ± 56	313 ± 30
-0.35	707 ± 59	335 ± 40	243 ± 21
-0.45	461 ± 39	206 ± 26	132 ± 15
-0.55	304 ± 26	-	116 ± 12
-0.60	-	126 ± 14	-
-0.65	220 ± 19	-	80 ± 10
-0.75	116 ± 13	-	62 ± 8
-0.80	-	68 ± 11	-
-0.85	81 ± 11	-	54 ± 8
-0.95	79 ± 11	-	59 ± 9
-1.0	-	64 ± 14	-
-1.05	71 ± 12	-	54 ± 10
-1.15	96 ± 15	-	44 ± 11
-1.25	68 ± 16	-	-
-1.3	-	-	40 ± 9
-1.4	80 ± 21	-	-

## Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Schematische Darstellung der Kinematik
- Abb. 2 Schematischer Aufbau
- Abb. 3 Schematischer Aufbau des  $e^-$ -Spektrometers
- Abb. 4 Schematische Darstellung einer Gray-Code Kammer
- Abb. 5 Typisches Cerenkovzähler-Schauerzähler Spektrum
- Abb. 6 Spektrum der quadrierten fehlenden Masse, elastische Streuung
- Abb. 7 Schematischer Aufbau des p-Spektrometers
- Abb. 8 Vertikalwinkelauflösung im p-Spektrometer
- Abb. 9 Impulsauflösung im p-Spektrometer
- Abb. 10 Akzeptanz des p-Spektrometers
- Abb. 11 Schematischer Aufbau des Bleiglasdetektors
- Abb. 12 Foto eines Zählers
- Abb. 13 Schaltplan des Spannungsteilers
- Abb. 14 Typische Impulshöhenspektren
- Abb. 15 Linearität
- Abb. 16 Energieauflösung der Einzelzähler
- Abb. 17 Randeffekte, Impulshöhe als Funktion des Einschussortes
- Abb. 18 Energieauflösung des Detektors
- Abb. 19 Prinzipschaltbild der Elektronik
- Abb. 20 Schaltplan "schnelle e-Logik"
- Abb. 21 Übersicht über die Datenreduktion
- Abb. 22 Typisches Schauerspektrum (mit angedeutetem Schnitt)
- Abb. 23 Flugzeitspektrum der Protonen (Teil der Daten)
- Abb. 24 Flugzeitspektrum der 2-Photon Koinzidenzen (Teil der Daten)
- Abb. 25 Ortsrekonstruktion
- Abb. 26 Spektrum der quadrierten fehlenden Masse
- Abb. 27 Quadriertes Massenspektrum des 2-Photon Systems
- Abb. 28 Vergleich von  $d\sigma_{\perp}/dt$  und  $d\sigma_{\parallel}/dt$  in der Photoproduktion
- Abb. 29 Neueste Photoproduktionsdaten von Booth et al <sup>44)</sup>, auf  $W = 2.55$  GeV umgerechnet

- Abb. 30 Elektroproduktion,  $d\sigma/dt$  bei  $q^2 = -0.22 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 31 Elektroproduktion,  $d\sigma/dt$  bei  $q^2 = -0.55 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 32 Elektroproduktion,  $d\sigma/dt$  bei  $q^2 = -0.85 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 33 Zusammenfassung der Elektroproduktionsdaten
- Abb. 34 Steigungsparameter  $a$  ("slope") in der  $\pi^0$ -Photo- und Elektroproduktion
- Abb. 35  $Q^2$  Verhalten bei  $t = -0.25, -0.35, -0.45 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 36  $Q^2$  Verhalten bei  $t = -0.55, -0.95 \text{ (GeV/c)}^2$
- Abb. 37 Steigungsparameter in der  $\rho$ -Photo- und Elektroproduktion

## Literaturverzeichnis

- 1) E.J.Squires - Regge Pole Phenomenology  
Springer Tracts Mod.Phys. 57, 71 (1971)
- 2) B.Schrempp-Otto F.Schrempp - Are Regge Cuts still Worthwhile ?  
Springer Tracts Mod.Phys. 61, 68 (1972)
- 3) H.Harari - Models for High Energy Photoproduction and low  $q^2$   
Electroproduction  
Proc. of the 1971 International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies, Cornell  
University, Ithaca, N.Y.
- 4) P.Marshall - Electromagnetic Interactions  
Proc. of the 1973 School for Young High Energy Physicists  
Rutherford Laboratory, Chilton, Didcot, Berks. U.K.  
RL-74-038
- 5) A.C.Irving - Exchange Mechanisms in Rho-, Photo- and Electroproduction  
CERN TH. 1927 - CERN
- 6) A.C.Irving  
L.G.F.Vanryckegham - Exchange Component Analysis of Neutral Pseudo-  
scalar Meson Photoproduction  
Liverpool University, Preprint März 1975
- 7) H.Harari - Electroproduction of  $\pi^0$  - A Crucial Test of Dip Mechanisms  
Phys. Rev. Letters 27 (1028) 1971
- 8) H.Cheng - Theoretical Considerations on Inelastic Electron Scattering  
T.T.Wu at High Energies  
Phys.Rev. 183, 1324 (1969)
- 9) R.L.Anderson, D.B.Gustavson, J.R.Johnson, I.D.Overman, D.M.Ritson,  
B.H.Wiik, D.Worcester  
- High-Energy  $\pi^0$  Photoproduction from Hydrogen with  
Unpolarized and Linearly Polarized Photons  
Phys.Rev. D4, 1937 (1971)
- 10) D.Bellenger, R.Bordelon, K.Cohen, S.B.Deutsch, W.Lobar, D.Luckey,  
L.S.Osborne, E.Pothier, R.Schwitters  
- Photoproduction of  $\pi^0$  with Plane Polarized 3-GeV Photons  
Phys.Rev. Lett 23, 540 (1969)

- 11) V.Eckard, H.J.Gebauer, P.Joos, H.Meyer, B.Naroska, D.Notz, W.J. Podolsky, G.Wolf, S.Yellin, G.Drews, H.Nagel, E.Rabe  
- Electroproduction of  $\rho^0$  Mesons at  $1.5 > Q^2 > 0.3 \text{ GeV}^2$   
and  $.8 > W > 1.7 \text{ GeV}$   
Physics Letters B43, 240 (1973)
- 12) L.Ahrens, K.Berkelman, G.S.Brown, D.G.Cassel, W.R.Francis, P.H.Garbincius, D.Harding, D.L.Hartill, J.L.Hartmann, R.L.Loveless, R.C.Rohlf, D.H.White  
- Large Angle Proton and Pion Production in Deep Inelastic Electron Scattering  
Phys. Rev. D9, 1894 (1974)
- 13) J.Ballam, E.D.Bloom, J.T.Caroll, G.B.Chadwick, R.L.A.Cottrell, M.Della Negra, H.DeStaebler, L.K.Gershwin, L.P.Keller, M.D.Mestayer, K.C.Moffeit, C.Y. Prescott, S.Stein  
- A Study of Hadronic Final States from Inelastic Muon Scattering in a Hybrid Bubble Chamber Experiment  
SLAC preprint und Beitrag zur XVI International Conference on High Energy- Physics - Chicago and Batavia, Illinois (1972)
- 14) J.T.Dakin, G.J.Feldmann, W.L.Lakin, F.Martin, M.L.Perl, E.W.Petraske, W.T.Toner  
- Elektroproduction of  $\rho$  and  $\phi$  Mesons  
Phys.Rev.Lett. 30, 142 (1973)
- 15) E.D.Bloom, R.L.A. Catrell, H.DeStaebler, C.L.Jordan, G.Miller, H.Piel, C.Prescott, R.Siemann, C.K.Sinclair, S.Stein, R.E.Taylor  
- Coincidence Electroproduction in the Region of the  $\rho$  Meson  
Phys. Rev. Lett 28, 516 (1972)
- 16) C.Driver, K.Heinloth, K.Höhne, G.Hofmann, F.Janata, P.Karow, D.Schmidt, G.Specht - Electroproduction of  $\rho^0$  Mesons on Protons  
Nucl.Phys. B38, 1 (1972)  
und Errata 1973
- 17) R.Talman - Two-Body and Quasi-Two-Body Production of Pseudoscalar and Vector Mesons  
Proc. of the Int. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies 1973 - North-Holland (1974)

- 18) Karl Berkelman - Electroproduction and Deep Inelastic Scattering:  
A Look at the Final States  
Proc. of the XVI International Conference on High  
Energy Physics - Vol 4, Chicago - Batavia (1972)
- 19) z.B. R.P. Feynman - Photon Hadron Interactions  
W.A. Benjamin Inc., Reading, Mass. (1972)
- 20) z.B. J.D. Bjorken, S.D. Drell  
- Relativistic Quantum Mechanics  
McGraw Hill Inc. (1964)
- 21) K. Berkelman - Continuum Electroproduction by Coincidence Measurements  
Proc. of the 1971 International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies  
Cornell University, Ithaca, N.Y. (1971)  
and:  
The Phenomenological Theory of Single Pion Electropro-  
duction - Proc. of the International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies - Hamburg (1965)
- 22) G. Kramer - t-Kanal-Auswahlregeln für Pionelektroproduktion  
Acta Physica Austriaca 40, 150 (1974)  
und DESY-73/38 (1973)
- 23) B.H. Wiik - Photoproduction of Pseudoscalar Mesons  
Proc. of the 1971 International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies  
Cornell University, Ithaca, N.Y. (1971)
- 24) DESY-Handbuch
- 25) A. Ladage, H. Pingel - Eichmessungen mit Faradaykäfing, Kalorimeter, Quanta-  
meter und Sekundäremissionsquantameter am externen  
Elektronenstrahl  
Interner Bericht DESY S2 65/11 (1965)
- 26) F. Peters, E. Raquet - Eichung der Quantameter und Sekundäremissions-Monitore  
am externen Elektronenstrahl  
Interner Bericht DESY S2 69/1 (1969)

- 27) J.May - Koinzidenzmessungen zur Untersuchung der Reaktion  
 $e p \rightarrow e p \pi^0$  beim Impulsübertrag  $q^2 = 1 \text{ GeV}^2$  im Massenbereich  
zwischen 1.136 und 1.316 GeV  
Dissertation, Universität Hamburg - und  
Interner Bericht DESY-F21-71/3 (1971)
- 28) Landolt-Börnstein  
- 6. Auflage - I. Band, Teil 1 und 2 - Springer Verlag 1971
- 29) V.Korbel Untersuchung des Proton-Spektrums in der Richtung des  
virtuellen Photons im Bereich tiefinelastischer Elek-  
troproduktion  
Dissertation - Universität Hamburg (1972) und  
Interner Bericht DESY-F21-73/2
- 30) W.Fehrenbach - Einteilchenverteilungen in Vorwärtsrichtung von  $\pi^\pm$  und  $K^\pm$   
im Bereich tiefinelastischer Elektroproduktion  
Dissertation - Universität Hamburg (1972) und  
Interner Bericht DESY-F21-73/3
- 31) F.W.Brasse, W.Fehrenbach, W.Flauger, K.H.Frank, J.Gayler, V.Korbel,  
J.May, P.D.Zimmermann  
- Fits to Electroproduction Data in the Resonance Region  
and Consequences for  $\sigma_e/\sigma_t$ .  
DESY-71/2  
und J.Gayler private Mitteilung
- 32) K.H.Frank - Nichtfokussierendes magnetisches Spektrometer der Koin-  
zidenzapparatur von F 21  
Interner Bericht DESY-F21-72/1 (1972)  
- Nichtfokussierendes magnetisches Spektrometer der Koin-  
zidenzapparatur von F 21 - Akzeptanz und Auflösung  
Interner Bericht DESY-F21-72/1 (1972)
- 33) W.Wagner - Untersuchungen über grossflächige Szintillationszähler-  
hodoskope zur Ortsbestimmung von geladenen Teilchen nach  
dem Lichtlaufzeit-Prinzip  
Diplomarbeit - Universität Hamburg (1972) und  
Interner Bericht DESY-F21-73/1

- 34) G.Buschhorn, L.Criegee, G.Franke, P.Heide, R.Kotthaus, G.Poelz, U.Timm, G.Vogel, K.Wegener, H.Werner, W.Zimmermann  
- Compton Scattering of 3.5 GeV Polarized Photons on Protons  
Physics Lett. 37B, 211 (1971)
- 35) R.Kotthaus - Elastische Streuung linear polarisierter Photonen am Proton im Energiebereich zwischen 2.2 und 6.2 GeV  
Dissertation - Universität Hamburg (1971) und  
Interner Bericht DESY-F35-72/1
- 36) H.Luther - Totalabsorbierender Bleiglaszähler zur Messung von Photonenenergien im GeV Bereich  
Diplomarbeit - Universität Hamburg (1970)
- 37) M.Goldberg, P.L.Mattern, K.Lengweiler, P.W.Levy  
- Radiation Induced Coloring of Cerenkov Counter Glasses  
Nucl.Instr.Meth. 108(1973) 119  
und Brookhaven Nat.Lab.-BNL-17341
- 38) R.Schmitz - Einsatz eines Kleinrechners im DESY-Online System für ein Experiment zur Elektroproduktion hoher Nukleon-Resonanzen  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1973)
- 39) A.Bartl, P.Urban - Radiative Corrections to Inelastic Electron Scattering  
Acta Physica Austriaca 24, 139 (1966)
- 40) P.Urban - Topics in Applied QED.  
Springer Wien - New York (1970)
- 41) Y.S.Tsai - Radiative Corrections to Electron Scattering  
SLAC-PUB-848 (1971)
- 42) J.May - private Mitteilung
- 43) B.Dickinson - The Correction of Coincidence Electron Scattering Cross Sections for Radiative Effects  
Daresbury, DNPL/P 140 (1972)
- 44) P.S.L.Booth, G.R.Court, B.Craven, R.Gamet, P.J.Hayman, J.R.Holt, A.P.Hufton, J.N.Jackson, J.H.Norem, W.H.Range  
- Annual Report 1972 Daresbury Nuclear Physics Lab. und  
private Mitteilung J.R.Holt, Univ. Liverpool  
und "The Photoproduction of pi-zero Mesons from  
A.P.Hufton Polarized Targets at incident Energies of 2 GeV and 4 GeV  
Dissertation, Universität Liverpool (1973)

- 45) H.Harari - Dual Absorptive Model for Dips in Inelastic Hadron Processes  
Phys.Rev.Letters 26 (1971) 1400
- 46) B.J.Hartley, G.L.Kane - Toward a General Description of Two-Body  
Hadron Reactions  
Nuclear Phys. B57, 157 (1973)
- 47) P.D.Collins, A.Fitton - An Eikonal Model for Neutral Pion Photo-  
production including Reggeon-Reggeon Cuts  
Nucl.Phys. B68, 125 (1974)
- 48) A.Actor, I.Bender, J.G.Körner  
 $Q^2$ -Verhalten von Fix- und Reggepolbeiträgen bei der  
Pion-Elektroproduktion  
Beitrag zur Frühjahrstagung München 1975 der DPG
- 49) N.Dombey - Introduction to Photo- and Elektroproduction  
aus: Hadronic Interactions of Nukleons p 17 ff  
Proc of the eleventh session of the Scottish Universities  
Summer School in Physics, 1970  
Academic Press, London (1971)
- 50) F.J.Gilman - High Energy Electroproduction  
Proc of the 4th International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies 1969  
Liverpool (1969)
- 51) P.Irps - Untersuchung von Ne-Ar-CO<sub>2</sub> Mischungen auf Verwendbar-  
keit in Proportionaldrahtkammern  
Diplomarbeit, Universität Hamburg (1974)
- 52) H.Christ, F.Peters, G.F.Bignami, J.J.Burger, W.Hermsen, J.A.Paul,  
E.Pfeffermann, B.G.Taylor, W.H.Voges, R.D.Wills  
- A Tagged Gamma-Ray Beam for the Calibration of In-  
struments for Gamma-Ray Astronomy  
Nuclear Instr. and Methods 116 , 477 (1974)
- 53) J.Frøland - High Energy Photoproduction of Pseudoscalar Mesons  
Springer Tracts in Modern Physics, 63 (1972) 1

- 54) E.V.Argyres, A.P. Centogouris, C.S. Lam, S.Roy  
- Photoproduction of Charged Pions in the Veneziano Model  
Nuovo Cimento 4A, 156 (1971)
- 55) H.Harari - Dual Absorptive Model for Dips in Inelastic Hadron Processes  
Phys. Rev. Letters 26, 1400 (1971)
- 56) A.P.Contogouris - Regge Analysis and Dual Absorptive Model  
Springer Tracts in Modern Physics - 63, 145 (1972)
- 57) J.Finkelstein - Exchange Degeneracy and Regge Dips  
Phys. Rev. Letters 22, 362 (1969)
- 58) C.B.Chin und J.D.Stack  
- Regge-Pole Model for High-Energy Backward  $\pi^{\pm}$  p scattering  
Phys. Rev. 153, 5 1575 (1967)
- 59) R.C.Arnold - Optical Potential for High-Energy Physics  
Theory and Applications  
Phys. Rev. 153, 5, 1523 (1967)
- 60) M.Ross, F.S.Hengey, G.L.Kane  
- On the structure of High Energy Two-Body Non-Diffractive Reactions  
Nucl. Physics B 23 (1970) 269
- 61) H.Harari, A.Schwimmer  
- Properties of Hadronic Amplitudes in an Absorption Model  
Phys. Rev. D5, 2780 (1972)
- 62) E.N.Argyres, A.P.Contogouris, J.P.Holden, M.Sven  
- Structure of Amplitudes of Neutral Pion Photoproduction  
Phys. Rev. D8, 2068 (1973)
- 63) G.R.Goldstein, Joseph F.Owens, J.P.Rutherford  
- Amplitude Constraints in  $\pi^0$  Photoproduction  
Nucl. Phys. B 57, 18 (1973)
- 64) H.Schmitz - High Energy Reactions  
Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (1970)

- 65) R. Worden - Regge Models of Forward Pion and Eta Photoproduction  
Nucl. Phys. B 37, 253 (1972)  
und  
Calt - 68 = 313 (1971)
- 66) Particle Data Group - Review of Particle Properties  
Physics Letters 50 B

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, das von den Physikern Dr. F.W.Brasse, Dr. W.Fehrenbach, Dr. W.Flauger, Dr. J.Gayler, Dr. S.Goel, R.Gaidan, Dr. U.Kötz, Dr. V.Korbel, Dr. D.Kreinick, J.Ludwig, Dr. J.May, M.Merkwitz, Prof.Dr. P.Schmüser, Dr. B.H.Wiik und mir durchgeführt wurde.

Ich glaube, viel aus der Zusammenarbeit mit erfahrenen Kollegen gelernt zu haben, und danke allen für viele Diskussionen und ihren Beitrag zum Gelingen des Experiments.

Wesentlichen Anteil an der erfolgreichen Durchführung des Experiments haben die zuverlässige technische Arbeit und Überwachung der Herren G.Singer, K.Thiele und H.Weiß, denen ich meinen Dank ausspreche.

Für die sachkundige Unterstützung beim Aufbau der Apparatur durch den DESY-Hallendienst, die sorgfältige Arbeit der Elektronik-Fertigung (W 50), die bereitwillige Hilfe der Gruppe F 51, die gute Zusammenarbeit mit der Synchrotron-Betriebsgruppe S1 und die Geduld des Rechenzentrums sei an dieser Stelle gedankt.

Herrn Prof. J.R.Holt von der Universität Liverpool danke ich für die Überlassung der Daten zur  $\pi^0$  Photoproduktion.

Für die mühevollen Schreibarbeit bedanke ich mich bei Frau B.Lücke, für das Anfertigen von Abbildungen bei Frau H.Lewin, Herrn W.Knaut und Herrn J.Schmidt.

Herrn Dr. B.H.Wiik gilt mein Dank für die kritische Durchsicht des Manuskripts.

K.H.Meß

Lebenslauf

24.9.1944 geboren in Elmenhorst als Sohn des Revierförsters Karl Meß  
und seiner Ehefrau Else Meß, geb. Gehs

1951 Besuch der Volksschule Köhn (Krs. Plön)

1951-1955 Besuch der Volksschule Sarau (Krs. Segeberg)

1955-1964 Besuch des humanistischen Gymnasiums Katharineum zu Lübeck

Februar 1964 Abitur

1964-1966 2 Jahre Wehrdienst, letzter Dienstgrad Leutnant d.Res.

1966-1971 Studium der Physik an der Universität Hamburg

Juni 1971 Diplom in Physik, Thema der Diplomarbeit: Untersuchungen an  
Proportionalkammern

seit  
Juli 1971 angestellt an der Universität Hamburg,  
II. Institut für Experimentalphysik

21. Juni  
1974 Heirat mit der Lehrerin Annelise Grandjean-Thomsen

Hamburg 1975