

(A)

Interner Bericht

DESY F22-72/1

Februar 1972

DESY-Bibliothek

17. JULI 1972

Inelastische Elektron-Proton-Streuung  
im Gebiet der  $\Delta(1236)$ -Resonanz

von

Wolf-Rainer Dix



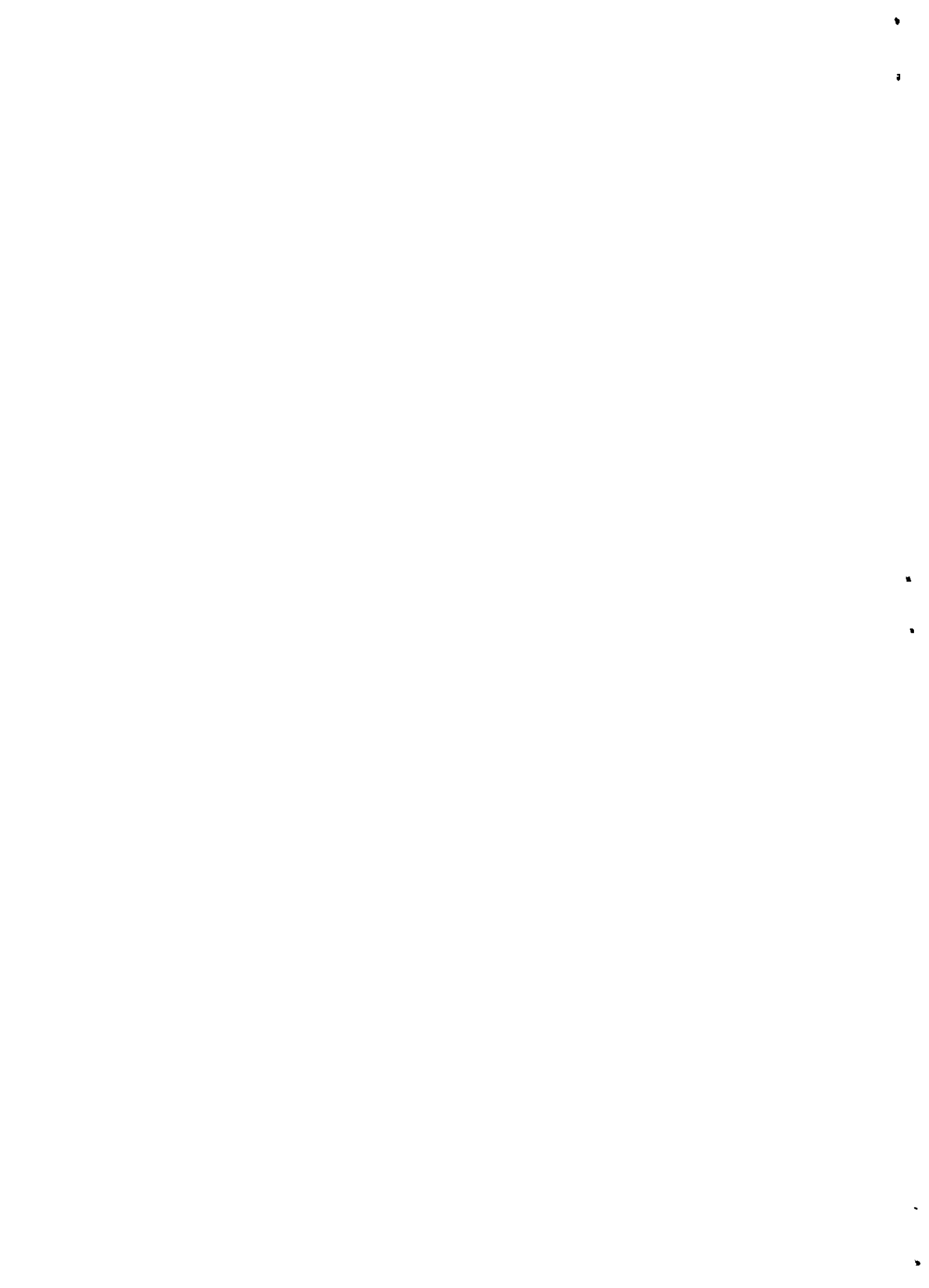
Inelastische Elektron-Proton-Streuung  
im Gebiet der  $\Delta(1236)$ -Resonanz

von

Wolf-Rainer Dix

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im  
Rahmen eines Experimentes der Gruppe F22 beim DESY



## INHALTSVERZEICHNIS

	<u>Seite</u>
Einleitung	1
1. Theorie der inelastischen Elektron-Proton-Streuung	3
1.1. Kinematik des zu untersuchenden Prozesses	3
1.2. Gültigkeit der Einphoton austausch-Näherung	4
1.3. Berechnung des Wirkungsquerschnitts für inelastische Elektron-Proton-Streuung	6
1.4. Strahlungskorrekturen	9
2. Experimenteller Aufbau	17
2.1. Prinzip der Anordnung	17
2.2. Der externe Elektronenstrahl	19
2.3. Das Wasserstofftarget	20
2.4. Die Spektrometer	21
2.4.1. Das $36^\circ$ -Spektrometer	22
2.4.2. Das Kleinwinkelspektrometer	24
2.4.3. Eichung der Spektrometer	25
2.5. Elektronik und Datennahme	26
2.5.1. Schnelle Elektronik	27
2.5.2. Langsame Elektronik	28
2.5.3. Weitere Aufgaben der Rechenmaschine	29
2.6. Intensitätsmessung	30
3. Messungen	31
3.1. Bestimmung des Untergrundes	31
3.2. Überprüfen der Raumwinkel-Rechnungen	32
3.3. Überprüfen der Strahlungskorrektur-Berechnung	33
4. Auswertung	34
4.1. Datenreduktion	34
4.2. Wirkungsquerschnitte	35
4.3. Korrekturen	37
4.4. Fehler	39
4.5. Trennung von $\sigma_C$ und $\sigma_T$	41
4.6. Phänomenologische Betrachtung der Ergebnisse	42
4.7. Vergleich mit experimentellen Ergebnissen anderer Laboratorien	44

## Inhaltsverzeichnis - Fortsetzung

Seite

5. Vergleich der Ergebnisse mit theoretischen Modellen	46
5.1. Das Modell von Ravndal	46
5.2. Das Modell von Gutbrod und Simon	48
5.3. Das Modell von v. Gehlen	52
6. Zusammenfassung	55
Anhang I        Metrik, Einheiten und Normierungen	56
Anhang II       Berechnung des Wirkungsquerschnitts aus den Zählraten	58
Anhang III      Das Programmsystem "EXSYS"	63
Literaturverzeichnis	75
Danksagung	79

## EINLEITUNG

Zur Untersuchung der elektromagnetischen Eigenschaften der Nukleonen und der Nukleonresonanzen sind Elektronenstreuung bzw. Elektroproduktionsexperimente gut geeignet. Daher wurden in den letzten Jahren viele Experimente zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung durchgeführt, und dieses Gebiet wurde zu einem der vielversprechendsten in der Hochenergiephysik. Man kann die inelastische Elektron-Proton-Streuung ansehen als Photoproduktion mit monochromatischen virtuellen Photonen, allerdings ist sie komplexer als die Photoproduktion, da außer transversalen Photonen auch longitudinale Photonen zum Wirkungsquerschnitt beitragen können. So kommen zusätzlich zu den in der Photoproduktion zur Beschreibung der Amplituden verwendeten Energie- und Winkelvariablen in der Elektroproduktion zwei variable Parameter  $\mathcal{E}$  und  $q^2$  hinzu.

Ziel der hier vorliegenden Arbeit war es, bei der Elektroproduktion von Pionen im Bereich der  $\Delta(1236)$ -Resonanz den longitudinalen Anteil  $\mathcal{G}_L$  des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$  zu bestimmen. Die Schwierigkeiten der Messung ergeben sich daraus, daß zur Trennung des longitudinalen und des transversalen Anteils Messungen unter möglichst weit auseinanderliegenden Elektronenstreuungswinkeln mit der gleichen Apparatur notwendig sind.

Die bisher veröffentlichten <sup>(1)</sup> Werte für  $\mathcal{G}_L/\mathcal{G}_T$  in dem hier neu untersuchten Bereich der Impulsüberträge erfüllten diese Bedingungen nur zum Teil, da sie aus Kombination von Daten verschiedener Laboratorien entstanden waren. Größere systematische Abweichungen waren daher nicht auszuschließen. Außerdem war die Trennung von  $\mathcal{G}_L$  und  $\mathcal{G}_T$  nur für zwei Punkte im Spektrum der gestreuten Elektronen möglich gewesen, während sie jetzt über das gesamte Spektrum durchgeführt werden sollte.

Die neuen Messungen erfolgten am externen Elektronenstrahl des Deutschen Elektronen-Synchrotrons in Hamburg. Es wurden mit einem Spektrometer unter einem Streuwinkel von  $36^\circ$  die Spektren von Elektronen aufgenommen, die inelastisch in einem Wasserstofftarget gestreut worden waren. So wurden Wirkungs-

querschnitte für einen Bereich der invarianten Masse  $W$  des hadronischen Endzustandes von 1.10 GeV bis 1.35 GeV bei fünf verschiedenen Einfallsenergien entsprechend einem Quadrat des Impulsübertrags  $q_{\text{Res}}^2$  von 0.4 bis 0.78  $(\text{GeV}/c)^2$  gewonnen.

Die für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte notwendigen Gleichungen findet man im ersten Abschnitt der Arbeit. Im zweiten Abschnitt wird der experimentelle Aufbau beschrieben, im dritten und vierten werden der Ablauf der Messungen, die Untergrundbestimmung und die Auswertung skizziert.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurden kombiniert mit Ergebnissen früherer Messungen der gleichen Gruppe (1)-(3) bei kleinen Elektronenstreuwinkeln, die mit einem Spektrometer gemacht worden waren, gegen das das jetzt benutzte  $86^\circ$ -Spektrometer geeicht wurde. So wurden beim Kombinieren der Wirkungsquerschnitte systematische Abweichungen der Ergebnisse vermieden. Außerdem konnten die Strahlungskorrekturen an allen Messungen in gleicher Weise angebracht werden. Es wurden Werte für  $\sigma_e$  gefunden, die maximal 12% des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$  betragen, während in der früheren Arbeit (1), (3) durch Kombination mit Daten von Lynch und Mitarbeitern (42) und Brasse und Mitarbeitern (43) Werte bis zu 21% gefunden wurden. Die Berechnung des  $\sigma_e$  ist im vierten Abschnitt beschrieben. Die Ergebnisse werden im fünften Abschnitt mit den Vorhersagen theoretischer Modelle verglichen. Dabei ergibt sich, daß die Vorhersagen mit den Messungen verträglich sind.

Die gefundenen Werte für  $\sigma_e$  stimmen in ihrer Größenordnung und  $W$ -Abhängigkeit mit der Annahme überein, daß  $\sigma_e$  im nichtresonanten Anteil des Wirkungsquerschnitts enthalten ist. Diese Aussage ist aber nicht sehr stark, weil wir den resonanten und den nichtresonanten Anteil des Wirkungsquerschnitts experimentell nicht trennen konnten. Außerdem sind die Fehler nicht klein genug, um eindeutige Aussagen machen zu können.

Nach Beendigung dieser Arbeit wurden von einer Bonner Gruppe (19) Ergebnisse für  $\sigma_e$  im gleichen  $q^2$ - $W$ -Bereich veröffentlicht, die mit unseren Messungen gut übereinstimmen.



1. THEORIE DER INELASTISCHEN ELEKTRON-PROTON-STREUUNG

1.1. Kinematik des zu untersuchenden Prozesses

Bei den vorliegenden Messungen handelt es sich um Messungen zum Prozeß

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

im Gebiet der 1. Nukleonresonanz. Es werden Elektronen an Protonen gestreut, und dabei entstehen Hadronen, z.B. ein Nukleon und ein Pion. Diese Reaktion kann entweder "nichtresonant" erfolgen, oder aber es kann zunächst eine Nukleonresonanz  $N^*$  produziert werden, die in ein Nukleon und ein Pion zerfällt, d.h.

$$e + p \rightarrow e' + N^* \\ \hookrightarrow N + \pi$$

Die invariante Masse des hadronischen Endzustandes  $X$  wird mit  $W$  bezeichnet. Für diesen Prozeß, wo außer dem gestreuten Elektron nur die beiden Hadronen im Endzustand auftreten, sollen die Wirkungsquerschnitte bestimmt werden. Prozesse, in denen Leptonen oder reelle oder virtuelle Photonen entstehen, werden als Untergrund behandelt bzw. wird auf sie korrigiert. Solche Prozesse sind z.B. Bremsstrahlungsprozesse an Protonen und Kernen

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

$$e + A \rightarrow e' + A + \gamma$$

$$\hookrightarrow e' + p \rightarrow e'' + p + (\pi),$$

die in den "Strahlungskorrekturen" berücksichtigt werden. Der Anteil der aus den Prozessen

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

$$\hookrightarrow 2\gamma \rightarrow 2(e^+ + e^-)$$

$$e + A \rightarrow e' + A + \gamma$$

$$\hookrightarrow \gamma + p \rightarrow p + e^+ + e^-$$

stammenden Dalitzelektronen wird gemessen, indem die Positronen nachgewiesen werden (Umpolen des Spektrometers).

Alle anderen Untergrundreaktionen, wie z.B.

$$e + p \rightarrow e' + p + e^+ + e^-$$

haben gegen die zu untersuchenden Reaktionen vernachlässigbar kleine Wirkungsquerschnitte.

Die Kinematik des zu messenden Prozesses ist in Abb. 1a dargestellt. Dabei sind die  $p_i$  die Viererimpulse der einlaufenden bzw. auslaufenden Teilchen,  $M$  ist die Nukleonenmasse und  $\Theta$  der Elektronenstreuwinkel im Laborsystem.

Der Prozeß wird durch drei unabhängige kinematische Größen beschrieben. Experimentell sind  $\Theta$ ,  $\vec{p}_1 =$  Impuls des einlaufenden Elektrons und  $\vec{p}_3 =$  Impuls des gestreuten Elektrons am leichtesten zugänglich. Da die Elektronen bei den Messungen im GeV-Bereich hochrelativistisch sind, kann man die Energien der Elektronen  $E_1 = |\vec{p}_1|$  und  $E_3 = |\vec{p}_3|$  setzen, d.h. die Masse der Elektronen  $m$  gegenüber dem Impuls vernachlässigen.

Die Energien der Elektronen hängen mit der invarianten Masse des hadronischen Endzustandes durch die Gleichung

$$W^2 = M^2 + q^2 + 2M(E_1 - E_3)$$

zusammen. (Metrik und Maßsystem siehe Anhang I). Dabei ist  $q^2$ , das lorentzinvariante Quadrat des Viererimpulsübertrags an das hadronische System, gegeben durch

$$q^2 = -4 E_1 E_3 \sin^2 \frac{\Theta}{2}.$$

Der Prozeß kann in erster Ordnung durch den in Abb. 1b gezeigten Feynman-Graphen beschrieben werden. Es wird ein virtuelles Photon ausgetauscht, dessen Polarisationsgrad durch den Parameter

$$\xi = \frac{1}{1 + 2 \left(1 + \frac{q_0^2}{-q^2}\right) \tan^2 \frac{\Theta}{2}}$$

gegeben wird. Dabei ist  $q_0 = E_1 - E_3$  die Energie des virtuellen Photons im Laborsystem.

## 1.2 Gültigkeit der Einphotonaustausch-Näherung

Während der folgenden Rechnungen soll immer (wenn nicht anders erwähnt) angenommen werden, daß nur ein virtuelles Photon während des betrachteten Prozesses ausgetauscht wird (siehe Abb. 1b). Das bedeutet, daß Beiträge von Graphen höherer Ordnung (Austausch

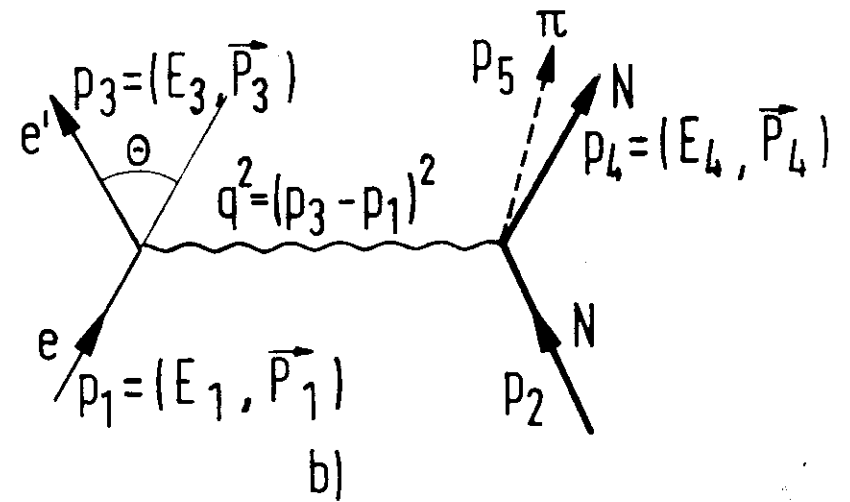
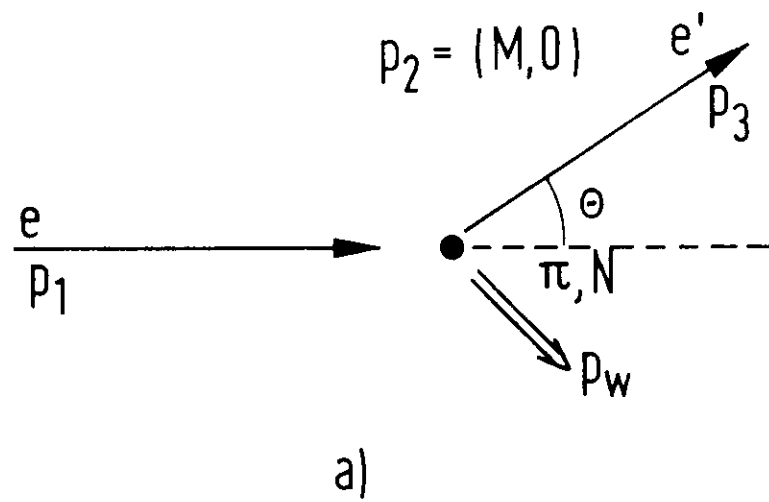


Abb.1 Kinematik zur Elektroproduktion von  $\pi$ -Mesonen

von zwei oder mehr Photonen) als vernachlässigbar klein angesehen werden.

Die Annahme, daß der Zweiphotonaustausch für elastische Elektron-Proton-Streuung

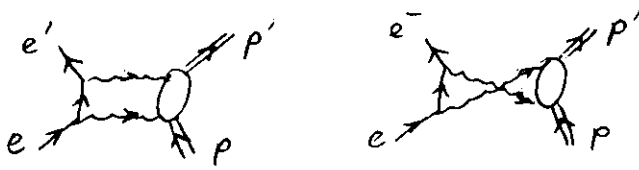


Abb.2. Graphen für den Zweiphotonaustausch bei elastischer Elektron-Proton-Streuung

zu vernachlässigen ist, ist experimentell bis  $q^2 = 5 \text{ (GeV/c)}^2$  recht gut bestätigt. Dazu wurden in dem für uns interessanten  $q^2$ -Bereich verschiedene Arten von Experimenten durchgeführt:

1. Es wurde die Polarisation  $P$  der Rückstoßprotonen gemessen <sup>(8)</sup>.  $P$  ist proportional dem Imaginärteil der Zweiphotonaustausch-Amplitude. Der experimentelle Wert von  $P$  ist mit Null verträglich.
2. Es wurden Elektronen an polarisierten Protonen gestreut <sup>(7)</sup>. Eine Asymmetrie  $A$  der gestreuten Elektronen beim Umkehren der Polarisation der Protonen wurde nicht gefunden. Die Interferenz der Einphotonaustausch- und der Zweiphotonaustausch-Amplitude würde aber eine solche Asymmetrie fordern.
3. Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Elektron-Proton-Streuung und der Positron-Proton-Streuung bei gleichen Werten von  $q^2$  und  $\Theta$  gibt Aufschluß über die Größe des Realteils der Zweiphotonaustausch-Amplitude. Messungen hierzu <sup>(9)-(12)</sup> geben ebenfalls keinen Hinweis auf Beiträge vom Zweiphotonaustausch.

Diese Ergebnisse der elastischen Streuung lassen aber nicht ohne weiteres darauf schließen, daß die Einphotonaustausch-Näherung für inelastische Streuung gilt, denn es wäre denkbar, daß z.B. die Tatsache, daß bei tiefinelastischer Streuung der Wirkungsquerschnitt mit  $q^2$  langsamer abfällt als bei elastischer, darauf zurückzuführen ist, daß die Zweiphotonaustausch-Amplitude in die Größenordnung der Streuamplitude des Einphotonaustausches kommt.

Allerdings haben Rechnungen von Cahn und Tsai <sup>(4)</sup>, wenn auch unter sehr einschränkenden Annahmen, gezeigt, daß im Bereich der  $\Delta(1236)$ -Resonanz der Beitrag des Zweiphotonaustausches kleiner als 1% sein sollte.

Experimente machen dazu keine eindeutige Aussage. In zwei Experimenten (5), (6) wurde die Asymmetrie von an polarisierten Protonen gestreuten Elektronen gemessen. Rock et al. (6) streuten außerdem Positronen an polarisierten Protonen, um entscheiden zu können, ob eine evtl. vorhandene Asymmetrie  $a = (\sigma_{e\uparrow} - \sigma_{e\downarrow})$  von einer Verletzung der T-Invarianz oder vom Zweiphotonaustausch kommt. Bei Verletzung der T-Invarianz hätte  $a$  für Positronen und Elektronen das gleiche Vorzeichen, weil der Wirkungsquerschnitt proportional dem Quadrat der Ladungen der Teilchen ist. Es wäre

$$a_T = \frac{(\sigma_{e^-\uparrow} - \sigma_{e^-\downarrow}) + (\sigma_{e^+\uparrow} - \sigma_{e^+\downarrow})}{(\sigma_{e^-\uparrow} + \sigma_{e^-\downarrow} + \sigma_{e^+\uparrow} + \sigma_{e^+\downarrow})} \neq 0.$$

Beim Vorhandensein von Beiträgen des Zweiphotonenaustausches wäre

$$a_S = \frac{(\sigma_{e^-\uparrow} - \sigma_{e^-\downarrow}) - (\sigma_{e^+\uparrow} - \sigma_{e^+\downarrow})}{(\sigma_{e^-\uparrow} + \sigma_{e^-\downarrow} + \sigma_{e^+\uparrow} + \sigma_{e^+\downarrow})} \neq 0,$$

da der entsprechende Wirkungsquerschnitt die Interferenzterme zwischen Borngraphen und Graphen für den Zweiphotonaustausch enthält. In diesem Wirkungsquerschnitt, der mit  $e^3$  geht, gibt es Terme, die das Vorzeichen nicht wechseln, wenn man statt Elektronen Positronen streut. Diese Terme tragen, wie Cahn und Tsai zeigen, nicht zur Asymmetrie bei. Zur Asymmetrie  $a$  tragen nur die Terme bei, die das Vorzeichen wechseln.

Während bei Chen et al (5) kein Hinweis auf einen Beitrag des Zweiphotonaustausches gefunden wird, finden Rock et al. (6) eine schwache Evidenz für einen Beitrag. Allerdings stimmen die Ergebnisse nicht mit den Rechnungen überein, und es fehlt zur Zeit eine Interpretation der Messungen.

Aus diesem Grund wird im Folgenden die Einphotonenaustausch-Näherung als gültig angenommen.

### 1.3 Berechnung des Wirkungsquerschnitts für inelastische Elektron-Proton-Streuung

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für inelastische Elektron-Proton-Streuung soll davon ausgegangen werden, daß der hadronische Endzustand nicht festgelegt ist.

Allgemein kann man den Wirkungsquerschnitt für eine Reaktion wie folgt beschreiben (13)

$$d\sigma = (2\pi)^4 \frac{1}{N^2} \int |\overline{T}_f|^2 \delta^{(4)}(p_f - p_i) \frac{S_f}{I_{ein}} d\overline{L}. \quad (1.1)$$

Dabei ist  $\overline{T}_f$  die Übergangsmatrix, die den Übergang in den hadronischen Endzustand beschreibt. Es wird über den Phasenraum der Endzustände integriert, die Zustandsdichte des Phasenraums ist mit  $\rho_f$  bezeichnet.  $I_{ein}$  ist der Strom der einlaufenden Teilchen und  $N$  ergibt sich aus der invarianten Normierung der Spinoren (siehe Anhang I).

Die Einphotonenaustausch-Näherung beinhaltet, daß sich Änderungen am Elektronenvertex nur auf die Parameter des virtuellen Photons auswirken und damit nur indirekt über das Photon auf den Hadronen-Vertex. Formal bedeutet das, daß sich die Übergangsmatrix in das Produkt aus Polarisationsvektor des ausgetauschten Photons  $\varepsilon_\mu$  und den von den stark wechselwirkenden Teilchen verursachten Strom  $J_\mu$  zerlegen läßt:

$$\langle p_3, p_w, q | \overline{T}_f | p_1, p_2 \rangle = \varepsilon_\mu J^\mu$$

mit

$$\varepsilon_\mu = \frac{e}{q^2} \bar{u}(p_3, s_3) \delta_{\mu\nu} u(p_1, s_1) = \frac{e}{q^2} j_\mu$$

und

$$J^\mu = \langle p_w, s_w, q | J^\mu | p_2, s_2 \rangle$$

(S steht für den Spin).

Wenn, wie bei den vorliegenden Messungen, der Spin der Teilchen nicht gemessen wird, muß bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts über die Spins im Anfangszustand gemittelt und über die Spins im Endzustand summiert werden. Es läßt sich definieren

$$\sum \overline{\sum} |\overline{T}_f|^2 = \frac{e^2}{q^4} L_{\mu\nu} T^{\mu\nu}.$$

Dabei hängt der Tensor

$$L_{\mu\nu} = \frac{1}{4} \sum_{s_1, s_3} j_\mu^* j_\nu$$

nur vom Elektronenvertex ab. Unter der Annahme rein elektromagnetischer Wechselwirkung und Gültigkeit der Quantenelektrodynamik ist  $L_{\mu\nu}$  über die Spurbildung von  $\gamma$ -Matrizen (13) berechenbar.

Die Struktur der Hadronen geht in den Tensor

$$T^{\mu\nu} = \sum_{S_2, S_W} J^{\mu\lambda} J^{\nu} \equiv J_{\mu\nu}$$

ein, der den hadronischen Vertex beschreibt.

$J_{\mu\nu}$  läßt sich als Summe aus einem symmetrischen und einem antisymmetrischen Tensor darstellen <sup>(14)</sup>. Durch die Spinmitteilung auf der Elektronenseite wird  $L_{\mu\nu}$  symmetrisch, weswegen auch in  $J_{\mu\nu}$  der antisymmetrische Teil verschwindet, d.h. von den 4 x 4 - Tensorkomponenten sind nur 10 meßbar.

Weiter gilt die Kontinuitätsgleichung

$$q^\mu J_\mu = 0$$

und damit

$$q^\mu J_{\mu\nu} = 0, \quad \mu = 0, 1, 2, 3.$$

Wir haben also vier weitere Gleichungen und daher nur noch sechs linear unabhängige Größen  $A_i$  ( $i = 1, \dots, 6$ ).

$T_{\mu\nu}$  ist aufgebaut aus den Größen  $q$ ,  $p_2$ ,  $p_4$  und  $p_5$ , von denen wegen der Energie-Impuls-Erhaltung nur drei linear unabhängig sind, und aus  $\beta_{\mu\nu}$ . Es läßt sich ein spezielles Lorentzsystem angeben, in dem die 2-Komponenten der Vierervektoren  $q$ ,  $p_2$  und  $p_5$  gleich Null sind. Man kann zeigen, daß in diesem System zwei Größen, nämlich  $(T_{21} + T_{12})$  und  $(T_{20} + T_{02})$ , verschwinden. Es bleiben daher 4 Meßgrößen, und der Wirkungsquerschnitt hat die Form

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega d\Omega_\pi^*} \sim A + \epsilon B + \epsilon C \cos 2\phi^* + \sqrt{2\epsilon(1+\epsilon)} D \cos \phi^* \quad (1.2)$$

Dabei ist  $\phi^*$  der Azimutwinkel des Pions im Schwerpunktsystem des hadronischen Endzustandes.

Bei Einarmmessungen, d.h. wenn nur das gestreute Elektron nachgewiesen wird, wird über den Raumwinkel der gestreuten Hadronen integriert. Wie man in Formel (1,2) sieht, fallen dann die letzten beiden Glieder im Wirkungsquerschnitt heraus, und der Wirkungsquerschnitt hängt nur noch von zwei Formfaktoren ab. Für die Darstellung des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von diesen zwei Formfaktoren gibt es verschiedene Formen. Die gebräuchlichsten sind die von Drell und Walecka <sup>(15)</sup> und die von Hand <sup>(16)</sup> (weitere Notationen findet man im Bericht von Canßauge <sup>(14)</sup>).

Drell und Walecka gehen dabei von der Analogie des zweifach differentiellen inelastischen Streuquerschnitts bei angenommenem Einphotonaustausch und dem der elastischen Elektron-Nukleon-Streuung in Bornapproximation aus, der ebenfalls durch zwei Formfaktoren dargestellt werden kann.

Für den inelastischen Wirkungsquerschnitt erhalten diese Autoren dann

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \frac{4\alpha^2 E_3}{q^4 M} \cos^2 \frac{\Theta}{2} \left\{ W_2(q^2, W) + 2 W_1(q^2, W) \tan^2 \frac{\Theta}{2} \right\}.$$

Hand dagegen geht von der Photoproduktion aus. Er schreibt den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt als

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \Gamma_t \left\{ \tilde{\sigma}_t(q^2, W) + \varepsilon \tilde{\sigma}_e(q^2, W) \right\} \quad (1.3)$$

mit

$$\Gamma_t = \frac{\alpha}{2\pi^2} \frac{E_3}{E_1} \frac{K}{-q^2} \frac{1}{1-\varepsilon}.$$

$\Gamma_t$  ist gleich der Anzahl der pro einlaufendes Elektron im Einheitsraumwinkel und pro Energieeinheitsintervall entstehenden virtuellen transversal polarisierten Photonen,  $\Gamma_t$  ist also eine Spektralfunktion für virtuelle Photonen.  $\tilde{\sigma}_t$  und  $\tilde{\sigma}_e$  sind der totale Absorptionswirkungsquerschnitt für transversale bzw. longitudinal polarisierte Photonen. Im Falle der Photoproduktion ( $q^2 = 0$ ) wird  $\tilde{\sigma}_t = 0$ .

Der Zusammenhang zwischen  $\tilde{G}_{e,t}$  und  $W_{1,2}$  ergibt sich zu

$$W_1(q^2, W) = \frac{KM}{4\pi^2\alpha} \tilde{\sigma}_t(q^2, W)$$

$$W_2(q^2, W) = \frac{-q^2}{q^2} \frac{KM}{4\pi^2\alpha} \left\{ \tilde{\sigma}_t(q^2, W) + \tilde{\sigma}_e(q^2, W) \right\}$$

und

$$\tilde{G}_t(q^2, W) = \frac{4\pi^2\alpha}{KM} W_1(q^2, W)$$

$$\tilde{\sigma}_e(q^2, W) = \frac{4\pi^2\alpha}{KM} \left\{ \frac{q^2}{-q^2} W_2(q^2, W) - W_1(q^2, W) \right\}.$$

Zur Trennung von  $\tilde{\sigma}_t$  und  $\tilde{\sigma}_e$  genügt es, wie Gleichung (1.3) zeigt,  $\varepsilon$  zu variieren. Da  $\varepsilon$  aber nur von Leptonvariablen abhängt, braucht also nur die Kinematik der Elektronen, d.h. in diesem Falle bei festem  $q^2$  und  $W$  der Streuwinkel  $\Theta$ , verändert zu werden.

#### 1.4 Strahlungskorrekturen

Wegen der endlichen Energieauflösung  $\Delta E_3$ , der Apparatur können bei allen Prozessen mit geladenen Teilchen



"inelastische" Prozesse nicht abgetrennt werden. "Inelastisch" heißt in diesem Fall, daß in dem Prozeß zusätzliche weiche Photonen entstehen, deren Gesamtenergie  $k \leq \Delta E_3$  ist. Bei elastischer Elektron-Proton-Streuung zum Beispiel kann man die Prozesse

$$e + p \rightarrow e + p \quad (a)$$

und 
$$e + p \rightarrow e + p + c \cdot \gamma \quad (b)$$

nicht trennen ( $c = 1, 2, \dots, \infty$ ).

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts für die Reaktion (a) müssen also die Anteile höherer Ordnung in  $\alpha$  berücksichtigt werden. Dabei beschränkt man sich zunächst auf die Graphen der nächst höheren Ordnung, was  $c = 1$  in Reaktion (b) entspricht. Wegen des großen Massenunterschieds von Elektron und Proton kommt der Hauptbeitrag zu diesen Strahlungskorrekturen von den Prozessen, wo nur das Elektron reelle Photonen emittiert. Diese Prozesse werden durch die sogenannten Bethe-Heitler-Graphen (Abb. 3) beschrieben.



Abb. 3 Bethe-Heitler-Graphen

Von gleicher Ordnung in  $\alpha$  sind die Interferenzterme zwischen der Amplitude von Prozeß (a) und den in Abb.2 und Abb.4 dargestellten Amplituden des Zweiphotonaustausches, der Vertexkorrektur, der Vakuumpolarisation und der Selbstenergie.

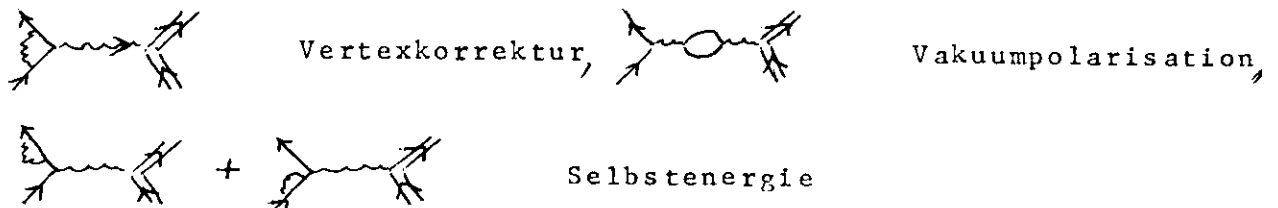


Abb. 4

Die Graphen in Abb. 3 und Abb. 4 sind "ultraviolett-divergent", d.h. für  $k \rightarrow \infty$  geht auch der Wirkungsquerschnitt gegen unendlich. Diese Divergenzen werden durch Renormierung beseitigt. Renormierung bedeutet, daß alle Gleichungen so abgeändert werden, daß man nicht mit der sogenannten "nackten" Masse  $m$  (bzw. der "nackten" Ladung) rechnen muß, sondern die experimentelle Masse  $m_{\text{exp}}$  einsetzen kann. Der Zusammenhang ist

$$m_{\text{exp}} = m + \delta m.$$

$\delta m$  ist die elektromagnetische Masse, sie ist unendlich groß.

Die Graphen der Selbstenergie kann man von vornherein weglassen, weil sich diese Anteile von selbst bei der Renormierung der Vertexkorrektur ergeben (Ward-Identität).

Hat man alle Graphen, auch die des Zweiphotonaustausches, renormiert, so ist der Term, der von der Vakuumpolarisation stammt, konvergent, die anderen Terme sind "infrarot-divergent", d.h. sie gehen für  $k \rightarrow 0$  gegen unendlich. Teilt man diese Terme in infrarotdivergente und nichtinfrarotdivergente Anteile auf, so stellt sich heraus, daß sich die Infrarotanteile der Terme für reelle Photonen (Bethe-Heitler-Graphen) gerade gegen die der Terme für virtuelle Photonen (Interferenzterme von Zweiphotonaustausch und Vertexkorrektur) wegheben.

Alle Anteile sind unter der Annahme, daß die Streuamplitude für den Prozeß (a) bei Emission von Photonen konstant bleibt, proportional dem Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_a/d\Omega$  für die Reaktion (a), so daß sich für den gemessenen Wirkungsquerschnitt ergibt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_a}{d\Omega} (1 + \delta_0). \quad (1.4)$$

Das  $\delta_0$  ist negativ und hängt von  $\ln \Delta E_3$  und den Variablen ab, von denen auch  $d\sigma_a/d\Omega$  abhängt. Es wird größer für größere  $q^2$  und kleiner werdende  $\Delta E_3$ , so daß theoretisch der physikalisch sinnlose Fall eintreten kann, daß  $d\sigma/d\Omega$  negativ ist. Das liegt daran, daß bei den Rechnungen der Anteil der Graphen für die Emission von mehr als einem Photon nicht berücksichtigt wurde, der für kleine  $\Delta E_3$  merkliche Beiträge liefert.

Yennie, Frautschi und Suura<sup>36)</sup> haben gezeigt, daß der Wirkungsquerschnitt in der Form (1.4) nur eine Näherung ist,

und der Wirkungsquerschnitt richtig als

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_a}{d\Omega} (1 + \sigma_1) \cdot e^{\sigma_2}, \quad \sigma_0 = \sigma_1 + \sigma_2$$

geschrieben werden muß. Die divergenten Terme mit  $\ln \Delta E_3$ , die für  $\Delta E_3 \rightarrow 0$  gegen unendlich gehen, faßt man in dem  $\sigma_2$  zusammen, wobei es allerdings keine eindeutige Vorschrift für die Aufteilung in  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  gibt. In dieser Form geht der Wirkungsquerschnitt für  $\Delta E_3 \rightarrow 0$  gegen Null.

Zu der bisher behandelten "internen Bremsstrahlung", d.h. Emission eines Photons während des Prozesses, kommt noch die "externe Bremsstrahlung", bei der ebenfalls Photonen emittiert werden. Diese Photonen entstehen aber durch Abbremsen der Elektronen in Materie vor und nach dem Prozeß. Die Mehrfachemission betrachtet man dabei als sukzessiven Prozeß, der aus lauter Prozessen 1. Ordnung besteht. Bei den Rechnungen nimmt man nur die größten Terme, d.h. die Terme für Photonemission entlang  $\vec{p}_1$  und  $\vec{p}_3$  mit, und korrigiert die Näherung dann empirisch, z.B. indem man  $\Delta E_3$  anpaßt<sup>34)</sup>. Diese Art der Näherung nennt man "peaking approximation". Es ergibt sich ein Faktor  $e^{\sigma_t}$  und damit schreibt sich der Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_a}{d\Omega} (1 + \sigma_1) e^{\sigma_2 + \sigma_t}$$

Bei großen Elektronenstreuwinkeln muß außerdem berücksichtigt werden, daß wegen  $\bar{E}_3 = \frac{E_1}{1 + 2E_1/M \cdot \sin^2 \frac{\theta}{2}}$  auch bei kleinem  $\Delta E_3$  das  $\Delta E_1$  für Teilchen, die noch von der Apparatur akzeptiert werden, groß ist, daß also die Variation im Wirkungsquerschnitt groß ist. Deshalb darf die Streuamplitude nicht als konstant angesetzt werden für Prozesse, bei denen das einfallende Elektron strahlt.

Obwohl die Vielfachphoton-Emission der internen Bremsstrahlung kein sukzessiver Prozeß ist, der aus Prozessen erster Ordnung besteht, sondern ein Prozeß höherer Ordnung, nimmt man oft den gleichen Faktor für externe und interne Bremsstrahlung. Man definiert dazu einen "äquivalenten Radiator"  $t_r$ <sup>34), 35)</sup>, der gegeben ist durch

$$t_r = b^{-1} \left( \frac{\alpha}{\pi} \right) \left[ \ln \left( \frac{-q^2}{m^2} \right) - 1 \right], \quad b \approx 4/3.$$

Die interne Bremsstrahlung wird dann betrachtet als externe Bremsstrahlung mit jeweils einem externen Radiator der Dicke  $t_r$  (in Strahlungslängen) vor und hinter dem Ort der Streuung.

Außerdem ist bisher der virtuelle Comptoneffekt noch nicht berücksichtigt worden (Abb. 5), wo ein raumartiges Photon an einem Proton gestreut und als reelles Photon emittiert wird.



Abb. 5 Virtueller Comptoneffekt

Da der reelle Comptoneffekt unterhalb der Pionschwelle in Bornscher Näherung gut beschrieben wird, kann man annehmen, daß auch für den virtuellen Comptoneffekt mit weichen Photonen die Bornsche Näherung ausreichend ist. Die Rechnungen ergeben für  $\Theta = 86^\circ$  und  $E_1 = 1.05$  GeV bei  $W = 1.05$  GeV einen Beitrag von 10% des Bethe-Heitler-Wirkungsquerschnitts. Darin ist die Interferenz zwischen dem Graphen in Abb. 5 und dem Bethe-Heitler-Graphen eingeschlossen.

Die mit allen genannten Korrekturtermen berechneten Strahlungskorrekturen wurden in einem Experiment <sup>30)</sup> mit Messungen des Wirkungsquerschnitts für den "Strahlungsschwanz" der elastischen Elektron-Proton-Streuung unterhalb der Pionschwelle für  $\Theta = 12^\circ$  und  $E_1 = 5.0$  GeV verglichen. Die Übereinstimmung war gut.

Bei der Berechnung von Strahlungskorrekturen für kontinuierliche Spektren ( $E_1$  und  $\Theta$  fest) kann man sich vorstellen, diese Spektren seien eine Überlagerung von Deltafunktionsspektren. Jeder Punkt im Spektrum hat also einen Strahlungsschwanz, der wie der der elastischen Elektron-Proton-Streuung berechnet werden kann. Zur Berechnung der inelastischen Strahlungskorrekturen in einem Punkt  $A$  ( $E_1, E_3, W_0$ ) des kontinuierlichen Spektrums muß man daher das Integral über die Strahlungsschwänze aller Punkte  $W < W_0$  für festes  $\Theta$  bilden. Der Strahlungsschwanz der elastischen Streuung wird dabei nicht eingeschlossen.

Man erhält für den Wirkungsquerschnitt ein Doppelintegral über die invariante Masse  $W$  und den Phasenraum der Photonen. In der "peaking approximation" kann das Integral über den Phasenraum durch Integration über zweifach differentielle Wirkungsquerschnitte ersetzt werden. Für die Rechnung ist es außerdem günstig, den Ausdruck so umzuschreiben, daß aus dem Integral über  $W$  ein Integral über  $E_1$  und  $E_3$  wird. Die von den verschiedenen Autoren angegebenen Formeln für den

experimentellen Wirkungsquerschnitt sind einander sehr ähnlich. Tsai<sup>(35)</sup> zum Beispiel gibt für den experimentell erwarteten Wirkungsquerschnitt an:

$$\begin{aligned} \left(\frac{d^2\sigma(E_1)}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{erw}} &= \left(\frac{R\Delta}{E_1}\right)^{T'} \left(\frac{\Delta}{E_3}\right)^{T'} \left(1 - \frac{\xi}{(1-2T')\Delta}\right) \left(\frac{d^2\sigma(E_1)}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{eff}} + \\ &+ \int_{E_{1\text{min}}(E_3)}^{E_1 - R\Delta} \left(\frac{d^2\sigma(E_1')}{d\Omega dE_3'}\right)_{\text{eff}} \left(\frac{E_1 - E_1'}{E_3 R}\right)^{T'} \left(\frac{E_1 - E_1'}{E_1}\right)^{T'} \left[\frac{T'}{E_1 - E_1'} \phi\left(\frac{E_1 - E_1'}{E_1}\right) + \frac{\xi}{2(E_1 - E_1')^2}\right] dE_1' + \\ &+ \int_{E_3 + \Delta}^{E_{3\text{max}}} \left(\frac{d^2\sigma(E_1')}{d\Omega dE_3'}\right)_{\text{eff}} \left(\frac{E_3' - E_3}{E_3'}\right)^{T'} \left(\frac{(E_3' - E_3)R}{E_1}\right)^{T'} \left[\frac{T'}{E_3' - E_3} \phi\left(\frac{E_3' - E_3}{E_3'}\right) + \frac{\xi}{2(E_3' - E_3)^2}\right] dE_3' \end{aligned} \quad (1.5)$$

Dabei ist

$$T' = 4/3 \left( \frac{T}{2} + t_r \right)$$

Die interne und externe Bremsstrahlung ist also in gleicher Weise nach der Methode des "äquivalenten Radiators" behandelt worden. Die ersten zwei Faktoren sind Korrekturfaktoren für die Vielfachemission von Photonen.  $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{eff}}$  wurde nur zur Erleichterung der Rechnungen eingeführt, es ist proportional dem theoretischen Wirkungsquerschnitt

$$\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{eff}} = F(q^2, T) \left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{theor}}$$

Alle in der Formel (1.5) verwendeten Größen sind in der Arbeit von Tsai<sup>35)</sup> definiert.

Man hat auf diese Weise einen Zusammenhang zwischen dem experimentell erwarteten und dem theoretischen Wirkungsquerschnitt erhalten. Hat man experimentell gemessene Wirkungsquerschnitte vorliegen, kann man daher mit (1.5) in einem Iterationsverfahren die korrigierten Wirkungsquerschnitte berechnen. Wie (1.5) zeigt, muß man alle Wirkungsquerschnitte in dem in Abb.6 schraffierten Bereich kennen, wenn man die inelastischen Strahlungskorrekturen im Punkt A berechnen will. Das bedeutet praktisch, daß in dem Bereich ausreichend viele Spektren gemessen worden sein müssen, und daß die Auflösung in  $W$  bzw  $E_3$  sehr gut sein muß. Bei den vorliegenden Messungen konnten diese Bedingungen nicht gut erfüllt werden, weil die Wirkungsquerschnitte unter großen Winkeln schnell abnehmen, und daher unverhältnismäßig viel Meßzeit notwendig gewesen wäre. Es wurde daher eine andere Methode zur Berechnung der Integrale benutzt, bei der nicht die experimentell gemessenen Wirkungsquerschnitte in die Integrale eingesetzt wurden sondern aus einem Modell berechnete. Die Methode wurde mit den Messungen bei kleinen Winkeln, wo ausreichend Daten zur Verfügung stehen, überprüft.

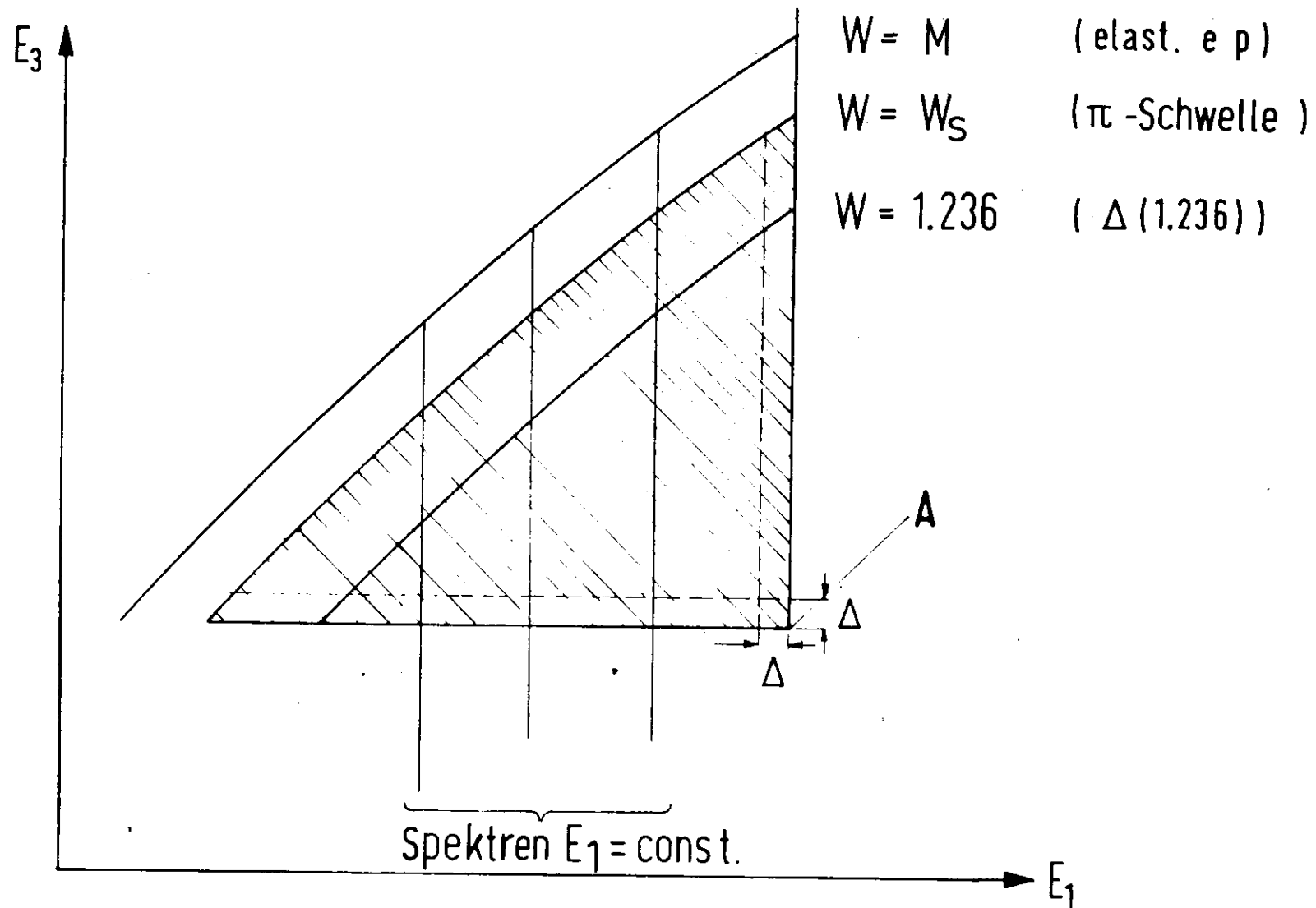


Abb.6 Integrationsbereich für inelastische Strahlungskorrekturen

Dazu wurden zunächst die inelastischen Strahlungskorrekturen für die unter  $\Theta = 13^\circ$  gemessenen Daten durch Lösen der Integralgleichung bestimmt. Es wurden dabei die Daten zweidimensional interpoliert, und die Lösung der Gleichung erfolgte iterativ (1)-(3). Benutzt wurde für die "peaking approximation" die Vorschrift von Meister und Griffy (37). Die Vorschrift für die "peaking approximation" wurde verglichen mit der von Mo und Tsai (Formel C.5 in Ref.(38)), und einer von W. Bartel (3) entwickelten, die im wesentlichen ein Fit an den mit der exakten Formel von Mo und Tsai (Formel B.5 in Ref. (38)) berechneten Strahlungsschwanz ist. Die Ergebnisse stimmten bei allen drei Methoden überein. Für jeden Punkt im Spektrum lassen sich damit die Verhältnisse

$$F_1 = \frac{\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{Korr}}}{\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{exp}}}$$

d.h. die Verhältnisse von korrigiertem inelastischem Wirkungsquerschnitt zu gemessenem Wirkungsquerschnitt nach Abzug des elastischen Strahlungsschwanzes angeben.

Zur Lösung des Integrals ist es immer notwendig, daß man die Abhängigkeit der inelastischen Formfaktoren von den kinematischen Variablen kennt. Diese Abhängigkeit erhält man automatisch, wenn man die gemessenen Daten in die Integralgleichung einsetzt. Man kann die Abhängigkeit aber auch einem Modell entnehmen, z.B. dem von Gutbrod und Simon (39). Dazu setzt man die mit dem Modell berechneten Wirkungsquerschnitte  $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{theor}}$  in die Gleichung (1.5) ein und erhält  $\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{erw}}$ . Daraus ergibt sich

$$F_2 = \frac{\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{theor}}}{\left(\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}\right)_{\text{erw}}}$$

Die so aus dem Modell berechneten Verhältnisse  $F_2$  stimmten mit den aus den Daten berechneten Verhältnissen  $F_1$  überein. Die beiden Methoden sind also äquivalent, wobei die erste den Vorteil hat, daß die Strahlungskorrekturen unabhängig von der Statistik der Daten sind, und daß eine Verschiebung ~~eines Spektrums~~ in Wund systematische Abweichungen im Spektrum nicht als Fehlerquelle auftreten können.

Es wird nun angenommen, daß die bei kleinen Winkeln überprüfte Übereinstimmung der Methoden auch für Streuung unter großen Winkeln gilt. Diese Annahme ist dann richtig, wenn der longitudinale Beitrag zum Wirkungsquerschnitt klein ist, und wenn nur die kinematische Variation des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt werden muss.

Für die  $86^\circ$ -Daten wurde der Beitrag des elastischen Strahlungsschwanzes berechnet, wobei die Korrekturen für Vielfachemission von Photonen einer Arbeit von Miller <sup>(34)</sup> entnommen wurden, und der Anteil der Protonenstrahlung (einschließlich Interferenzterm mit Bethe-Heitler-Graphen) nach einer Arbeit von Berg und Lindner <sup>(41)</sup> berechnet wurde.

Der so berechnete Strahlungsschwanz wurde mit den Daten zwischen elastischem Maximum und der Pionschwelle normiert. Die inelastischen Korrekturen wurden unter Zuhilfenahme des Modells von Cutbrod und Simon und unter Verwendung der "peaking approximation" und der Korrekturfaktoren für Vielfachemission wie in Glchg. (1.5) angegeben, berechnet. Die Protonenstrahlung wurde nicht berücksichtigt.

Nach der gleichen Vorschrift wurden die Strahlungskorrekturen für die Kleinwinkel-Daten neu berechnet. Der Beitrag der Protonenstrahlung ist unter kleinen Winkeln allerdings so klein, daß er vernachlässigt werden konnte.

In Tab. 1 sind die Anteile des elastischen Strahlungsschwanzes und die Größe der inelastischen Korrekturen für einige Punkte in den Spektren angegeben, um einen Eindruck von der Höhe der Korrekturen bei den neu gemessenen Spektren zu geben. Als Fehler wurde jeweils  $\pm 10\%$  der Korrektur angenommen, also  $\pm 10\%$  des Wertes für den Strahlungsschwanz, und für die inelastischen Korrekturen war der Fehler  $\Delta F = \pm (F - 1) \cdot 0.1$ .

		W = 1.10 GeV	W = 1.22 GeV	W = 1.35 GeV
$q^2 = 0.4$ $\Theta = 86^\circ$	elast. Strahlungsschwanz (Anteil am gemessenen W.q.)	66%	10%	31%
	inelastische Korrektur, $F_2 =$	1.22	1.11	0.80
$q^2 = 0.78$ $\Theta = 86^\circ$	elast. Strahlungsschwanz (Anteil am gemessenen W.q.)	70%	11%	27%
	inelastische Korrektur, $F_2 =$	1.35	1.13	0.79

Tab. 1 Einige typische Werte für den Anteil des elastischen Strahlungsschwanzes am gemessenen Wirkungsquerschnitt und das Verhältnis F für inelastische Korrekturen (siehe Text).



## 2. EXPERIMENTELLER AUFBAU

### 2.1. Prinzip der Anordnung

Zur Bestimmung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$  der Reaktion  $e + p \rightarrow e' + N + \pi$  im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz müssen drei unabhängige Größen gemessen werden, z.B.  $|\vec{p}_1|$ ,  $\Theta$  und  $|\vec{p}_3|$ . Da es Ziel der Messungen war, die Anteile  $\sigma_e$  und  $\sigma_\pi$  dieses Wirkungsquerschnitts zu trennen, waren mehrere Wirkungsquerschnitte bei gleichen  $q^2$ - und  $W$ -Werten und möglichst verschiedenem  $\mathcal{E}$ , d.h.  $\Theta$  notwendig.

Von früheren Messungen lagen Streuquerschnitte unter Streuwinkeln  $\Theta = 13.33^\circ$  für verschiedene Impulsübertragsquadrate  $q^2$  vor (1)-(3). Zur Ergänzung dieser Messungen war eine Apparatur notwendig, die es gestattete bei gleichen  $q^2$ -Werten die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte unter möglichst großen Streuwinkeln  $\Theta$  zu messen. Außerdem mußte die Apparatur zur Vermeidung von Normierungsfehlern gegen die alte Apparatur geeicht sein. Ein für eine andere Messung (17) gebautes Schrägfenster-Spektrometer unter  $\Theta = 86^\circ$  mit großem Raumwinkel und guter Auflösung erfüllte diese Forderung.

Die aus dem Synchrotron ausgelenkten Elektronen wurden in einem aus Quadrupolen und Ablenkmagneten bestehenden "Transportsystem" auf ein 6 cm langes Wasserstofftarget fokussiert. Hinter dem Target durchliefen die Elektronen einen Sekundär-emissionsmonitor und einen Strahlpositionsmonitor und trafen dann in einen Faraday-Käfig.

Die Einfallenergie der Elektronen  $E_1 (= |\vec{p}_1|)$  wurde auf  $\pm 0.2\%$  genau mit dem Spektrometer bestimmt, mit dem 1963 die alten Messungen gemacht worden waren. Mit dem  $86^\circ$ -Spektrometer wurde der Impuls der inelastisch gestreuten Elektronen  $\vec{p}_3$  gemessen. Das Spektrometer besteht aus 2 Quadrupolen und 2 Ablenkmagneten. Teilchen werden mit Szintillationszählern nachgewiesen. Zur Identifizierung der gestreuten Elektronen dienen Flugzeitmessungen und ein Cerenkov-Zähler im Spektrometer.

So wurden fünf Spektren der gestreuten Elektronen für invariante Massen  $W$  des hadronischen Endzustandes zwischen  $W = 1.10$  und  $1.35$  GeV mit den in Tabelle 2 aufgeführten kinematischen Parametern aufgenommen. Den Verlauf der Spektren in der  $q^2$ - $W$ -Ebene zeigt Abb. 7. Die Ergebnisse wurden bereits an anderer Stelle <sup>(18)</sup> veröffentlicht.

T A B E L L E 2

$E_1$	$\Theta$	$E_3$ Res	$q^2$ Res	$\epsilon_{Res}$	$E_3$ elast	$q^2$ elast
0.803	$86^\circ$	0.267	0.40	0.25	0.448	0.67
0.894	$86^\circ$	0.299	0.50	0.25	0.473	0.79
0.977	$86^\circ$	0.329	0.60	0.25	0.496	0.90
1.054	$86^\circ$	0.355	0.70	0.25	0.515	1.01
1.119	$86^\circ$	0.373	0.78	0.25	0.530	1.10

Werte der kinematischen Variablen, bei denen die hier vorliegenden Messungen durchgeführt wurden.

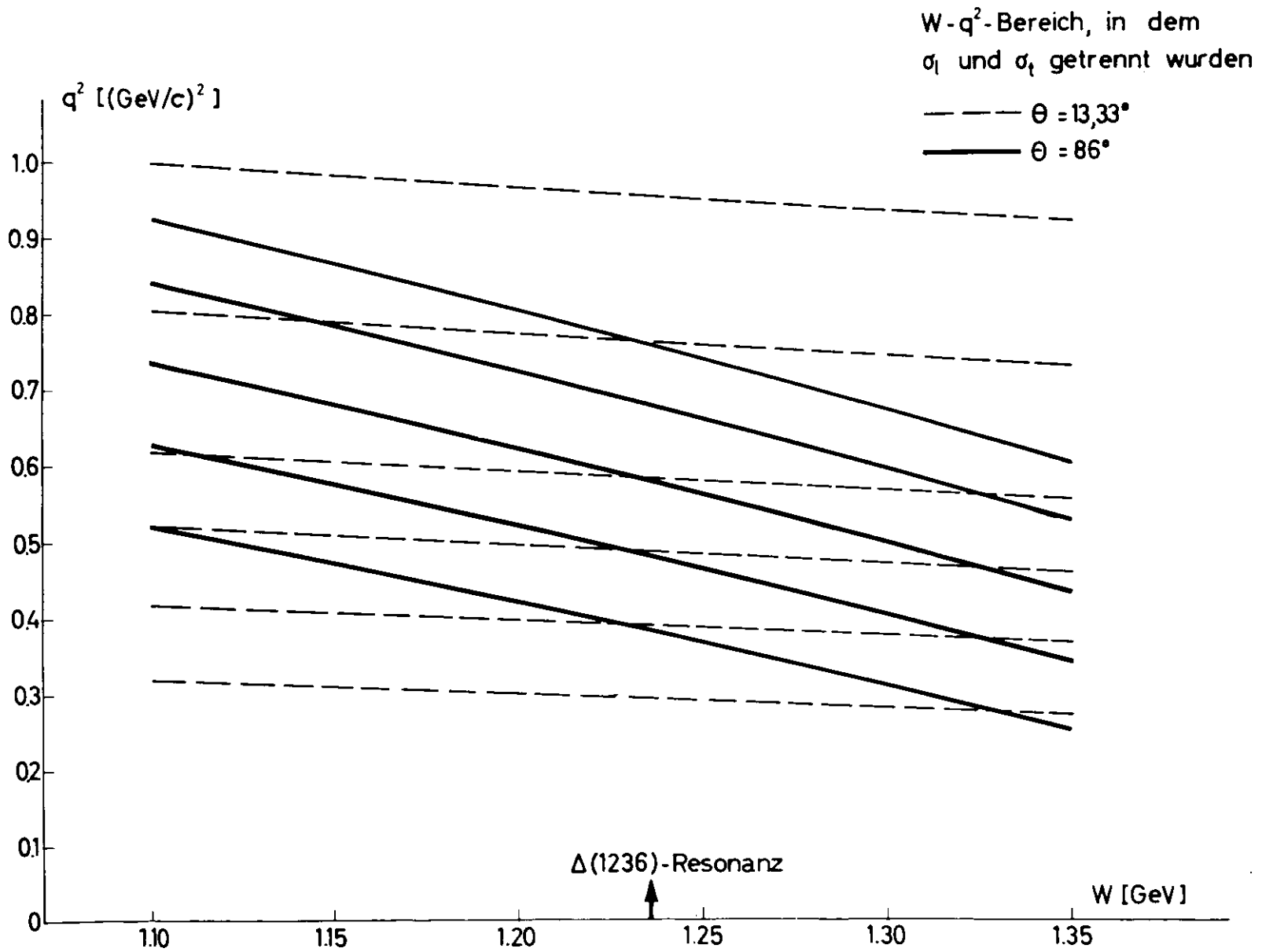


Abb. 7

## 2.2 Der externe Elektronenstrahl

Der zu diesen Messungen benutzte Elektronenstrahl (Einzelheiten siehe Ref. (20)) entstand durch "langsame Ejektion" der Elektronen aus dem Synchrotron. Dazu wurden kurz vor Ende des Beschleunigungszyklus durch zwei radial fokussierende Sektormagneten für die Zeit der Ejektion besondere Zusatzfelder im Synchrotron erzeugt, wodurch die umlaufenden Elektronen aus dem Führungsfeld des Synchrotrons ausgelenkt wurden. Die Ejektionsdauer (= Spill) betrug ca.  $600 \mu\text{s}$ . Mit dieser Methode ("beam bumping") erreicht man eine Ejektionsausbeute von ca. 40%, was für unsere Messungen bedeutete, daß die Intensität des externen Elektronenstrahls ca.  $3 \cdot 10^{11}$  Elektronen pro Sekunde betrug.

Bevor sie auf das Wasserstofftarget treffen, durchlaufen die ausgelenkten Elektronen ein 44 m langes "Transportsystem", das aus zwei Ablenkmagneten und sechs Quadrupolen besteht (Abb. 8). Der erste Teil des Transportsystems dient als Impulsfilter und akzeptiert ein Impulsband von  $\Delta p/p = \pm 0.25\%$ . Das Transportsystem als ganzes ist ein achromatisches System, d.h. alle akzeptierten Elektronen mit verschiedener Energie liegen im Impulsfokus am gleichen Ort. In diesem Impulsfokus ist das Target aufgestellt. Der Strahl ist hier in beiden Ebenen dispersionsfrei und hat eine Ausdehnung von ca.  $5 \times 10$  mm, was der Größe des Strahls an der Auslaßkammer des Synchrotrons entspricht.

Bevor der Elektronenstrahl hinter dem Target durch ein Quadrupolpaar auf den Faraday-Käfig <sup>(33)</sup> fokussiert und dort gestoppt wird, wird die Strahlrichtung mit einem Strahlpositionsmonitor gemessen. Dieser Monitor steht 10 m hinter dem Target und besteht aus zehn vertikalen 6 mm breiten Aluminiumstreifen, die mit einem Zwischenabstand von 3 mm aufgespannt sind. Das Gerät arbeitet nach dem Prinzip des Sekundäremissionsmonitors und erlaubte in dieser Anordnung die Messung der Strahlrichtung mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.1$  mrad.

Die Lage und Ausdehnung des Elektronenstrahls kann außerdem an sieben Stellen zwischen der Auslaßkammer und dem

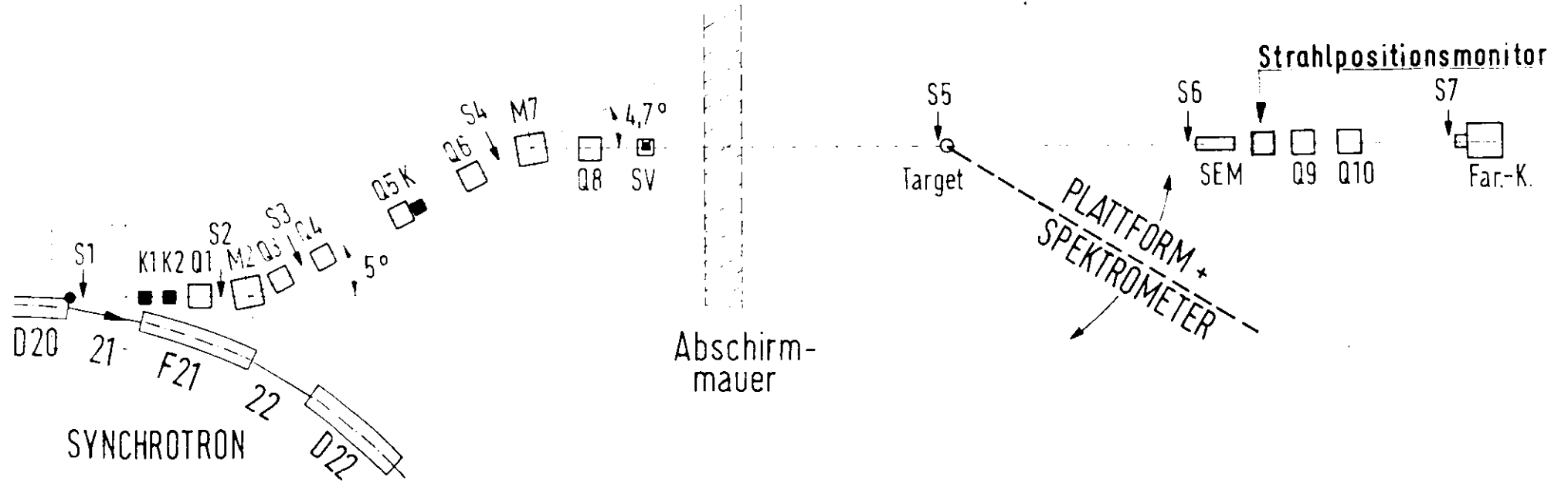


Abb.8 Schematischer Aufbau des Transportsystems

Faraday-Käfig mit Szintillationsschirmen überprüft werden, die sich in den Strahl fahren lassen und mit Kameras betrachtet werden.

### 2.3 Das Wasserstofftarget

Als Target diente ein Kondensationstarget mit Fremdkühlung durch ein Gasumlaufsystem <sup>(21)</sup> (Abb. 9). Die mit flüssigem Wasserstoff gefüllte Targetzelle bestand aus einem 6 cm langen Zylinder aus Kapton-H-Folie (100 $\mu$  dick). Die zur Verflüssigung des Wasserstoffs notwendige Kühlleistung wurde durch einen Kryogenerator (Kältemaschine Philips PGH-105) geliefert. Die Kälte wurde über ein mit Heliumgas gefülltes Transfersystem, das nach dem Prinzip des Gasumlafs arbeitete, zum Wärmeaustauscher geführt. Im Wärmeaustauscher des Kryostaten, der über der Streukammer befestigt ist, wird der Wasserstoff einkondensiert und läuft in die Zelle. Der Kondensator arbeitet nach dem Gegenstromprinzip, d.h. Strömungsrichtung des Heliumgases und des Wasserstoffgases sind entgegengesetzt. Zum Schutz vor Wärmestrahlung und zur Wärmeisolation ist unterhalb der Zelle ein Kälteschild angebracht, und Zelle sowie Kondensationsgefäß sind von Hochvakuum umgeben, das besser als  $10^{-5}$  Torr ist.

In der Streukammer, die die Zelle umgibt, ist ein Öffnungsfenster aus 2 x 125 $\mu$  H-Folie, das einen Öffnungswinkel von 230° hat.

Die für die Auswertung des Experimentes wichtige Dichte des Wasserstoffs in der Zelle läßt sich bei bekannter Temperatur aus einer Druckmessung bestimmen. Der Dampfdruck des Wasserstoffs wird durch eine Gegenheizung auf einem konstanten Wert gehalten. Er reicht aus, um bei Leertarget-Messungen den Wasserstoff aus der Zelle in das Kondensationsgefäß zurückzudrücken. Die durch das in der Targetzelle verbleibende Restgas bewirkte Verfälschung der Leertargetrate ist, wie frühere Untersuchungen zeigten (3), vernachlässigbar. Der Fehler durch die Veränderung der mittleren Wasserstoffdichte durch Blasenbildung im Target ist gegenüber dem Fehler bei der Dichtebestimmung ( $\pm 1.0\%$ ) und bei der Bestimmung der Länge des Targets ( $\pm 0.3\%$ ) ebenfalls vernachlässigbar.

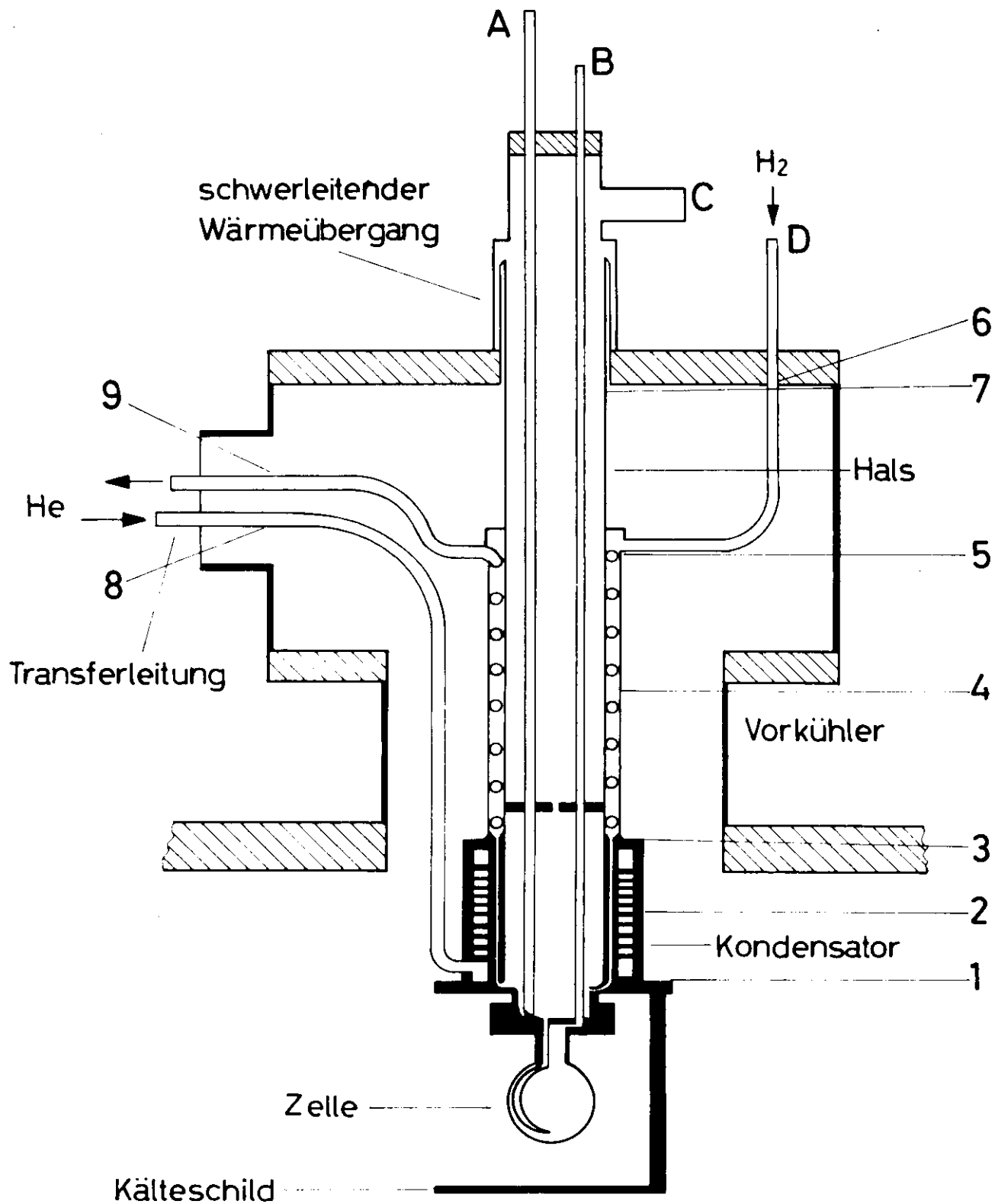


Abb. 9

## 2.4 Die Spektrometer

Beide während des Experimentes benutzten Spektrometer sind "Schrägfenster-Spektrometer", d.h. Spektrometer, deren Aufbau durch folgende Überlegungen bestimmt wurde:

Für feste Einfallenergie  $E_1$  ergeben sich bei der Reaktion  $e+p \rightarrow e'+X$  wegen

$$E_3 = \frac{E_1 - \frac{W^2 - M^2}{2M}}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \frac{\Theta}{2}}$$

Kurven der folgenden Form im  $E_3 - \Theta$ -Diagramm (Abb. 10). Dabei ist für jede Kurve  $W$  als Parameter festgehalten.

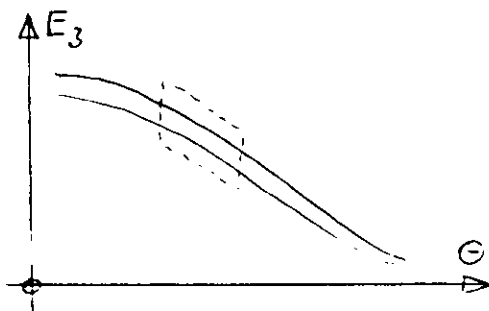


Abb. 10 Kinematische Kurven für festes  $E_1$  und  $W$  in Abhängigkeit von  $E_3$  und  $\Theta$

Da man zur Trennung der verschiedenen Kanäle der vorgegebenen Reaktion eine gute Auflösung in  $W$  ("missing-mass-Auflösung") benötigt, muß das Spektrometer so gebaut werden, daß sein Impuls-Winkel-Bereich den in Abb. 10 gezeichneten Kurven folgt (angedeutet durch das gestrichelte "Schrägfenster"). Dazu macht man sich folgende Eigenschaften eines Spektrometers zunutze:

Unter der Annahme, daß nur achsennahe Teilchenbahnen vom Spektrometer akzeptiert werden, und wenn die Streuebene identisch mit der Ablenkebene der Dipolmagnete ist, gilt für die horizontale Abweichung  $x(s)$  eines Teilchens von der Sollbahn in der Brennebene des Spektrometers (26)

$$x(s_1) = S(s_1) x'_0 + D(s_1) \frac{1}{p_0} \quad (2.1)$$

Dabei ist  $s_1$  die Entfernung der Brennebene vom Target entlang der Spektrometerachse,  $x'_0$  die horizontale Winkelabweichung vom Sollwinkel am Ort des Targets und  $p_0$  der Sollimpuls.  $S(s)$  hängt



von den Eigenschaften der Quadrupole,  $D(s)$  von denen der Dipolmagnete ab. Die horizontale Abweichung ist unter den genannten Annahmen von der senkrechten Abweichung  $(z, z')$  unabhängig.

Wie man aus Gleichung (2.1) sieht, gilt der gleiche Zusammenhang zwischen  $x'_0$  und  $\frac{\Delta p}{p_0}$  für alle Teilchen, die in der Streuebene durch einen bestimmten Punkt  $x(s)$  eines Zählers in der Brennebene gehen. Die Ausdehnung des Zählers bewirkt, daß die Akzeptanz des Spektrometers nicht nur aus dieser einen Linie sondern aus einer Fläche im  $x'_0 - \frac{\Delta p}{p_0}$  - Diagramm besteht. Die Neigung der Fläche in diesem Diagramm kann durch Verändern von  $D(s)$ , also z.B. durch Verändern der Ablenkwinkel der Dipolmagnete an die Kurven in Abb. 10 angepaßt werden.

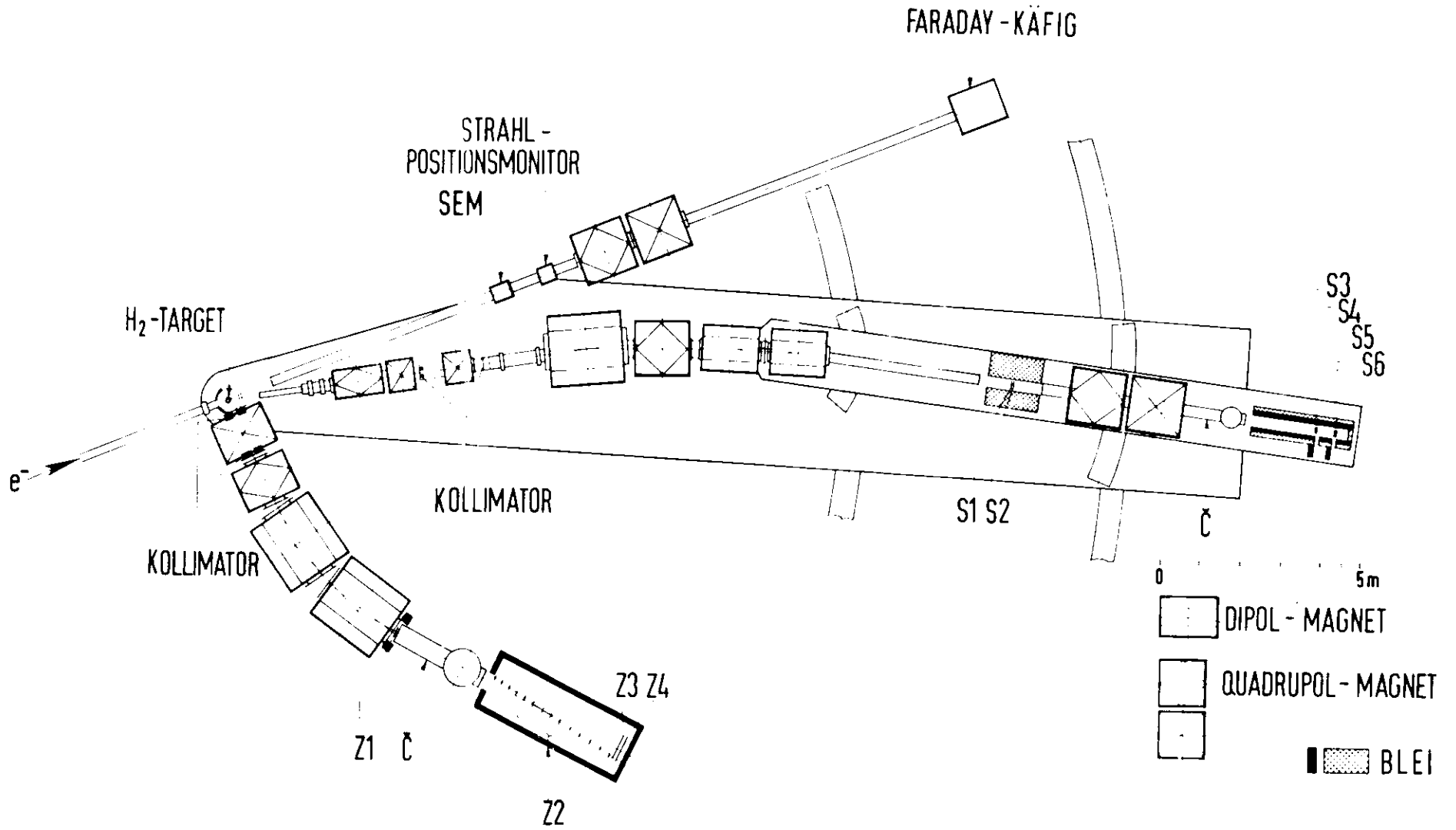
Beim Kleinwinkelspektrometer ist eine solche Veränderung möglich, weshalb die Neigung zwischen  $-0.83$  und  $-1.79 \text{ rad}^{-1}$  variiert werden kann. Beim  $86^\circ$ -Spektrometer ist eine Steigung von  $-0.6 \text{ rad}^{-1}$  fest vorgegeben, da unter diesem großen Streuwinkel die kinematische Steigung nicht sehr variiert.

#### 2.4.1. Das $86^\circ$ -Spektrometer

Wegen der kleinen Wirkungsquerschnitte unter großen Streuwinkeln benötigt man ein Spektrometer mit großem Raumwinkel.

Das  $86^\circ$ -Spektrometer<sup>(22)</sup> besteht aus vier fest auf dem Hallenboden installierten Magneten: zwei Quadrupolen und zwei Dipolmagneten, die um jeweils  $13.62^\circ$  horizontal in der Streuebene ablenken (Abb.11). Die Raumwinkelakzeptanz beträgt ca 20 mster.

Weil im vorliegenden Experiment absolute Wirkungsquerschnitte gemessen werden sollten, mußte die Berechnung des Raumwinkels sehr sorgfältig durchgeführt werden. Dazu wurde ein Monte-Carlo-Programm benutzt, das in den Bewegungsgleichungen für die Teilchen in den Quadrupolen Glieder bis zur 3. Ordnung in  $\frac{\Delta p}{p_0}$ ,  $x, z, x'$  und  $z'$  berücksichtigte und in den Dipolmagneten Glieder bis zur 2. Ordnung. Die spezielle Feldverteilung in den Quadrupolen wurde gemessen<sup>(23)</sup> und bei den Rechnungen berücksichtigt<sup>(22)</sup>. Das war notwendig, da bei inelastischer Streuung das gesamte Spektrometer mit Teilchen ausgeleuchtet ist, die



Teilchen bei diesem großen Raumwinkel also nicht mehr achsennah sind. Aus dem gleichen Grund geht die Targetausdehnung kritisch ein. Außerdem wurde bei sehr niedriger Streuenergie der Elektronen (bis zu minimal 170 MeV) gemessen. Das bedeutete für die Rechnungen, daß die Vielfachstreuung in den Zählern und Folien und die Energieverschmierung des einfallenden Strahls berücksichtigt werden mußten. Den Einfluß der Vielfachstreuung zeigt Abb. 12.

Wegen der unübersichtlichen Form der Akzeptanz war es im Programm notwendig, bei der Wahl der Teilchen, deren Bahn durch das Spektrometer verfolgt werden sollten, mit dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts entsprechend der jeweiligen Einstellung des Spektrometers zu wichten. Nur so konnten die zu jedem gemessenen Wirkungsquerschnitt gehörenden Werte von  $\tilde{W}$  bestimmt werden (Einzelheiten siehe Anhang II). Daraus ergab sich, daß der Raumwinkel bei jeder Einfallenergie und für jede Spektrometereinstellung gesondert berechnet werden mußte.

Der Nachweis der Elektronen im Spektrometer erfolgte mit 4 Szintillationszählern (Z1 bis Z4), wobei Z2 ein aus vierzehn 4cm breiten Elementen bestehendes Hodoskop zur Messung der Impulsverteilung war (Abb. 13). Die Elemente des Hodoskops waren entlang der Bildebene angebracht, die mit der Sollachse des Spektrometers einen Winkel von  $6^\circ$  bildete. Die mit diesen Zählern erreichte missing-mass-Auflösung lag je nach Streuenergie zwischen 0.4% und 0.7% (FWHM), die gesamte Impulsakzeptanz bei 10% (FWHM). Die horizontale Winkelakzeptanz betrug 88 mrad (FWHM), die vertikale 300 mrad. Die Dispersion war 4.1 cm/%.

Zur Identifizierung der Elektronen wurde zum einen ein Schwellen-Gas-Cerenkov-Zähler (99.7% Nachweiswahrscheinlichkeit) mit großer Akzeptanz <sup>(24)</sup> benutzt, zum anderen wurden Flugzeitmessungen zwischen den Zählern Z1 und Z3 bzw. Z1 und Z4 durchgeführt. Um möglichst gute Flugzeitauflösung zu bekommen, waren beim Zähler Z3 (ebenso bei Z4) an beiden Seiten Photomultiplier angebracht (Abb. 13). Durch Summenbildung der Flugzeiten Z1 - Z3 (linke Seite) und Z1 - Z3 (rechte Seite) konnte so die Verschmierung der Zeitmessungen durch die Laufzeiten des Lichtes in Z3 vermieden werden. Die Zeitauflösung betrug 1.2 ns (FWHM) und erlaubte für die Messungen bei höheren invarianten Massen eine ein-

Akzeptanzfunktion  
in willkürlichen Einheiten

$$\theta = 86^\circ$$
$$q_{\text{Res}}^2 = 0.4 \left( \frac{\text{GeV}}{c} \right)^2$$

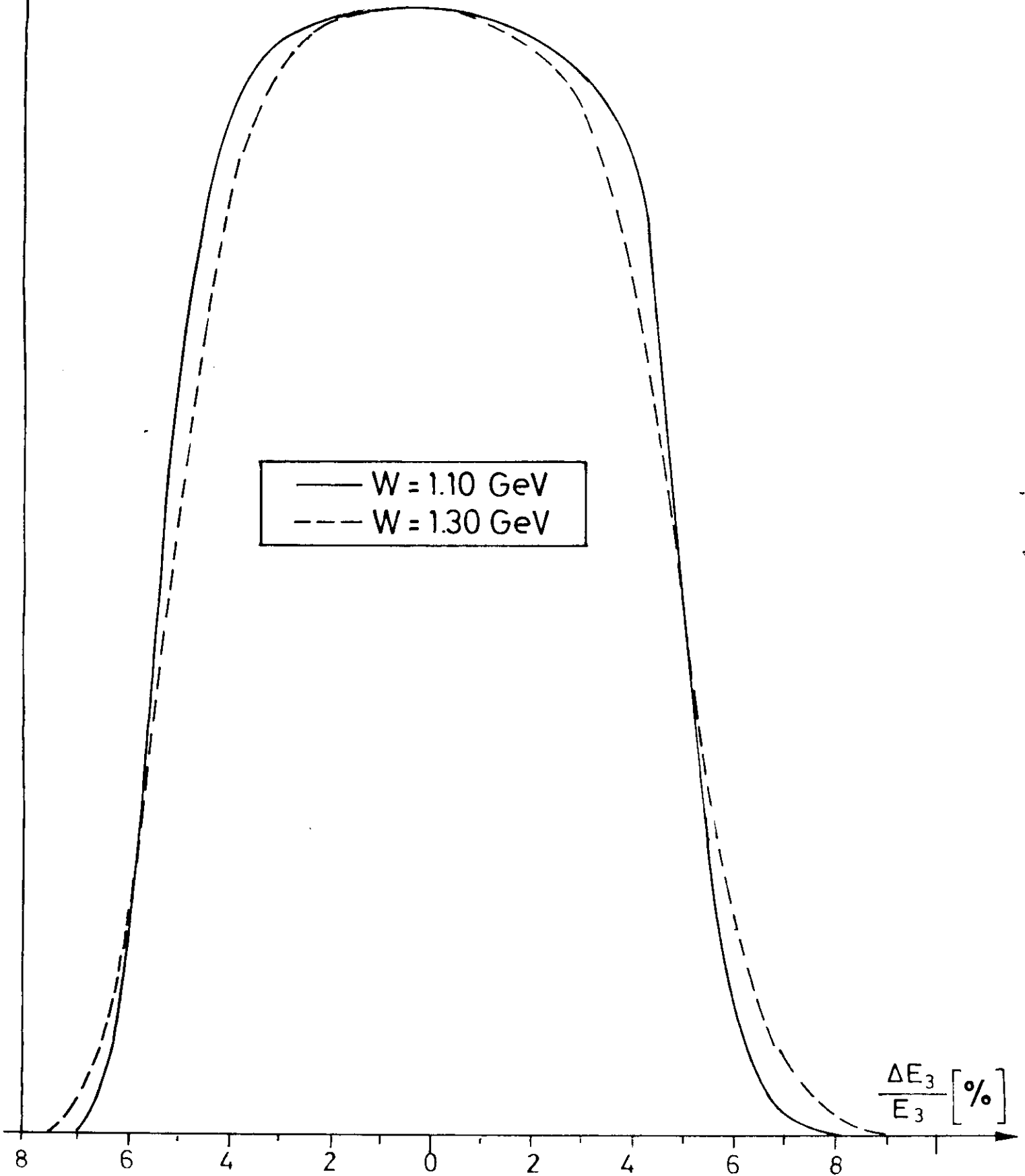
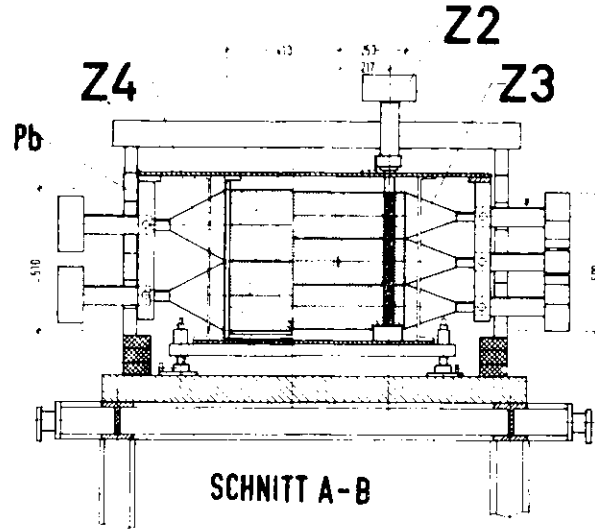
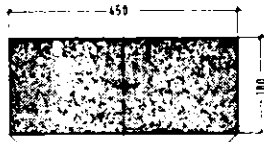
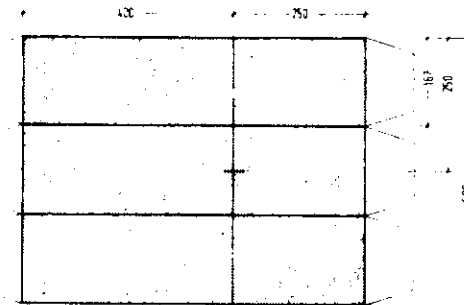
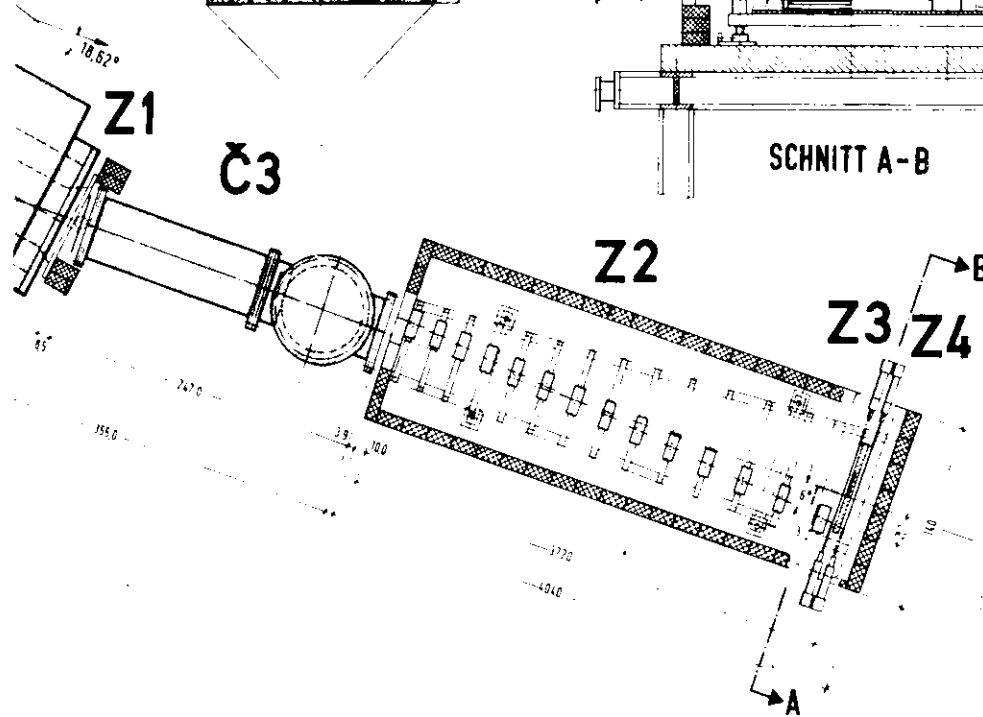


Abb.12 Akzeptanzfunktion für verschiedene  
Spektrometereinstellungen

**Z1** Triggerzähler  
 Material: Pilot Y 3,1mm dick

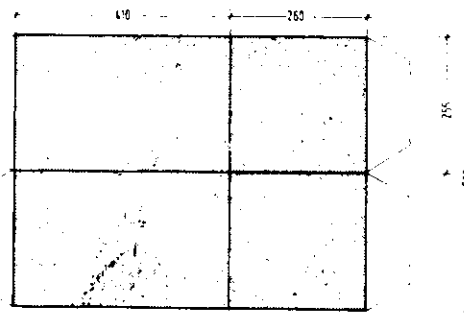


**Z2** Impulshodoskop  
 14 Zähler  
 Material: Pilot Y 5mm dick



**Z3** Triggerzähler  
 3 Zähler  
 Material: Pilot Y 10mm dick, NE 110

zwischen Z3 u. Z4 PVC-Platte, 5 cm dick



**Z4** Triggerzähler  
 1 Zähler  
 Material: Pilot Y 10mm dick, NE 110

Abb. 13

wandfreie Trennung zwischen  $e^-$  und  $\pi^-$  bzw.  $e^+$  und  $\pi^+$  (Abb. 14) und die Abtrennung von zufälligen Ereignissen.

Diese Abtrennung wurde mit den Ergebnissen einer anderen Methode verglichen. Dazu wurde mit einem Analog-Digital-Wandler (ADC) die Länge des "Master-Impulses" gemessen, der aus der Koinzidenz der Zählerimpulse der Zähler Z1, Z3, Z4 und C entsteht (Überlappungsspektrum in Abb. 15). Die Länge sollte ein Minimum nicht unterschreiten. Durch alle drei Messungen erhielt man innerhalb der Fehlergrenzen die gleichen Zählraten.

#### 2.4.2. Das Kleinwinkelspektrometer

Das Kleinwinkelspektrometer unterscheidet sich nicht prinzipiell vom  $86^\circ$ -Spektrometer, wohl aber deutlich in den einzelnen Parametern <sup>(25)</sup>. Es besteht aus 6 Quadrupolen und 3 Ablenkmagneten, deren Ablenkwinkel zwischen  $10.7^\circ$  und  $22.7^\circ$  variiert werden kann. Die Magnete sind auf einer Plattform montiert, die um das Target schwenkbar ist, so daß Wirkungsquerschnitte bei Streuwinkeln zwischen  $3.5^\circ$  und  $35.0^\circ$  gemessen werden können.

Der Raumwinkel des Spektrometers wird durch 2 Kollimatoren bestimmt, die in einem horizontalen und vertikalen Winkelfokus aufgestellt sind. Er beträgt  $\Delta\Omega = 0.435$  mster, dabei ist die horizontale Winkelakzeptanz  $24.0$  mrad und die vertikale  $13.2$  mrad. Die Berechnung des Raumwinkels erfolgte mit einem Monte-Carlo-Programm, das dem für das  $86^\circ$ -Spektrometer sehr ähnlich ist.

Zum Nachweis der gestreuten Elektronen dienten 6 Szintillationszähler (S1 bis S6), wobei S1 (im Impulsfokus senkrecht zur Strahlrichtung) als Hodoskop ausgelegt ist, das aus 16 Elementen besteht. Damit erreicht man je nach eingestelltem Ablenkwinkel eine Impulsauflösung zwischen 0.3% und 0.6% bei einer Impulsakzeptanz zwischen 4.8% und 10.5%.

Zur Identifizierung der Elektronen und zur Abtrennung des Untergrundes werden ebenso wie im  $86^\circ$ -Spektrometer ein Cerenkov-Zähler benutzt und Flugzeiten und Überlappungsspektren gemessen.

Das Kleinwinkelspektrometer war 1968 zur Messung der zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektron-Proton-Streuung unter  $10^\circ$ ,  $13.33^\circ$  und  $35^\circ$  benutzt worden.

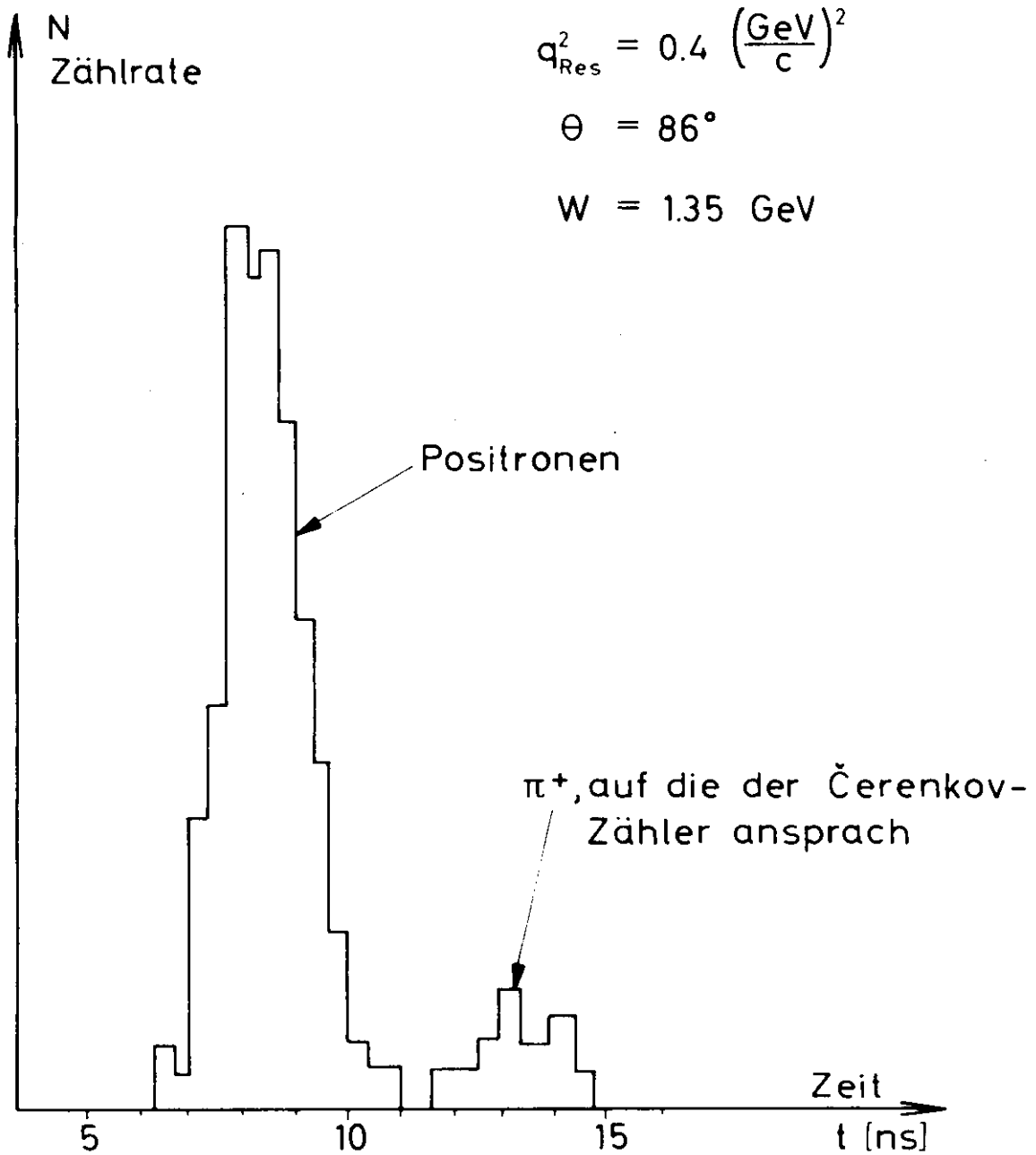


Abb.14 Zählraten in Abhängigkeit von der Flugzeit (Z1-Z3)

N  
Zählrate

$$q_{\text{Res}}^2 = 0.6 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$$

$$\theta = 86^\circ$$

$$W = 1.22 \text{ GeV}$$

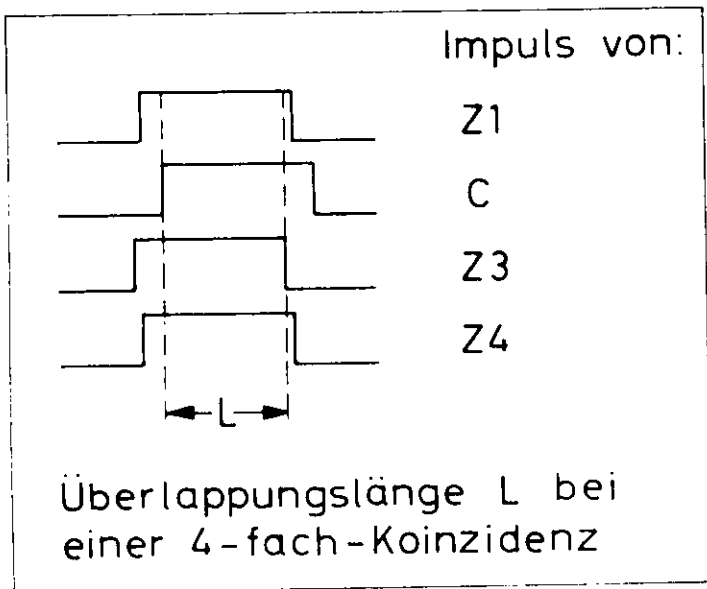
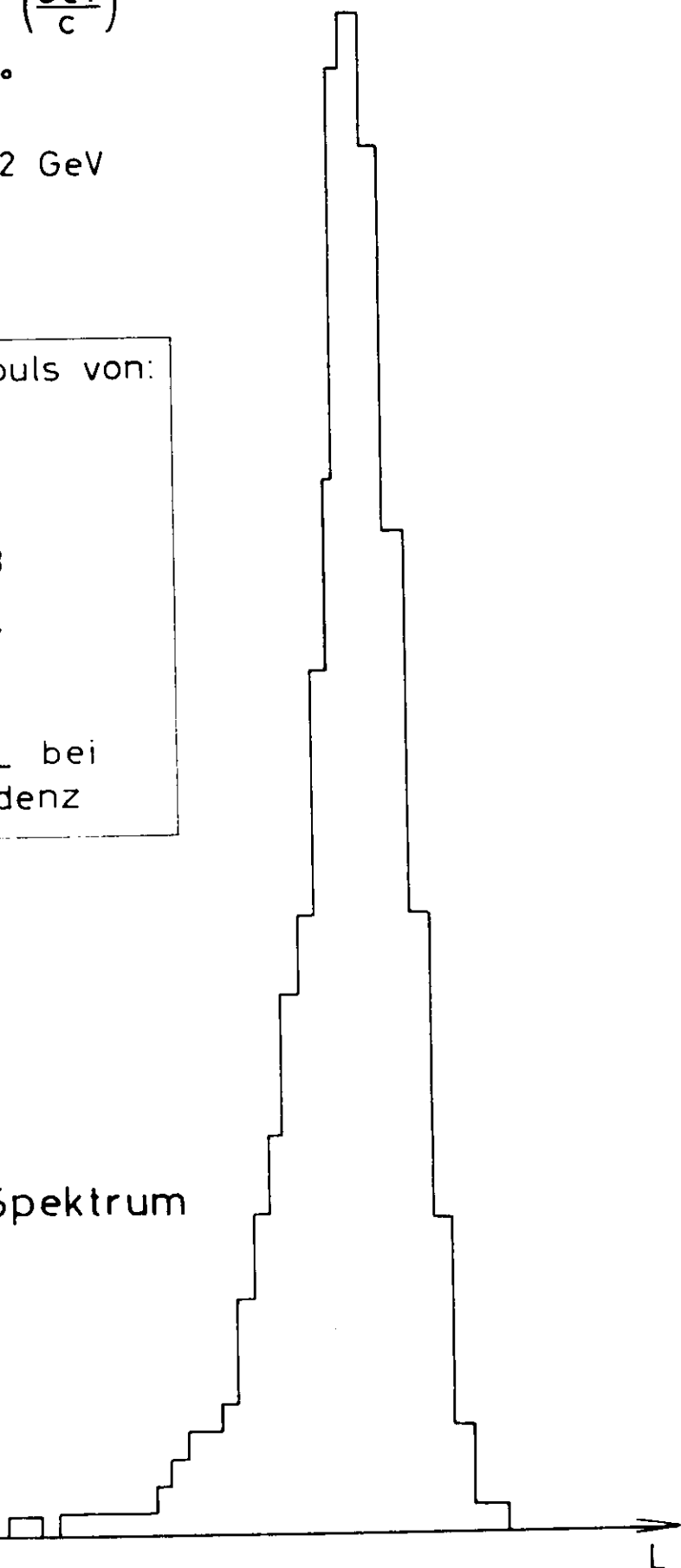


Abb.15

Überlappungs-Spektrum





Bei den jetzt durchgeführten Messungen diene es wegen seiner dem  $86^\circ$ -Spektrometer gegenüber besseren Impulslösung zur Bestimmung der Einfallenergie der Elektronen  $E_1$  durch Messen von elastischer Elektron-Proton-Streuung.

$E_1$  kann mit

$$E_1 = \frac{\bar{E}_3}{1 + \frac{2E_3}{M} \sin^2 \frac{\Theta}{2}}$$

aus  $E_3$  und  $\Theta$  berechnet werden. Der Elektronenstreuwinkel  $\Theta$  war ungefähr  $18^\circ$ , er wurde für jede Einfallenergie mit dem Strahlpositionsmonitor genau bestimmt.

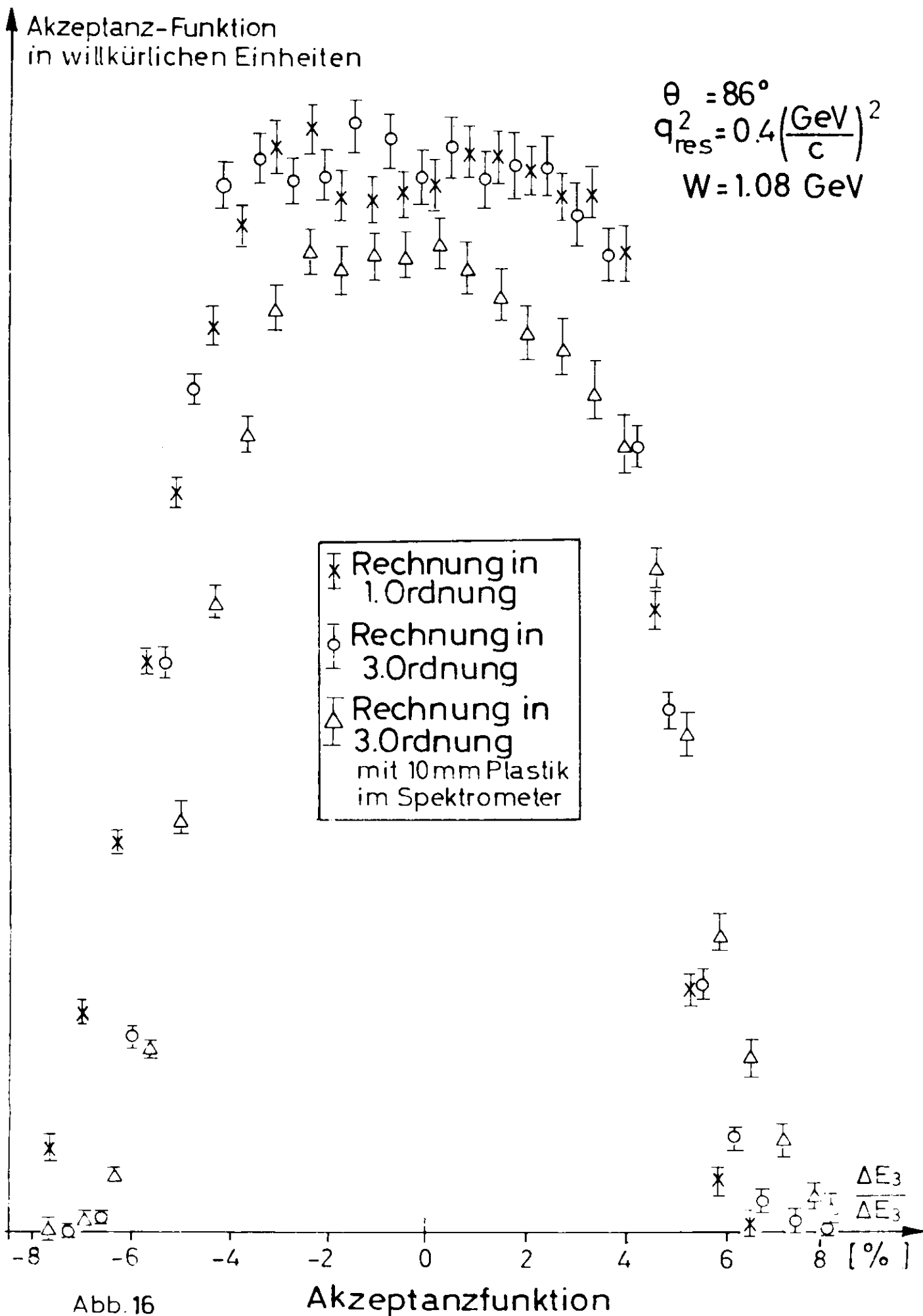
Außerdem wurde das Spektrometer zur Überprüfung der Konstanz der Intensitätsmessungen mit dem Faraday-Käfig verwendet.

### 2.4.3. Eichung der Spektrometer

Die Ergebnisse der vorliegenden Messungen hängen sehr kritisch von der Normierung der unter verschiedenen Winkeln gemessenen absoluten Wirkungsquerschnitte ab, d.h. von der genauen Kenntnis der Raumwinkel der benutzten Spektrometer. Für ein anderes Experiment (17), (22) ist die Eichung der Spektrometerraumwinkel experimentell untersucht worden. Dabei wurden Wirkungsquerschnitte für elastische Elektron-Proton-Streuung unter  $86^\circ$  gemessen, und zwar dadurch, daß die gestreuten Elektronen im  $86^\circ$ -Spektrometer nachgewiesen wurden und simultan die Rückstoßprotonen derselben Reaktion beim gleichen  $q^2$  im Kleinwinkelspektrometer. Dann wurde der Wirkungsquerschnitt für "beide" Experimente unabhängig voneinander mit den im Monte-Carlo-Programm berechneten Raumwinkeln der beiden Spektrometer bestimmt. Die so gefundenen Wirkungsquerschnitte stimmten innerhalb der Fehlergrenzen überein.

Rechnungen in 3. und in 1. Ordnung für den Raumwinkel des Spektrometers zeigten nur bis zu 0.7% Unterschied (Abb. 16), woraus geschlossen wurde, daß die Rechnungen in 3. Ordnung genau genug sind. Unter dieser Annahme und unter der Annahme, daß der Fehler bei der Raumwinkelberechnung des Kleinwinkelspektrometers  $\pm 1\%$  ist, ergab sich für den Gesamtfehler (statisch und systematisch) des Raumwinkels des  $86^\circ$ -Spektrometers ein Fehler von  $\pm 1.5\%$ .

Diese Ergebnisse werden bei den hier vorliegenden Messungen vorausgesetzt.



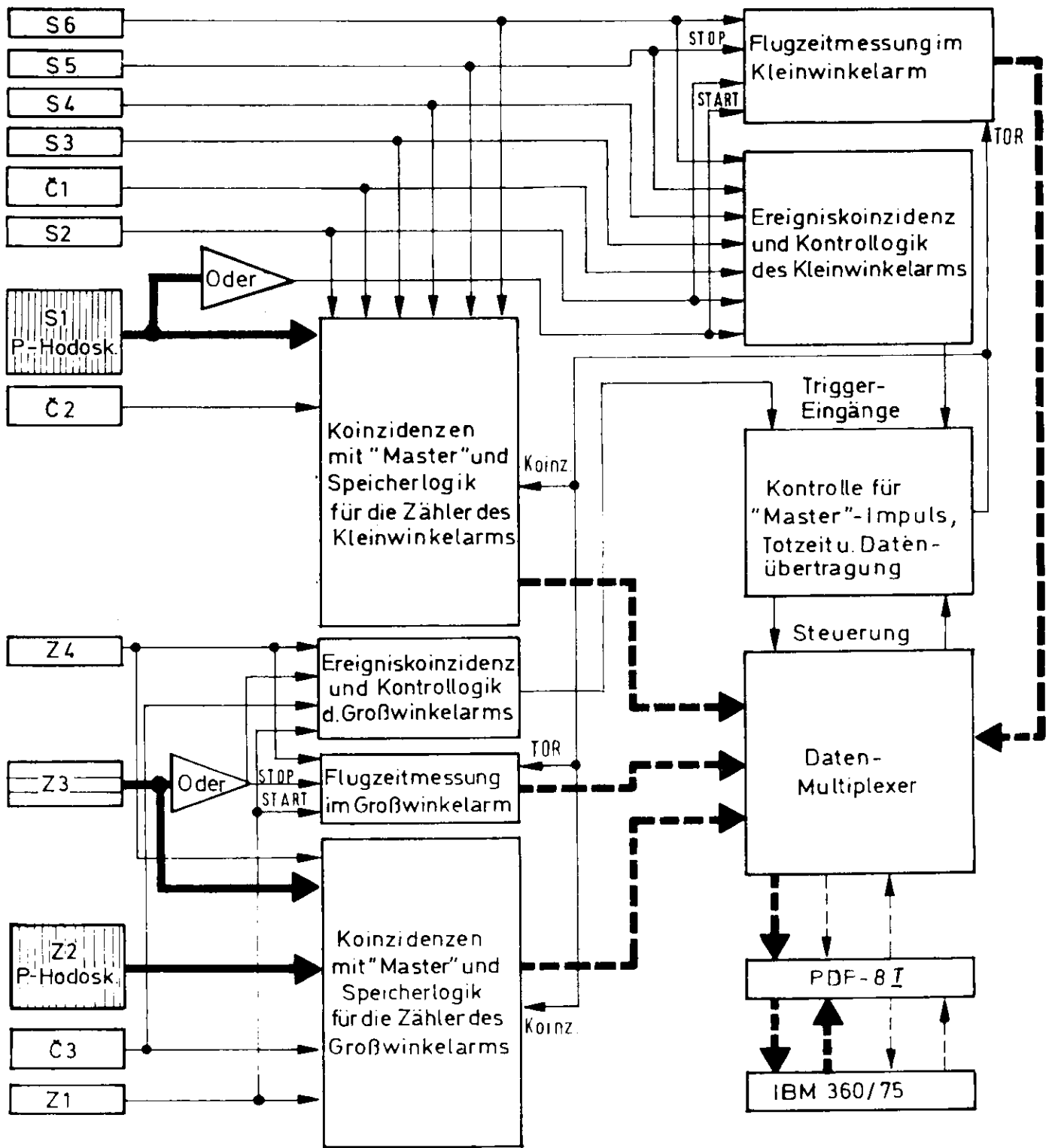
## 2.5. Elektronik und Datennahme

Bei der Datennahme wurden in diesem Experiment die einzelnen Ereignisse ausgelesen und abgespeichert. Das hat den großen Vorteil, daß man nicht vor dem Experiment festzulegen braucht, welche Zusammenhänge zwischen den einzelnen Komponenten der Apparatur man zur Auswertung benutzen will. Man ist nach Abschluß der Messungen noch sehr variabel. Die durch diese Art der Datennahme entstehende Datenmenge ist allerdings sehr groß.

Abgesehen von dem genannten prinzipiellen Vorteil der Einzelereignis-Registrierung, wäre es bei der verwendeten Apparatur wegen der Vielzahl der Zähler praktisch unmöglich gewesen, die Elektronik nur aus schnellen Koinzidenzen und Untersetzern aufzubauen.

Die Elektronik zur Auslese der Daten bestand aus 3 Hauptgruppen:

1. Schnelle Elektronik, die im Nanosekunden-Bereich arbeitet. Diese Elektronik dient der Separation der Teilchen vom Untergrund durch Messen von Koinzidenzen und Flugzeiten.
2. Langsame Elektronik, die im Mikrosekundenbereich arbeitet. Kernstück dieser Elektronik ist die PDP 8I, die die von der schnellen Elektronik gelieferten Daten in digitaler Form übernimmt und zu einer großen Rechenmaschine IBM 360/75 oder 360/65 überträgt. Dort werden die Daten auf geeigneten Datenträgern gespeichert.
3. 25 MHz- und 100 MHz-Untersetzer, die während der Messungen parallel zur Rechenmaschine die wichtigsten Zählraten akkumulieren. Sie dienen einerseits zur Überprüfung der Funktion der gesamten Elektronik, d.h. der Erhöhung der Sicherheit der Messungen. Zum anderen kann es vorkommen, daß die Daten, die von einem Spektrometer geliefert werden, nicht auf den Datenträgern aufbewahrt werden müssen. Dann kann man die Verbindung zwischen schneller und langsamer Elektronik für dieses Spektrometer trennen und nur schnelle Elektronik und Untersetzer laufen lassen. Die prinzipielle Schaltung der Gruppen 1 und 2 zeigt Abb. 17.



### Vereinfachtes Blockschaltbild der Elektronik

Die gezeichneten Leitungsbahnen bezeichnen den logischen Signalfluß, nicht die Verkabelung

Abb.17

### 2.5.1. Schnelle Elektronik

Um Teilchen mit vorgegebenen Werten für Energie und Winkel vom Untergrund zu trennen, wäre es am sichersten, zu verlangen, daß für jedes "gute" Ereignis alle Zähler im Spektrometer angesprochen haben. Um aber zu vermeiden, daß man durch einen Zähler mit zu niedriger Ansprechwahrscheinlichkeit zu kleine Zählraten findet, muß die Ansprechwahrscheinlichkeit überprüft werden, indem auch Ereignisse mit niedrigeren Koinzidenzen ausgelesen werden. Eine Begrenzung ergibt sich dadurch, daß die auszulesenden und aufzubewahrenden Datenmengen dabei erhöht werden. Folgender Kompromiß wurde bei der Datennahme für die vorliegenden Messungen gewählt:

1. Im  $86^{\circ}$ -Spektrometer müssen mindestens drei der vier Zähler Z1, Z3, Z4 oder C koinzident angesprochen haben.
2. Im Kleinwinkelspektrometer müssen mindestens S1 oder S2 und zwei von den vier Zählern S3, S4, S5 und S6, also auch mindestens drei Zähler koinzident angesprochen haben.

Wenn eine der beiden Bedingungen erfüllt ist, entsteht ein sog. "Master-Impuls", der folgendes veranlaßt:

1. Es wird der "Master-Flip-Flop" gesetzt, der dann bewirkt, daß alle weiteren Master-Impulse nicht mehr von der folgenden Elektronik akzeptiert werden, sondern nur noch auf einen Untersetzer gegeben werden. Beim Anbringen der Totzeitkorrektur muß die Zahl der akzeptierten Ereignisse  $N_a$  mit dem Inhalt dieses Untersetzers  $N_T$  korrigiert werden, um die Gesamtzählrate zu erhalten. Der Fehler durch diese Korrektur ist vernachlässigbar, denn bei niedriger Zählrate ist  $N_T$  praktisch Null, und bei hoher Zählrate kann  $N_a$  in vernünftig kurzen Zeiten so groß gemacht werden, daß  $N_T$  statistisch nicht signifikant ist. Der Master-Flip-Flop wird erst nach  $60,4\text{ ns}$  durch ein Signal von der langsamen Elektronik zurückgesetzt, wenn das Ereignis vollständig in die PDP 31 eingelesen ist.
2. Es wird  $40\text{ ns}$  lang eine Torschaltung geöffnet. Während dieser kurzen Zeit können die Startimpulse für die Zeit-Digital-Wandler (TDC für Flugzeitmessungen) und die Analog-Digital-Wandler (ADC für Überlappungsspektren) wirken. Nach den Stoppsignalen liegen die digitalisierten Zeiten, Impulshöhen

und -längen über je 7 Leitungen (entsprechend  $2^7 = 128$  Kanälen) pro TDC und ADC am Datenmultiplexer an, über den die Daten von der Rechenmaschine eingelesen werden.

3. Der Master-Impuls bildet mit allen von den einzelnen Zählern kommenden Impulsen eine Koinzidenz. Der jeweils entstehende Impuls setzt für jeden Zähler einen Flip-Flop, der anschließend über die langsame Elektronik von der PDP ausgelesen wird.
4. Es wird ein Signal an die langsame Elektronik gegeben, das das Auslesen der Daten startet.

#### 2.5.2. Langsame Elektronik

Wenn das Signal zum Auslesen der Daten von der schnellen Elektronik am Datenmultiplexer eintrifft, liegt dort bereits über 480 Leitungen die zu einem Ereignis gehörende Information an. Diese Information muß in den Kernspeicher der Rechenmaschine übertragen werden, deren "Wortlänge" 12 Bit beträgt. Der Multiplexer sorgt dafür, daß alle  $1.5 \mu\text{s}$  (Zykluszeit der PDP) jeweils 12 Leitungen zur Rechenmaschine durchgeschaltet werden. Für jedes Ereignis werden also innerhalb von  $60 \mu\text{s}$  40 Wörter hintereinander eingelesen. Die Totzeit von  $60 \mu\text{s}$  scheint sehr lang zu sein, ist aber nicht die Begrenzung der Datenrate. Die ist durch die Verbindung PDP-IBM 360 gegeben, die bei der in diesem Experiment benutzten Programmform nur eine mittlere Datenrate von 6 kBit/sec zuläßt <sup>(27)</sup>. Die PDP könnte aber bei einer Ejektionsdauer von  $600 \mu\text{s}$  und bei 50Hz eine Rate von 240 kBit/sec übernehmen.

Das Einlesen in die PDP erfolgt mit höchster Priorität über einen Datenkanal im sog. "data-break-Verfahren". Dabei wird dem gerade laufenden Programm nur die Zeit entzogen, die für die Datenübertragung benötigt wird. Das Rechenwerk wird dabei nicht benutzt, da die Daten vom Datenkanal direkt in den Kernspeicher übertragen werden.

Nach jedem Spill, während dem mindestens ein Ereignis eintrat, werden auf einem anderen Datenweg über einen ADC die integrierten Ladungsverluste der 10 Streifen des Strahlpositionsmontors ausgelesen und digitalisiert.

In der PDP werden 50 Ereignisse mit den zugehörigen Strahlprofilen zwischengespeichert, die dann in einer Übertragung zur IBM geschickt werden. Gleichzeitig wird der nächste Zwischenspeicher in der PDP gefüllt. In der IBM werden die 50 Ereignisse sofort voranalysiert und dann auf eine Platte geschrieben. Wenn dort 40000 Ereignisse gespeichert sind, werden diese auf ein Magnetband kopiert. Dabei wird eine Reduktion der Daten durchgeführt. Je nach möglichem Umfang der Reduktion gelangen 200000 bis 800000 Ereignisse auf ein Band (Einzelheiten im Anhang III).

Nach jedem Messlauf wird der Inhalt der Untersetzer in die PDP eingelesen und ebenfalls auf das Magnetband übertragen.

Dem Experimentator ist es möglich, sich die Ergebnisse der Voranalyse auf einem von der PDP gesteuerten Sichtgerät anzusehen und auf einer Schreibmaschine auszudrucken.

### 2.5.3. Weitere Aufgaben der Rechenmaschine

Es ist nicht die einzige Aufgabe der PDP, die Daten der Messungen einzulesen und zur IBM zu transferieren und dem Experimentator die Voranalyse zugänglich zu machen. Der Experimentator kann mit ihrer Hilfe außerdem die Apparatur steuern und überwachen lassen.

Die Elektronik wird für die einzelnen Meßläufe über die PDP gestartet. Die Meßläufe können von hier aus auch unterbrochen und abgebrochen werden. Das geschieht über einen Fernschreiber, der an die Rechenmaschine angeschlossen ist.

Nach Eingabe der  $E_3$ - und  $\Theta$ -Werte werden die Nominalwerte für die Spektrometer berechnet und an den Magneten eingestellt (28). Die Magnete werden dabei nachgeregelt, bis sie auf 0.05 A genau eingestellt sind.

Während der Messung wird alle 3 Minuten automatisch geprüft, ob die Magnete nicht mehr als 0.02% vom Sollwert abweichen. Außerdem werden die Konstanz des Zellendrucks im Wasserstofftarget und des Drucks in der Kältemaschine überprüft. Die gemessenen Werte werden für die spätere Auswertung registriert.

Nach dem Meßlauf wird die akkumulierte Ladung im Faraday-Käfig und im Sekundäremissionsmonitor ausgelesen und zusammen mit den Inhalten der Untersetzer zur IBM geschickt.

Beim Ausfall der IBM-Verbindung kann bei nicht allzu großen Datenraten (bis ca. 50 Ereignisse pro Sekunde) die PDP auf kleineren Magnetbändern (DECTAPES) die Datenspeicherung selbständig durchführen. Dann ist allerdings keine Voranalyse möglich.

## 2.6. Intensitätsmessung

Die Intensitätsmessung wurde durch Aufintegrieren der mit dem Faraday-Käfig akkumulierten Ladung gemacht. Die Konstanz des Faraday-Käfigs wurde dabei auf zwei Arten überprüft: Es wurde mit dem Sekundäremissionsmonitor ebenfalls die Ladung gemessen, und beide Werte werden verglichen. Dieser Vergleich gibt gleichzeitig Aufschluß darüber, ob die Fokussierung und Lage des externen Elektronenstrahls unverändert bleibt. Außerdem wurde die Konstanz durch Vergleich der gemessenen Ladung und der Zählrate des unter  $\Theta = 13^\circ$  auf elastische Elektron-Proton-Streuung eingestellten Kleinwinkelspektrometers überprüft. Der durch Fluktuationen im Faraday-Käfig hervorgerufene Fehler war  $\pm 0.5\%$ .

Die Korrekturen, die wegen des durch Vielfachstreuung auftretenden Ladungsverlustes an der Ladungsmessung angebracht werden müssen, werden später behandelt.



### 3. MESSUNGEN

Bei den Messungen wurden fünf Spektren für feste Einfallsenergien  $E_1 = 0.803$  GeV bis  $1.119$  GeV und einen Elektronenstreuwinkel  $\Theta = 86^\circ$  aufgenommen. Die Spektrometereinstellungen wurden so gewählt, daß für benachbarte Einstellungen immer einige Randelemente des Hodoskops Z2 überlappten.

Diese Messungen für die Beantwortung der physikalischen Fragestellung wurden ergänzt durch Messungen, die der Bestimmung des Untergrundes und der Überprüfung der Rechnungen für den Raumwinkel und die Strahlungskorrekturen dienten.

#### 3.1. Bestimmung des Untergrundes

Es wurden Leertargetmessungen gemacht, wobei sich herausstellte, daß der Beitrag der an den Folien des Targets gestreuten Elektronen durchschnittlich 4% betrug, in Extremfällen aber auch bis zu 3%. Das lag daran, daß der externe Elektronenstrahl bei diesen niedrigen Energien nicht sehr stabil ist und sich daher nicht sehr gut fokussieren läßt. Wegen der Höhe der Rate bei leerem Target wurden ungefähr 15% der gesamten Meßzeit für Leertargetmessungen benutzt.

Der Anteil der von Dalitzpaaren herrührenden Elektronen (siehe Kap. 1.1) wurde bestimmt, indem das Spektrometer bei jeder Einstellung umgepolt wurde, und so die entsprechenden Positronen nachgewiesen wurden. Der Anteil dieses Untergrundes betrug bei den niedrigsten Einfallsenergien  $E_1$  und den höchsten invarianten Massen  $W$  bis zu 35% (siehe Abb. 18). Dieser Untergrund war neben statistischem Fehler und dem Fehler von den Strahlungskorrekturen die größte Fehlerquelle während des Experimentes.

Die Zählraten der gleichzeitig im Spektrometer nachgewiesenen Pionen waren ebenfalls hoch.

Diese Pionen entstehen im Target aus Reaktionen, an denen die durch Bremsstrahlung erzeugten Photonen beteiligt sind. Die Zählrate der  $\pi^-$  war von der Größenordnung der Elektronenzählrate, die der  $\pi^+$  war um einen Faktor 20 höher. Die Pionen wurden durch den Cerenkov-Zähler und Flugzeitmessungen abgetrennt.

$$q_{\text{Res}}^2 = 0.4 \left( \frac{\text{GeV}}{c} \right)^2$$

$$\theta = -86^\circ$$

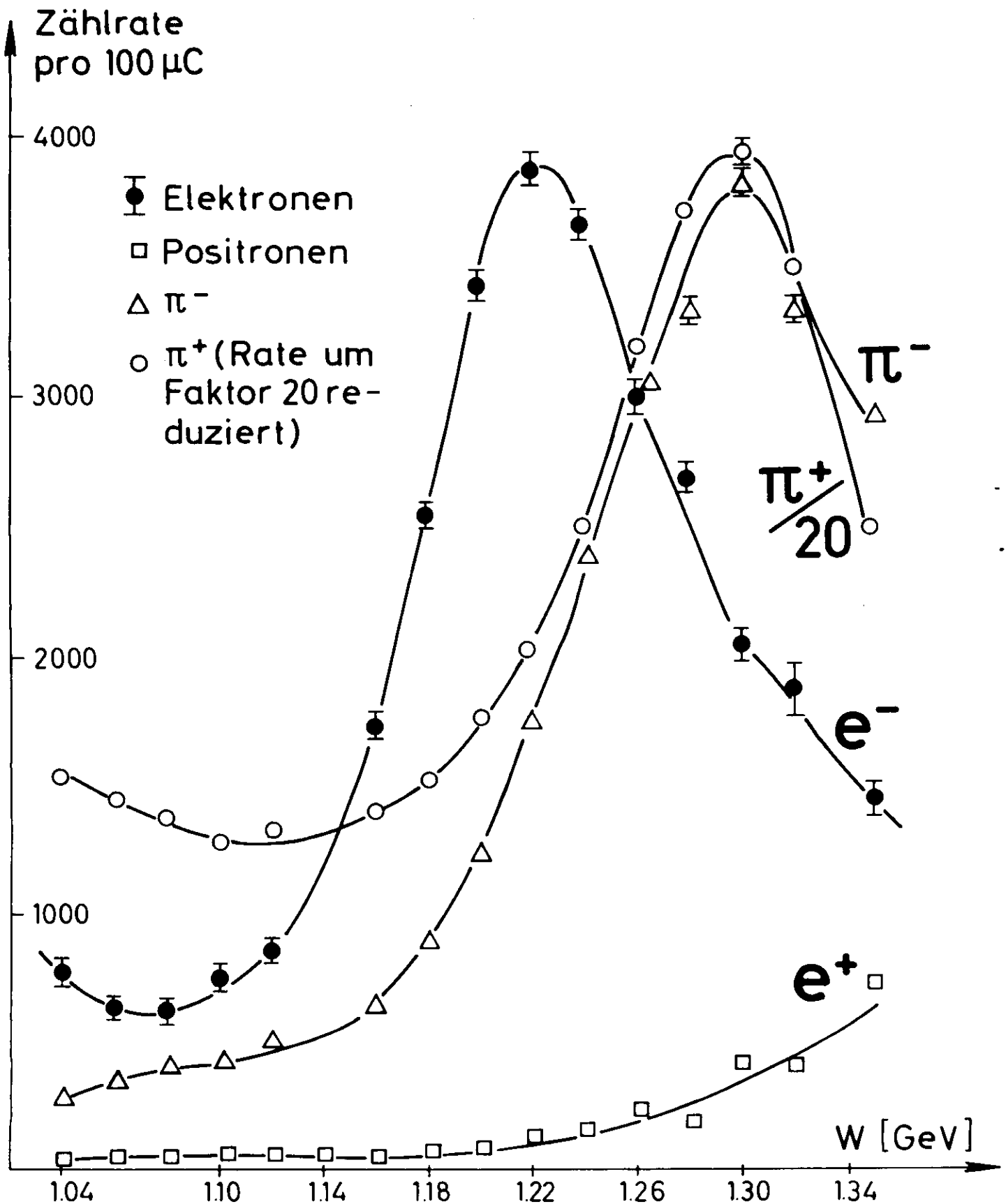


Abb.18 Zählraten in Abhängigkeit von der invarianten Masse W

Die Konstanz des zur Intensitätsmessung benutzten Faraday-Käfigs wurde, wie erwähnt, mit dem Sekundäremissionsmonitor und dem Kleinwinkelspektrometer überprüft. Die absolute Messung der Intensität kann aber durch Vielfachstreuung im Target und Sekundäremissionsmonitor und durch Bremsstrahlung und den damit auftretenden Energieverlust in der Materie zwischen Target und Faraday-Käfig verfälscht werden. Um diesen Effekt zu untersuchen, wurde zusätzlich Plexiglas von verschiedenen Stärken in den Strahl gebracht. Aus der dabei auftretenden Änderung der Zählrate im auf elastische Elektron-Proton-Streuung eingestellten Kleinwinkelspektrometer konnten die in Abb. 19 für die verschiedenen Einfallenergien aufgetragenen Korrekturen ermittelt werden. Die Korrektur betrug maximal  $2.7 \pm 0.5\%$  und wurde an den gemessenen Wirkungsquerschnitten angebracht.

### 3.2. Überprüfen der Raumwinkel-Rechnungen

Zur Überprüfung der Rechnungen für den Raumwinkel wurde das  $36^\circ$ -Spektrometer bevor das inelastische Spektrum aufgenommen wurde für jede Einfallenergie auf elastische Elektron-Proton-Streuung eingestellt. In dem entsprechenden  $q^2$ -Bereich zwischen 0.6 und 1.1  $(\text{GeV}/c)^2$  (siehe Tab. 2) lassen sich die erwarteten Wirkungsquerschnitte aus den hier experimentell gut bekannten Formfaktoren berechnen. Die aus den Zählraten und den mit dem Monte-Carlo-Programm berechneten Raumwinkel gewonnenen Wirkungsquerschnitte stimmten mit den erwarteten innerhalb der Fehlergrenzen gut überein (siehe auch Ref. (22)). Diese Messungen des elastischen Wirkungsquerschnitts dienten gleichzeitig der Überprüfung der Funktionsfähigkeit der Apparatur.

In den Berechnungen des Raumwinkels mit dem Monte-Carlo-Programm wurde die Vielfachstreuung berücksichtigt. Dabei wurde eine sehr einfache Formel für den mittleren Vielfachstreuwinkel benutzt:

$$\sqrt{\langle \Theta_v \rangle^2} = \frac{21}{1000 E_3} \sqrt{\frac{l}{l_0}} \quad (3.1)$$

$l_0$  = Strahlungslänge des jeweiligen Materials,

$l$  = Dicke des Materials.

Es mußte geprüft werden, ob diese Rechnungen bei den auftretenden niedrigen Energien ausreichend sind. Dazu wurden im Spektro-

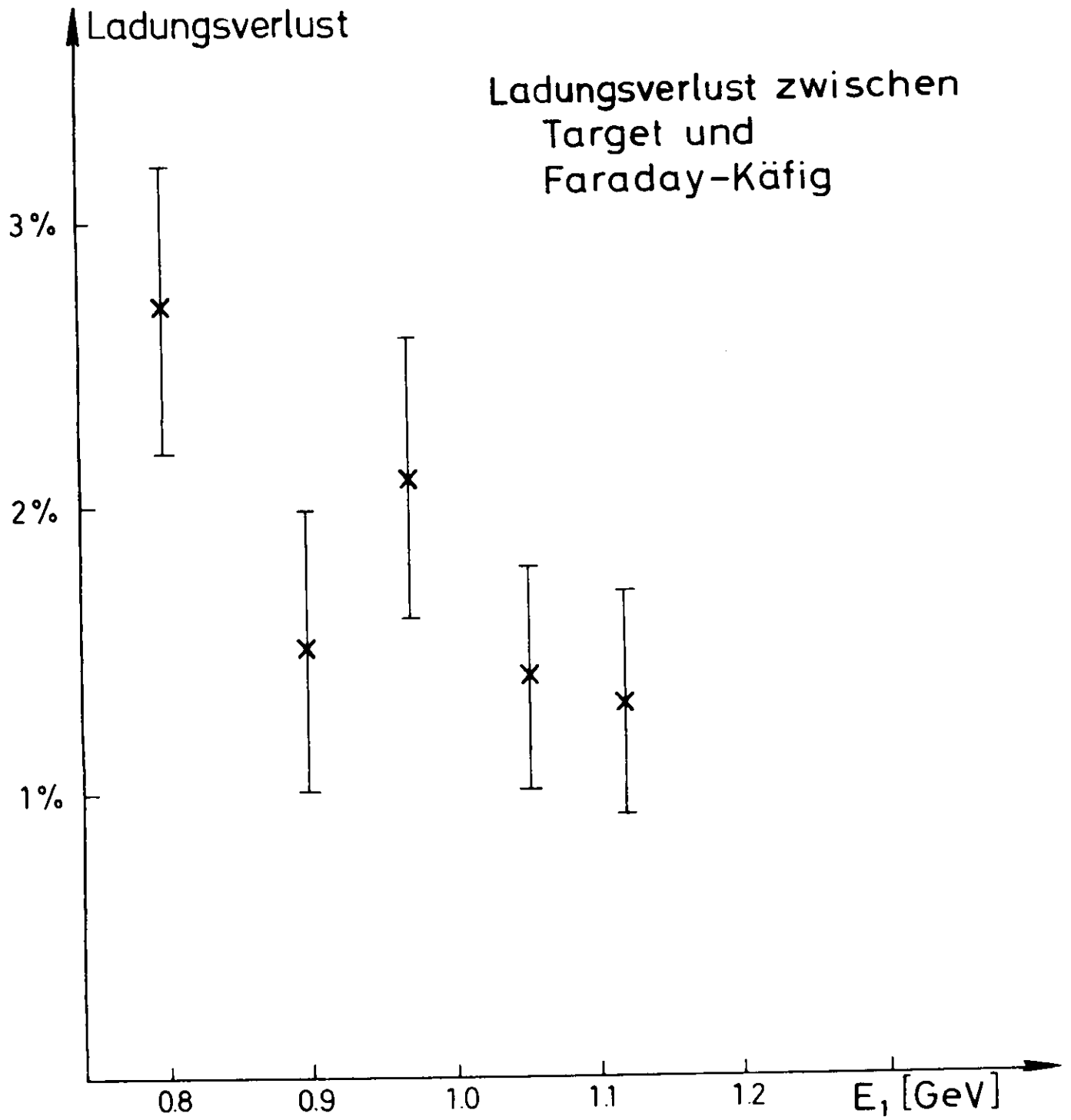


Abb.19

meter 10 mm Plexiglas hinter dem ersten Quadrupol angebracht. Den Einfluß auf den Verlauf der Akzeptanzfunktion sieht man in Abb. 16. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte mit und ohne Plexiglas bei gleicher Spektrometereinstellung stimmten gut überein, so daß die Anwendung der Formel (3.1) berechtigt erscheint.

### 3.3 Überprüfen der Strahlungskorrektur-Berechnung

Nur in dem Massenbereich unterhalb der Pionschwelle, also für  $M \leq W \leq M + m_{\pi}$  ( $m_{\pi}$  = Masse des Pions) tragen allein die bei den Strahlungskorrekturen berücksichtigten Prozesse bei. Oberhalb der Pionschwelle kommen schon Produktionsquerschnitte für Pionen hinzu.

Deshalb wurden die gemessenen Spektren bis unterhalb der Pionschwelle ausgedehnt. Mit den zwischen  $W = 1.00$  und  $1.08$  GeV gemessenen Wirkungsquerschnitten konnte dann überprüft werden, ob die Berechnung der Strahlungskorrekturen in diesem Energie- und Winkelbereich richtig ist.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmten zwar mit den berechneten (siehe Kap. 1.4.) innerhalb der Fehler überein, sie lagen aber systematisch höher. Deshalb wurden die berechneten Strahlungskorrekturen mit einem entsprechenden Faktor versehen, der Rechnungen und Messungen **normierte**.

Der so berechnete Strahlungsschwanz wurde von den gemessenen Wirkungsquerschnitten subtrahiert bevor die inelastischen Korrekturen angebracht wurden. Er fällt bis etwa  $W = 1.25$  GeV ab und steigt dann wegen der Variation in  $q^2$  in den gemessenen Spektren wieder an.

#### 4. AUSWERTUNG

##### 4.1. Datenreduktion

Weil bei den Messungen alle Ereignisse abgespeichert wurden, bei denen mindestens drei der vier Zähler Z1, Z3, Z4 und C (Cerenkov-Zähler) angesprochen hatten, sind bei der Auswertung die Koinzidenzen daraufhin zu untersuchen, ob sie von Teilchen ausgelöst wurden, die zu dem zu untersuchenden Prozeß gehören. Es treten die Koinzidenzen

1-3-4-C, 1-3-C, 1-4-C, 3-4-C und 1-3-4 auf. Die Zahl der Koinzidenz-Kombinationen verdoppelt sich, wenn man auch noch das Hodoskop Z2 in Betracht zieht, das angesprochen haben kann oder nicht.

Da bei diesen Messungen die Teilchen nicht nur durch die Zentren der einzelnen Zähler traten, sondern das gesamte Spektrometer ausfüllten, muß zunächst festgelegt werden, welche Zählerkombination den Raumwinkel definieren soll. Es wurde entschieden, daß als "gute" Ereignisse die Ereignisse genommen werden, bei denen alle 5 Zähler 1-2-3-4-C angesprochen haben.

Eine Schwierigkeit trat bei der Gewinnung der Spektren der "guten" Ereignisse dadurch auf, daß im Hodoskop oft mehrere Elemente gleichzeitig ansprachen. Aufgrund der Geometrie (siehe Abb. 13) ist es, wie auch die Monte-Carlo-Rechnung zeigt, wahrscheinlich, daß zwei oder mehr benachbarte Elemente ansprechen. Für solche Ereignisse ist eine Zuordnung zu einem Element möglich, ohne daß das im Hodoskop nachgewiesene Spektrum in undefinierter Weise verformt wird. Es muß nur im Monte-Carlo-Programm und bei der Auswertung dieselbe Prozedur verwendet werden. Unklar ist die Zuordnung, wenn zwei nicht benachbarte Elemente gleichzeitig ansprechen. Der Anteil solcher Ereignisse betrug abhängig von der jeweiligen Spektrometereinstellung etwa 7% der Gesamtzählrate. Es wurde eine Methode entwickelt, die für diese Ereignisse ein Spektrum produzierte, wobei die Ereignisse zufällig einem der Elemente, die angesprochen hatten, zugeordnet wurden. Wie Abb. 20 zeigt, ergibt sich ein Spektrum, das den anderen Ereignissen sehr ähnlich ist. Damit sieht man, daß diese Ereignisse "gute" Ereignisse sind. Abb. 20 zeigt weiter, daß die Spektren nicht verformt werden, wobei hier der besonders kritische Fall des Spektrums für elastische Elektron-Proton-Streuung untersucht wurde. Bei den Einstellungen im inelastischen

elastische e-p-Streuung

$$\theta = 86^\circ$$

$$q^2 = 0.67 \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$$

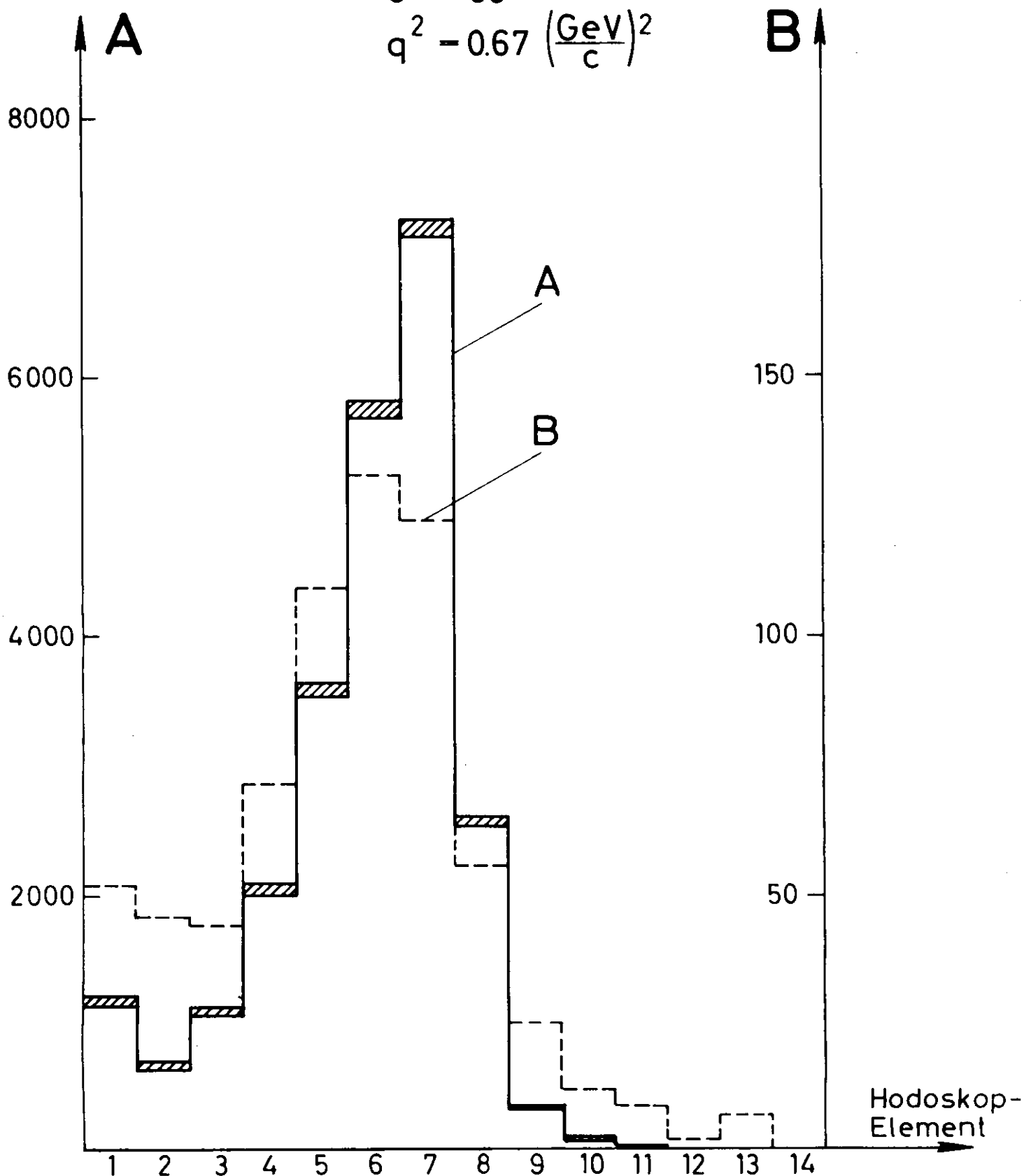


Abb.20 Unkorrigierte Zählraten im Hodoskop Z2

A = Gesamtzählrate (die schraffierten Flächen geben den Anteil von B an)

B = Zählrate der Ereignisse, wo auseinanderliegende Elemente ansprachen

Bereich sind die Spektren im Hodoskop praktisch flach.

Obwohl während der Auswertung diese Art der Ereignisse gesondert behandelt wurde, soll im folgenden nicht mehr auf die Unterscheidung von "eindeutigen" und "separierten" Ereignissen eingegangen werden, da sie für die Beschreibung der Auswertung unwesentlich ist.

Für jede der betrachteten Koinzidenzen wurden bei jeder Spektrometereinstellung die Flugzeiten und Überlappungsspektren untersucht. Dabei wurde das Hodoskop zunächst als ein Zähler betrachtet. Mit diesen Spektren ließen sich die zufälligen Ereignisse und bei höheren invarianten Massen auch die von Pionen ausgelösten Ereignisse von den "guten" Ereignissen abtrennen. Man erhielt Faktoren, mit der die jeweiligen Zählraten multipliziert werden müssen, wenn man den Untergrund abtrennen will. Es wurde angenommen, daß diese für die Summen der Hodoskopelemente berechneten Faktoren auch für die Elemente einzeln gelten.

Von den so korrigierten Zählraten für die Elektronen wurden die der Leertargetmessung und die Zählrate der Positronen subtrahiert, wobei die Positronenrate für Spektrometereinstellungen bei kleinen invarianten Massen  $W$  um die aus der  $\pi^+$ -Rate berechnete Zahl der als Positronen identifizierten  $\pi^+$  vermindert wurde (siehe Kap. 4.3).

Es ergaben sich Zählraten 1-2-3-4-C für jedes Element einzeln. An den jeweiligen Zählraten wurden die in Kap. 2.5.1. beschriebenen Totzeitkorrekturen angebracht. Mit den im Monte-Carlo-Programm berechneten Raumwinkeln konnte dann der Wirkungsquerschnitt für jedes Element einzeln berechnet werden (siehe Anhang III).

#### 4.2. Wirkungsquerschnitte

Bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte mußte zunächst entschieden werden, ob man in den gemessenen Spektren die Wirkungsquerschnitte für jedes Element einzeln auftragen wollte, oder ob es sinnvoller ist, Zählraten verschiedener Elemente zusammenzufassen und nur wenige Punkte mit kleineren statistischen Fehlern anzugeben.

Die Monte-Carlo-Rechnungen zeigten, daß die Auflösung in  $W$  des  $36^\circ$ -Spektrometers bei den gemessenen Energien etwa 6 MeV betrug. In Abb. 21a ist dazu die Akzeptanzfunktion für die Ele-



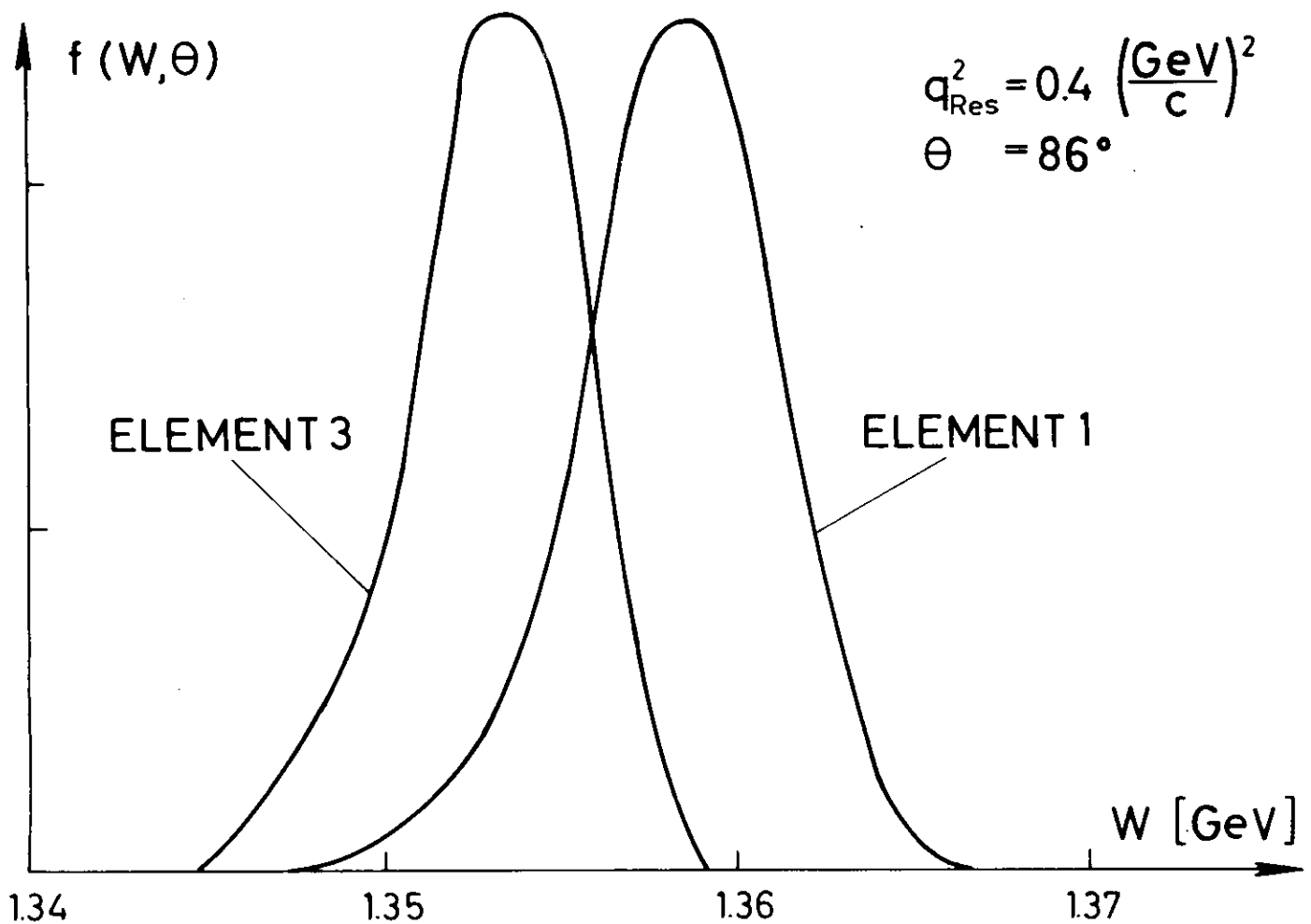


Abb.21a Akzeptanzfunktion für Hodoskop-Elemente

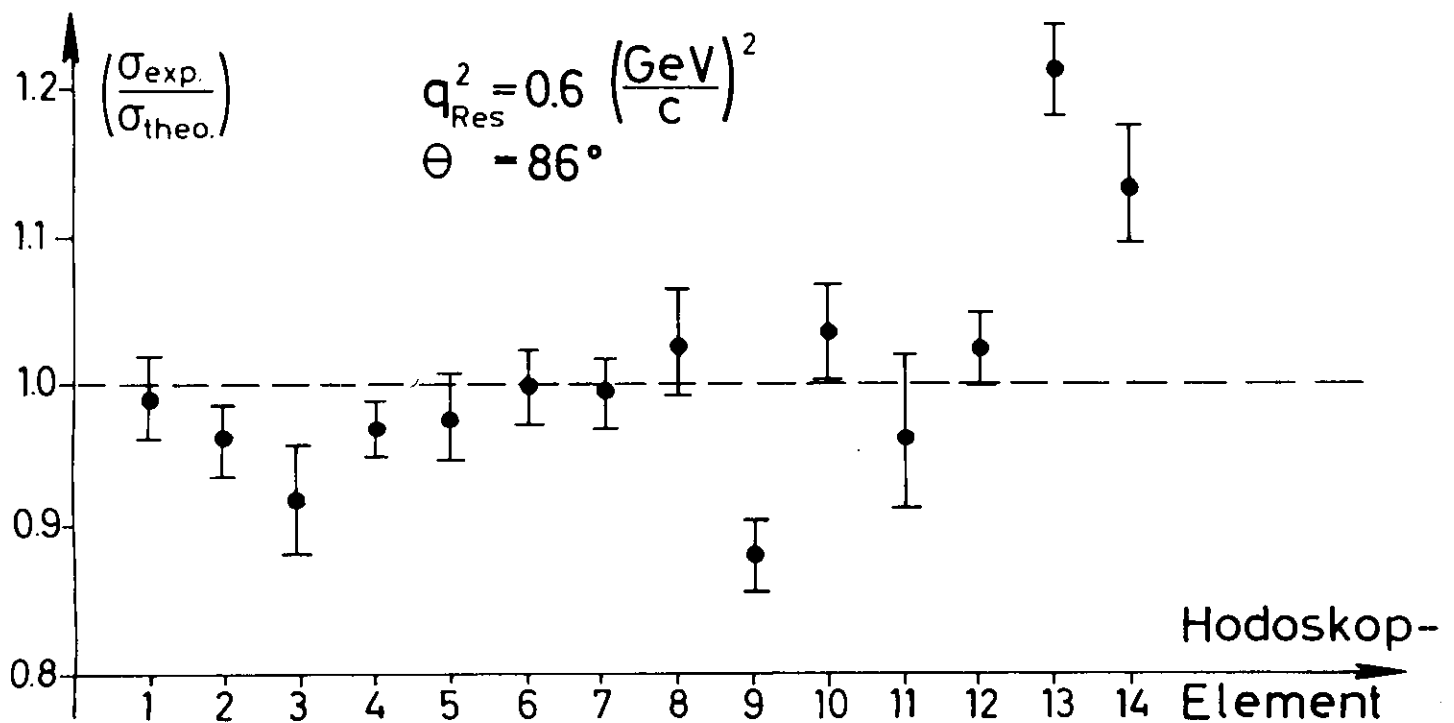


Abb.21b Verhältnis des experimentellen Wirkungsquerschnitts zum berechneten

mente 1 und 3 bei einer bestimmten Spektrometereinstellung gezeigt. Dieses Bild zeigt deutlich, daß es ein falsches Bild von der Auflösung gibt, wenn man die Wirkungsquerschnitte für jedes Element angibt, da der Abstand der Punkte im Spektrum kleiner als 6 MeV wäre. Deshalb wurden die Zählraten mehrerer Elemente zusammengefaßt und nur zwei Werte für Wirkungsquerschnitte bei jeder Einstellung des Spektrometers bestimmt.

Um entscheiden zu können, welche Zählraten addiert werden sollen, und ob Elemente evtl. nicht ordnungsgemäß arbeiteten, wurde folgende Untersuchung gemacht:

Es wurde für jede Spektrometereinstellung der für die Elemente **gefundene** Wirkungsquerschnitt  $(\sigma_{exp})_i$  durch den für die Elemente theoretisch nach einem Modell berechneten Wirkungsquerschnitt  $(\sigma_{theor})_i$  geteilt. Dieser Wert  $(\sigma_{exp}/\sigma_{theor})_i$  wurde auf den gleichen aber für die Summe des Hodoskops berechneten Wert  $(\sigma_{exp}/\sigma_{theor})_{tot}$  normiert. Die so erhaltenen normierten Werte  $(\sigma_{exp}/\sigma_{theor})_i / (\sigma_{exp}/\sigma_{theor})_{tot}$  für die einzelnen Elemente wurden für alle Spektrometereinstellungen addiert und durch deren Anzahl dividiert. Im Idealfall sollten die Ergebnisse gleich eins sein.

Dadurch aber, daß die Größe der Hodoskopelemente und deren Standort nicht 100%ig genau bestimmt werden können, ergeben sich leichte Abweichungen von den Idealwerten. Wie Abb. 21b zeigt, stimmt die Vorhersage recht gut für die zentralen Elemente. Abb. 21b zeigt aber auch, daß Element 9 in diesem Fall nicht ordnungsgemäß arbeitete, und daß die Randelemente ein außergewöhnliches Verhalten zeigen, das mit den Monte-Carlo-Rechnungen und geometrisch nur schwierig zu erklären ist. Deshalb wurden für das hier aufgeführte Spektrum jeweils nur die Elemente 4 bis 8 und 10 bis 12 zusammengefaßt.

Diese Untersuchungen waren weitgehend unabhängig davon, ob die Rechnungen im Monte-Carlo-Programm in erster oder in dritter Ordnung gemacht wurden, und für wieviele Spektrometereinstellungen die Wirkungsquerschnittsverhältnisse addiert wurden.

Bei der zur Berechnung des Raumwinkels verwendeten Methode müßten eigentlich die Raumwinkel für die zusammengefaßten Elemente neu berechnet werden. Sie wurden aber, um Rechenzeit zu sparen, trotzdem aus den für die einzelnen Elemente vorliegenden zusammengesetzt, und nur das  $\tilde{U}$ , die zu dem berechneten Wirkungsquerschnitt

gehörende invariante Masse, wurde neu bestimmt. Die dadurch entstehenden Fehler konnten vernachlässigt werden. Sie waren auch in den ungünstigsten Fällen  $\leq 0,2\%$  und damit viel kleiner als die anderen Fehler.

#### 4.3. Korrekturen

Neben den bereits behandelten Korrekturen für die Totzeit der Elektronik, für Ladungsverluste im externen Elektronenstrahl und für die von Dalitzpaaren und Streuung an den Targetfolien herrührenden Elektronen, sowie die Strahlungskorrekturen sind noch Korrekturen anzubringen, die sich aus den nicht berücksichtigten Koinzidenzen niedrigerer Ordnung ergeben. Es muß herausgefunden werden, ob diese 3- und 4-fach-Koinzidenzen durch die geometrische Anordnung der Zähler entstanden sind, ob ein Zähler nicht ansprach, obwohl ein Teilchen hindurchtrat, oder ob das entsprechende Ereignis ein zufälliges war.

Der Beitrag einiger Koinzidenz-Kombinationen zur gesamten Zählrate ist so klein, daß diese Kombinationen nicht weiter betrachtet zu werden brauchen. Der Anteil der einzelnen Beiträge ist in etwa gleich für alle Spektren. Die Anteile sind in Tab. 3 angegeben.

Art des Meßlaufs	Z2 hat angesprochen				Z2 hat nicht angesprochen				
	1-3-C	1-4-C	3-4-C	1-3-4	1-3-C	1-4-C	3-4-C	1-3-4	1-3-4-C
A Elektronen	<u>3.0%</u>	<u>2.5%</u>	0.2%	26.3%	2.3%	2.7%	1.2%	4.6%	<u>10.1%</u>
B Positronen	<u>3.7%</u>	<u>3.7%</u>	~ 0% <u>Faktor</u> <u>130 höher</u>		7.4%	~ 0%	40.7%	Faktor 25 höher	<u>13.5%</u>
C Leertarget (Elektronen)	<u>4.3%</u>	<u>4.3%</u>	~ 0% Faktor 3 höher		2.2%	2.2%	17.4%	34.3%	<u>4.3%</u>

Tab. 3 Anteil der verschiedenen Koinzidenz-Kombinationen an der Gesamtzählrate für die Spektrometereinstellung bei  $W = 1.22$  GeV und  $q_{Res}^- = 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup>. Die Anteile sind bezogen auf die Zählrate der Koinzidenz 1-2-3-4-C bei dem jeweiligen Meßlauf.

Bezogen auf die gleiche Ladung betrug bei diesem typischen Beispiel die Rate der Positronen 3.5% und die Rate der Elektronen bei leerem Target 2.6% der Elektronenrate bei gefülltem Target.

Es muß jetzt festgestellt werden, welche der verschiedenen Koinzidenzen überhaupt Einfluß auf die Zählrate der Koinzidenz 1-2-3-4-C, die zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts benötigt wird, haben könnten. Da könnten zunächst die Raten der Koinzidenzen 1-2-3-C und 1-2-4-C beitragen, wenn sie darauf beruhten, daß ein Zähler (Z4 bzw. Z3) nicht angesprochen hat, obwohl Teilchen hindurchliefen. Von den Zählraten dieser Koinzidenzen müssen die entsprechenden der Positron- und Leertargetmessungen abgezogen werden.

Neben diesen sechs zu behandelnden Koinzidenzen sind die Koinzidenzen 1-3-4-C wichtig, die darauf beruhen könnten, daß das Hodoskop nicht 100%ig anspricht. Sie wurden für alle drei Möglichkeiten A bis C untersucht.

Ein Sonderfall entsteht noch durch die hohe Rate der  $\pi^+$ . Da einige dieser Teilchen Anstoßpositronen im Cerenkov-Zähler erzeugen, werden sie in solchen Fällen wie Positronen nachgewiesen (siehe Abb. 14). Der falsch identifizierte Anteil der  $\pi^+$

$$f = \frac{\text{Zahl der als Positronen nachgewiesenen } \pi^+}{\text{Zahl der insgesamt nachgewiesenen } \pi^+}$$

beträgt im Spektrum, das  $q_{\text{Res}}^2 = 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  entspricht,  $f = 0.18 \pm 0.07\%$  der  $\pi^+$ -Rate, was einen erheblichen Teil der Positronrate ausmacht.  $f$  wurde aus den Flugzeitspektren bei den Spektrometereinstellungen für hohe  $W$  bestimmt und für alle Spektrometereinstellungen des Spektrums benutzt. Die Werte von  $f$  für die anderen vier Spektren unterscheiden sich nur wenig von dem hier angegebenen  $f$ .

Die Werte der außer den Koinzidenzen 1-2-3-4-C betrachteten Koinzidenzen sind in Tab. 3 unterstrichen. Die anderen spielen keine Rolle, weil sie entweder nur sehr klein sind oder nur die anzubringenden Verbesserungen geringfügig abändern würden. Diese Aussage wurde dadurch erhärtet, daß für ein Spektrum a l l e auftretenden Koinzidenzen sorgfältig untersucht wurden, wobei keine unerwarteten Effekte auftraten.

Mit dem Monte-Carlo-Programm wurde berechnet, wie groß die Beiträge  $A_{\text{theor}}$ ,  $B_{\text{theor}}$  und  $C_{\text{theor}}$  der Koinzidenzen 1-3-4-C, 1-2-3-C und 1-2-4-C sein sollten. Die Ergebnisse sind in Abb. 22 gezeigt, wobei die Beiträge immer auf die Hauptkoinzidenz 1-2-3-4-C bezogen sind.  $B_{\text{theor}} = \frac{\text{Zählrate 1-2-3-C}}{\text{Zählrate 1-2-3-4-C}}$  ist vergleichbar mit Null. Die Differenzen zwischen den experimentell erhaltenen und den theoretisch berechneten Größen könnten eine Korrektur des berechneten Wirkungsquerschnitts notwendig machen. Dazu muß geklärt werden, ob die entsprechenden Ereignisse Spektren ergeben und Flugzeiten haben, die denen der "guten" Ereignisse entsprechen.

In allen drei behandelten Fällen gab es auf diese Frage keine eindeutige Antwort. Die Flugzeiten stimmten zwar überein, der Verlauf der jeweiligen Spektren war jedoch nur ähnlich, aber nie genauso wie der der "guten" Ereignisse. Deshalb wurden Korrekturen von der Größe der Hälfte der Differenz zwischen experimentellen und theoretischen Werten angebracht und ebenso große Fehler. Die Korrekturen lagen zwischen 1.3% und 3.7%.

#### 4.4. Fehler

Alle wesentlichen Fehler sind bereits in den entsprechenden Kapiteln besprochen worden. Sie sind noch einmal in Tab.4 zusammengestellt, wobei die Zahlen in der letzten Spalte angeben, in welchen Kapiteln sie behandelt wurden.

Die Fehler sind in drei Gruppen unterteilt:

- I. Fehler, die für alle unter  $36^\circ$  genommenen Daten gelten,
- II. Fehler, die für die einzelnen Spektren verschieden sind,
- III. Fehler, die für jeden Meßpunkt verschieden sind.

Alle Fehler sind prozentual auf den inelastischen Wirkungsquerschnitt, also den gemessenen Wirkungsquerschnitt abzüglich des elastischen Strahlungsschwanzes bezogen.

Der Fehler in der Einfallensenergie  $E_1$  ( $\pm 0.2\%$ ) ist umgerechnet worden in einen Fehler im Wirkungsquerschnitt ( $\pm 1.3\%$ ). In diesem Fehler sind auch die Unsicherheiten enthalten, die durch Schwankungen im Magnetstrom und durch Ungenauigkeiten der Felder der Magnete im Kleinwinkelspektrometer auftreten können.

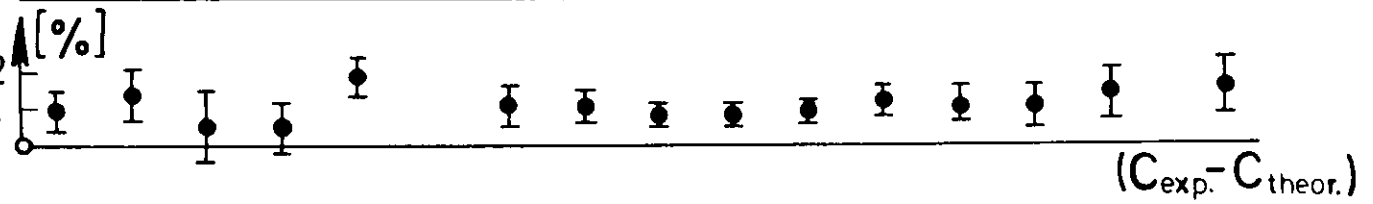
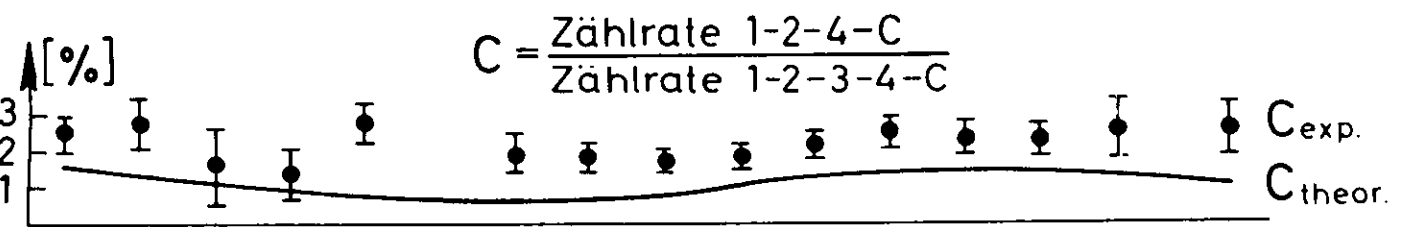
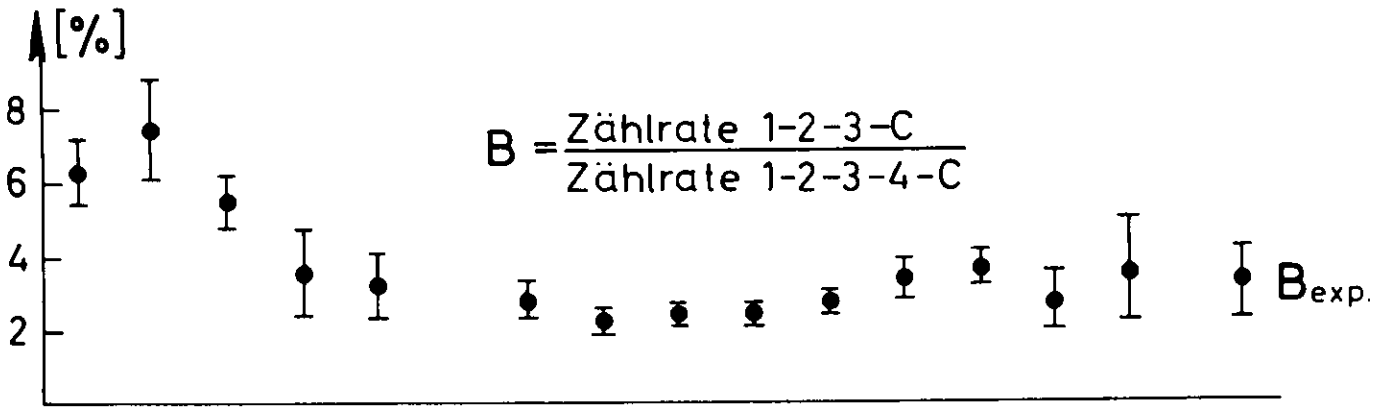
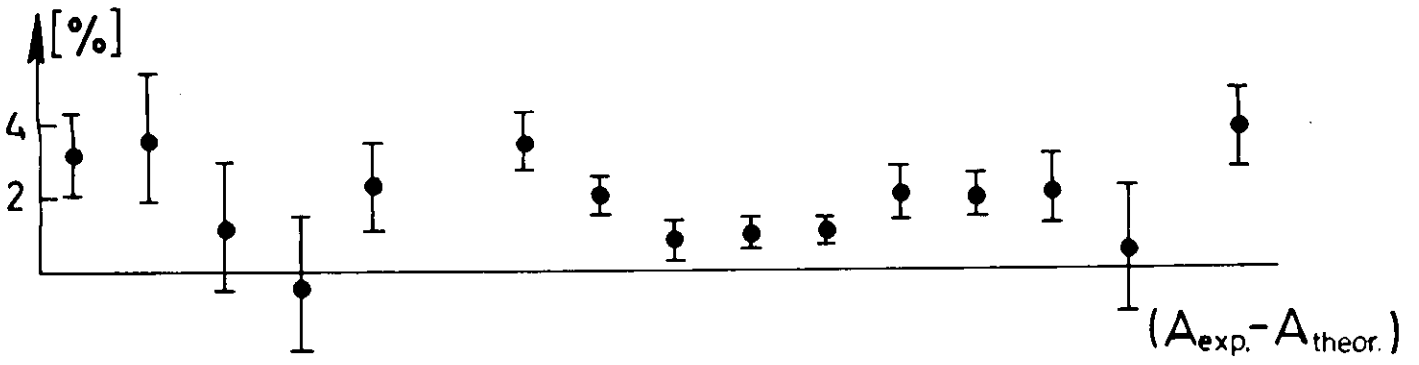
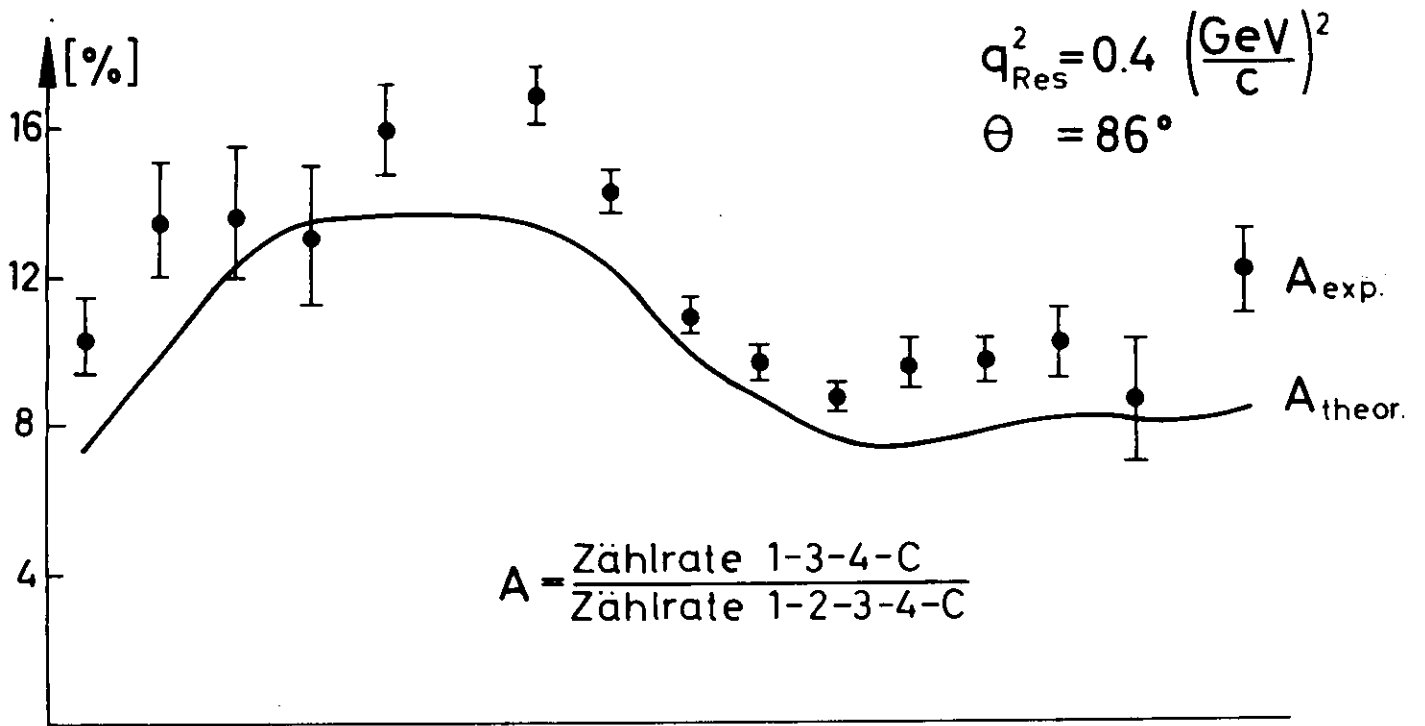


Abb. 22 Anteile der verschiedenen Zählraten

In den in der Zeile "Zählrate, experimentell" aufgeführten Fehlern sind nicht nur die statistischen Fehler enthalten, sondern auch die Fehler, die bei der Berechnung der Anzahl der als Positronen identifizierten  $\pi^+$  auftreten, und die Fehler, die von den Unsicherheiten bei der Abtrennung der zufälligen Ereignisse mit Flugzeitspektren kommen.

Fehlerquelle	Fehler $\pm$ [%]			Kapitel
I. Targetlänge	0.3			2.3.
Wasserstoffdichte	1.0			2.3.
Fluktuationen im Faraday-Käfig	0.5			2.6.
Raumwinkel	1.5			2.4.3.
Einfallsenergie $E_1$	1.8			2.1.
gestreute Energie $E_3$	0.9			
II. (Beispiel: Spektrum für $q^2_{Res} = 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ )				
Absorption zwischen Target und F.-K.	0.5			3.1.
Unsicherheiten durch niedrige Koinzid.	2.5			4.3.
III. (Beispiel: Spektrum für $q^2_{Res} = 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ )				
	W=1.10 GeV	W=1.22 GeV	W=1.35 GeV	
Strahlungsschwanz	19.4	1.1	4.5	1.4.
inelast. Korrekturen	2.2	1.1	2.0	1.4.
Statistik im Monte- Carlo-Programm	1.4	1.2	1.4	
Zählrate, experiment.	4.1	1.2	3.6	4.1

Tab. 4 Anteil der verschiedenen Fehler für ein typisches Beispiel

Die statistischen Fehler in der vorletzten Zeile der Tab.4 ergeben sich aus der Anzahl der im Monte-Carlo-Programm zufällig gewählten Ereignisse.

Der Fehler in der Winkelmessung hat einen so geringen Einfluß auf den Wirkungsquerschnitt, daß er gegenüber den anderen Fehlern vernachlässigt werden kann.

Ebenfalls vernachlässigt werden konnten die Fehler, die dadurch gemacht wurden, daß die Berechnung der inelastischen Korrekturfaktoren, der Werte des elastischen Strahlungsschwanzes und im Monte-Carlo-Programm Tabellen benutzt wurden, zwischen deren Werten linear interpoliert wurde.

Die Gesamtfehler der einzelnen Meßpunkte sind in Tab. 5, Spalte 4, angegeben.

#### 4.5. Trennung von $\sigma_e$ und $\sigma_e$

Spalte 3 der Tab.5 gibt in der Form  $\frac{1}{T_e} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$  die unter  $\Theta = 86^\circ$  gewonnenen inelastischen Wirkungsquerschnitte nach Anbringen der Korrekturen. Die zugehörigen  $W$  - und  $q^2$  - Werte sind in den Spalten 1 und 2 aufgeführt.

Um  $\sigma_e$  und  $\sigma_e$  für diese Werte trennen zu können, müssen die Wirkungsquerschnitte bei kleinen Streuwinkeln für die gleichen  $q^2$ - und  $W$ -Werte bekannt sein. Dazu mußte zwischen den Werten der vorliegenden Spektren <sup>(3)</sup> interpoliert werden (siehe Abb. 7). Die Einfallenergien  $E_1$  und die Streuwinkel der zur Interpolation benutzten Spektren waren:

$$\Theta = 13.33^\circ,$$

$$E_1 = 2.606, 2.998, 3.343, 3.659, 4.170, 4.672 \text{ GeV.}$$

Zur Berechnung des jeweiligen Wirkungsquerschnitts wurden von den insgesamt sechs die drei diesem Punkt am nächsten liegenden Spektren verwendet. Zunächst wurden dabei in jedem der drei Spektren die dem vorgegebenen  $W$  nächstliegenden gemessenen Wirkungsquerschnitte ausgewählt. An diese Wirkungsquerschnitte wurde eine Parabel angepaßt, mit der der Wirkungsquerschnitt für das gegebene  $W$  berechnet wurde.

Der gesuchte Wirkungsquerschnitt wurde gefunden, indem an die so in den drei Spektren errechneten Werte eine weitere Parabel angepaßt wurde, mit der die Interpolation in  $q^2$  durchgeführt wurde.

Der Fehler des aus dieser Parabel entnommenen Wirkungsquerschnitts ist bei der angewendeten Methode exakt nur sehr



TABELLE 5

Gemessene Wirkungsquerschnitte

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$\sqrt{s}$ [GeV]	$q^2$ [(GeV/c) <sup>2</sup> ]	$\frac{1}{t} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$ [ $\mu\text{b}$ ]	Fehler $\pm$ [%]	$\frac{1}{t} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3}$ [ $\mu\text{b}$ ]	Fehler $\pm$ [%]	$\sigma_{\text{el}}$ [ $\mu\text{b}$ ]	Fehler $\pm$ [ $\mu\text{b}$ ]	$R = \frac{\sigma_{\text{el}}}{\sigma_{\text{t}}}$	Fehler $\pm \Delta R$
Spektrum $q^2_{\text{Res}} = 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ , $\theta = 86^\circ$ $E_1 = 0.803 \text{ GeV}$ , $\theta = 13.33^\circ$									
1.101	0.521	61.7	18.2	53.0	22.4	- 5.5	25.6	- 0.09	0.38
1.107	0.516	48.3	22.1	55.6	17.3	10.1	21.5	0.22	0.54
1.121	0.501	72.4	13.6	69.5	17.6	- 4.2	23.2	- 0.06	0.31
1.142	0.474	151.3	3.4	135.3	9.6	-23.5	26.7	- 0.15	0.15
1.161	0.461	197.6	6.2	181.6	7.4	-23.3	26.5	- 0.11	0.12
1.168	0.453	236.7	6.2	225.0	6.6	-17.0	30.3	- 0.07	0.12
1.181	0.441	293.3	5.1	313.3	6.0	29.5	35.3	0.10	0.13
1.189	0.432	345.9	5.5	362.3	5.9	23.6	41.3	0.07	0.13
1.200	0.420	397.3	4.6	409.4	5.5	17.2	41.5	0.04	0.11
1.209	0.410	436.2	4.7	435.1	5.3	- 1.6	44.1	0.00	0.10
1.219	0.400	423.1	4.2	460.3	4.7	52.9	39.9	0.13	0.10
1.223	0.395	423.0	4.3	463.0	4.7	56.6	40.3	0.14	0.11
1.242	0.375	360.4	4.3	373.2	5.3	39.0	36.1	0.11	0.11
1.253	0.363	311.3	6.2	335.2	5.7	32.7	33.0	0.11	0.13
1.261	0.354	265.0	6.2	280.4	5.9	21.4	32.4	0.03	0.13
1.273	0.340	253.8	6.4	250.3	6.2	- 4.3	31.0	- 0.02	0.12
1.281	0.332	213.9	6.3	232.7	6.1	19.0	27.2	0.09	0.13
1.294	0.317	183.4	3.6	194.6	6.6	15.3	27.3	0.08	0.16
1.301	0.309	157.3	3.9	174.3	7.1	23.1	25.5	0.15	0.18
1.315	0.292	143.5	14.6	164.3	7.9	22.0	34.3	0.15	0.27
1.321	0.285	140.0	12.5	153.7	8.1	13.4	23.9	0.13	0.23
1.344	0.253	100.2	16.5	137.1	7.7	49.2	26.1	0.54	0.40
1.350	0.251	101.4	13.9	134.0	3.0	43.3	23.5	0.46	0.33
Spektrum $q^2_{\text{Res}} = 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ , $\theta = 86^\circ$ $E_1 = 0.394 \text{ GeV}$ , $\theta = 13.33^\circ$									
1.103	0.630	57.3	23.1	45.3	15.7	- 7.4	20.2	- 0.14	0.34
1.120	0.612	77.6	13.0	75.2	13.0	- 3.6	20.7	- 0.05	0.26
1.143	0.587	129.3	9.0	110.4	9.3	- 27.7	22.3	- 0.20	0.14
1.159	0.571	152.2	7.5	143.3	7.0	- 5.3	22.4	- 0.04	0.14
1.170	0.547	237.1	6.3	241.0	5.6	5.6	29.0	0.02	0.12
1.193	0.532	296.1	5.1	329.7	5.3	35.4	32.6	0.12	0.12

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
1.212	0.512	367.5	4.3	392.0	5.0	35.0	37.7	0.10	0.11
1.222	0.499	372.3	4.3	333.5	5.0	22.3	35.7	0.06	0.10
1.247	0.471	231.4	5.5	307.7	5.1	37.0	31.1	0.14	0.12
1.257	0.459	245.3	5.3	233.6	5.0	53.0	27.1	0.23	0.13
1.275	0.437	193.2	7.2	225.3	5.3	37.6	26.9	0.20	0.16
1.285	0.426	165.3	7.3	195.4	5.7	41.6	22.7	0.27	0.17
1.302	0.405	144.9	3.9	167.7	6.6	31.4	23.3	0.23	0.19
1.310	0.395	136.2	3.3	152.5	6.6	22.3	20.8	0.17	0.18
1.327	0.374	123.5	10.9	131.6	7.2	4.2	23.0	0.03	0.18
1.335	0.365	101.9	12.2	113.5	7.0	15.7	20.0	0.16	0.23
1.346	0.350	99.3	14.7	121.0	7.4	29.2	23.0	0.31	0.30
1.353	0.341	113.7	11.1	118.0	7.4	-0.9	21.2	-0.01	0.13
Spektrum $q_{Res}^2 = 0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ , $\theta = 36^\circ$ $E_1 = 0.977 \text{ GeV}$ ,				$\theta = 13.33^\circ$					
1.105	0.735	45.4	16.3	41.2	22.0	-6.2	17.5	-0.13	0.34
1.130	0.707	72.7	13.8	77.6	10.4	7.2	18.9	0.10	0.29
1.150	0.685	111.6	7.8	107.1	7.7	-6.5	17.4	-0.06	0.15
1.164	0.665	148.5	9.4	153.3	6.3	7.6	25.3	0.05	0.13
1.172	0.659	155.0	9.2	193.1	5.1	55.2	25.1	0.39	0.23
1.132	0.645	192.5	6.6	227.5	5.4	50.5	25.4	0.23	0.13
1.135	0.641	212.0	7.3	233.5	5.4	38.1	29.1	0.19	0.16
1.139	0.639	231.9	6.0	257.3	5.4	36.6	28.4	0.16	0.14
1.201	0.622	272.3	5.3	234.5	4.6	17.5	27.3	0.07	0.11
1.205	0.618	293.4	5.6	293.9	4.9	0.3	31.9	0.00	0.11
1.210	0.615	273.4	6.5	306.3	4.9	39.3	33.5	0.15	0.14
1.219	0.601	300.1	4.5	322.2	4.3	31.5	29.3	0.11	0.11
1.222	0.597	315.9	5.3	320.9	4.3	7.1	34.2	0.02	0.11
1.243	0.572	268.7	5.1	261.3	4.9	-10.5	26.5	-0.04	0.10
1.249	0.567	243.5	6.2	242.1	5.0	-9.1	27.7	-0.04	0.11
1.262	0.552	194.3	6.1	210.6	5.1	22.1	22.5	0.12	0.13
1.269	0.539	196.2	3.2	197.3	5.1	1.5	26.5	0.01	0.14
1.282	0.526	174.9	7.2	130.2	5.3	7.4	22.0	0.04	0.13
1.294	0.511	144.4	6.6	156.3	5.3	17.1	18.3	0.12	0.14
1.313	0.437	110.3	10.4	121.9	5.3	15.2	13.6	0.14	0.19
1.323	0.474	100.5	3.7	123.1	5.9	31.0	15.5	0.33	0.20
1.333	0.454	95.3	11.3	119.7	6.6	32.5	13.7	0.36	0.27
1.343	0.440	31.3	11.4	102.9	6.3	23.6	15.3	0.33	0.26

1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
Spektrum $q_{Res}^2 = 0.7 \text{ (GeV/c)}^2$ , $\theta = 36^\circ$ $E_1 = 1.054 \text{ GeV}$ ,				$\theta = 13.33^\circ$					
1.119	0.820	53.5	13.0	40.5	17.0	- 19.1	14.3	- 0.32	0.20
1.139	0.797	66.2	10.5	62.3	3.3	- 5.0	13.0	- 0.07	0.13
1.167	0.764	112.2	3.3	129.6	6.9	25.0	18.7	0.24	0.20
1.184	0.743	176.0	6.0	185.3	5.3	13.4	20.3	0.08	0.13
1.209	0.714	246.5	5.3	255.6	4.2	13.1	25.7	0.05	0.11
1.222	0.697	242.3	4.7	255.2	4.7	18.2	23.5	0.08	0.10
1.252	0.659	194.1	5.6	193.9	4.9	6.7	20.6	0.03	0.11
1.265	0.642	161.1	5.9	172.0	5.0	16.5	18.0	0.10	0.12
1.289	0.611	121.7	3.5	144.3	5.5	31.4	13.2	0.27	0.19
1.301	0.596	117.0	7.3	122.3	5.3	7.3	15.4	0.06	0.14
1.324	0.565	84.2	11.1	106.3	6.2	31.0	15.3	0.40	0.26
1.333	0.552	37.3	9.9	97.1	6.3	12.7	14.6	0.15	0.19
1.351	0.527	97.6	10.3	96.5	6.2	- 1.5	15.9	- 0.02	0.16
1.361	0.514	30.4	11.3	31.4	6.6	1.3	14.3	0.02	0.18
Spektrum $q_{Res}^2 = 0.73 \text{ (GeV/c)}^2$ , $\theta = 36^\circ$ $E_1 = 1.119 \text{ GeV}$ ,				$\theta = 13.33^\circ$					
1.112	0.917	34.7	14.3	34.0	15.3	- 0.9	10.9	- 0.03	0.31
1.134	0.891	53.9	9.2	54.4	10.3	- 6.5	11.3	- 0.11	0.17
1.164	0.854	90.5	3.2	104.2	6.6	19.3	14.6	0.23	0.20
1.183	0.831	154.1	5.7	150.5	5.1	7.3	17.2	0.05	0.12
1.209	0.793	217.5	4.9	222.1	4.2	6.5	21.6	0.03	0.10
1.223	0.781	221.6	4.2	217.6	4.7	- 5.7	19.7	- 0.03	0.09
1.256	0.737	167.4	5.1	167.0	4.6	- 0.5	16.2	0.00	0.10
1.271	0.718	137.9	5.2	140.3	5.1	16.0	14.7	0.12	0.12
1.296	0.683	107.3	6.3	112.4	5.5	6.4	13.4	0.06	0.13
1.309	0.666	99.2	6.5	103.3	5.7	4.2	12.1	0.05	0.13
1.335	0.630	72.3	9.2	37.2	6.0	20.1	11.7	0.29	0.21
1.345	0.615	77.2	3.0	37.1	5.6	13.5	10.7	0.13	0.16

schwer zu bestimmen. In guter Näherung kann man aber annehmen, der Fehler sei ebenso groß wie die Fehler der benachbarten gemessenen Wirkungsquerschnitte. Die so berechneten Wirkungsquerschnitte  $\sigma_2 = \frac{1}{I_2} \frac{dN}{d\Omega dE_3}$  und ihre Fehler findet man in den Spalten 5 und 6 der Tab. 5. Für  $q^2 = 0.78 \text{ (GeV/c)}^2$  sind die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_2$  und das  $86^\circ$ -Spektrum in Abb. 23 aufgetragen. Aus diesen Werten für  $\sigma_1$  und  $\sigma_2$  ließen sich

$$\sigma_e = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{E_1 - E_2}$$

und  $\sigma_t = \sigma_1 - E \sigma_e$  mit den zugehörigen absoluten Fehlern bestimmen. Daraus ergaben sich die Verhältnisse  $R = \sigma_e / \sigma_t$  und die zugehörigen Fehler

$$\Delta \left( \frac{\sigma_e}{\sigma_t} \right) = \sqrt{\left( \frac{\Delta \sigma_1}{\sigma_1} \right)^2 + \left( \frac{\Delta \sigma_2}{\sigma_2} \right)^2} \cdot \frac{(E_1 - E_2) \sigma_1 \sigma_2}{(E_1 \sigma_1 - E_2 \sigma_1)^2}$$

die in Tab. 5, Spalte 9 und 10, aufgeführt sind.

Die gewonnenen Spektren für  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  sind in Abb. 24 gezeigt, wobei die eingezeichneten Kurven **Voraussagen von Modellen** sind, die im nächsten Kapitel besprochen werden.

#### 4.6. Phänomenologische Betrachtung der Ergebnisse

Die gemessenen Spektren zeigen, daß  $\sigma_e$  nur wenig zum zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt beiträgt, für größer werdende  $q^2$  geht es gegen Null. Dabei sind die Werte an der Pionschwelle überall mit Null verträglich und nur die Werte ab  $W = 1.18 \text{ GeV}$  deuten auf positive Werte von  $\sigma_e$  hin.

Die Werte bei  $W = 1.22 \text{ GeV}$  werden in Abb. 25 mit den Ergebnissen der Ref. (1) und (3) verglichen. Man sieht, daß die neuen Werte für  $\sigma_e$  bei  $q^2 = 0.4$  und  $0.5 \text{ (GeV/c)}^2$  deutlich unter den alten liegen, was die Tatsache widerspiegelt, daß die jetzt gemessenen Wirkungsquerschnitte systematisch über denen von Lynch und Mitarbeitern <sup>(42)</sup> liegen. Diese Wirkungsquerschnitte von Lynch und Mitarbeitern und Wirkungsquerschnitte von Brasse und Mitarbeitern <sup>(43)</sup> waren zusammen mit den Wirkungsquerschnitten von Bartel und Mitarbeitern <sup>(1)-(3)</sup> verwendet worden, um die alten Ergebnisse für  $\sigma_e$  zu berechnen. Damals waren bis zu 21% Beitrag von longitudinalen Photonen gefunden worden, wobei sich ein Maximum bei  $q^2 = 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$  ergab. Jetzt wurde nur ein Beitrag bis zu 12% gemessen.

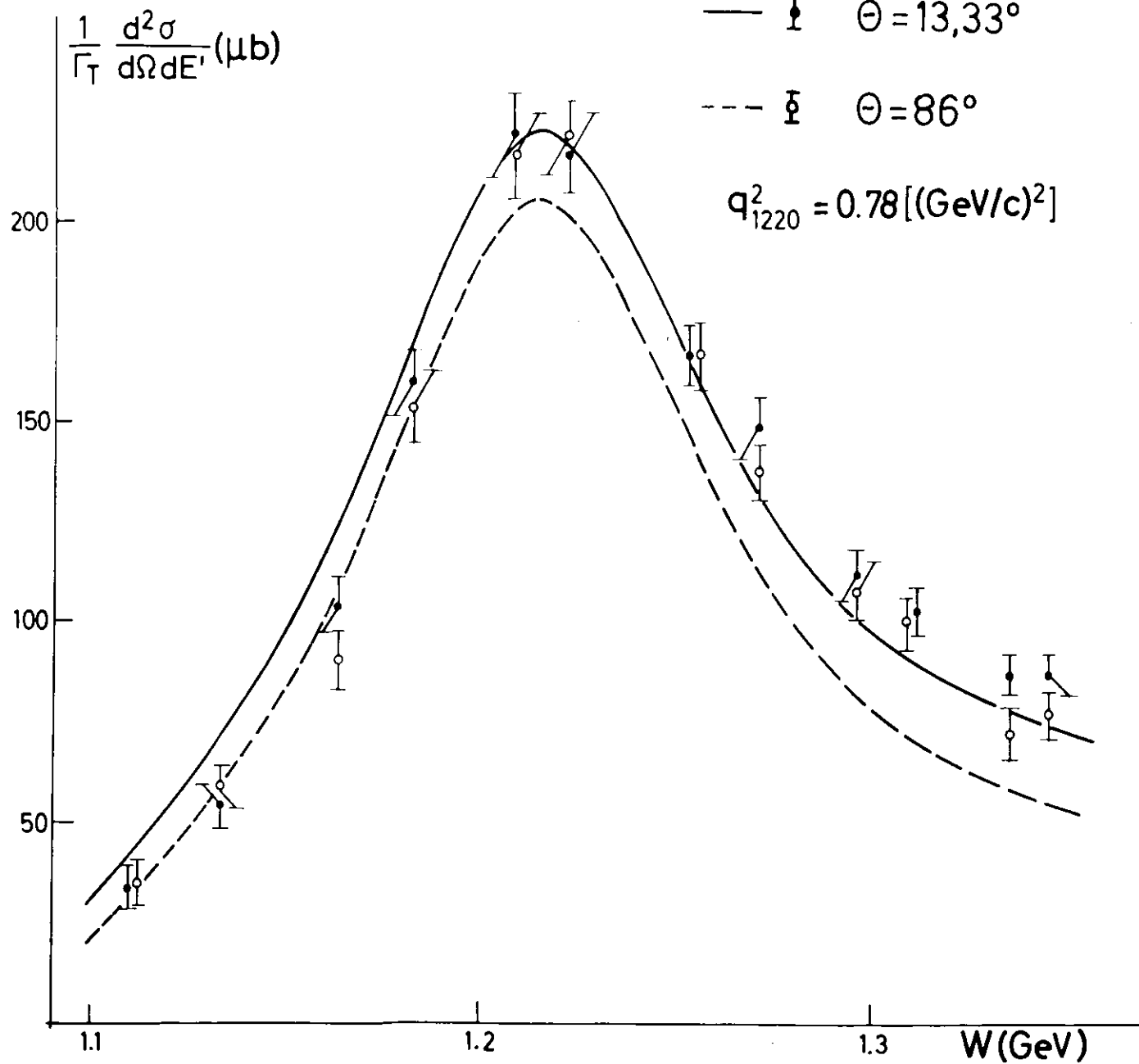


Abb.23 Wirkungsquerschnitte unter  $13.33^\circ$  und  $86^\circ$

Die Kurven sind Vorhersagen von Gutbrod und Simon

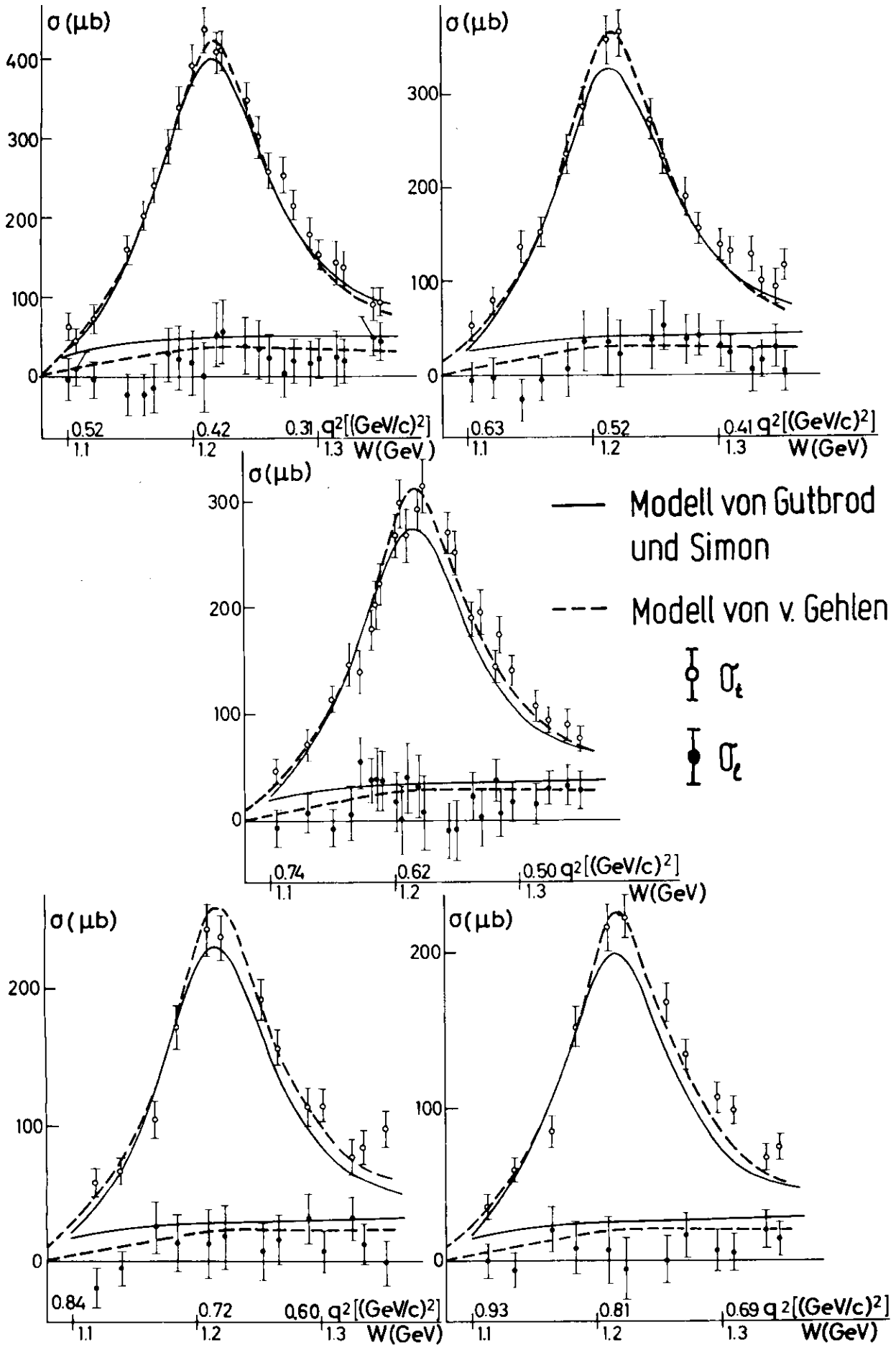


Abb. 24 Gemessene Werte für  $\sigma_t$  und  $\sigma_l$

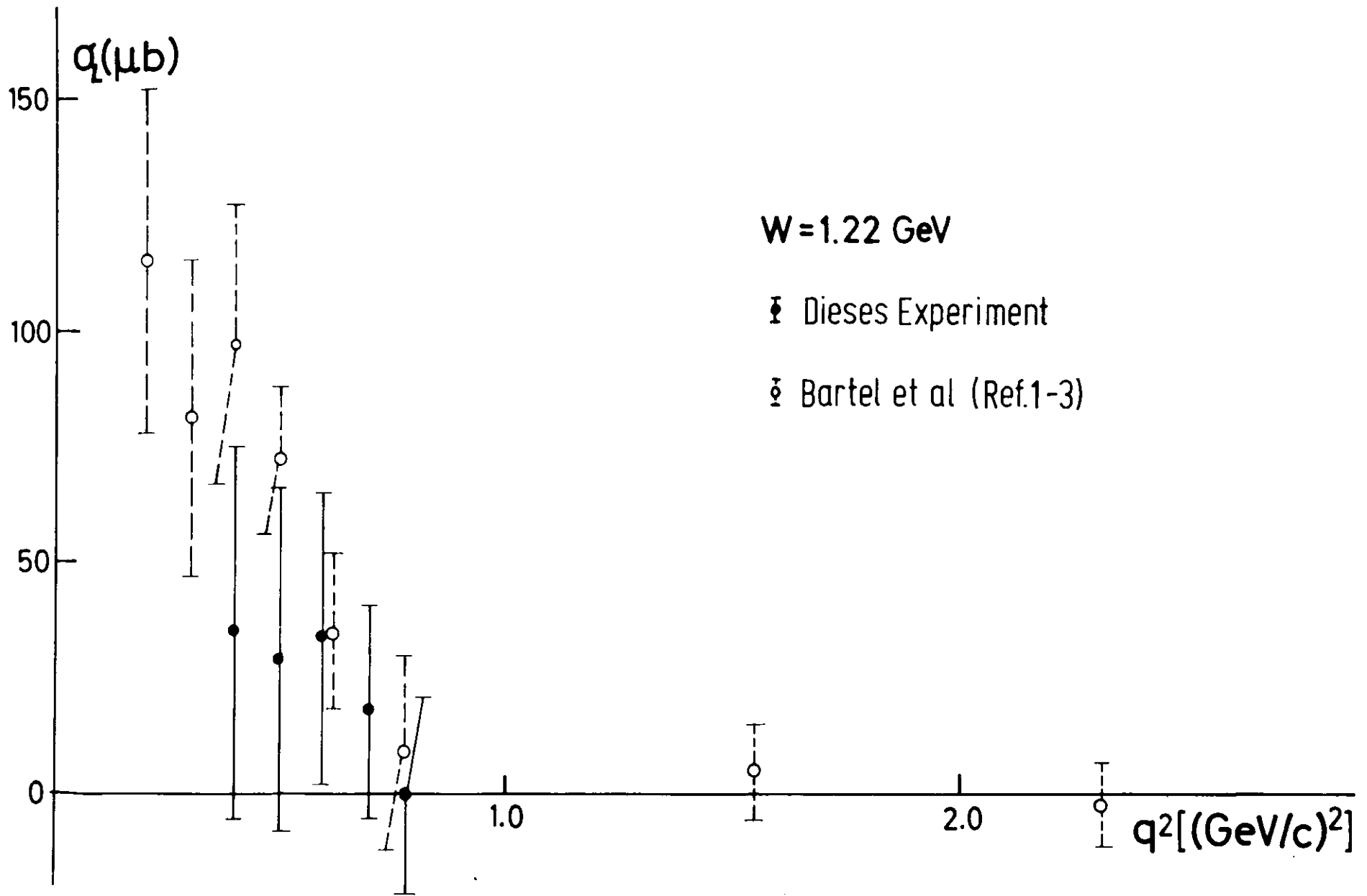


Abb.25  $\sigma_t$  im Gebiet der 1.Nukleonresonanz

Der transversale Formfaktor  $\sigma_t$  zeigt in Abhängigkeit von  $W$  deutlich ein resonantes Verhalten, wobei das Maximum bei  $W = 1.22$  GeV liegt. Diese Resonanz kann man mit dem Isobar  $\Delta(1236)$  der Pion-Nukleon-Streuung identifizieren. Die Masse der Resonanz ist hier in der Elektroproduktion ebenso wie in der Photoproduktion von  $W = 1.236$  GeV nach  $W = 1.220$  GeV verschoben.

Der gemessene zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für inelastische Elektron-Proton-Streuung setzt sich aus zwei Teilen zusammen: einem resonanten Teil  $\sigma_{res}$  und einem nichtresonanten  $\sigma_{nres}$ . Die Trennung dieser beiden Anteile war experimentell nicht möglich. Auch theoretisch gibt es keine klare Vorschrift für die Trennung. Ausgehend von Annahmen kann aber der ungefähre Verlauf der beiden Anteile in ihrer  $W$ -Abhängigkeit angegeben werden.

Für den resonanten Anteil setzt man eine Breit-Wigner-Formel mit variabler Breite  $\Gamma(W)$  an.  $\Gamma(W)$  entnimmt man dabei der von Dalitz und Sutherland <sup>(44)</sup> durchgeführten Streuphasenanalyse der Pion-Nukleon-Streuung. Damit wird

$$\Gamma(W) = \frac{0.128 (0.85 \frac{|\vec{p}_\pi^*|}{m_\pi})^3}{1 + (0.85 \frac{|\vec{p}_\pi^*|}{m_\pi})^2}$$

Es ist als unabhängig vom Erzeugungsmechanismus der Resonanz angenommen.  $\vec{p}_\pi^*$  ist der Impuls des Pions im Pion-Nukleon-Ruhe-system. Mit dieser Breite ist

$$\sigma_{res} = \frac{\pi \alpha \vec{q}^2}{2kWM} \cdot \frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2 + \frac{\Gamma(W)^2}{4}} \cdot G_M^{2*}(q^2),$$

wobei  $G_M^*(q^2)$  ein magnetischer Übergangsformfaktor ist, der in  $q^2$  etwas rascher als der Nukleonformfaktor abfällt (siehe Ref. (2), (3)). Der elektrische Übergangsformfaktor  $G_E^*$  und der Ladungsformfaktor  $G_C^*$  sind dabei gegenüber dem magnetischen vernachlässigt worden.

Für den nichtresonanten Anteil kann man ein Polynom ansetzen:

$$\sigma_{nres} = \sqrt{W - W_s} \left\{ \sum_{i=1}^N A_i(q^2) (W - W_s)^i \right\},$$

$W_s$  = Masse der Pionschwelle.



Das erwartete Verhalten des nichtresonanten Anteils an der Einpionschwelle ist durch die  $\sqrt{W-W_5}$  im Ansatz berücksichtigt worden.

Setzt man den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt in der beschriebenen Form an, so ist in dem in dieser Arbeit behandelten  $q^2$ -Bereich der nichtresonante Anteil praktisch konstant in  $W$ . Das haben Fits an die vorliegenden Kleinwinkel-daten (2), (3) gezeigt.

Interessant ist es zu wissen, ob  $\sigma_e$  im resonanten oder nichtresonanten Anteil des Wirkungsquerschnitts enthalten ist.

Es gibt theoretische Gründe dafür, daß  $\sigma_e$  nicht vollständig resonant sein kann. Berechnet man nämlich die Elektroproduktionswirkungsquerschnitte für Pionen in Bornscher Näherung (Abb. 26), so ergeben sich longitudinale Beiträge, die in der Größenordnung der gemessenen liegen. Das würde dafür sprechen, daß  $\sigma_e$  nichtresonant ist.

Die Messungen von Bétourné und Mitarbeitern (45) an der Pionschwelle haben außerdem gezeigt, daß wenigstens ein Teil von  $\sigma_e$  nichtresonant ist. Die Autoren erhielten für  $q^2 = 0.087 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $W = 1.136 \text{ GeV}$  einen Wert von  $\sigma_e/\sigma_t = 0.33 \pm 0.13$ . Das Ergebnis kann mit den hier vorgelegten Daten nicht verglichen werden, da es weit außerhalb unseres  $q^2$ -Bereiches liegt.

Betrachtet man weiter die in Abb. 24 gezeigten Spektren, so läßt sich wegen der großen Fehler nicht eindeutig sagen, ob  $\sigma_e$  resonant ist oder nicht. Man kann nur sagen, daß die Messungen mit der Annahme,  $\sigma_e$  sei nichtresonant, wie sie in den Modellen gemacht wird, verträglich sind.

#### 4.7. Vergleich mit experimentellen Ergebnissen anderer Laboratorien

Brasse und Mitarbeiter (49) haben alle von den verschiedenen Laboratorien bisher veröffentlichten Daten zur inelastischen Elektron-Proton-Streuung zusammengefaßt, um Aussagen über  $R = \sigma_e/\sigma_t$  zu machen. In dem  $W$ - und  $q^2$ -Bereich, in dem die Daten der hier vorgelegten Arbeit liegen, finden sie für  $R$  eine obere Grenze von 0.2. Das ist in Übereinstimmung mit unseren Daten.

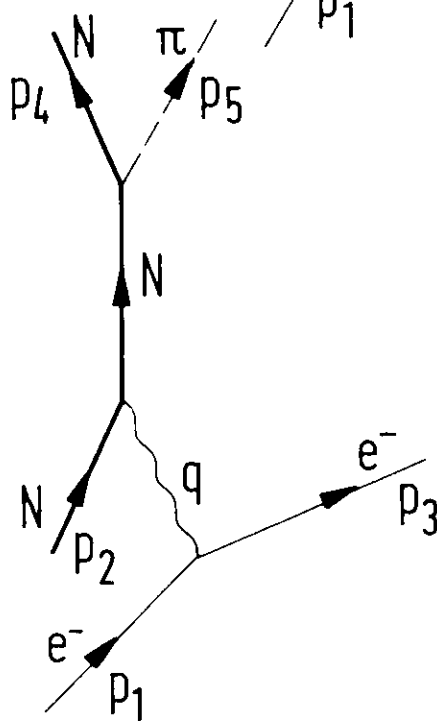
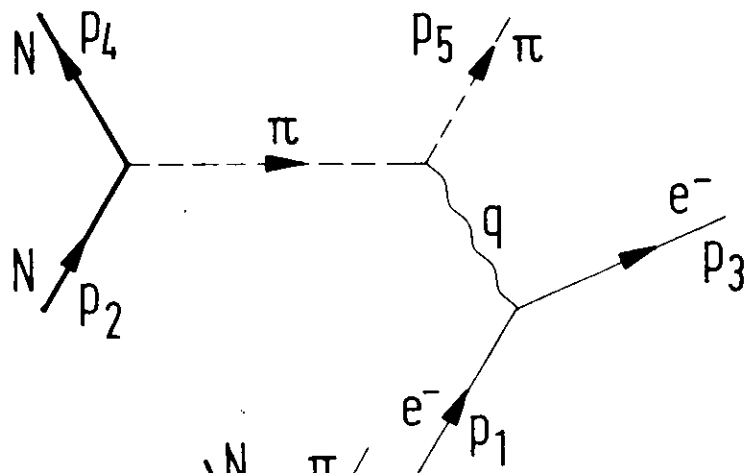
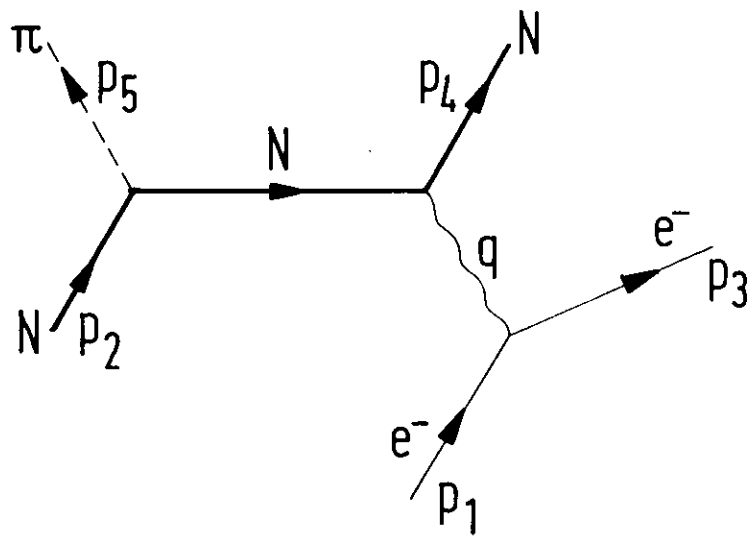


Abb.26 Bornsche Näherung zur  $\pi^-$ -Elektroproduktion

Nach Beendigung dieser Arbeit wurden in Bonn Ergebnisse von Messungen veröffentlicht <sup>(19)</sup>, die mit unseren Daten direkt vergleichbar sind. Es findet sich gute Übereinstimmung für  $\tilde{\sigma}_e$  und  $\tilde{\sigma}_t$  (Abb. 27 ).

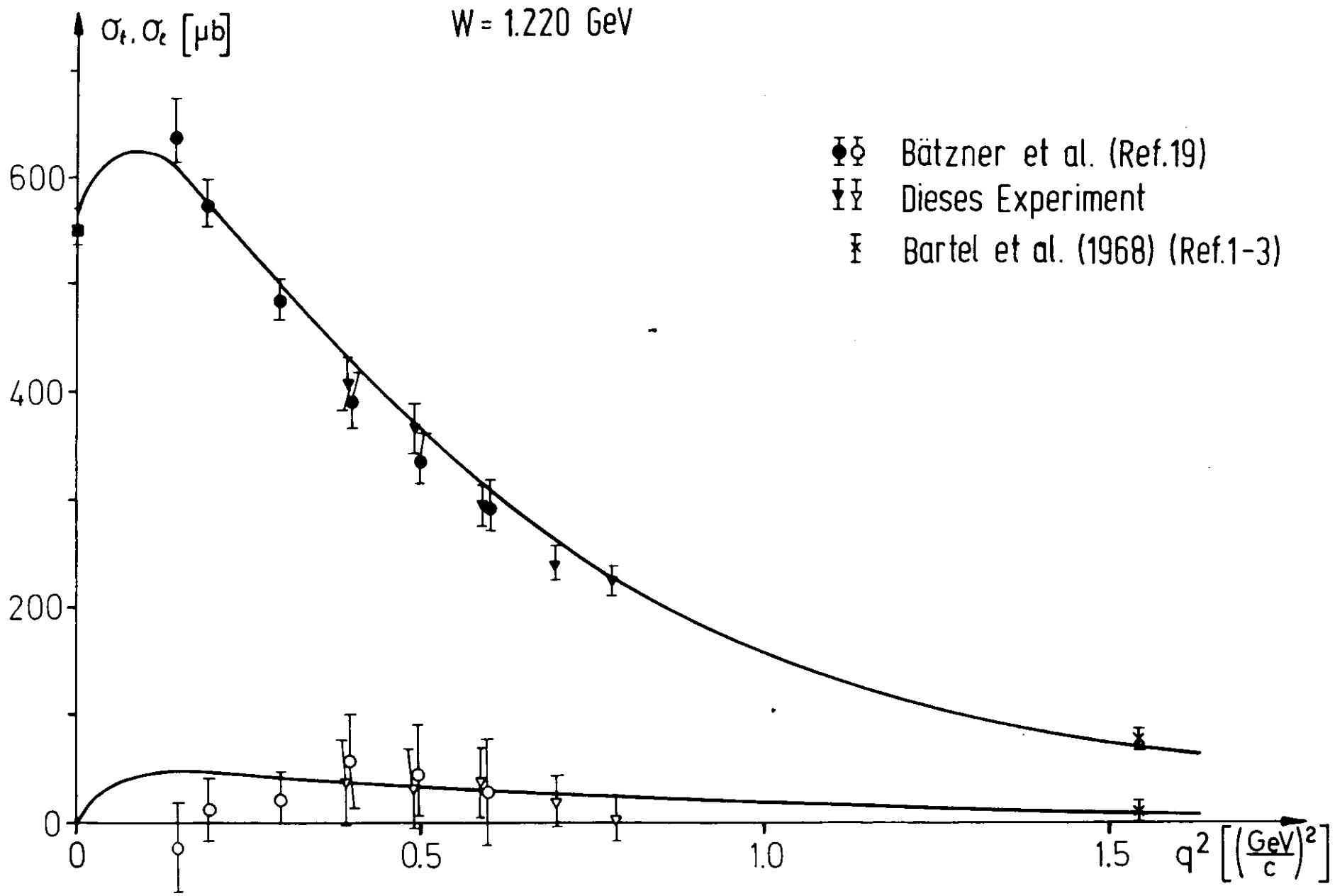


Abb.27  $\sigma_t$  und  $\sigma_l$  im Gebiet der 1.Nukleonresonanz

## 5. VERGLEICH DER ERGEBNISSE MIT THEORETISCHEN MODELLEN

Aus den für die Trennung von  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  benutzten Kleinwinkeldaten sind magnetische Übergangsfaktoren  $G_M^*(q^2)$  für den  $(\gamma N A)$ -Vertex bereits früher berechnet worden (2), (3). Die Ergebnisse dieser Rechnungen sind damals in der Arbeit von Bartel (3) mit den Vorhersagen verschiedener theoretischer Modelle verglichen worden. Dabei stellte sich heraus, daß einige Modelle die Daten nicht gut wiedergeben können. Diese Modelle werden nicht noch einmal besprochen, obwohl im folgenden die Vorhersagen von Modellen für die Werte von  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  und nicht für  $G_M^*$  mit den experimentell gefundenen Werten verglichen werden sollen.

Die Modelle kann man allgemein in zwei Gruppen einteilen:

1. Modelle, die das gesamte Spektrum der Nukleonresonanzen beschreiben; eines dieser Modelle ist zum Beispiel das symmetrische Quarkmodell von Ravndal (46).

2. Modelle, die speziell auf den hier gemessenen Bereich der ersten Nukleonresonanz zugeschnitten sind, das sind zum Beispiel die dispersionstheoretischen Modelle von Gutbrod und Simon (39) und von v. Gehlen und Wessel (48).

Diese drei genannten Modelle machen numerische Vorhersagen für  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  und werden im folgenden genauer besprochen.

### 5.1. Das Modell von Ravndal

Die Rechnungen von Ravndal für ein relativistisches symmetrisches Quarkmodell gehen von der Arbeit von Thornber (47) aus, der ein nichtrelativistisches symmetrisches Quarkmodell entwickelte. In den Modellen bestehen das Nukleon und die Nukleonisobare aus jeweils drei Quarks, die paarweise durch harmonische Kräfte gebunden sind. Brasse und Mitarbeiter (49), die aus Fits an alle derzeitig vorliegenden Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektron-Proton-Streuung obere Grenzen für  $\sigma_e/\sigma_t$  im Bereich  $W = 1.11$  bis  $1.99$  GeV und  $q^2 = 0.5$  bis  $4.0$   $(\text{GeV}/c)^2$  berechneten, und früher schon Bartel (3) zeigten, daß das Modell von Thornber nicht mit den Daten in Einklang zu bringen ist. Einerseits kommt für die zweite und dritte Resonanz ein

zu hohes  $\sigma_e$  heraus. Andererseits sind die Resultate für die Übergangsformfaktoren systematisch zu klein und fallen zu schnell mit  $q^2$  ab. Das könnte daran liegen, daß das Modell nichtrelativistisch ist, denn ein anderes Modell, das relativistische Quarkfeldtheorie-Modell von Gudehus <sup>(50)</sup> konnte die gemessenen Übergangsformfaktoren verhältnismäßig gut wiedergeben.

Feynman, Kislinger und Ravndal <sup>(51)</sup> haben die Photoproduktionsamplitude ebenfalls in einem symmetrischen Quarkmodell berechnet. Sie rechnen im Unterschied zu Thornber relativistisch, und bei ihnen geht die nichtphysikalische Quarkmasse nicht ein. Die Ergebnisse stimmen recht gut mit den Experimenten überein.

Ravndal <sup>(46)</sup> wandte dieses Modell auf die inelastische Elektron-Proton-Streuung an.

Für Hands Darstellung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \Gamma_t (\sigma_t + \epsilon \sigma_e)$$

kann man Ravndal folgend den Zusammenhang zwischen  $\sigma_e$  bzw.  $\tilde{\sigma}_e$  und den drei Strommatrixelementen  $F_+$ ,  $F_-$  und  $F_0$ , die den  $(\gamma^* N \Delta)$ -Vertex charakterisieren, angeben mit

$$\sigma_t(W) = \frac{4\pi^2\alpha}{K^*} \cdot \frac{1}{2} (|F_+|^2 + |F_-|^2) \cdot \mathcal{J}(W-M)$$

und

$$\sigma_e(W) = \frac{4\pi^2\alpha}{K^*} \left( \frac{-q^2}{q^{*2}} \right) |F_0|^2 \cdot \mathcal{J}(W-M).$$

Für eine instabile Resonanz mit der totalen Breite  $\Gamma$  kann man außerdem in diesen Gleichungen substituieren:

$$\mathcal{J}(W-M) \rightarrow \frac{\frac{\Gamma}{2} \cdot \pi}{(W-M)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}}.$$

Berechnet man  $F_+$ ,  $F_-$  und  $F_0$  aus einem Modell, dann ergeben sich Voraussagen über  $\tilde{\sigma}_e$  und  $\sigma_e$ .

Im symmetrischen Quarkmodell wird, obwohl das Quark den Spin 1/2 hat, verlangt, daß die Zustände durch eine symmetrische Wellenfunktion beschrieben werden. Zur bestimmung der Wellenfunktionen muß man die Einordnung der verschiedenen Resonanzen in die SU(6)-Multipletts kennen.

Die  $\Delta(1236)$ -Resonanz wird der gleichen  $SU(6)$ -Symmetriegruppe  $\{56\}$  zugeordnet, zu der auch das Neutron und das Proton im Grundzustand gehören.

Für die Rechnungen benutzte Ravndal die experimentell gefundenen Massen. Unter der Annahme minimaler elektromagnetischer Wechselwirkung kann er die einzelnen Strommatrixelemente berechnen. In den  $F_+$ ,  $F_-$  und  $F_0$  ist ein unbekannter Formfaktor enthalten, den Ravndal, ausgehend von der Dipolformel für den Formfaktor des Protons, willkürlich mit

$$G(W, q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{0,71}\right)^{-2} \left(1 - \frac{q^2}{4M^2}\right)^{\frac{1-N}{2}}$$

ansetzt.

In diesem Modell wird  $G_e$  für die  $\Delta(1236)$ -Resonanz identisch Null. Das liegt daran, daß diese Resonanz einen Quarkspin von  $S = 3/2$  hat. Wie Abb. 25 zeigt, ist dieses Ergebnis mit den experimentellen Daten gerade noch verträglich. Die Daten deuten aber mehr darauf hin, daß es einen  $G_e$ -Beitrag gibt.

$G_e$  kommt in dem  $q^2$ -Bereich der vorliegenden Daten im Modell bis zu 30% zu klein heraus. Das hatte Ravndal bereits durch Vergleich mit von Clegg <sup>(52)</sup> zusammengetragenen Daten festgestellt.

Die Übereinstimmung zwischen Modell und Daten ist nicht sehr befriedigend. Allerdings muß gesagt werden, daß dieses Modell nicht speziell für die erste Resonanz sondern zur gleichzeitigen Beschreibung aller Nukleonresonanzen aufgestellt wurde. Speziell für die erste Resonanz gelten die folgenden zwei Modelle. Man kann daher erwarten, daß sie bessere Übereinstimmung geben.

## 5.2. Das Modell von Gutbrod und Simon <sup>(39)</sup>

Mit Hilfe von Dispersionsrechnungen kann man Aussagen über die einzelnen Multipolamplituden in der Elektroproduktion

machen. Grundlage aller dieser dispersionstheoretischen Modelle ist das Watson-Theorem <sup>(53)</sup>, das aus Zeitumkehrinvarianz und Unitarität der S-Matrix folgt. Das Theorem liefert den folgenden Zusammenhang zwischen der Phase der Multipolamplituden  $m_{\ell\pm}^I$  und der Streuphase  $\delta_{Ij}^{\ell}$  der elastischen Pion-Nukleon-Streuung

$$m_{\ell\pm}^I = \pm |m_{\ell\pm}^I| e^{i\delta_{Ij}^{\ell}}$$

wobei  $I = \text{Isospin}$  und  $j = 1 \pm 1/2 = \text{Drehimpuls}$  sind. Das Theorem gilt bis zur Schwelle der Zweipion-Produktion. Angenommen wird im folgenden, daß die Streuphasen der elastischen Pion-Nukleon-Streuung aus den Experimenten gut bekannt sind.

Die Rechnungen aller dispersionstheoretischen Modelle für die erste Resonanz basieren auf der grundlegenden Arbeit von Chew, Goldberger, Low und Nambu (CGLN) <sup>(54)</sup>, die Dispersionsrelationen für die Multipolamplituden bei der Photoproduktion angeben. Fubini, Nambu und Wataghin (FNW) <sup>(55)</sup> erweiterten das Modell, sie geben eindimensionale Dispersionsrelationen für die Elektroproduktion an.

Bei beiden Arbeiten wird nichtrelativistisch zunächst im statischen Grenzfall, d.h. für unendlich schwere Nukleonen, gerechnet, und die Rückstoßeffekte werden dann durch eine Entwicklung nach  $1/M$  in erster Ordnung berücksichtigt.

Die relativistische Erweiterung des Modells von FNW wurde von mehreren Autoren durchgeführt, u.a. in den in diesem und dem nächsten Abschnitt beschriebenen dispersionstheoretischen Modellen von Gutbrod und Simon und von v. Cehlen und Wessel.

Kennt man die Multipolamplituden, so kann man auch  $\sigma_t$  und  $\sigma_e$  angeben. Der Zusammenhang ist, wenn man die Normierung von CGLN benutzt, folgender

$$\sigma_t = \frac{4\pi W q}{ME_p} \left\{ |E_{0+}|^2 + |M_{1-}|^2 + \frac{1}{2} |M_{1+}|^2 + 3|E_{1+}|^2 + \frac{3}{2} |E_{1+} - M_{1+}|^2 + \dots \right\}$$

$$\sigma_e = \frac{4\pi W q}{ME_p} \left\{ |S_{0+}|^2 + 8|S_{1+}|^2 + \dots \right\}$$

Dabei sind  $E_{1+}$  die Multipolamplituden für elektrische Übergänge, die  $M_{1+}$  für magnetische und die  $L_{1+} = k/\sqrt{q^2} \cdot S_{1+}$  für longitudinale. Experimente <sup>(56), (57)</sup> haben gezeigt, dass  $M_{1+}$  bei der Anregung der  $\Delta(1236)$ -Resonanz dominiert.  $S_{1+}$  und  $E_{1+}$  tragen nur wenig bei.



Zur Beschreibung der Winkelverteilungen werden außer  $M_{1+}$ ,  $E_{1+}$  und  $S_{1+}$  auch die nichtresonanten Multipole  $E_{0+}$ ,  $C_{0+}$  und  $M_{1-}$  benötigt.

Gutbrod und Simon berücksichtigten  $M_{1+}$  und  $E_{1+}$  in ihren Rechnungen. Sie erhalten Voraussagen über die  $q^2$ - und  $W$ -Abhängigkeit und die Größe der Übergangsformfaktoren  $G_M^*$  und damit auch über die Wirkungsquerschnitte. Es werden allerdings nur die transversalen Anteile des  $(\gamma N\Delta)$ -Vertex berechnet. Für die Multipolamplituden  $h(W, q^2)$  werden Partialwellen-Dispersionsrelationen angegeben, bei deren Lösung man von der Omnès-Muskhelishvili-Lösung <sup>(59)</sup> ausgeht. Die  $h(W, q^2)$  unterscheiden sich von den  $m_{\ell r}$  nur durch einen Faktor  $\rho(W, q^2)$ , der kinematische Singularitäten unterdrückt. Sie haben die Form

$$h(W, q^2) = h_L(W, q^2) + \frac{1}{\pi} \int_{M+m_\pi}^{\infty} \frac{\rho(W') h(W', q^2) dW'}{W' - W - i\epsilon}.$$

Der Analytizitätsbereich von  $h(W, q^2)$  ist die an der reellen Achse aufgeschnittene  $W$ -Ebene.  $h_L(W, q^2)$  ist gegeben durch

$$h_L(W, q^2) = \frac{1}{\pi} \int_C \frac{\Delta h_L(W', q^2) dW'}{W - W'}$$

Es ist ein Cauchy-Integral über die linken Singularitäten in der  $W$ -Ebene. Aus den zu diesen Singularitäten gehörenden Diskontinuitäten berechnet sich  $\Delta h_L(W, q^2)$ . Die Berechnung dieses  $\Delta h_L(W, q^2)$  ist der kritische Punkt bei der Anwendung von Multipol-Dispersionsrelationen.

Als Lösungsansatz für  $h(W, q^2)$  nimmt man

$$h(W, q^2) = \frac{1}{\pi D(W)} \int_C \frac{dW'}{W - W'} D(W') \Delta h_L(W', q^2).$$

$D(W)$  wird als unabhängig von  $q^2$  angenommen und mit Hilfe des Watson-Theorems aus den elastischen Pion-Nukleon-Streuphasen berechnet. Die  $q^2$ -Abhängigkeit von  $h(W, q^2)$  wird deshalb durch  $\Delta h_L(W, q^2)$  gegeben, das näherungsweise aus den Singularitäten bestimmt werden kann. Es hat sich dabei gezeigt, daß es nicht ausreicht, für die Singularitäten die Beiträge von Borngraphen (Abb. 26) einzusetzen.

Gutbrod und Simon, und das ist der wesentliche Punkt ihres Modells, nehmen deshalb die Beiträge von zwei Boxdiagrammen (Abb. 23) hinzu.

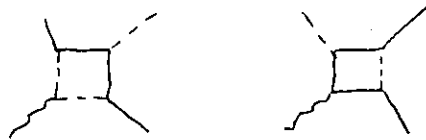


Abb. 23 Boxdiagramme

Diese Boxdiagramme mit Pion- und Nukleonaustausch liefern wesentliche Beiträge. Andere Graphen gleicher Ordnung werden vernachlässigt, weil im Modell angenommen wird, daß im 3/2-3/2-Kanal der Pion-Nukleon-Streuung die Hauptkraft von Nukleon-Austausch herrührt.

Dadurch, daß man außerdem annimmt, die erste Resonanz sei ein gebundener Zustand von einem Pion und einem Nukleon, kommt man zu Zusammenhängen zwischen der Formfaktoren der Nukleonen  $G_E$  und  $G_M$ , des Pions  $F_\pi$  und dem Übergangsformfaktor  $G_M^*$ . Im vorliegenden Modell wird angenommen, daß die Formfaktoren der nicht auf der Massenschale liegenden Hadronen gleich den Formfaktoren der entsprechenden realen Teilchen sind.

Auf diese Weise lassen sich die Multipolamplituden bestimmen und daraus wiederum die zwei transversalen Elektroproduktionsamplituden und deren Abhängigkeit von  $q^2$ . Die longitudinale Amplitude wird nicht berechnet.

Mit einem von Herrn Gutbrod zur Verfügung gestellten Programm wurden die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für die  $q^2$ - und  $W$ -Werte der vorliegenden Meßdaten berechnet. Im Programm ist für die Formfaktoren angenommen, daß  $G_{Ep}$ ,  $G_{Mp}$  und  $G_{Mn}$  dem Proportionalitätsgesetz

$$G(q^2) = G_{Ep}(q^2) = \frac{G_{Mp}(q^2)}{\mu_p} = \frac{G_{Mn}(q^2)}{\mu_n}$$

genügen, wobei

$$G(q^2) = \left(1 - \frac{q^2}{0.71}\right)^{-2}$$

die sogenannte Dipolformel ist, und daß  $G_{En}$  verschwindet. Der Pionformfaktor wurde gleich dem Nukleonformfaktor gesetzt. Bei der Anregung der Resonanz wird nur  $M_{1+}$  berücksichtigt, und der von der  $s$ -Welle stammende nichtresonante Untergrund wird durch Bornsterme angenähert.

Der Vergleich der berechneten Werte mit den Daten zeigt (Abb. 24) für  $\sigma_{\pi}$  zwischen Einpionsschwelle und Zweipion-Produktionsschwelle gute Übereinstimmung. Oberhalb der Resonanz liegen die gemessenen Werte bei den Spektren höherer  $q^2$ -Werte etwas über den theoretisch berechneten. Die  $q^2$ -Abhängigkeit von  $\sigma_{\pi}$  wird gut wiedergegeben.

Für  $\sigma_{\pi}$  sagt die Theorie von Gutbrod und Simon nichts aus. Die Bornterm-Näherung stimmt mit den Messungen nicht gut überein, besonders gilt das für die Werte an der Einpion-Produktionsschwelle.

### 5.3. Das Modell von v. Gehlen (48), (60), (61)

Ziel der Rechnungen dieses Modells war es ebenfalls, detaillierte Voraussagen für die inelastische Elektron-Proton-Streuung im Bereich der ersten Nukleonresonanz mit Hilfe von Dispersionsrelationen zu machen. Dazu wurden nicht nur die Multipole  $E_{1+}$ ,  $M_{1+}$  und  $S_{1+}$  der  $\Delta(1236)$ -Resonanz ( $P_{33}$ ) berechnet, sondern auch die nichtresonanten s-Wellen-Multipole  $E_{0+}$  und  $S_{0+}$ . Es wurden nicht wie bei Gutbrod und Simon die linken Diskontinuitäten in den Partialwellengleichungen berechnet, vielmehr gingen die Autoren von Dispersionsrelationen für die sechs unabhängigen Amplituden  $A_i(s, t, q^2)$  (siehe Kap. 1.3.) bei festem  $t$  aus. Die  $A_i$  werden nach Multipolen entwickelt, und man erhält einen Satz von gekoppelten Multipolgleichungen. Die Lösung dieser gekoppelten Integralgleichung ist:

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \bar{E}_i^{IJ}(W) = & \bar{E}_i^{\text{Born}}{}^{IJ}(W) + \frac{1}{\pi} \int_{M+\mu_{\pi}}^{\infty} dW' \frac{J_{ii} E_i^{IJ}(W')}{W' - W} + \\ & + \frac{1}{\pi} \int_{M+\mu_{\pi}}^{\infty} dW' \sum_{I'J' i'} K_{ii'}^{II'JJ'}(W, W') J_{ii'} E_{i'}^{I'J'}(W). \quad (5.2.) \end{aligned}$$

Dabei sind die  $E_i^{IJ}$  geeignet normierte Multipolamplituden zum Isospin  $I$  und Drehimpuls  $J$ . Die  $i$  nummerieren die verschiedenen elektrischen, magnetischen und longitudinalen Multipole für festes  $J$ .

Die Gleichung (5.2) verbindet die Realteile der Multipole mit den Imaginärteilen aller anderen. Die isoskalaren Multipole werden in Bornscher Näherung berechnet, sie sind von den isovektoriellen entkoppelt. Wie die Kerne  $K_{ii}^{II'JJ'}$  ( $W, W'$ ) berechnet werden, ist in Ref. (60) beschrieben.

Im Kopplungsterm von (5.2) sind diejenigen Multipole vernachlässigt, die bei den im Modell betrachteten und in diesem Experiment auftretenden Energien kleine Phasen haben. Es bleibt daher ein gekoppeltes System von sieben Multipolen mit großen Phasen, es sind:

$$M_{1+}^{3/2}, E_{1+}^{3/2}, S_{1+}^{3/2}, E_{0+}^{3/2}, S_{0+}^{3/2}, E_{0+}^{1/2}, S_{0+}^{1/2}.$$

Die Phasen  $\delta_{2I, 2J}$  der Multipole kann man für kleine Energien aus dem Watson-Theorem erhalten, für höhere Energien muß man Annahmen machen. So sind im Modell von v.Gehlen angenommen:

S-Welle:

$\delta_1$  und  $\delta_3$  gehen bei  $W = 1.30$  GeV gegen Null,

P-Welle:

$\delta_{33}$  geht bei  $W=1.232$  GeV durch  $90^\circ$  und für  $1.37$  GeV gegen  $130^\circ$ ,  $\delta_{33}$  hat eine Breit-Wigner-Form mit dem Maximum bei  $W=1.36$  GeV, und für  $\delta_{31}$  kann keine Aussage gemacht werden, der Einfluß ist aber klein.

In erster Näherung handelt es sich bei dem gekoppelten System für die Multipole um ein von den s-Wellen entkoppeltes Gleichungssystem für die drei  $P_{33}$ -Multipole und einen Rest. Zunächst wird eine Lösung für diese drei Multipole  $E_{1+}^{3/2}$ ,  $M_{1+}^{3/2}$  und  $S_{1+}^{3/2}$  gesucht. Es ergeben sich dabei drei Lösungen für die homogene Gleichung. Das bedeutet, daß es für jeden Multipol eine freie Konstante gibt. v.Gehlen und Wessel (43) bestimmen diese Konstante für jeden  $q^2$ -Wert aus Ergebnissen von Experimenten.

Für den  $M_{1+}^{3/2}$  nehmen sie an, daß er nicht Null wird, und sie passen ihn in der Resonanz an die in Ref. (1), (2), (13) und (19) gegebenen Daten an.

Die Normierung des  $S_{1+}^{3/2}$  wird aus der Interferenz mit  $M_{1+}^{3/2}$  bestimmt, die vom Pionformfaktor abhängig ist. Die experimentellen Ergebnisse für den Wert der Interferenz werden Ref. (56) entnommen.

Für  $E_{1+}^{3/2}$  wird angenommen, daß er ebenso wie bei der Photo-  
produktion zwischen  $W = 1.232$  GeV und  $W = 1.262$  GeV durch Null  
geht.

Nachdem so die drei Multipole der P-Welle bestimmt sind,  
werden die 4 s-Wellen-Multipole durch Iteration der Integral-  
gleichung gewonnen. Für die Formfaktoren wurde auch hier  
die Gültigkeit des Dipolgesetzes und des Proportionalitäts-  
gesetzes angenommen aber  $G_{E\pi}(q^2) = -\frac{q^2}{4M^2} \cdot G_{E\rho}(q^2)$  gesetzt.  
Der Pionformfaktor  $F_{\pi}$  wurde gleich dem isovektoriellen Anteil  
des Dirac-Formfaktors gesetzt.

Die Ergebnisse der Rechnungen geben die Größe der Multi-  
pole und damit die Werte für  $\mathcal{G}_E$  und  $\mathcal{G}_E$  (siehe Gleichung 5.1)  
für ein festes  $q^2$ . Um mit den vorliegenden Daten vergleichen  
zu können, mußte zwischen den in Tabellen für festes  $q^2$  vor-  
liegenden berechneten Werten bei festem  $W$  interpoliert werden.

Abb. 24 zeigt deutlich den Unterschied der Ergebnisse  
dieses Modells zu Ergebnissen, die sich aus einem Modell er-  
geben, das aus zwei Teilen, nämlich einem Isobaren-Modell  
(Gutbrod und Simon) und Borntermen, aufgebaut ist.

Weiter läßt sich Abb. 24 entnehmen, daß das Modell von  
v. Gehlen die  $W$ -Abhängigkeit von  $\mathcal{G}_E$  und  $\mathcal{G}_E$  gut wiedergibt. Es  
macht aber keine Voraussagen über die  $q^2$ -Abhängigkeit.

## 6. ZUSAMMENFASSUNG

Es wurden absolute Wirkungsquerschnitte für inelastische Elektron-Proton-Streuung unter einem Elektronenstreuungswinkel von  $\Theta = 86^\circ$  für Impulsüberträge zwischen 0.40 und 0.78  $(\text{GeV}/c)^2$  in dem Bereich der ersten Nukleonresonanz gemessen. Der  $W$ -Bereich reichte dabei von  $W = 1.10$  bis  $1.35$  GeV. Elastische und inelastische Strahlungskorrekturen wurden an den gemessenen Wirkungsquerschnitten angebracht. Durch Kombination der so erhaltenen Werte mit Wirkungsquerschnitten unter  $\Theta = 13.33^\circ$  von früheren Messungen konnten  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  über den gesamten  $q^2$ - und  $W$ -Bereich getrennt werden. Es ergaben sich in der ersten Nukleonresonanz für  $R = \sigma_e/\sigma_t$  Werte bis zu maximal  $12 \pm 10\%$ . Für größer werdende  $q^2$  geht  $\sigma_e$  gegen Null. In Abhängigkeit von  $W$  ist  $\sigma_e$  an der Schwelle zunächst Null, und ist dann ab etwa  $W = 1.2$  GeV für niedrige  $q^2$ -Werte größer Null.

$\sigma_t$  zeigt ein deutliches Resonanz-Verhalten mit einem Maximum bei  $W = 1.22$  GeV, während für  $\sigma_e$  keine Anzeichen dafür gefunden wurden, daß es resonant ist.

Die gefundenen Werte für  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  wurden mit Modellen verglichen. Es stellte sich heraus, daß das symmetrische Quarkmodell von Ravndal die Daten nicht so gut wiedergibt. Bessere Voraussagen machen die dispersionstheoretischen Modelle von Gutbrod und Simon und von v.Gehlen.

Im Modell von Gutbrod und Simon werden die  $q^2$ - und  $W$ -Abhängigkeit von  $\sigma_t$  gut wiedergegeben. Das Modell macht keine Aussagen über  $\sigma_e$ .

v.Gehlen gibt die  $W$ -Abhängigkeit von  $\sigma_e$  und  $\sigma_t$  gut wieder. Hier kann nichts über die  $q^2$ -Abhängigkeit vorhergesagt werden.

Ein Vergleich der gemessenen Daten mit neuen experimentellen Ergebnissen einer Bonner Gruppe ergibt gute Übereinstimmung.

ANHANG I

Metrik, Einheiten und Normierungen

In der vorliegenden Arbeit wird eine Metrik benutzt, in der das Skalarprodukt der Vierervektoren folgende Form hat:

$$a_{\mu} b^{\mu} = a \cdot b = a_0 b_0 - \vec{a} \vec{b}.$$

Dabei werden die kovarianten Vierervektoren als

$$a_{\mu} = (a_0, -\vec{a})$$

geschrieben, die kontravarianten als  $a^{\mu} = (a_0, \vec{a})$ .

Die Energie-Impuls-Beziehung

mit  $p = (E, -\vec{p})$

lautet also  $p^2 = E^2 - \vec{p}^2 = m^2.$

Es wird ein Maßsystem verwendet, in dem

$$\hbar = c = 1$$

gesetzt ist. Als Einheit für die verbleibende freie Grundeinheit wird 1 GeV genommen. In manchen der zitierten Arbeiten wurde stattdessen 1 f =  $10^{-13}$  cm gewählt. Der Umrechnungsfaktor ist  $1 \text{ f}^{-1} = 0.1973 \text{ GeV}/c$

$$\text{bzw. } 25.6^{\circ} \text{ f}^{-2} = 1 (\text{GeV}/c)^2.$$

Die benutzten relativistisch invarianten Größen und Größen im Laborsystem werden nicht besonders gekennzeichnet (z.B.  $q^2, E_1$ ), während Größen, die sich auf das Ruhesystem der Hadronen im Endzustand beziehen, einen \* erhalten (z.B.  $E_3^*$ ).

In der Arbeit werden die folgenden kinematischen Formeln verwendet (Elektronenmasse = 0):

$$q^2 = (p_1 - p_3)^2 = -4E_1 E_3 \sin^2 \frac{\theta}{2}$$

$$W^2 = M^2 + q^2 - 2M(E_1 - E_3)$$

$$K = \frac{W^2 - M^2}{2M} = q_0 - \frac{q^2}{2M}$$

$$q_0 = E_1 - E_3 = \frac{q \cdot P_2}{M}$$

$$|\vec{q}|^2 = \frac{(W^2 + M^2 - q^2)^2 - W^2}{4M^2}$$

$$q^{*2} = -q^2 + \frac{1}{4M^{*2}} (M^{*2} - M^2 + q^2)^2; \quad M^* = \text{Masse der Resonanz}$$

$$u^* = \frac{(M^{*2} - M^2)}{2M^*}$$

$$|\vec{p}_\pi^*|^2 = \frac{1}{4W^2} (W^2 - (M - u_\pi)^2)(W^2 - (M + u_\pi)^2).$$

Bei den Rechnungen wurden die folgenden Normierungen benutzt:  
Für Spinoren  $u(p)$  zu positiver Energie gilt die invariante Normierung

$$u^\dagger(p) u(p) = \frac{E}{m}.$$

Damit wird der Normierungsfaktor  $N$  in Gleichung (1.1)

$$N = \sqrt{\frac{E}{m}}.$$

Der adjungierte Spinor  $\bar{u}(p)$  ist definiert als

$$\bar{u}(p) = u^\dagger(p) \gamma_0.$$

Die Diracgleichung schreibt sich als

$$(\gamma_\mu p^\mu - m) u(p) \equiv (\not{p} - m) u(p) = 0$$

und die adjungierte Diracgleichung als

$$\bar{u}(p) (\not{p} - m) = 0.$$

Für die vierreihigen Matrizen

$$\gamma_\mu = (\gamma_0, -\vec{\gamma})$$

gelten die Antivertauschungsregeln

$$\gamma^\mu \gamma^\nu + \gamma^\nu \gamma^\mu = 2g^{\mu\nu}.$$



## ANHANG II

### Berechnung des Wirkungsquerschnitts aus den Zählraten

Anders als in der von D. Harms (22) angegebenen Methode konnte der Raumwinkel  $\Delta\Omega$  des  $86^\circ$ -Spektrometers für die in dieser Arbeit beschriebenen Messungen nicht als unabhängiger Wert in msterad angegeben werden. Es können nur Faktoren berechnet werden, mit denen die gemessenen Zählraten  $N_{\text{gem}}$  multipliziert werden müssen. Die Produkte sind dann bereits die gemessenen Wirkungsquerschnitte, weil die Faktoren alle notwendige Information über das Spektrometer enthalten. Die Faktoren enthalten das Produkt  $\Delta W \Delta\Omega$ , sind aber nicht in die einzelnen Glieder  $\Delta W$  und  $\Delta\Omega$  zerlegbar, die anschaulich mit der Apparatur in Zusammenhang gebracht werden können.

Die Notwendigkeit, eine andere Methode zu benutzen, hatte zwei Gründe:

1. Hier sollen inelastische Spektren gemessen werden, der Wirkungsquerschnitt ist also flach und keine Deltafunktion. Das Spektrometer ist deshalb vollständig mit Teilchen ausgefüllt.

2. Es soll nicht der vom Spektrometer akzeptierte integrale Wirkungsquerschnitt bestimmt werden, vielmehr muß der Wirkungsquerschnitt für jedes einzelne Hodoskop-Element berechnet werden.

Vergleiche der Ergebnisse beider Methoden zeigen, daß sie nach Normierung im zentralen Element des Spektrometers den Verlauf der Akzeptanzfunktion in gleicher Form wiedergeben (Abb.29).

Im Monte Carlo-Programm wird zunächst der Ort der Streuung am Target zufällig gewählt (Werte für  $x$  und  $s$ ). Die dazu notwendige Targetlänge und der Strahlquerschnitt sind aus dem Experiment bekannt und im Programm vorgegeben. Weiter wird ein Streuwinkel im Bereich  $\Delta\Omega_0$  ausgewählt.  $\Delta\Omega_0$  ist so groß gewählt, daß der Raumwinkel des Spektrometers mit Sicherheit darin enthalten ist.

Die Sollenergie  $E_3$  für die gestreuten Elektronen ist für jede Spektrometereinstellung vorgegeben. Mit einem  $\Delta E_3/E_3$  von  $\pm 8.5\%$  lassen sich daraus zwei Werte von  $W$  berechnen, zwischen denen alle bei dieser Einstellung gemessenen invarianten Massen der Endzustände der einzelnen Streuergebnisse liegen.

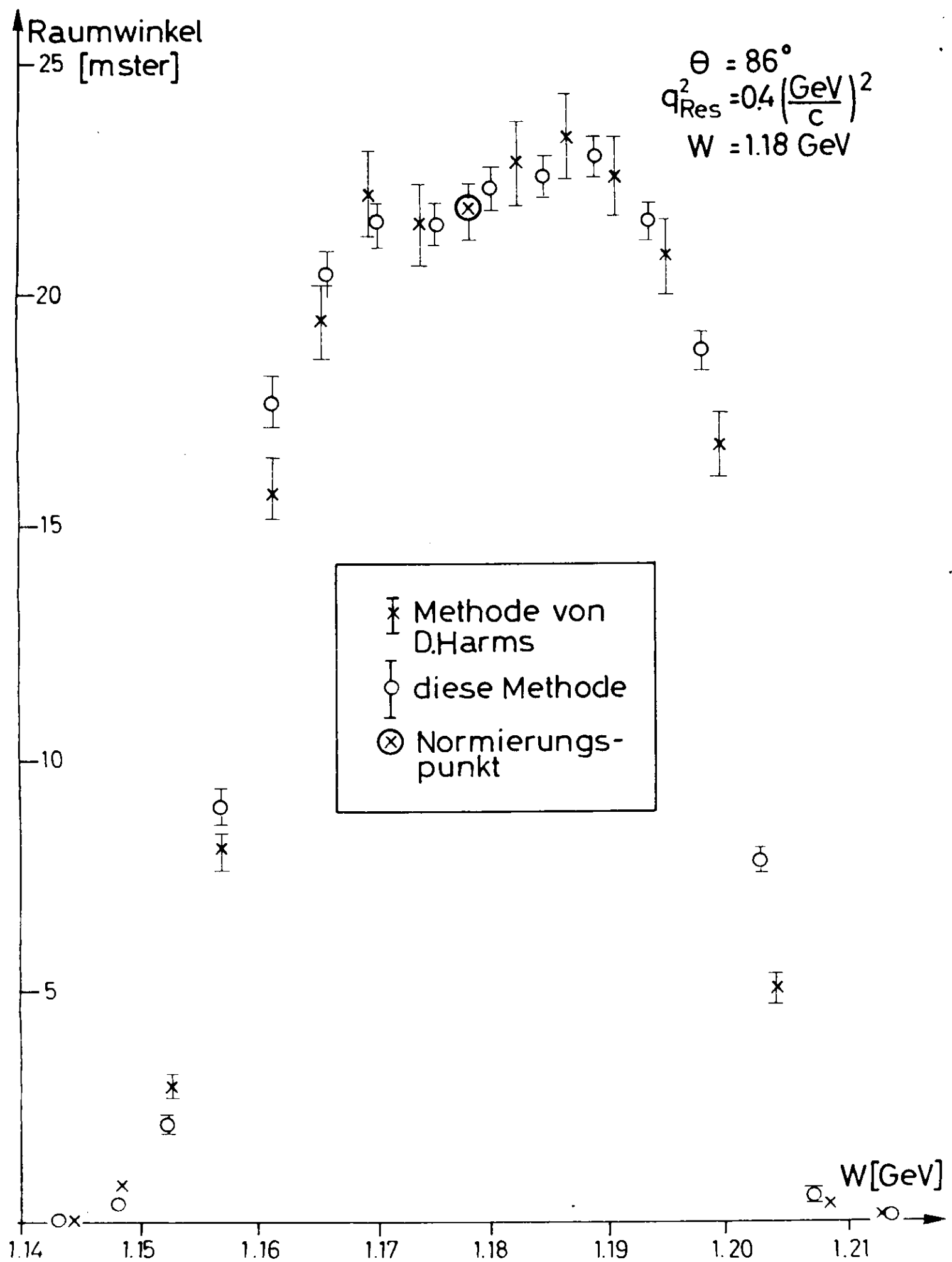


Abb.29 Raumwinkel berechnet nach zwei verschiedenen Methoden

Innerhalb dieses W-Bereiches werden die Ereignisse wieder zufällig gewählt, wobei aber jetzt mit dem Wirkungsquerschnitt gewichtet wird. Dabei wird die  $\Theta$ - und  $W$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt, die  $\phi$ -Abhängigkeit wird vernachlässigt. Die Wirkungsquerschnitte liegen in tabellarischer Form als  $\int_{W_1}^W \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \cdot dW$  in Abhängigkeit von  $W$  für jede der 5 Einfallsenergien für den Bereich  $W_1 = 1.0$  GeV bis  $W_2 = 1.4$  GeV vor. Sie wurden nach dem Modell von Gutbrod und Simon berechnet. Strahlungskorrekturen wurden nach der bei der Auswertung der Messungen benutzten Methode angebracht. Zu den so erhaltenen Ergebnissen wurde der theoretisch berechnete Strahlungsschwanz addiert. Diese theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte sind für die folgenden Rechnungen vollkommen ausreichend, da dort immer nur der Verlauf der Wirkungsquerschnitte eingeht, nicht aber deren absolute Werte.

Die  $\Theta$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wurde für jedes  $q^2$  nur einmal berechnet (bei  $W = 1.12$  GeV), da sie schwach von  $W$  abhängt. Sie wurde außerdem linear genähert, indem eine Gerade an die Wirkungsquerschnitte für  $\Theta = 83^\circ$ ,  $86^\circ$  und  $89^\circ$  angepaßt wurde. Der Fehler im absoluten Wert der Wirkungsquerschnitte, der auf diese Weise gemacht wurde, ist auch in den extremsten Fällen  $< 5\%$ . Die so gefundene  $\Theta$ -Abhängigkeit wurde bei der Wahl der Ereignisse berücksichtigt.

Die  $W$ -Abhängigkeit wurde auf folgende in Monte-Carlo-Rechnungen übliche Weise in Betracht gezogen:  
Man wählt eine Zufallszahl  $A$  (zwischen 0 und 1) und setzt sie gleich

$$A = \frac{\int_{W_1}^W \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \cdot dW}{\int_{W_1}^{W_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \cdot dW}$$

wobei der Ausdruck so normiert ist, daß  $W$  in dem zur Spektrometereinstellung gehörenden  $W$ -Bereich liegt. Da  $\int_{W_1}^{W_2} \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \cdot dW$  als Zahlenwert bekannt ist, ist bei gewähltem  $A$  auch der Wert für  $\int_{W_1}^W \frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} \cdot dW$  bekannt. Aus der Tabelle, die die Abhängigkeit dieses Wertes von  $W$  gibt, lassen sich sofort das zugehörige  $W$  ablesen und der dazugehörige Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dW}(\Theta, \phi, W) = \sigma(\Theta, \phi, W)$  bestimmen.

Die auf die beschriebene Art initialisierten Teilchen haben jetzt also spezielle  $x$ -,  $s$ -,  $\phi$ -,  $\Theta$ - und  $W$ -Werte. Die Häufigkeit, mit der die einzelnen  $\Theta$ - und  $W$ -Werte auftreten, entspricht dem Verlauf des Wirkungsquerschnitts. In  $x$ ,  $s$  und  $\phi$  sind die Teilchen gleichverteilt.

Diese Teilchen werden durch das Spektrometer verfolgt, wobei die Vielfachstreuung in den Folien und Szintillationszählern berücksichtigt werden muß. Von allen initialisierten Teilchen ( $N_{\text{tot}}$ ) wird dabei nur ein Teil ( $N_{\text{akz}}$ ) durch alle Zähler gehen, die anderen treffen entweder vorher auf den Kollimator, die Wände der Magnete oder andere Begrenzungen, oder sie verfehlen die Zähler. Aus den Werten für  $N_{\text{tot}}$  und  $N_{\text{akz}}$  und mit den im Programm vorgegebenen Größen läßt sich der Faktor berechnen, mit dem die gemessene Zählrate  $N_{\text{gem}}$  multipliziert werden muß, wenn man den gemessenen zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d^2\sigma}{d\Omega dW} = \tilde{\sigma}_{\text{gem}}(\tilde{W})$  berechnen will.  $\tilde{W}$  bezeichnet die invariante Masse  $W$ , der der Wirkungsquerschnitt zuzuordnen ist.

Es wird definiert:

$$\tilde{\sigma}_{\text{gem}}(\tilde{W}) = \frac{\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} \tilde{\sigma}_{\text{gem}}(\theta, \phi, W) \cdot f(\theta, \phi, W) d\Omega dW}{\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} f(\theta, \phi, W) d\Omega dW} \quad (\text{II.1})$$

Dabei ist  $f(\theta, \phi, W)$  eine Akzeptanzfunktion, die zwischen 0 und 1 liegt und die Wahrscheinlichkeit angibt, mit der ein Teilchen (mit  $\theta, \phi, W$ ) durch alle Zähler im Spektrometer läuft. Das Integral im Zähler von (II.1) ist proportional der gemessenen Zählrate

$$\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} \tilde{\sigma}_{\text{gem}}(\theta, \phi, W) f(\theta, \phi, W) d\Omega dW = K \cdot N_{\text{gem}}$$

$K$  ist ein Faktor, der sich aus den bekannten Größen Targetlänge  $T_1$ , Lohschmidtsche Zahl  $L$ , Wasserstoffdichte  $\rho$ , Atomgewicht des Wasserstoffs  $H$ , im Faraday-Käfig akkumulierte Ladung  $Q$  und der elektrischen Elementarladung  $e$  zusammensetzt:

$$K = \left(\frac{e}{Q}\right) \times \left(\frac{H}{\rho \cdot L \cdot T_1}\right)$$

$N_1 = \left(\frac{e}{Q}\right)^{-1}$  ist die Zahl der einfallenden Elektronen,

$N_2 = \left( \frac{H}{g \cdot L \cdot T_e} \right)^{-1}$  ist die Zahl der Protonen pro Einheitsfläche im Wasserstofftarget.

Gibt man  $Q$  in  $\mu C$ ,  $T_1$  in cm, den Raumwinkel in sterad und  $W$  in GeV an, so ist:

$$K = \frac{3.7867 \cdot 10^{-3}}{Q \cdot T_e}$$

und die Einheit des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts  $\frac{d\sigma}{d\Omega dE}$  ist  $\left[ \frac{nb}{\text{GeV} \cdot \text{ster}} \right]$ .

Den Nenner der Gleichung (II.1) berechnet man mit dem Monte-Carlo-Programm:

Es wird angesetzt

$$R_1 = \frac{\sum_{N_{akz}} \frac{1}{\sigma_i(\theta, \phi, w)}}{\sum_{N_{tot}} \frac{1}{\sigma_i(\theta, \phi, w)}} = \frac{\sum_{N_{tot}} \frac{f_i(\theta, \phi, w)}{\sigma_i(\theta, \phi, w)}}{\sum_{N_{tot}} \frac{1}{\sigma_i(\theta, \phi, w)}}$$

Da für die Zählraten gilt

$$N = \int \sigma(\theta, \phi, w) d\Omega dW,$$

kann man bei großen Zählraten  $N$  die Summen in  $R_1$  in Integrale umschreiben. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} R_1 &= \frac{\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} \sigma(\theta, \phi, w) \frac{f(\theta, \phi, w)}{\sigma(\theta, \phi, w)} d\Omega dW}{\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} \sigma(\theta, \phi, w) \frac{1}{\sigma(\theta, \phi, w)} d\Omega dW} \\ &= \frac{\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} f(\theta, \phi, w) d\Omega dW}{\Delta\Omega_0 \Delta W} \end{aligned}$$

Es ist also  $\int_{\Delta\Omega_0, \Delta W} f(\theta, \phi, w) d\Omega dW = R_1 \Delta\Omega_0 \Delta W = K'$ .

$R_1$  wird im Monte-Carlo-Programm berechnet, indem die Gewichte  $\frac{1}{\sigma_i}$  der einzelnen Monte-Carlo-Ereignisse getrennt für die  $N_{akz}$  akzeptierten Teilchen und die  $N_{tot}$  Versuche aufsummiert werden.  $\Delta\Omega_0$  und  $\Delta W$  waren vorgegeben.

Es muß jetzt noch der Wert  $W$  gefunden werden, dem der gemessene Wirkungsquerschnitt zuzuordnen ist. Dazu definiert man für den theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitt:

$$\sigma_{\text{theor}}(\tilde{W}) = \frac{\int_{\Delta\Omega_0 \Delta W} \sigma(\theta, \phi, W) f(\theta, \phi, W) d\Omega dW}{\int_{\Delta\Omega_0 \Delta W} f(\theta, \phi, W) d\Omega dW}$$

Der Nenner ist gleich dem von (II.1), der Zähler wird hier ebenfalls mit dem Monte-Carlo-Programm berechnet. Man bildet

$$R_2 = \frac{N_{\text{akz}}}{\sum_{N_{\text{tot}}} \frac{1}{\sigma(\theta, \phi, W)}} = \frac{\int_{\Delta\Omega_0 \Delta W} \sigma(\theta, \phi, W) f(\theta, \phi, W) d\Omega dW}{\int_{\Delta\Omega_0 \Delta W} d\Omega dW}$$

Es ergibt sich

$$\int_{\Delta\Omega_0 \Delta W} \sigma(\theta, \phi, W) f(\theta, \phi, W) d\Omega dW = R_2 \Delta\Omega_0 \Delta W.$$

$R_2$  erhält man wieder aus dem Monte-Carlo-Programm, und es ist

$$\sigma_{\text{theor}}(\tilde{W}) = \frac{R_2}{R_1}.$$

Man kann  $\tilde{W}$  für diesen Wirkungsquerschnitt sofort der gegebenen Tabelle der theoretisch berechneten Wirkungsquerschnitte entnehmen.

So wurde für jedes Element der Hodoskope bei jeder Einfallensenergie und jeder Spektrometereinstellung das  $k/k'$  und das  $\tilde{W}$  berechnet. Damit lassen sich sofort aus den Zählraten die Wirkungsquerschnitte und deren Zuordnung zu den invarianten Massen  $W$  angeben.

Die mit dem Programm erhaltenen Verteilungen im Hodoskop stimmten im Verlauf gut mit den gemessenen überein.

## ANHANG III

### Das Programmsystem "EXSYS"

Das während des Experimentes benutzte Programm ist für mehrere andere Experimente (17), (29), (30) ebenfalls verwendet worden. Das war möglich, weil das Programm von vornherein so konzipiert war, daß es leicht abzuändern und an die jeweilige Apparatur anzupassen war. Teile des Programms wurden aus einem Vorläufer des jetzigen Programms übernommen (28) und werden deshalb hier nur erwähnt und nicht noch einmal beschrieben. Auch werden zum Teil in Ref. (28) definierte Ausdrücke ohne erneute Definition übernommen.

#### III.1 Aufbau des Steuerungssystems

Bevor auf die Einzelheiten des Programms, speziell der Datenauslese und -sicherung eingegangen wird, soll zunächst kurz der Aufbau des Steuerungssystems beschrieben werden (Abb. 30).

Die Rechenmaschine PDP 8I mit 16k 12-Bit-Worten hat zunächst die bei DESY für "on-line"-Maschinen übliche Peripherie. Das sind ein Sichtgerät, ein Fernschreiber und eine IBM-Schreibmaschine. Durch einen Kanal-Multiplexer sind drei Kanäle mit der Rechenmaschine verbunden. Über den einen sind 4 Bandeinheiten (DECTAPES) angeschlossen, der zweite wird für die on-line-Verbindung zur IBM benutzt und der dritte zum Einlesen der Daten.

Der Datenpfad zur IBM (31) führt vom Kanal der PDP über einen "Sub-Multiplexer" zunächst zum "DESY-Multiplexer", an dem alle Kleinrechner angeschlossen sind. Die Kontroll-Informationen laufen dann über den DCF (Direct-Control-Feature)-Multiplexer zur IBM, die Daten über die Ferndateneinheit 2701 und den IBM-Multiplex-Kanal. Es kann wahlweise die IBM 360/75 oder die IBM 360/65 angeschlossen werden, so daß mit großer Wahrscheinlichkeit immer ein Großrechner während des Experimentes zur Verfügung steht.

Der Kanal für die Datenauslese ist über einen Multiplexer mit der schnellen Elektronik verbunden (in Kap. 2.5. beschrieben). Vier elektronische Baugruppen ("Interface") in der Rechenmaschine

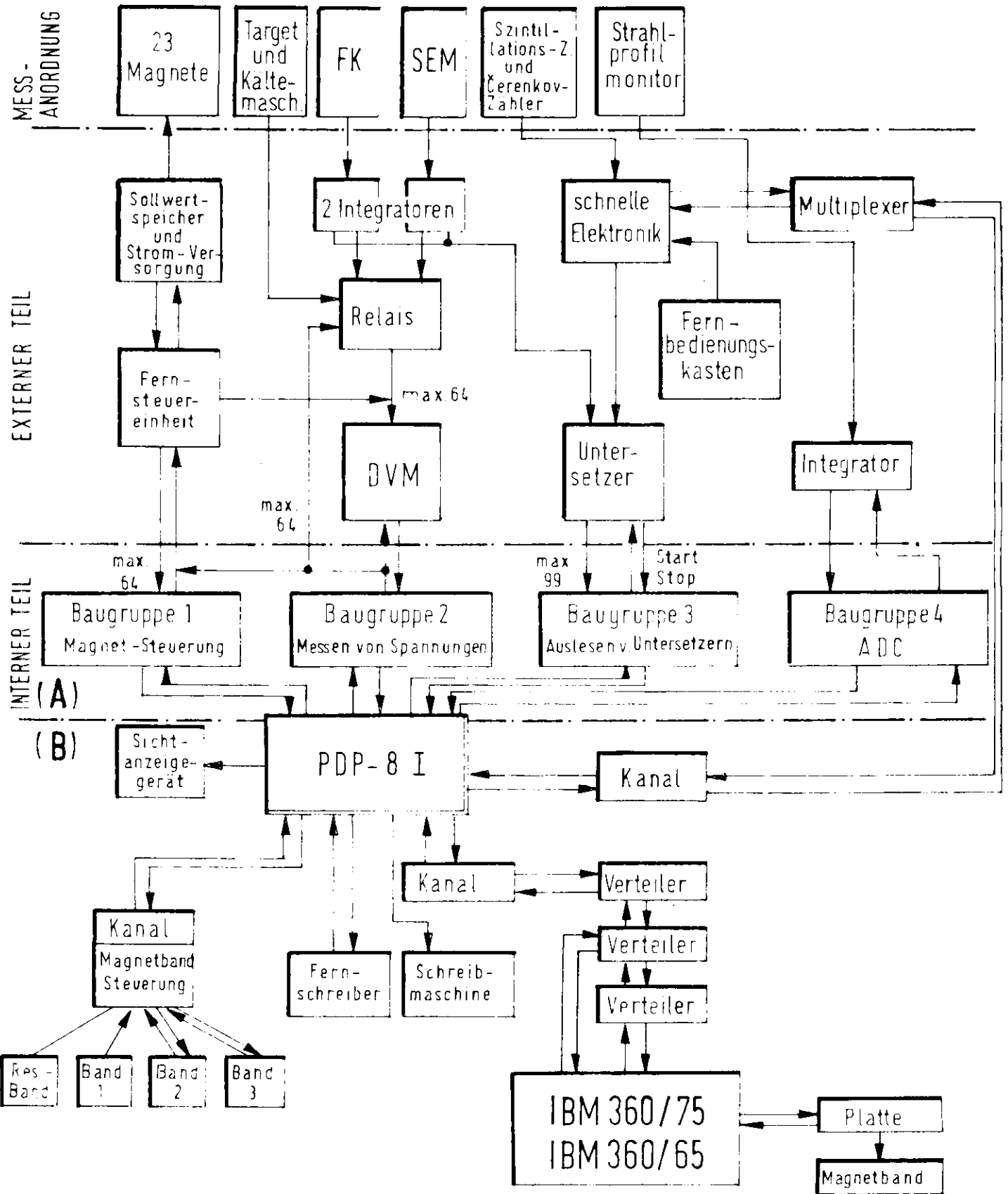


Abb.30 Aufbau des Steuerungs-Systems



stellen die Verbindung zur Meßanordnung her.

Über Baugruppe 1 und die daran angeschlossenen Fernsteuer-  
ereinheiten, Sollwertspeicher und Stromversorgungsgeräte kön-  
nen die 23 Magnete gesteuert werden. Während dieses Experimen-  
tes wurden nur die Magnete in den Spektrometern von der PDP  
eingestellt, die des Transportsystems manuell.

Über die Baugruppe 2 gelangen die mit einem DVM an Meß-  
widerständen gemessenen Spannungen der Magnete, des Targets,  
der Kältemaschine und die Restspannungen des Faraday-Käfigs  
und des Sekundäremissionsmonitors in die Rechenmaschine.

Baugruppe 3 dient dem Starten und Stoppen der schnellen  
Elektronik und dem Auslesen der Untersetzer.

Der Strahlpositionsmonitor wird über Baugruppe 4 ausge-  
lesen. Dazu werden die durch die integrierten Ladungsverluste  
entstandenen Spannungen der einzelnen Streifen nacheinander  
auf einen ADC geschaltet, der in dieser Baugruppe enthalten  
ist.

### III.2 Aufbau des Programmsystems "EXSYS"

Das Programm "EXSYS" für die PDP benutzt das Verwaltungs-  
programm "SUPERVISOR" (32), das dazugehörige Programm in der  
IBM verwendet das Verwaltungsprogramm "PDA-on-line-SUPERVISOR"  
(31).

Der 16k große Kernspeicher der PDP 8I ist in 4 "Bänke"  
zu je 4k (Nr. 0 bis 3) unterteilt, und die wiederum in je  
32 Seiten. Die Bank 0 steht für das Programm zur Verfügung,  
die anderen drei Bänke werden als Puffer benötigt. Da das  
erforderliche Programm nicht in die Bank 0 paßt, mußte es in  
Segmente unterteilt werden, die einzeln geladen werden können  
und jeweils verschiedenen Aufgaben dienen.

Die Unterteilung ist wie folgt:

Bank 0	Seite	1	für Programm-Marken,
	Seite	2-11	Untersegmente, die ausgewechselt werden,
	Seite	12-23	Hauptsegment, das immer im Kernspeicher bleibt,
	Seite	24-32	SUPERVISOR,
Bank 1	bis Bank 3		Puffer.



Von den wichtigsten Teilprogrammen sollen in den nächsten Abschnitten einige Einzelheiten genannt werden.

### III.2.1. Starten und Stoppen des Programmsystems

Beim Laden des Programms "EXSYS" vom Magnetband in den Kernspeicher der PDP wird der Zustand des Programms wieder hergestellt, in dem das Programm vor dem letzten Stoppen war, d.h. durch verschiedene Parameter an die damalige Apparatur angepaßt. Das ist sinnvoll, weil der Aufbau sich von einer Messung zur nächsten meist nur wenig ändert und deshalb nur einige Parameter im Programm geändert, nicht aber alle neu eingegeben werden müssen.

Erreicht wird dies dadurch, daß von allen Puffern und Parametern stets eine Kopie auf einem zweiten Magnetband aufbewahrt wird, die beim Starten eingelesen und im Kernspeicher an die richtigen Stellen geschrieben wird. Außerdem wird beim Starten automatisch das Gegenprogramm in der IBM geladen, und ihm werden die gültigen Parameter mitgeteilt. Erst danach können die Programme zur Datenauslese und Überwachung initialisiert werden.

Voraussetzung für diese Art des Programmstarts ist, daß das Programm über den Fernschreiber immer definiert gestoppt wird, wobei alle Parameter und Puffer auf das zweite Band kopiert werden. Es ist im Programm sichergestellt, daß das Stoppen erst dann erfolgen kann, wenn alle Daten aus dem Kernspeicher auf einen Datenträger kopiert sind. Man ist also sicher, daß keine Daten durch das Stoppen verlorengehen können. Wird das Stoppen nicht ordnungsgemäß durchgeführt, läßt sich das Programm nicht mehr mit der normalen Prozedur starten, damit evtl. noch Daten gerettet werden können, die sonst verloren wären.

### III.2.2. Verkehr mit der IBM

Beim Verkehr mit der IBM wird immer vorausgesetzt, daß die PDP zuerst zur IBM überträgt, und dann auf jeden Fall eine Übertragung in anderer Richtung erfolgt. Wie oft eine solche Verbindung PDP-IBM hergestellt werden kann, hängt davon ab, wieviele andere Benutzer gleichzeitig Zugriff zur IBM haben wollen. Die Reaktionszeiten liegen etwa zwischen 60 ms und 6 sec.

Bei der Übertragung zur IBM gibt man in der PDP an, aus welchem Kernspeicherbereich übertragen werden soll. Da auf der IBM-Seite nicht bekannt ist, welche Daten als nächstes übertragen werden, müssen die Daten selbsterklärend sein, was durch einen Code in den ersten beiden Wörtern des übertragenen Puffers erreicht wird. Diese Codes teilen dem IBM-Programm mit, für welches Teilprogramm die Daten bestimmt sind. Ist das Teilprogramm nicht in dem gerade geladenen Segment, werden die Daten auf einer Platte zwischengespeichert, und das andere Segment wird geladen.

Nach Ausführung des Teilprogramms wird die Rückübertragung ausgelöst. In der PDP muß dabei bekannt sein, wohin die eintreffenden Daten gelangen sollen. Die ersten beiden Wörter der Datenpuffer dienen wieder der Kommunikation zwischen den beiden Programmen: Sie enthalten Fehlercodes, die auf dem Sichtgerät der PDP angezeigt werden und mitteilen, ob z.B. Grenzen von irgendwelchen Werten überschritten wurden, ob Parameter unsinnig sind oder ob elektronische Fehler bei der Übertragung und Datensicherung auftraten.

Negative Fehlercodes zeigen den unplanmäßigen Abbruch des Programms in der IBM aufgrund von Programmierfehlern an. Dann wird die IBM-Verbindung unterbrochen und ein evtl. Meßlauf sofort automatisch gestoppt. Wenn die IBM ausgefallen ist, kann das Unterbrechen der IBM-Verbindung auch über den Fernschreiber geschehen. Die restlichen Daten des Meßlaufs, die noch nicht zur IBM gelangt sind, werden auf das zweite Magnetband kopiert und sobald die IBM wieder über den Fernschreiber angehängt wird, übertragen. Damit wird erreicht, daß nur vollständige Meßläufe (d.h. einschließlich der Inhalte der Untersetzer) auf Platte und Magnetband gelangen.

### III.2.3. Überwachen der Magnete und des Targets

Alle 3 Minuten wird ein Programm durchlaufen, das die Spannungen an den Meßwiderständen der Magnete, am Target und an der Kältemaschine ausliest. Das Programm wird durch das Einstellen der Magnete bzw. durch einmaliges Auslesen der Spannungen am Target (Aufforderung über den Fernschreiber) gestartet. Über den Fernschreiber kann das Überwachen insgesamt oder für einzelne Teile des Aufbaus (z.B. ein Spektrometer) unterdrückt werden. Auch lassen sich die Toleranzgren-

zen bei der Überwachung festlegen (0.02% oder 1%). Für jeden Meßlauf werden die Sollwerte und die minimalen und maximalen während des Meßlaufs gemessenen Werte der jeweiligen Spannungen zusammen mit den Daten zur späteren Auswertung auf einem Magnetband aufbewahrt.

#### III.2.4. Eingabe von Parametern

Das Programm ist dadurch so flexibel und dem jeweiligen experimentellen Bedingungen anpaßbar, daß es durch verschiedene Parameter gesteuert werden kann. Diese Parameter werden über den Fernschreiber eingegeben und unterteilen sich in 3 Gruppen:

1. Es gibt Parameter, die angeben, welche Daten eingelesen werden und was mit ihnen geschehen soll. Beim Starten eines Meßlaufs über den Fernbedienungskasten (Abb. 30) werden überhaupt keine Daten in die PDP eingelesen. Wird über den Fernschreiber gestartet, werden auf jeden Fall die einzelnen Ereignisse in den Kernspeicher eingelesen.

Über den Parameter "S" wird angegeben, ob am Ende des Meßlaufs außerdem die Untersetzer ausgelesen werden sollen.

Der Parameter "I" gibt an, ob die eingelesenen Daten zur IBM transferiert werden sollen.

Parameter "T" legt fest, ob die Daten auf Magnetband aufbewahrt werden sollen.

Mit Parameter "P" wird angegeben, ob der Strahlpositionsmonitor ausgelesen werden soll.

Diese Flexibilität in der Datenauslese ist notwendig, weil beim Einschalten der Apparatur zunächst immer viele Meßläufe gemacht werden müssen, mit denen nur die Funktionsfähigkeit der Apparatur überprüft wird, die aber noch keine Daten für die jeweilige physikalische Fragestellung liefern.

2. Eine weitere Gruppe von Parametern gibt an, welche Teile der Apparatur angeschlossen sind. Daraus ergibt sich, welche Wörter der einzelnen eingelesenen Ereignisse sinnvolle Informationen enthalten und welche nicht. Beim Komprimieren der Daten werden die Wörter ohne Bedeutung verworfen. Es gibt folgende

Parameter, die angeben, ob

"K" das Kleinwinkelspektrometer angeschlossen ist,  
(die Daten stehen in 7 Wörtern des Ereignisses)

"G" das  $86^\circ$ -Spektrometer angeschlossen ist,  
(ebenfalls 7 Wörter)

"N" der Rückstoßarm <sup>(29)</sup> angeschlossen ist.  
(23 Wörter. Die jetzt noch fehlenden 3 Wörter (insgesamt  
40) enthalten allgemeine Information, die immer benötigt wird).

Die Parameter der Gruppen 1 und 2 definieren den sogenannten  
"Typ des Meßlaufs".

3. Mit der dritten Gruppe von Parametern wird die Voranalyse  
gesteuert. Dazu werden die einzelnen gewünschten Bedingungen  
für die verschiedenen Arme der Apparatur vorgegeben.

a. Kleinwinkelspektrometer A = 0 heißt  $\overline{C1}$  gefordert. (z.B. Pro-  
tonen)

A = 1 C1 (Elektronen)

A = 2  $\overline{C1C2}$  (z.B. Pionen)

b.  $86^\circ$ -Spektrometer B = 0  $\overline{C3}$  (z.B. Pionen)

B = 1 C3 (Elektronen)

c. Rückstoßarm C = 0 heißt Koinzidenz zwischen Rückstoß-  
arm und Kleinwinkelspektrometer

C = 1 heißt Koinzidenz zwischen Rückstoß-  
arm und  $86^\circ$ -Spektrometer

### III.2.5. Steuerung der Elektronik

Über den Fernschreiber kann die Elektronik für einen  
Meßlauf gestartet werden. Der Meßlauf kann von hier aus auch  
unterbrochen werden.

Gestoppt wird die Elektronik auf verschiedene Weise:

1. Durch den Faraday-Käfig, wenn dieser eine vorgegebene Ladung  
akkumuliert hat,
2. über den Fernbedienungskasten durch den Experimentator,
3. automatisch, wenn ein Magnet ausfällt,
4. automatisch, wenn das Gegenprogramm in der IBM nicht mehr zur  
Verfügung steht.

Das Programm kann bezüglich der Datenauslese in 4 Zuständen  
sein: Einlesen von einzelnen Ereignissen, Einlesen der Inhalte  
der Untersetzer, Meßlauf unterbrochen, kein Meßlauf. Der jewei-

lige Zustand wird dem Experimentator immer auf dem Sichtgerät mitgeteilt.

### III.2.6. Datenauslese und -sicherung

Das Einlesen aller Daten in die PDP erfolgt mit den drei Programmen "INIT", "DATASK" und "ESP", die alle miteinander kommunizieren (Abb. 31). INIT wird gleich nach dem Laden des Programms EXSYS gestartet und wartet dann (WAIT ECBA) darauf, daß es über den Fernschreiber in Gang gesetzt wird. Ist das geschehen, startet es ESP (ATTACH ESP), das sofort in den Wartezustand auf ECBB geht, und DATASK (DQUEUE QCBA).

Mit DATASK werden die einzelnen Ereignisse eingelesen, jeweils 50 in eine Bank. Die Puffer in den 3 Bänken sind so angeordnet, daß die Adressierung innerhalb der Bänke für alle Bänke gleich ist. Dadurch braucht man den Code des Einleseprogramms nur einmal im Kernspeicher zu halten und kann über 3 Kontrollblöcke (T1 bis T3) steuern, auf welche Bank die eintreffenden Daten gelesen werden sollen. Die Kontrollblöcke stehen hintereinander in der Warteschlange (QUEUE QCBA).

Ist ein Ereignisblock von 50 Ereignissen in die PDP eingelesen und zur IBM abgeschickt, so stellt sich durch das QUEUE QCBA im Programm der entsprechende Kontrollblock wieder hinten in der Schlange an. Dadurch wird erreicht, daß die Bänke kontinuierlich im steten Wechsel benutzt werden. Außerdem erreicht man durch dieses Warteschlangenprinzip, daß erst dann Daten auf die nächste Bank gelesen werden können, wenn der Puffer der vorigen Bank gefüllt ist, und alle zugehörigen programmorganisatorischen Dinge erledigt sind (DQUEUE QCBA). Da das bereits geschehen ist, bevor die Daten zur IBM gelangen, wird die nächste Bank in diesem Moment schon für die Datennahme freigegeben, die Daten der vorherigen Bank werden inzwischen zur IBM übertragen. Die IBM-Verbindung ist dabei durch eine weitere Warteschlange geschützt (QCBD), durch die dafür gesorgt wird, daß auch hier Bank für Bank in der gleichen Reihenfolge abgearbeitet wird. Über QCBD kommuniziert DATASK mit dem Programm INIT, damit sichergestellt wird, daß der Datenblock mit den Inhalten der Untersetter immer als letzter des jeweiligen Meßlaufs zur IBM gelangt. Hierbei, wie auch bei anderen Gelegenheiten, sind die Prioritäten der einzelnen Programme (3 ist die höchste) von entscheidender Bedeutung.

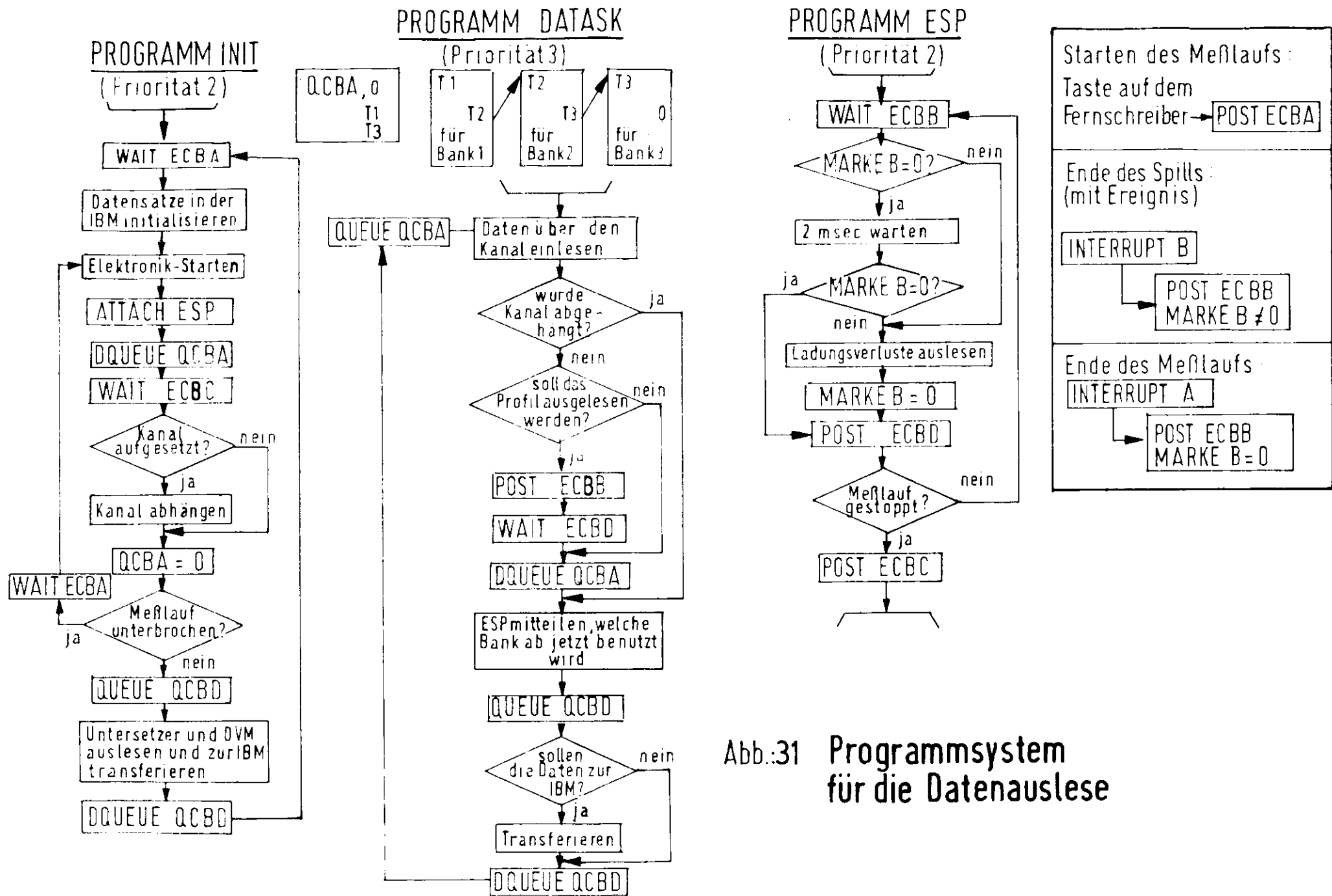


Abb.:31 Programmsystem für die Datenauslese



Das Programm ESP dient dem Auslesen der Ladungsverluste an den 10 Streifen im Strahlpositionsmonitor. Die Schwierigkeit ist, daß die dabei auszulesenden Spannungen erst nach dem Ende des Spills anstehen, das entsprechende Ereignis aber bereits zu Beginn des Spills eingetroffen sein kann. Außerdem können mehrere Ereignisse in einem Spill auftreten, der Strahlpositionsmonitor kann aber nur einmal pro Spill ausgelesen werden.

Das Programm kann auf drei verschiedene Arten in Gang gesetzt werden (mit POST ECBD). Die MARKE B gibt innerhalb des Programms darüber Aufschluß.

1. Normalerweise erfolgt am Ende eines Spills, in dem ein Ereignis auftrat, ein INTERRUPT A in der PDP. Dadurch wird ESP in Gang gesetzt, es werden die 10 Ladungsverluste ausgelesen, und ESP geht wieder in den Wartezustand.
2. Ist nach einem Ereignis der Puffer einer Bank gefüllt, so wird ESP von INIT gerufen. Nach 2 msec Wartezeit (Länge des Spillgates) ist dann der INTERRUPT A eingetreten, und es wird ausgelesen.
3. Wird der Meßlauf gestoppt, so trifft ein anderer INTERRUPT B ein, der ebenfalls ESP in Gang setzt. Nach 2 msec Wartezeit wird geprüft, ob auch INTERRUPT A eingetreten ist. Je nachdem wird dann ausgelesen oder nicht, und das Programm ESP endet, wobei es INIT über ECBC vom Ende des Meßlaufs unterrichtet.

INIT hängt dann den für eine Bank aufgesetzten Datenkanal von der Verbindung zur Experiment-Elektronik ab, unterbricht die Warteschlange für das Dateneinlesen ( $QCBA = 0$ ), liest die Inhalte der Untersetzer aus und transferiert sie zur IBM und wartet dann wieder auf das Starten über den Fernschreiber.

Die Zuordnung der Ereignisse und Strahlprofile erfolgt dadurch, daß in jedem Ereignis ein Bit anzeigt, ob dieses Ereignis das erste in einem Spill ist. Ereignisse mit diesem Bit = 0 haben deshalb das gleiche Profil wie das vorhergehende Ereignis.

Die Strahlprofile werden in der jeweiligen Bank in einem Bereich direkt hinter dem für die Ereignisse gespeichert. So kann der Inhalt beider Speicherbereiche mit einer einzigen Übertragung zur IBM geschickt werden. Am Anfang eines jeden solchen übertragenen Datenpuffers sind neben dem zur Erkennung

in der IBM notwendigen Code eingetragen:

1. Der Typ des Meßlaufs

Dadurch ist in der IBM bekannt, was mit den Daten geschehen soll, und wie sie komprimiert werden können.

2. Die Nummer des Datenpuffers

Die Numerierung beginnt jeweils mit dem ersten Datenpuffer eines Meßlaufs. Mit ihr läßt sich feststellen, ob Daten fehlen oder doppelt vorhanden sind. Die Nummer des jeweiligen Meßlaufs steht im letzten Datenblock bei den Inhalten der Untersetzer.

3. Die Zahl der Ereignisse in diesem Datenpuffer

Die Zahl ist gewöhnlich 50, im letzten Datenpuffer und bei Unterbrechungen aber auch kleiner. Die Gesamtzahl der Ereignisse eines Meßlaufs wird mit dem Inhalt von verschiedenen Untersetzern auf Konsistenz geprüft.

Da nach jedem Aufruf der IBM die Möglichkeit besteht, daß von einem anderen Kleinrechner aus die on-line-Verbindung benutzt, d.h. das eigene Programm überladen wird, müssen immer alle Zwischenergebnisse der Voranalyse auf einer Platte zwischengespeichert (sog. STATUS-Datensatz) und alle Daten sofort abgespeichert werden. Dafür steht ein großer Datensatz zur Verfügung, in dessen erster Teil der STATUS steht. Der Rest des Datensatzes ist in zwei Puffer unterteilt, die je 40 000 Ereignisse fassen, und von denen immer einer gefüllt wird, während der andere auf das Magnetband kopiert werden kann. Die Verwaltung des Datensatzes erledigt das on-line-Programm (in Fortran mit direct access).

Da der Datensatz sehr groß ist (40 Cylinder), wird er nur während der Meßschichten requiriert und anschließend sofort wieder freigegeben. In den Pausen zwischen den Schichten existiert dann nur der STATUS zu Testzwecken (6 tracks).

Je nach Datenrate dauert die Füllung eines Datenpuffers eine halbe Stunde bis zu einem Tag. Dann wird der nächste Datenpuffer freigegeben, und der Operateur an der IBM bekommt über sein Sichtgerät die Aufforderung zum Starten des off-line-Jobs DUMP (Das gleiche kann auch von der PDP aus veranlaßt werden). Über den STATUS, zu dem beide Programme Zugriff haben (DISP = SHR), wird mitgeteilt, welcher Teil des Datensatzes durch das Programm

DUMP auf ein Magnetband kopiert werden soll. In diesem Programm erfolgt die Datenreduktion, die vorher nicht notwendig und auch nicht sinnvoll ist, weil sie das on-line-Programm verlangsamen würde (diese Aussage gilt nicht allgemein sondern speziell in diesem Programmsystem). Die Reduktion richtet sich nach den Parametern K, G, N und P, die vorne in jedem Block von 50 Ereignissen stehen (Typ des Meßlaufs).

Die so entstandenen Rohdatenbänder werden aufbewahrt. Die physikalische Auswertung erfolgt mit Kopien dieser Bänder. Beim Kopieren werden dabei gleich die physikalisch wertlosen Meßläufe weggelassen, und die Meßläufe werden evtl. in eine andere Reihenfolge auf dem Band gebracht. Da in den Auswertprogrammen (Fortran-Programme) für die Einlesebefehle immer bekannt sein muß, wie lang die einzelnen einzulesenden Datenblöcke sind, diese aber durch die Reduktion eine variable Länge haben, wird das Kopieren auch noch dazu benutzt, in jeden Datenblock zu schreiben, wie lang der nächste Datenblock ist. In jedem Meßlauf wird eingetragen, welche Nummer der folgende hat. Auf diese Weise ist garantiert, daß die Bänder beim Auswerten nicht dauernd zurückspulen müssen.

Gelesen werden die Daten mit der Subroutine GETEV, die automatisch den angegebenen Meßlauf auf dem Band sucht, und dann bei jedem Aufruf in einem COMMON jeweils das nächste Ereignis mit problemorientierten Namen (z.B. Z1, S3, ADC1 usw.) im Auswertprogramm zur Verfügung stellt.

Ein Benutzer dieses Programmsystems muß also nur wissen, wie er seine Apparatur über den Fernschreiber steuern kann, und ihm müssen das Format und die Konventionen der Subroutine GETEV bekannt sein. Weitere Einzelheiten des Programmsystems braucht er nicht zu kennen.

### III.2.7. Voranalyse während der Messungen

Wegen der Kompliziertheit der Apparatur und außerdem wegen der Menge der benutzten Elektronik, ist es dem Experimentator praktisch unmöglich, kontinuierlich die Funktionsfähigkeit der einzelnen Elemente zu überprüfen. Diese Arbeit wurde der Rechenmaschine übertragen, weil diese sinnvolle Konsistenzprüfungen automatisch machen und die Funktionsfähigkeit vieler Elemente zusammengefaßt in Histogrammen und Matrizen übersicht-

lich auf dem Sichtgerät darstellen kann. Außerdem werden nach einer vorläufigen Auswertung Zählraten und Verteilungen (z.B. im Winkel und Impuls) für die verschiedenen physikalisch interessanten Reaktionen angezeigt. Im vorliegenden Programmsystem gibt es dabei 30 verschiedene aus Texten und Histogrammen aufgebaute Bilder. Man kann sie entweder für den gerade laufenden Meßlauf erhalten, (dann wird das jeweilige Bild bei jedem IBM-Aufruf auf den neuesten Stand gebracht) oder man kann die Bilder der letzten 5 Meßläufe, definiert durch eine relative Meßlaufnummer, anzeigen und auf der Schreibmaschine ausdrucken. Alle dazu notwendigen Zahlen stehen im STATUS in der IBM, wo auch die anzuzeigenden Texte (Subroutine CORE) und Histogramme (Subroutine HISTO) so vorbereitet werden, daß in der PDP nur ein sehr kurzes Programm zur Steuerung des Sichtgerätes bzw. der Schreibmaschine notwendig ist. Die bei der PDP eintreffenden Daten für die Anzeige sind durch wenige Codes selbsterklärend, damit bei Änderungen nur das Fortran-Programm in der IBM geändert werden muß.

Literaturverzeichnis:

1. W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, U. Meyer-Berkhout, W. Schmidt, V. Walther, and G. Weber  
Phys. Letters 27B, 660 (1968).
2. W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, U. Meyer-Berkhout, W. Schmidt, V. Walther, and G. Weber  
Phys. Letters 28B, 148 (1968).
3. W. Bartel, Dissertation,  
Interner Bericht DESY F22-69/3 (1969).
4. R.N. Cahn, Y.S. Tsai  
SLAC-PUB-722 (1970).
5. J.R. Chen, J. Sanderson, J.A. Appel, G. Gladding, M. Coitein, K. Hanson, D.C. Imrie, T. Kirk, R. Madaras, R.V. Pound, L. Price, R. Wilson, and C. Zajde  
Phys. Rev. Letters 21, 1279 (1968).
6. S. Rock, M. Borghini, O. Chamberlain, R.Z. Fuzesy, C.C. Morehouse, T. Powell, G. Shapiro, E. Weisberg, R.L.A. Cottrell, J. Litt, L.W. Mo, and R.E. Taylor  
Phys. Rev. Letters 24, 743 (1970).
7. T. Powell, M. Borghini, O. Chamberlain, R.Z. Fuzesy, C.C. Morehouse, S. Rock, G. Shapiro, H. Weisberg, R.L.A. Cottrell, J. Litt, L.W. Mo, and R.E. Taylor  
Phys. Rev. Letters 24, 753 (1970).
8. J.C. Bizot, J.M. Buon, J. Lefrancois, J. Perez-V-Jorba, and P. Roy  
Phys. Rev. 140B, 1387 (1965).
9. J. Mar, B.C. Barish, J. Pine, D.H. Coward, H. DeStaebler, J. Litt, A. Minten, R.E. Taylor, and M. Breidenbach  
Phys. Rev. Letters 21, 482 (1968).
10. R.L. Andersson, B. Borgia, G.L. Cassiday, J.W. DeWire, A.S. Ito, and E.C. Loh  
Phys. Rev. Letters 17, 407 (1966),  
Phys. Rev. 166, 1336 (1968).
11. W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, R.J. Morrison, W. Schmidt, V. Walther, and G. Weber  
Phys. Letters 25B, 242 (1967).
12. B. Bouquet, D. Benaksas, E. Grosstete, B. Jean-Marie, G. Parrou, J.P. Poux, and R. Tchapoutian  
Phys. Letters 26B, 173 (1968).
13. J.D. Bjorken, S.D. Drell, "Relativistische Quantenmechanik", Mannheim 1966, BI-Taschenbuch.
14. E. Ganßauge,  
Interner Bericht, DESY F21/3 (1968).

15. S.D. Drell, J.D. Walecka  
Ann. of Phys. 28, 18 (1964).
16. L.N. Hand  
Phys. Rev. 129, 1834 (1963).
17. W. Bartel, F.-W. BÜßer, W.-R. Dix, R. Felst, D. Harms,  
H. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. McElroy and G. Weber  
Phys. Letters 33B, 245 (1970).
18. W. Bartel, F.-W. BÜßer, W.-R. Dix, R. Felst, D. Harms,  
H. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. McElroy, J. Meyer and G. Weber  
Phys. Letters 35B, 131 (1971).
19. K. Bätzner, U. Beck, K.H. Becks, J. Drees, G. Knop,  
M. Leenen, K. Moser, Ch. Nietzel, and E. Schlösser  
Contribution to the International Symposium on Electron  
and Photon Interactions at High Energies, Cornell University  
(1971).
20. W. Schmidt, Dissertation  
Interner Bericht DESY F22-69/2 (1969).
21. W. Bartel, W. Kolster  
Interner Bericht DESY F22-71/1 (1971).
22. D. Harms, Dissertation  
Hamburg 1971 (unveröffentlicht).
23. K. Holm  
private Mitteilung
24. D. Harms  
Interner Bericht DESY F22-69/4 (1969).
25. W. Bartel, B. Dudelzak, H. Krehbiel, J. McElroy, U. Meyer-  
Berkhout, R. Morrison, H. Nguyen-Ngoc, W. Schmidt, K.G. Steffen,  
and G. Weber  
Nucl. Instr. and Meth. 53, 293 (1967).
26. K.G. Steffen, "High Energy Beam Optics",  
Interscience Publishers, New York (1965).
27. E. Raubold  
Interner Bericht DESY WA-71/2 (1971).
28. W.-R. Dix  
Interner Bericht DESY-F22/1 (1969).
29. W. Bartel, F.-W. BÜßer, W.-R. Dix, R. Felst, D. Harms,  
H. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. McElroy, W. Schmidt, V. Walther,  
and G. Weber  
Phys. Letters 30B, 285 (1969).
30. W. Bartel, F.-W. BÜßer, W.-R. Dix, R. Felst, D. Harms,  
H. Krehbiel, P.E. Kuhlmann, J. McElroy, J. Meyer and G. Weber  
DESY-Bericht 71/47 (1971).
31. P.E. Kuhlmann  
Interner Bericht DESY R1-71/2 (1971).

32. H. Frese  
Diplomarbeit, Hamburg (1963).
33. A. Ladage and H. Pingel  
DESY-Bericht 65/12 (1965).
34. G. Miller, Thesis  
MIT-Report 2098-635.
35. Y.S. Tsai  
SLAC-PUB-848 (1971).
36. D.R. Yennie, S.C. Frautschi, H. Suura  
Ann. Phys. 13, 379 (1961).
37. N.T. Meister and T.A. Griffy  
Phys. Rev. 133, B1032 (1964).
38. L.W. Mo and Y.S. Tsai  
Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969).
39. F. Gutbrod, D. Simon  
Nuovo Cim. 51A, 602 (1967).
40. G. v. Gehlen  
Bericht BONN UNIV PI-2-93 (1971).
41. R.A. Berg and C.N. Lindner  
Nucl. Phys. 26, 259 (1961).
42. H.L. Lynch, J.V. Allaby, and D.M. Ritson,  
Phys. Rev. 164, 1635 (1967).
43. F.W. Brasse, J. Engler, E. Ganßauge und M. Schweizer  
Nuovo Cim. 55A, 679 (1968).
44. R.H. Dalitz, D.G. Sutherland  
Phys. Rev. 146, 1130 (1966).
45. C. Bétourné, C. Feautrier, J.P. Perez-Y-Jorba, D. Treille  
Nucl. Phys. B5, 355 (1968).
46. F. Ravndal  
Phys. Rev. D4, 1466 (1971).
47. N.S. Thornber  
Phys. Rev. 169, 1069 (1968).
48. G.v. Gehlen and H. Wessel  
Bericht BONN UNIV PI-2-94 (1971).
49. F.W. Brasse, W. Fehrenbach, W. Flauger, K.H. Frank, J. Gayler,  
V. Korbel, J. May and P.D. Zimmermann  
DESY-Bericht 71/2 (1971).

50. T. Gudehus  
DESY-Bericht 63/11 (1968).
51. R.P. Feynman, M. Kislinger, and F. Ravndal  
Phys. Rev. D3, 2706 (1971).
52. A.B. Clegg  
Proceedings of the 4th International Symposium on  
Electron and Photon Interactions at High Energies,  
Liverpool (1969).
53. K. Watson  
Phys. Rev. 95, 228 (1954).
54. G.F. Chew, M.L. Goldberger, F.E. Low, Y. Nambu  
Phys. Rev. 106, 1345 (1957).
55. S. Fubini, Y. Nambu, V. Wataghin  
Phys. Rev. 111, 329 (1958).
56. U. Albrecht, F.W. Brasse, H. Dorner, W. Fehrenbach,  
W. Flauser, K.H. Frank, J. Gayler, V. Korbel, J. May,  
P.D. Zimmermann, A. Courau, A. Diaczek, J.C. Dumas,  
G. Tristram, J. Valentin, C. Aubret, E. Chazelas,  
E. CanSauge  
Nucl. Phys. B25, 1 (1971),  
Nucl. Phys. B27, 615 (1971).
57. J. Moritz, Dissertation  
Interner Bericht DESY F23-71/1 (1971).
58. F. Cutbrod  
DESY-Bericht 69/22 (1969),  
DESY-Bericht 69/33 (1969).
59. N. Muskhelishvili  
"Singuläre Integralgleichungen"  
Akademieverlag Berlin (1965).  
R. Omnès  
Nuovo Cim. 3, 316 (1953).
60. G. v. Gehlen  
Nucl. Phys. B9, 17 (1969).
61. G. v. Gehlen  
Nucl. Phys. B20, 102 (1970)  
Bericht BONN UNIV PI 2-30 (1970).



Danksagung

Herrn Professor Dr. G. Weber danke ich für sein stetes förderndes Interesse und die großzügige Unterstützung dieser Arbeit. Herr Dr. J. McElroy hat mir durch viele Gespräche und Vorschläge bei der Auswertung des Experimentes sehr geholfen, Herrn P.E. Kuhlmanns Erfahrungen waren bei der Erstellung des Programmsystems von großem Wert. Beiden Herren bin ich zu großem Dank verpflichtet.

Den anderen Mitarbeitern der Gruppe F22, Herrn Dr. U. Bartel, Dr. F.-W. Büber, R. Ehrenfort, Dr. R. Felst, Dr. D. Harms, W. Kolster, Dr. H. Krehbiel, F. Küppers und J. Meyer danke ich für die gute Zusammenarbeit und die Unterstützung bei der Durchführung des Experimentes. Den Herren J. Bech, D. Herrmann, P. Lütke und V. Masbender habe ich besonders für ihre Mitarbeit beim Lösen der technischen Probleme zu danken.

Die zuverlässige Arbeit der Synchrotron-Gruppe, des Hallendienstes, des Rechenzentrums und der Gruppe von Herrn G. Hochweller waren Voraussetzung für das Gelingen des Experimentes.

Herrn Dr. F. Gutbrod habe ich für seine Anregungen zu danken. Herrn Professor Dr. G. v. Gehlen und Herrn H. Wessel danke ich für die Durchführung der Modellrechnungen in Bonn.

Bei Frau H. Feind bedanke ich mich für das Schreiben der Arbeit und bei Herrn W. Knaut für das Anfertigen der Zeichnungen.

