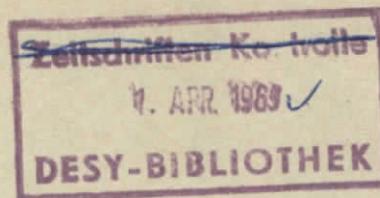


Interner Bericht
DESY F22-69/2
März 1969



Elektron-Proton-Streuexperimente zur Bestimmung des
Ladungsformfaktors $G_{EP}(q^2)$ für Viererimpulsüberträge
zwischen 0.2 und 4 $(\text{GeV}/c)^2$

von

Wilhelm Schmidt

Elektron-Proton-Streuexperimente zur Bestimmung des
Ladungsformfaktors $G_{EP}(q^2)$ für Viererimpulsüberträge
zwischen 0.2 und 4 $(\text{GeV}/c)^2$.

von

Wilhelm Schmidt

Deutsches Elektronen - Synchrotron DESY

Hamburg

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

INHALTSVERZEICHNIS

<u>Einleitung.</u>	3
1. <u>Berechnung der WQ</u>	
<u>für elastische e-p-Streuung</u>	5
1.1 Die Rosenbluth-Formel	5
1.2 Die Formfaktoren des Nukleons	6
1.3 Diskussion der Rosenbluth-Formel	8
1.3.1 Die Gültigkeit der Rosenbluth-Formel	9
1.3.2 Die Bestimmung der Formfaktoren	10
1. <u>Experimenteller Aufbau</u>	12
2.1 Prinzip der Meßanordnung	12
2.2 Der externe Elektronenstrahl	13
2.3 Das Transportsystem	14
2.4 Die Intensitätsmessung	15
2.5 Das Wasserstofftarget	15
2.6 Das Spektrometer	16
2.6.1 Der Raumwinkel	17
2.6.2 Effektive Targetgröße	18
2.7 Das Zählersystem	19
2.8 Die Zählerelektronik	20
3. <u>Auswertung und Resultate</u>	22
3.1 Berechnung des WQ	22
3.2 Korrekturen	22
3.2.1 Reelle Bremsstrahlung	22
3.2.2 Strahlungskorrekturen	23
3.2.3 Winkelkorrektur	24
3.2.4 Übersicht über weitere Korrekturen	24
3.2.5 Systematische Fehler	25
3.3 Ergebnisse	27
3.4 Berechnung der Formfaktoren	29
3.4.1 Diskussion der Ergebnisse	29
3.5 Interpretation der Formfaktoren	32
3.5.1 Randbedingungen	32
3.5.2 Das Vektor-Dominanz-Modell	32
3.5.3 Übersicht über weitere Modelle	39

3.5.4 Folgerungen	42
<u>Zusammenfassung</u>	44
<u>Anhang</u>	45
A1 <u>Definitionen</u>	45
a) Metrik	45
b) Maßsystem	45
c) Bezeichnungen	45
d) Relativistische Kinematik	46
A2 <u>Der externe Elektronenstrahl</u>	47
a) Regenerator	47
b) Ejektionsvorgang	48
c) Strahleigenschaften	50
A3 <u>Das Transportsystem</u>	52
a) Anforderungen	52
b) Optische Eigenschaften	53
c) Aufbau	55
A4 <u>Der Faraday-Käfig</u>	57
A5 <u>Das Spektrometer</u>	58
a) Dispersion	58
b) Aufbau	58
A6 <u>Datenauswahl</u>	60
<u>Formfaktortabellen</u>	63
<u>Literaturverzeichnis</u>	70

EINLEITUNG

Zu Beginn der vorliegenden Messungen waren Elektron-Proton-Streuexperimente bereits an den Beschleunigern in Orsay (1), Cambridge (2), Cornell (3) und Stanford (4) durchgeführt worden. Die Ergebnisse zeigen, daß man den differentiellen Wirkungsquerschnitt für (e-p)-Streuung durch die Rosenbluth-Formel (5) darstellen kann und daß das Proton eine elektromagnetische Struktur, d.h. Abweichungen von einer punktförmigen Verteilung der Ladung und des magnetischen Momentes besitzt. Inzwischen liegen weitere Resultate vor, die diesen Sachverhalt bestätigen (29-30,46-49).

Die Rosenbluth-Formel erhält man, wenn man die Kopplung des Elektrons an das Proton in 1. Born'scher Näherung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschreibt. Sie enthält zwei unbekannte skalare Funktionen G_E und G_M , die der Struktur des Protons Rechnung tragen und die nur vom Impulsübertrag q^2 abhängen. Man bezeichnet sie als den "elektrischen" und "magnetischen" Formfaktor des Protons. Zur Bestimmung der Formfaktoren benötigt man Messungen des (e-p)-Streuquerschnittes bei festem q^2 und mindestens zwei Streuwinkeln θ .

Die unter (1-4) genannten Messungen wurden bei Impulsüberträgen bis zu 2 (GeV/c) und Streuwinkeln größer als 60° gemacht. Der elektrische Formfaktor trägt insbesondere bei hohem q^2 und großen Streuwinkeln nur wenig zum Streuquerschnitt bei. Unter diesen Bedingungen ist seine Bestimmung aus den Messungen mit großen Fehlern behaftet. Diese Fehler verringern sich jedoch, wenn man zu kleineren Streuwinkeln übergeht.

Das Ziel dieser Arbeit war es, den elastischen Wirkungsquerschnitt für (e-p)-Streuung bis zu Impulsüberträgen von 4 (GeV/c)^2 und Streuwinkeln zwischen 10° und 20° zu messen und durch Kombination mit den Daten anderer Laboratorien bei gleichem q^2 und großem θ die Kenntnis der Formfaktoren zu verbessern. Die Messung mußte mit großer Präzision ($\Delta G/G = 5\%$) erfolgen, wenn dieses Ziel erreicht werden sollte.

Ferner wurde die Gültigkeit der Rosenbluth-Formel für höhere Impulsüberträge als bisher untersucht. Es galt die Frage zu klären, ob höhere Näherungen (Zweiphotonenaustausch) zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Zur Berechnung der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren sind in der Literatur verschiedene Modelle vorgeschlagen worden. Die Vorhersagen einiger Modelle wurden mit den vorhandenen Meßdaten verglichen.

1. BERECHNUNG DES WQ FÜR ELASTISCHE
ELEKTRON-PROTON-STREUUNG

1.1 Die Rosenbluth-Formel.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt (WQ) für die elastische Elektron-Proton-Streuung wird durch die sog. Rosenbluth-Formel (5) beschrieben. Diese Formel wurde im Jahre 1950 von Rosenbluth mit Hilfe der Dirac'schen Theorie abgeleitet und steht auch heute noch mit den experimentellen Ergebnissen in Einklang. Die physikalischen Voraussetzungen der Formel werden kurz skizziert und es wird diskutiert, wie die Rosenbluth-Formel experimentell überprüft werden kann. Bei der Ableitung der Rosenbluth-Formel werden folgende Annahmen gemacht.

- 1.) Der (e-p)-Streuprozess wird durch reine elektromagnetische Wechselwirkung beschrieben.
- 2.) Die Quantenelektrodynamik ist gültig, d.h. die Ladungsverteilung des Elektrons ist punktförmig und das Coulombgesetz gilt noch bei beliebig kleinen Abständen.
- 3.) Die Kopplung des Elektrons an das Proton wird durch den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons dargestellt. Eine Veranschaulichung des (e-p)-Streuprozesses zeigt das Feynman-Diagramm der Abb. 1.

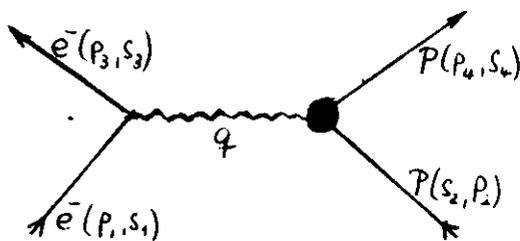


Abb. 1 Feynman-Diagramm für (e-p)-Streuung in niedrigster Ordnung.

Der "Kreis" am Protonenvertex deutet an, daß nicht bekannt ist, wie das Photon an das Proton gekoppelt ist. Mit den genannten Voraussetzungen läßt sich der Vertex durch zwei zunächst unbekannte skalare Funktionen $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$ charakterisieren, die nur vom Impulsübertrag q^2 abhängen und der

Struktur des Protons Rechnung tragen (8-11). G_E und G_M werden die Formfaktoren des Protons genannt.

Die Auswertung des Diagramms (7) in Abb. 1 führt mit Hilfe der Feynman-Regeln auf die Rosenbluth-Formel

$$(1.1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_M \cdot R = \sigma_M \left\{ \frac{G_E^2(q^2) + \tau G_M^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_M^2(q^2) \ln^2 \frac{\theta}{2} \right\}$$

mit $\tau = -q^2/4M^2$. Hierin sind M die Masse des Protons und θ der Streuwinkel des Elektrons im Laborsystem. σ_M ist der Mott-Streuquerschnitt (6)

$$(1.2) \quad \sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \theta/2}{4E_1^2 \sin^4 \theta/2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \theta/2}$$

E_1 die Energie des einfallenden Elektrons.

Die Mott-Formel beschreibt die Streuung eines relativistischen Elektrons an einem elektromagnetischen Streuzentrum der Masse M und dem Spin 0. Betrachtet man das Proton als punktförmiges Teilchen mit Spin 1/2 und anomalem magnetischen Moment μ , so erhält man für R in Gl.(1.1) den Ausdruck

$$(1.3) \quad R = 1 + \tau(1 + \tau \mu^2 + 2\tau(1 + \tau)\mu^2 \operatorname{tg}^2 \theta/2)$$

Im statischen Falle $q^2 = 0$ ergeben sich daraus die Normierungsbedingungen für die Formfaktoren

$$(1.4) \quad G_E(0) = 1 \quad G_M(0) = \mu = 2.793 e/2M$$

1.2 Die Formfaktoren des Nukleons.

Die ursprüngliche Form der Rosenbluth-Formel (6) enthält 2 Funktionen F_1 und F_2 , die man als Dirac-Pauli-Formfaktoren bezeichnet. F_1 ergibt sich aus der Dirac-Gleichung, wenn man das Proton als Dirac-Teilchen mit endlicher Ladungsverteilung ansieht. F_2 berücksichtigt die Verteilung des magnetischen Momentes (Pauli-Term in der Dirac-Gleichung (7)). Beide Funktionen treten in der Rosenbluth-Formel sowohl quadratisch als auch als gemischtes Produkt auf. Um die experimentelle Analyse zu vereinfachen, führte Sachs (10) die Linearkombinationen

$$(1.5) \quad G_E = F_1 - \tau F_2 \quad G_M = F_1 + F_2$$

ein, so daß die Rosenbluth-Formel nur noch quadratische Glieder in G_E und G_M enthält. Die Definition (1.5) führt zur Gleichheit von G_E und G_M bei dem zeitartigen Impulsübertrag

$$q^2 = 4M^2$$

$$G_E(q^2 = 4M^2) = G_M(q^2 = 4M^2).$$

Die Sachs-Formfaktoren G_E und G_M werden häufig als "elektrischer" und "magnetischer" Formfaktor des Protons bezeichnet. Diese Benennung wird deutlich, wenn man die Rosenbluth-Formel in einem speziellen Koordinatensystem, dem Breit-System (vgl. z.B. (42)), betrachtet.

In diesem System lassen sich die Formfaktoren für kleine Impulsüberträge als Fouriertransformierte der elektrischen Ladungsverteilung $\rho(r)$ und des magnetischen Momentes $\mu(r)$ interpretieren

$$G_{E,M}(q^2) = \int \frac{\rho(r)}{\mu(r)} e^{-i\vec{q}\vec{r}} d^3\vec{r}$$

und die Normierungsbedingungen (1.4) verdeutlichen.

Da die Formfaktoren skalare Größen sind, sind sie invariant gegen Lorentz-Transformationen und man kann diese Interpretation auf ein beliebiges Koordinatensystem übertragen. Für höhere Impulsüberträge ist diese Interpretation jedoch nicht mehr eindeutig, weil der Begriff der Ladungsverteilung hinfällig wird, wenn der Ladungsträger selbst eine beschleunigte Bewegung ausführt.

Die Kenntnis der Formfaktoren im Bereich kleiner Impulsüberträge $q^2 \rightarrow 0$ erlaubt eine Berechnung des mittleren quadratischen Radius der Verteilung von Ladung und magnetischem Moment

$$\langle r_{E,M}^2 \rangle = \int \frac{\rho(r)}{\mu(r)} \cdot r^2 d^3\vec{r}$$

Es besteht der Zusammenhang (1)

$$(1.6) \quad \langle r_{E,M}^2 \rangle = 6 \cdot \left. \frac{dG_{E,M}}{dq^2} \right|_{q^2=0}$$

Entwickelt man $G(q^2)$ um $q^2 = 0$ in eine Taylor-Reihe und bricht nach dem ersten Glied ab, so erhält man für kleine q^2 mit Hilfe von (1.6) die Näherungsformel

$$(1.7) \quad G_{E,M}(q^2) \approx G_{E,M}(0) + 1/6 \cdot q^2 \langle r_{E,M}^2 \rangle$$

Rosenbluth-Formel $\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} \left\{ \frac{G_e^2(q^2) + \tau \cdot G_m^2(q^2)}{1 + \tau} + 2\tau G_m^2(q^2) \text{tg}^2 \frac{\Theta}{2} \right\}$

Mott-Querschnitt $\left(\frac{d\sigma}{d\Omega}\right)_{\text{Mott}} = \left(\frac{\alpha}{2E_1}\right)^2 \cdot \frac{\cos^2 \Theta/2}{\sin^4 \Theta/2} \cdot \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \Theta/2}$

$$R = \frac{d\sigma/d\Omega}{(d\sigma/d\Omega)_{\text{Mott}}} \quad \tau = \frac{-q^2}{4M^2} \quad q^2 = -\frac{4E_1^2 \sin^2 \Theta/2}{1 + 2\frac{E_1}{M} \sin^2 \Theta/2}$$

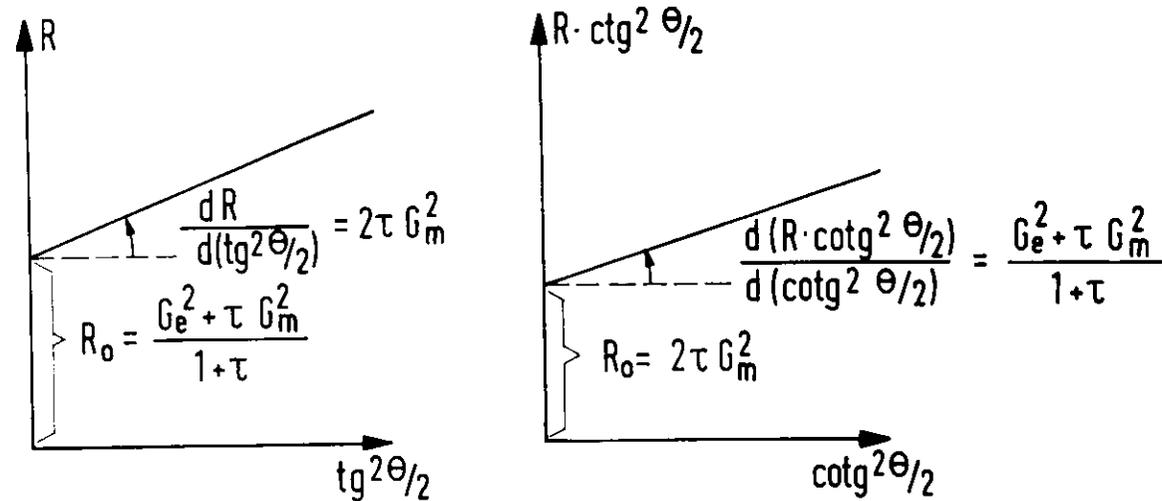


Abb.2 Rosenbluth-Formel und Rosenbluth-Geraden

Alle bisherigen Betrachtungen lassen sich in gleicher Weise auf das Neutron übertragen. Die Normierungsbedingungen der Neutron-Formfaktoren lauten in diesem Fall

$$(1.8) \quad G_E^N(0) = 0 \quad G_M^N(0) = \mu_N = -1.913e/2M$$

Die Formfaktoren des Protons und Neutrons kann man mit Hilfe des Isospin-Formalismus in einen isoskalaren und isovektoriellen Anteil aufspalten.

$$G_{E,M}^P(q^2) = G_{E,M}^S(q^2) + G_{E,M}^V(q^2)$$

$$G_{E,M}^N(q^2) = G_{E,M}^S(q^2) - G_{E,M}^V(q^2)$$

Die Einführung isoskalarer und isovektorieller Formfaktoren erscheint besonders zweckmäßig, wenn man die elektromagnetische Kopplung des virtuellen Photons an das Nukleon auf Mesonen-Resonanzen mit Spin 1 und ungerader Parität zurückführt (vgl. z.B. Hamilton (12)). Im Kapitel 3 wird die Möglichkeit untersucht, die isoskalaren und isovektoriellen Formfaktoren durch eine Summe von Mesonenresonanzen darzustellen.

1.3 Diskussion der Rosenbluth-Formel

Die beiden unbekanntenen Größen in der Rosenbluth-Formel (1.3), die Formfaktoren $G_E(q^2)$ und $G_M(q^2)$, hängen nur vom invarianten Viererimpulsübertrag

$$-q^2 = -t = 4E_1 E_3 \sin^2 \theta / 2$$

ab. Zur Bestimmung von G_E und G_M benötigt man daher mindestens zwei Messungen des elastischen WQ bei festem q^2 und verschiedenen Streuwinkeln θ . Messungen bei mehr als zwei Streuwinkeln sind aber sehr nützlich, da sie einmal eine Prüfung der Daten auf systematische Fehler gestatten, gleichzeitig aber auch einen Test der Rosenbluth-Formel ermöglichen. Trägt man nämlich die Größe R als Funktion von $\text{tg}^2 \theta / 2$ auf (Rosenbluth-Diagramm), dann müssen gemäß Gl. (1.3) die Meßpunkte auf eine Gerade, die sog. Rosenbluth-Gerade fallen, die bei R_0 die R -Achse schneidet

$$R_0 = \frac{G_E^2 + \tau G_M^2}{1 + \tau}$$

und deren Neigung

$$\frac{dR}{d(\log^2 \Theta_2)} = 2\tau G_N^2$$

beträgt (vgl. Abb. 2).

1.3.1 Die Gültigkeit der Rosenbluth-Formel

Die Rosenbluthformel ist unter der Annahme abgeleitet, daß die elastische Streuung hinreichend genau durch den Austausch eines einzelnen virtuellen Photons beschrieben werden kann. Abgesehen von den sog. Strahlungskorrekturen (s. Kap. 3), die man recht gut berechnen kann, ist es aber denkbar, daß Terme höherer Ordnung, die Zwei-Photonen-Austauschterme, zum WQ beitragen. (Abb. 3).

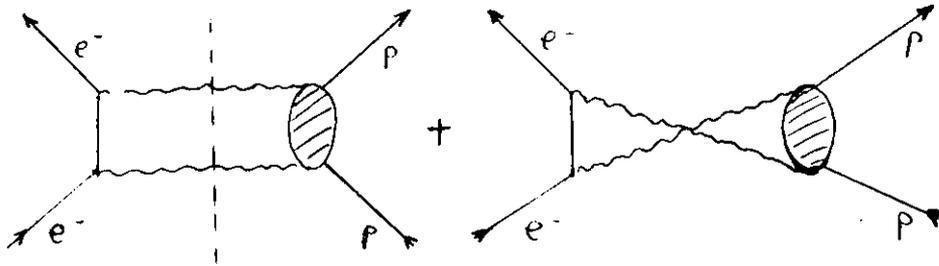


Abb. 3 Feynman-Diagramm für den Zwei-Photonen-Austausch.

Die Berechnung solcher Diagramme setzt die Kenntnis der Struktur des Protons voraus. Da eine "fundamentale" Theorie bisher nicht existiert, ist eine Berechnung an ein Modell gebunden. So kann man z.B. den ersten Graphen durch einen vertikalen Schnitt in ein Produkt aus Compton-Streuung von virtuellen Photonen an Elektronen und Nukleonen zerlegen (13). Der Kreis in Abb. 3 stellt in diesem Fall ein angeregtes Nukleon N^* dar.

Eine Möglichkeit, den Zweiphotonenaustausch nachzuweisen, besteht in der Messung der Polarisation des Rückstoßprotons in der elastischen (e-p)-Streuung. Bezeichnen wir die Streuamplitude des Einphotoneaustausches mit αA_1 , die des Zweiphotonenaustausches mit $\alpha^2 A_2$, dann ist die Polarisation proportional $\alpha \cdot \text{Im}(A_2)/A_1$. Die Messungen (19, 20) zeigen, daß der Beitrag des Imaginärteiles von A_2 zum WQ vernachlässigt werden kann.

Eine zweite Methode, die Existenz von Beiträgen höherer Ordnung herauszufinden, besteht in einem Vergleich der WQ

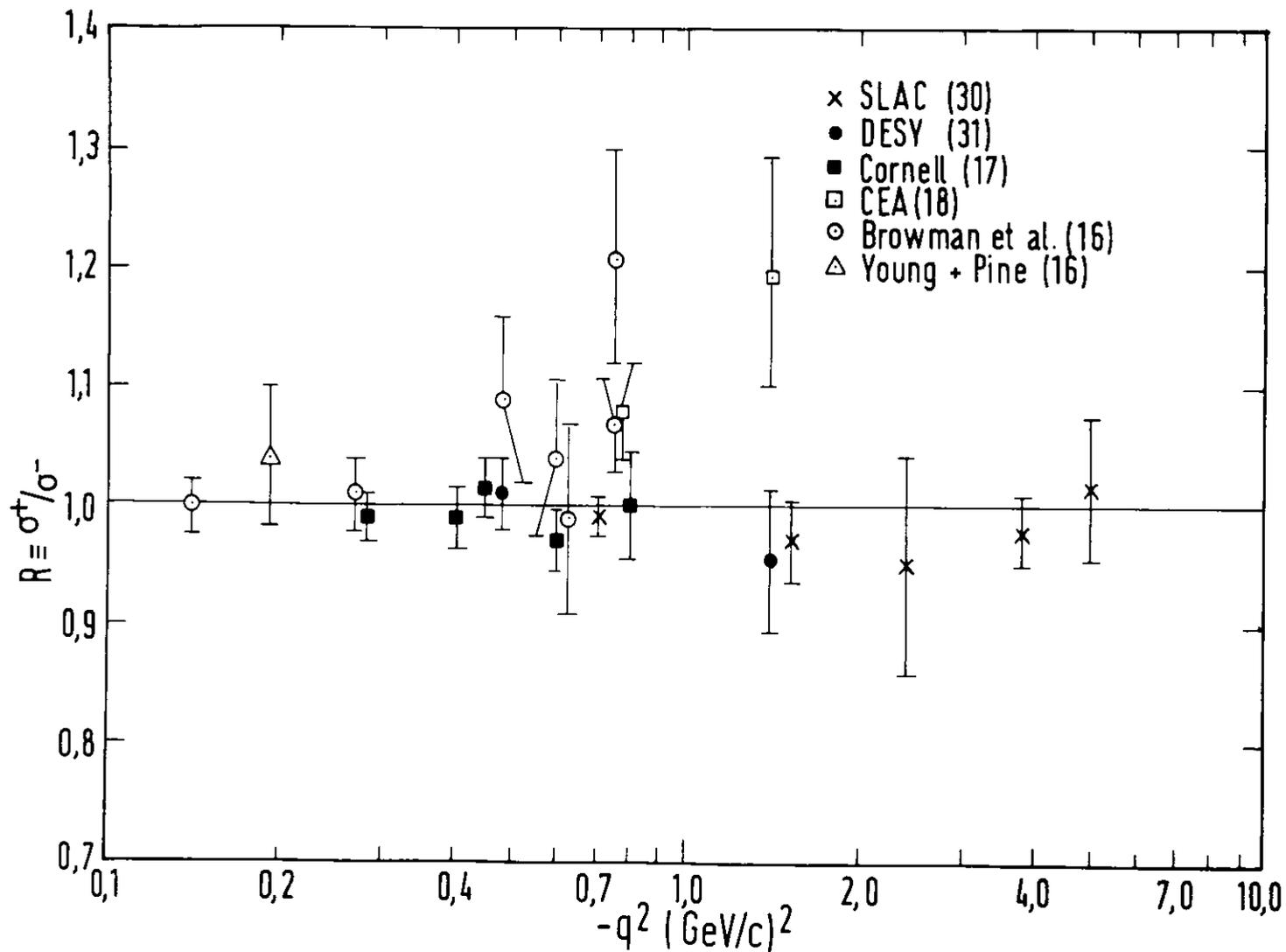


Abb. 4 $\sigma(e^+p) / \sigma(e^-p)$ in Abhängigkeit von q^2

elastischer Elektron-Proton- und Positron-Proton-Streuquerschnitte. Das Verhältnis der WQ ist proportional

$$\frac{\sigma(e^+p)}{\sigma(e^-p)} \sim 1 + 4\alpha \frac{\operatorname{Re}(A_1 A_2^*)}{|A_1|^2}$$

Aus Abb. 4 geht hervor, daß in dem gemessenen Impulsübertragungsbereich keine merkliche Abweichung vom Wert 1 vorhanden ist. Einige Meßpunkte liegen zwar etwa eine Standardabweichung von 1 entfernt, aber die experimentellen Fehler sind zu groß, als daß eine eindeutige Aussage gemacht werden kann. Hinzu kommt noch, daß der CEA-Punkt bei $-q^2 = 1.35 \text{ (GeV/c)}^2$ nur ein vorläufiges Ergebnis darstellt. Bei den elastischen (e-p)-Streuexperimenten kann die Gültigkeit der Rosenbluth-Formel ebenfalls überprüft werden. Wir betrachten dazu das Modell von Gourdin (14) und Flamm (15), in dem die beiden Photonen über ein axiales Meson (Gesamtdrehimpuls $J=1$, Parität $P=1$, Ladungskonjugation $C=1$) an das Nukleon gekoppelt sind. Unter Berücksichtigung eines solchen Axial-Meson-Austauschdiagrammes erhält man in der Rosenbluth-Formel einen Zusatzterm

$$C(q^2) \left\{ 1 + \frac{\tau}{1+\tau} \cot^2 \theta/2 \right\}^{1/2} \cdot \operatorname{tg}^2 \theta/2$$

Nach Modell wäre bei vorgegebenem q^2 der Effekt um so größer, je größer der Streuwinkel θ ist. Infolgedessen ist die Messung bei Streuwinkeln kleiner als 30° kein sehr empfindlicher Test. Aber auch in den bisherigen Messungen (1-4) bei größeren Streuwinkeln wurden bis zu Impulsüberträgen $-q^2 \leq 2 \text{ (GeV/c)}^2$ im Rahmen der Meßgenauigkeit keine Abweichungen von der Rosenbluth-Geraden gefunden.

1.3.2 Die Bestimmung der Formfaktoren

Aus der Neigung und dem Ordinatenabschnitt der Rosenbluth-Geraden können wir die Formfaktoren G_E und G_M bestimmen. Wir schreiben die Rosenbluth-Formel etwas um und erhalten

$$R = A G_E(q^2) + B(\theta) G_M(q^2)$$

mit

$$A = 1/(1+\tau) \quad \text{und} \quad B(\theta) = \frac{\tau}{1+\tau} (1 + 2(1+\tau) \operatorname{tg}^2 \theta/2)$$

Die Beiträge von G_E und G_M zum WQ sind verschieden groß. In Tab. 1 sind einige Werte für das Verhältnis A/B als Funktion von q^2 und θ zusammengestellt. Aus der Tabelle ist zu entnehmen, daß für wachsenden Impulsübertrag und Streuwinkel der Beitrag von G_E zum WQ immer geringer wird. Infolgedessen läßt sich G_E sehr viel schlechter bestimmen als G_M .

$\theta \backslash -q^2$	1	2	3	4 (GeV/c) ²
0°	3.52	1.76	1.17	0.880
5°	3.50	1.75	1.17	0.873
10°	3.45	1.72	1.14	0.852
20°	3.26	1.60	1.05	0.777
30°	2.97	1.44	0.927	0.674
50°	2.56	1.05	0.650	0.456
100°	0.758	0.323	0.187	0.125
150°	0.096	0.039	0.022	0.015

Tab.1 Das Verhältnis A/B als Funktion von q^2 und θ .

Es lagen zu Beginn unseres Experimentes Messungen des WQ bis zu Impulsüberträgen von $-q^2 \leq 2$ (GeV/c)² vor, jedoch bei Streuwinkeln $\theta = 60^\circ$ (1-4). Es erschien daher wünschenswert, diese Messungen durch solche bei gleichem Impulsübertrag und kleineren Streuwinkeln zu ergänzen, um die Genauigkeit in der Kenntnis der Formfaktoren zu verbessern. Um dieses Ziel zu erreichen, mußte es gelingen, die WQ mit einem Fehler kleiner als 5% zu messen. Ein Beispiel mag dies verdeutlichen. Wenn das Verhältnis R bei $-q^2 = 3$ (GeV/c)² und Streuwinkeln $\theta = 20^\circ$ und 90° jeweils mit einem relativen Fehler von 4% gemessen wird, so beträgt der relative Fehler bei der Bestimmung von G_E bereits 30%.

2. EXPERIMENTELLER AUFBAU

2.1 Prinzip der Meßanordnung.

Bei der Elektron-Protonstreuung handelt es sich um eine Zweikörperreaktion. Die Kinematik (s. Anhang) dieses Prozesses ist bei gegebener Energie und Richtung des einfallenden Elektrons durch Impuls und Richtung des gestreuten Elektrons festgelegt. Um andere evtl. störende Reaktionen ausschließen zu können, genügt es, das gestreute Elektron zu identifizieren und seinen Impuls und Streuwinkel zu messen.

Störende Reaktionen sind Prozesse der Art



bei denen im Endzustand außer dem gestreuten Elektron und Nukleon weitere Teilchen vorhanden sind.

Der Impuls des gestreuten Elektrons $|\vec{p}_3| = p$ hängt dann außer vom Streuwinkel θ und der Energie E_1 des einlaufenden Elektrons von der Masse M^* des Systems X ab. Es gilt

$$(2.2) \quad p(\theta, E_1, M^*) = \frac{E_1 - (M^{*2} - M^2)/2M}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2 \theta/2}$$

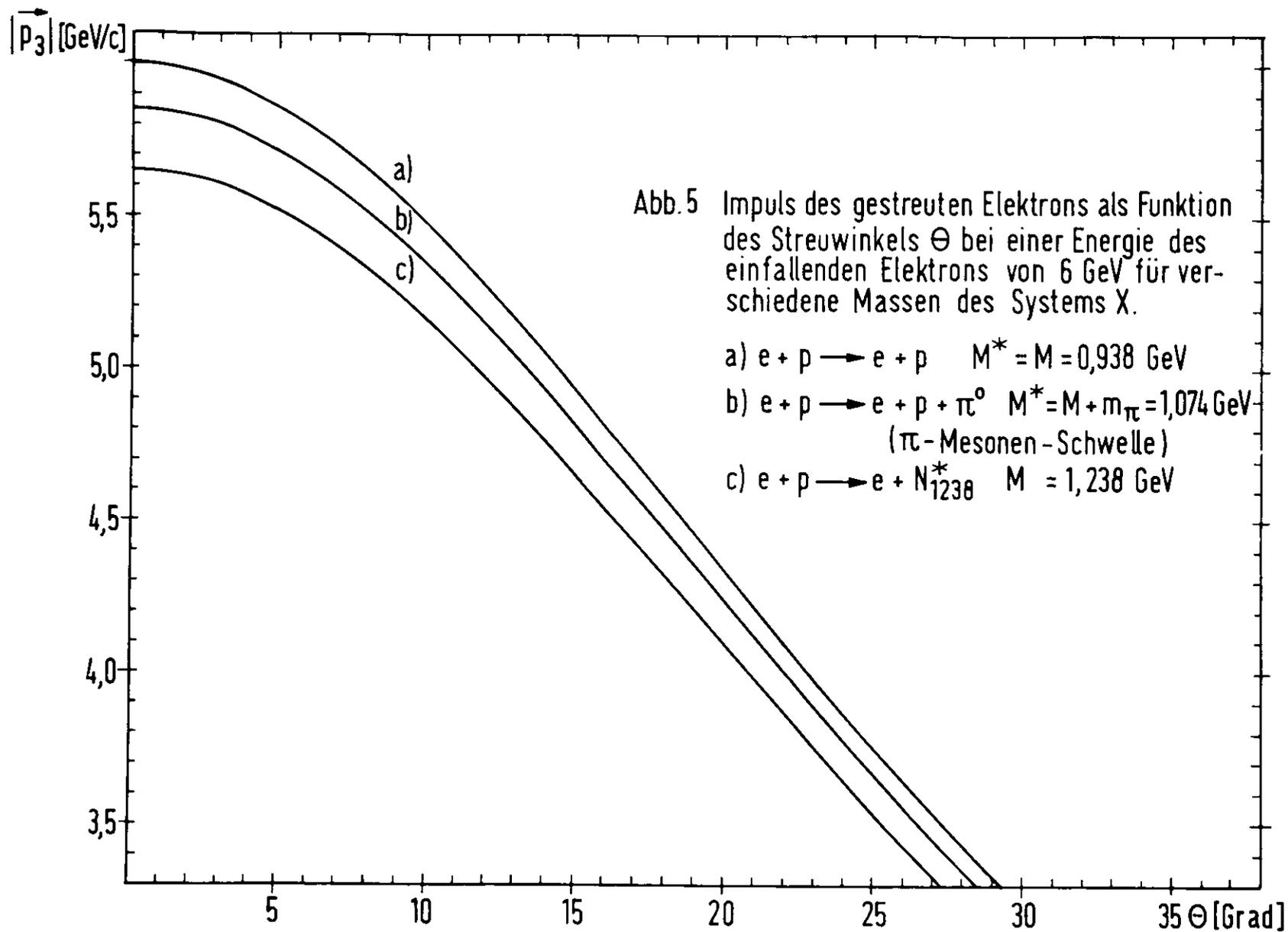
Die relative Impulsdifferenz $\Delta p/p$ zwischen einem elastischen ($M^* = M$) und einem inelastischen Prozeß ist gegeben durch

$$(2.3) \quad \Delta p/p = (1 - p_{inel}/p_{el}) = \frac{M^{*2} - M^2}{2ME_1}$$

und ist unabhängig vom Winkel θ . Die niedrigste Masse M^* erhält man bei der Erzeugung eines neutralen η -Mesons ($M^* = M + m_\eta = 1074 \text{ MeV}$) (η -Mesonen-Schwelle). Die kleinstmögliche Impulsdifferenz $\Delta p/p = 2.4\%$ (vgl. Abb. 5) ergibt sich bei maximaler Einfallenergie von 6 GeV.

Um elastische von inelastischen Prozessen gut trennen zu können, mußte die Meßapparatur eine Impulsauflösung besitzen, die klein ist gegen 2.4%.

Da es aus mechanischen Gründen nicht möglich war, beim DESY am internen Elektronenstrahl bei Streuwinkeln $\theta \leq 30^\circ$ zu messen, war es notwendig, den ausgelenkten Elektronenstrahl zu verwenden.



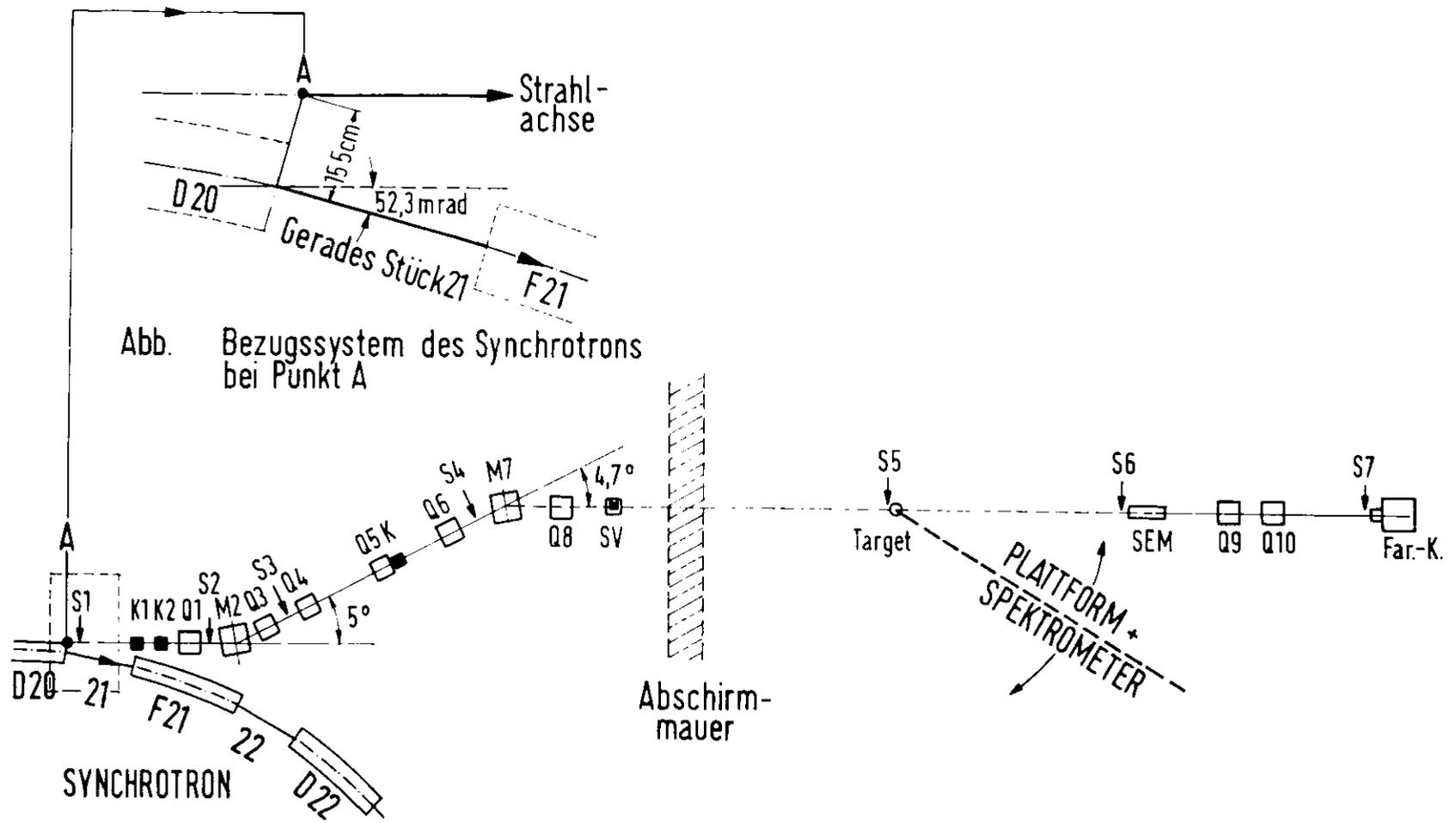


Abb.6 Schematischer Aufbau des Experimentes

Die Benutzung des externen Elektronenstrahles bot außerdem eine Reihe von Vorteilen, so z.B. die Reduzierung des Teilchenuntergrundes infolge räumlicher Trennung der Nachweisapparatur vom Synchrotron. Ferner konnte der Strahlquerschnitt und die Impulsbreite mit Hilfe von magnetischen Linsen begrenzt werden. Außerdem war es möglich, die Zahl der auf das Target fallenden Elektronen in einem Faraday-Käfig (FK) auf 1% genau zu bestimmen.

Das beim Experiment angewandte Meßverfahren ist in Abb.6 schematisch dargestellt. Der aus dem Synchrotron ausgelenkte Elektronenstrahl wurde durch ein System aus Quadrupolen und Ablenkmagneten (Transportsystem), das nur für einen auswählbaren Energiebereich durchlässig ist ($\Delta E/E = 0.25\%$), auf das Target gelenkt. Die Anzahl der auftreffenden Elektronen wurde mit einem Faraday-Käfig (FK) gemessen. Die im Wasserstofftarget gestreuten Elektronen wurden in einem Spektrometer nach Impuls und Streuwinkel sortiert und mit Hilfe eines Cerenkow-Zählers identifiziert.

2.2 Der externe Elektronenstrahl

Das beim DESY angewandte Verfahren zur langsamen Auslenkung des Elektronenstrahles ist im Anhang ausführlich beschrieben (vgl. auch (21)). und wird hier nur kurz skizziert.

Etwa 1 msec vor Ende der Beschleunigungsperiode werden die im Synchrotron umlaufenden Elektronen durch ein gepulstes Magnetfeld, das durch eine Stromschiene (Regenerator) erzeugt wird, zu Betatronschwingungen angeregt, deren Amplituden so stark anwachsen, daß die Elektronen die Stromschiene eines Septummagneten (1. Ejektor) überspringen können. Damit sind sie dem Einfluß der Fokussierungskräfte der Führungsmagneten entzogen und können ejiziert werden. Das Feld auf der Außenseite der Stromschiene des 1. Ejektors und das eines zweiten Ejektionsmagneten (2. Ejektor) ermöglichen ihnen das Verlassen des Synchrotrons.

Der Regenerator befindet sich in etwa 30 mm Abstand vom Sollkreis auf der Innenseite des Synchrotrons und hat ein Magnetfeld, das zum Sollkreis hin abnimmt, damit die umlaufenden Elektronen vor Beginn der Ejektion nicht beeinflußt werden. Um den Ejektionsvorgang einzuleiten,

müssen die Elektronen jedoch das maximale Feld unmittelbar an der Stromschiene durchlaufen.

Man kann das einmal dadurch erreichen, daß man die Beschleunigungsspannung im Synchrotron abschaltet, so daß die Elektronen auf einer Spiralbahn auf den Regenerator zulaufen (Methode der HF-Abschaltung s. Anhang). Eine zweite Methode besteht darin, den Sollkreis mittels Zusatzfelder "auszubeulen" (Methode des "beam bumping") und den Strahl direkt auf den Regenerator zu lenken. Die erste Methode ist zwar mit geringerem experimentellen Aufwand durchführbar, hat jedoch den Nachteil einer zu kurzen Ejektionsdauer (Spill) von max. 40 μ sec. Im zweiten Fall erreicht man Ejektionsdauern bis zu 1.5 msec.

Während des Experimentes gelangten beide Methoden zur Anwendung. Die Ejektionsausbeute betrug max. 50%.

2.3 Das Transportsystem.

Beim Austritt aus dem Synchrotron hat der externe Strahl einen Querschnitt von etwa 10 x 4 mm (Breite x Höhe) (Genaueres s. Anhang). Am Targetort darf der Strahl wegen der Spektrometerakzeptanz keine größeren Ausmaße haben. Das Transportsystem (Abb.6) bestehend aus 6 Quadrupollinsen und 2 Ablenkmagneten muß diesen Querschnitt auf das Target abbilden oder evtl. verkleinern.

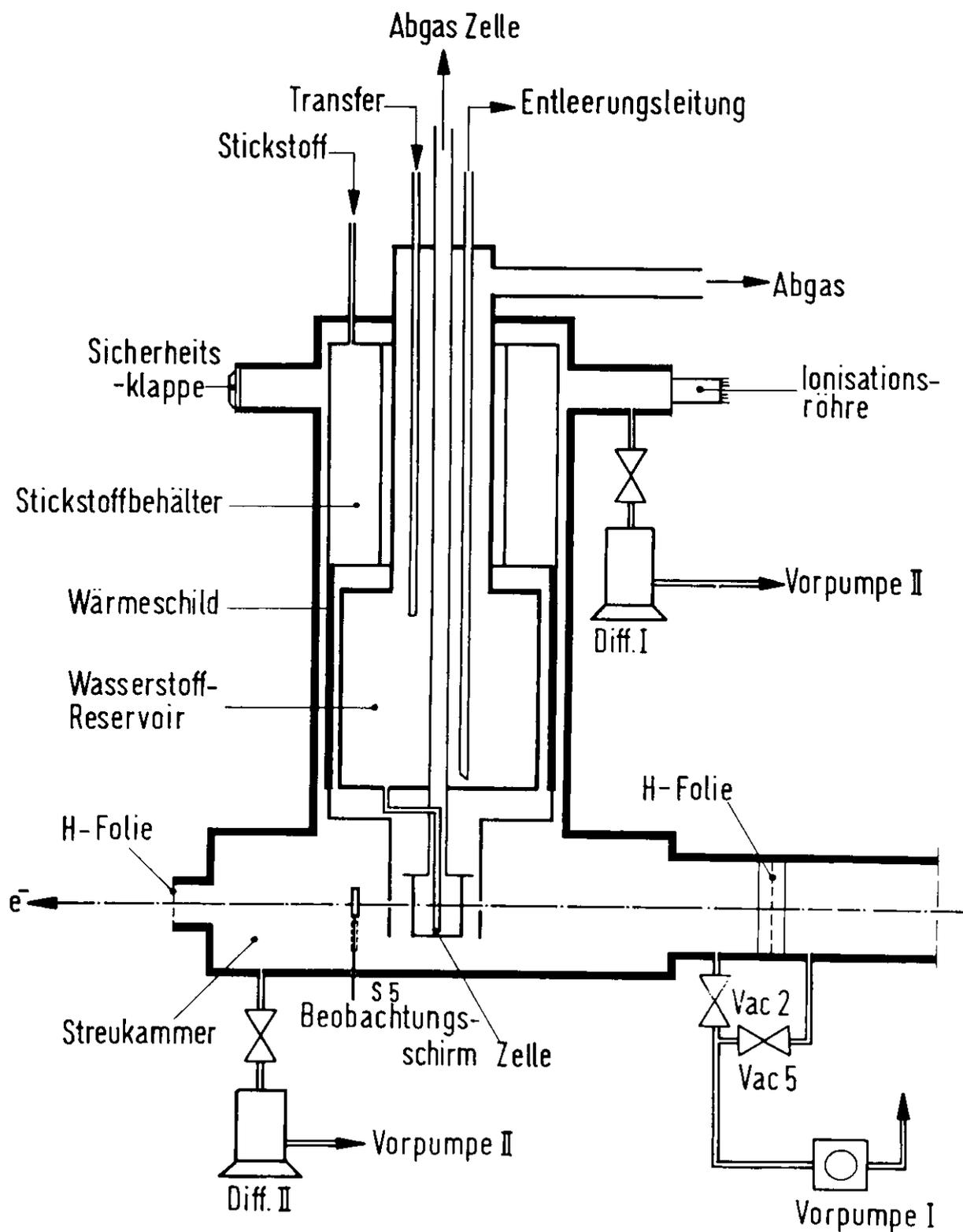
Ferner wird in diesem System die Energiebreite des einfallenden Strahles auf $\Delta E/E = \pm 0.25\%$ begrenzt, damit sie klein bleibt gegen die Impulsauflösung des Spektrometers. Dies geschieht in einem horizontalen Kollimator, dessen Öffnung so gewählt wird, daß Elektronen mit einer Energieabweichung größer als 0.25% auf die Kollimatorbacken treffen.

Um die Trennung nach Energien durchführen zu können, muß der Abstand der Elektronenbahnen gegen die Strahlachse mit $\Delta E/E = 0.25\%$ größer sein als die Breite des eigentlichen Strahles mit $\Delta E/E = 0$.

Um diese "Strahlverbreiterung" infolge der Energieunschärfe am Targetort zu vermeiden, muß die Dispersion dort Null werden.

Eine Reihe von Leuchtschirmen an verschiedenen Positionen im

Abb.7 Aufbau des H₂-Targets (schematisch)



Strahlweg dienen in Verbindung mit Fernsehkameras der Anzeige von Lage und Ausdehnung des Strahles bei der Justierung. Einzelheiten der Strahlführung sind im Anhang beschrieben.

2.4 Die Intensitätsmessung.

Die Anzahl der durch das Wasserstofftarget gehenden Elektronen wird in einem beim DESY entwickelten Faraday-Käfig (FK) gemessen (22). Die Elektronen treffen auf einen elektrisch isolierten Bleiabsorber. Die dort akkumulierte Ladung wird elektronisch integriert und auf diese Weise die Anzahl der Elektronen bestimmt. Zur zusätzlichen Kontrolle dient ein Sekundär-Emissions-Monitor (SEM), dessen Ladung ebenfalls integriert und mit der des FK verglichen wird.

2.5 Das Wasserstofftarget.

Der als Protonentarget dienende flüssige Wasserstoff befindet sich in einem Reaktionsgefäß, der Targetzelle. Es ist ein aufrecht stehender Zylinder von 5 - 10 cm Durchmesser oder aber ein gestreckter Zylinder bis zu 10 cm Länge (Abb.7), bestehend aus 0.075 mm starker Kunststoffolie (H-Film (Polyimid) der Fa. Du Pont), die mit Endflanschen aus Al verklebt ist. Der Aufbau der gesamten Anordnung ist der Abb. 7 zu entnehmen.

Ein Vorratsbehälter mit flüssigem H_2 dient zur Kühlung des Systems und ergänzt ständig den in der Zelle verdampften Wasserstoff. Um den Temperaturunterschied zwischen dem flüssigen H_2 und der Umgebung zu verringern, sind Zelle und Vorratsbehälter in einem Vakuumtank eingebaut und mit einem "Wärmeschild" umgeben, der mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Der Stickstoffbehälter befindet sich ebenfalls in dem Vakuumtank mit einem Druck im Innern von weniger als 10^{-6} Torr. Der Wasserstoffverbrauch beträgt etwa 0.25 l pro Stunde.

Die Zelle besitzt eine Abgasleitung für den verdampfenden H_2 . Bei Schließen der Abgasleitung durch ein Ventil verdampft der flüssige Wasserstoff in der Zelle. Der entstehende Dampfdruck drückt den flüssigen Wasserstoff in

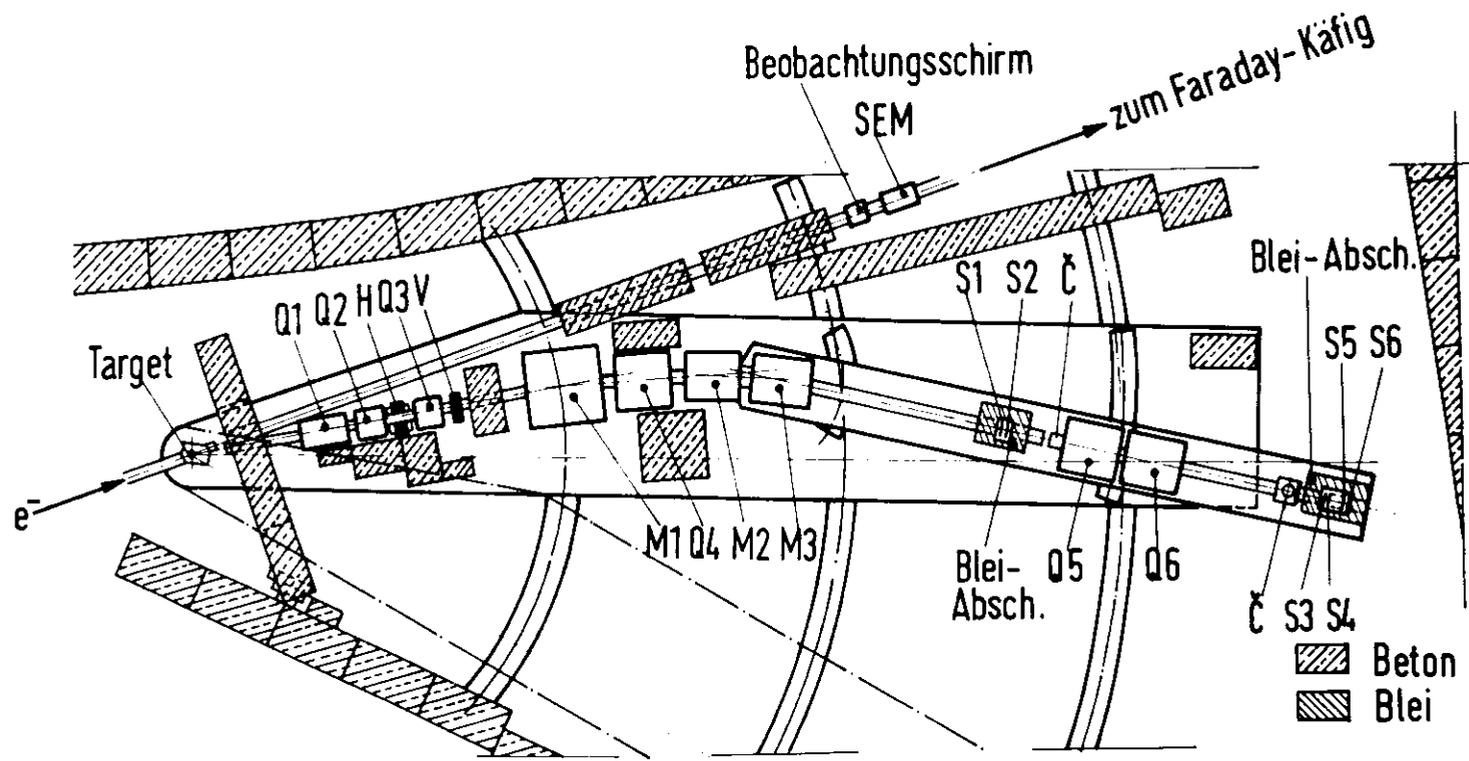


Abb. 8 Aufbau des Spektrometers

den Vorratsbehälter zurück, so daß die Zelle sich allmählich entleert und nur noch Wasserstoffgas in ihr zurückbleibt. Auf diese Weise kann man ohne großen Zeitverlust Messungen mit gefülltem und leerem Target hintereinander ausführen.

In etwa 10 cm Abstand von der Zelle innerhalb der Streukammer befindet sich ein Leuchtschirm S5 zur Beobachtung des Strahles am Target.

2.6 Das Spektrometer.

Zur Messung von Impuls und Winkel des gestreuten Elektrons wird ein sog. Schrägfensterspektrometer (23) benutzt. Eine eingehende Beschreibung des Spektrometers findet man bei (24). Einige Details sind außerdem im Anhang näher erklärt. Einen Überblick über den Aufbau zeigt die Abb. 8.

Der erste Quadrupol Q1 fokussiert alle Elektronen geeigneten Impulses, die das Target unter dem gleichen Winkel verlassen, unabhängig vom Erzeugungsort in einem Punkt in der horizontalen Ebene, dem Winkelfokus am Ort H, zwischen den Quadrupolen Q2 und Q3. Die beiden letzteren dienen zur Fokussierung des Strahles in der vertikalen Ebene. Durch den Quadrupol Q4 wird der Winkelfokus in etwa 20 m Entfernung vom Target am Ort S1 abgebildet (Abb. 9). Jedem Punkt in der x-Ebene am Ort S1 entspricht eine Linie im (p- θ)-Diagramm, d.h. eine Linearkombination von Impuls und Winkel (Abb. 10). Ein Zähler endlicher Breite erfaßt am Ort S1 ein schräg liegendes "Fenster" in der (p- θ)-Ebene. Wenn die Neigung des Fensters der Steigung der (p- θ)-Linien in Abb. 5 durch geeignete Wahl der Dispersion D mit Hilfe der Magnete M1...M3 angepaßt ist, entspricht jedem Zählerelement ein fester Wert der Masse M*.

Am Ort S1 befindet sich ein Zählerhodoskop, bestehend aus 10 Szintillationszählern von je 8 mm Breite. Der Zähler der Nummer i erfaßt bei angepaßtem Spektrometer einen Impulsbereich zwischen $p_i(1 - \epsilon/2)$ und $p_i(1 + \epsilon/2)$ mit $\epsilon = 0.8/|D|$ und

$$(2.4) \quad p_i = p_c \left\{ 1 + (5.5-i)\epsilon \right\}$$

In Abb.10 sind für einen Impulsübertrag von

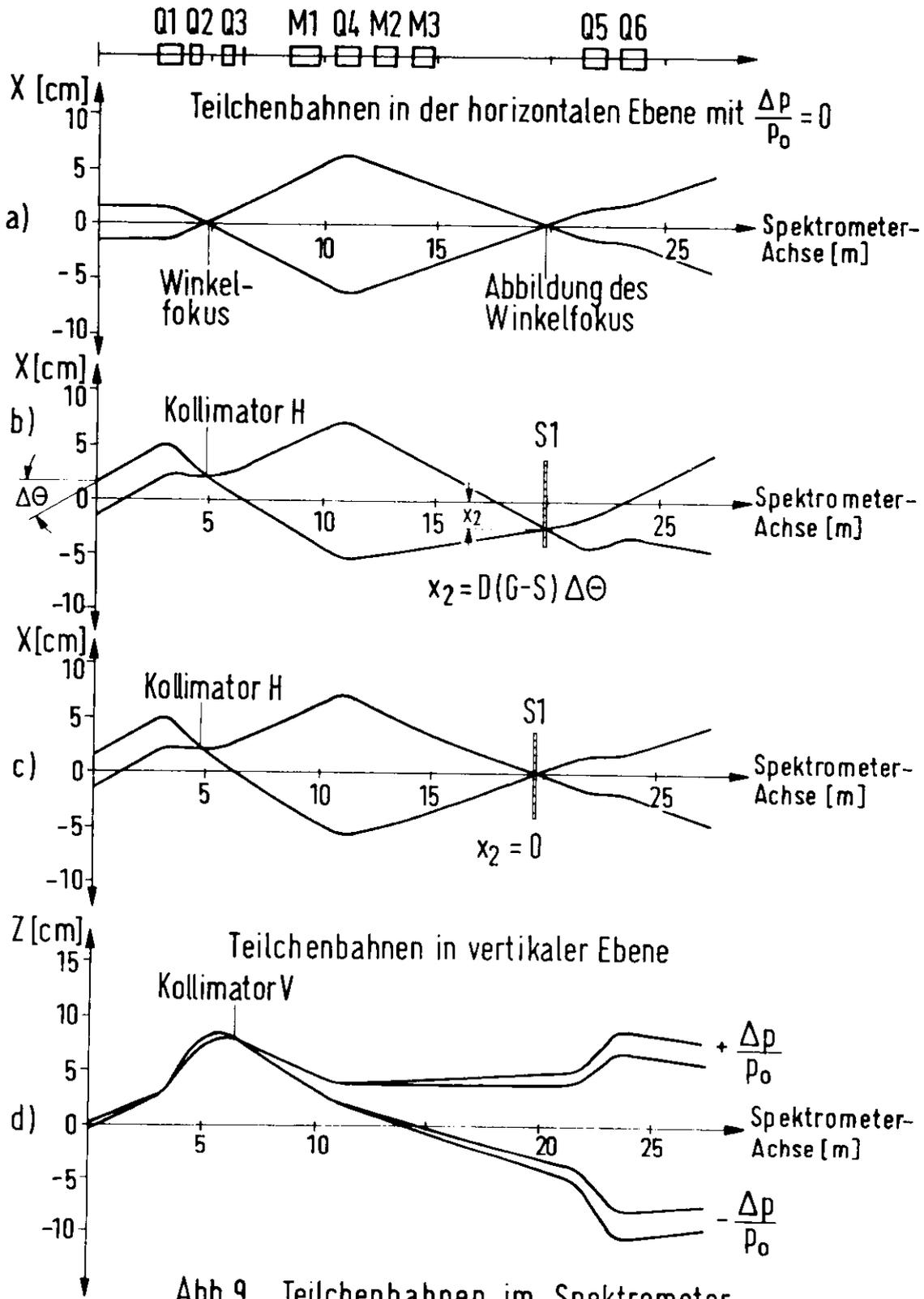
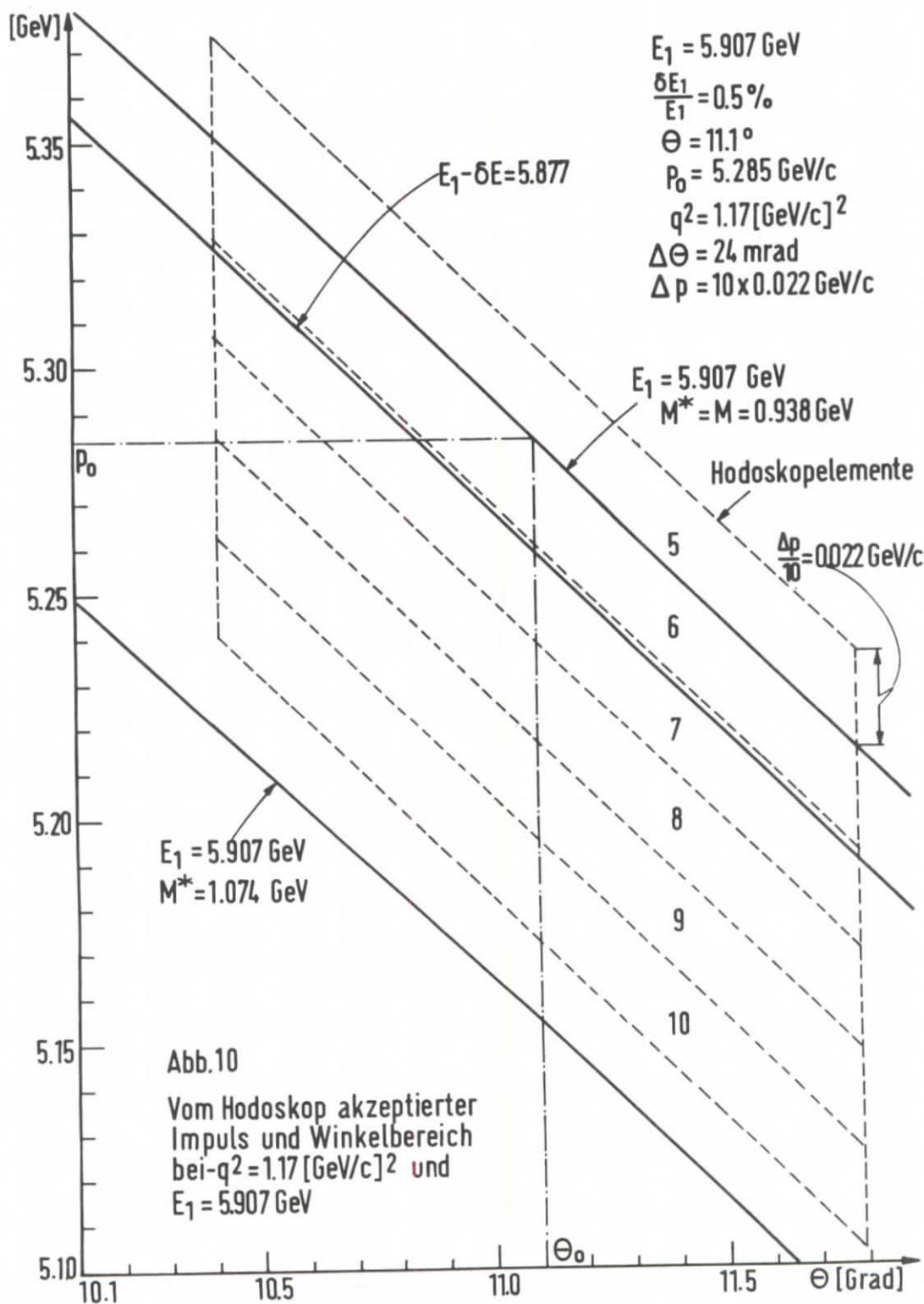


Abb.9 Teilchenbahnen im Spektrometer



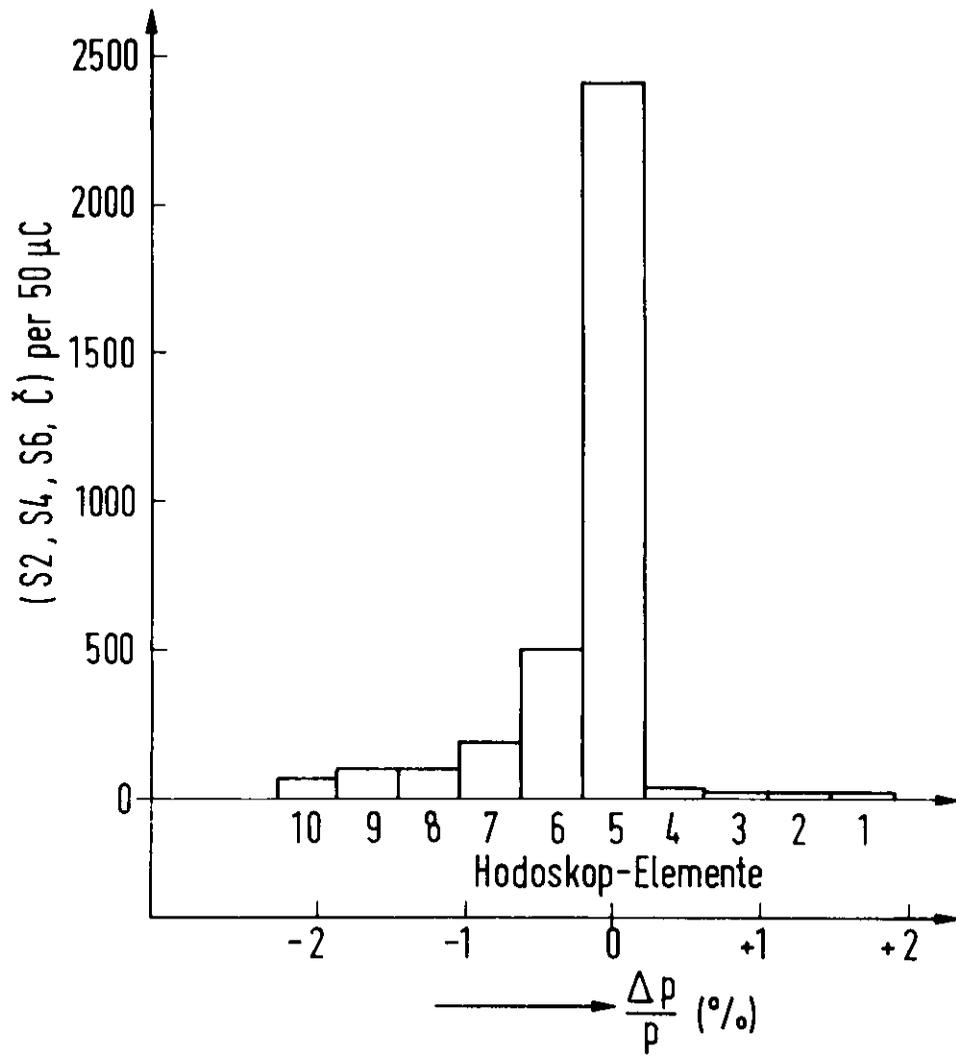


Abb.11 Elastisches Impulsspektrum im Hodoskop bei $E = 5.275 \text{ GeV}$ u. $\Theta = 12.5^\circ$

$-q^2 = 1.17 \text{ (GeV/c)}^2$ und einer Einfallenergie von 5.907 GeV die "Fenster" der einzelnen Hodoskopzähler in das (p- θ)-Diagramm eingetragen. Man entnimmt der Zeichnung, daß das unter diesen Bedingungen erfaßte Impulsband 3.7% beträgt. Die Schwelle zur π -Erzeugung liegt außerhalb des Hodoskopbereiches.

Bei einer Energiebreite des einfallenden Stahles kleiner als 0.5% werden alle in die Akzeptanz des Spektrometers fallenden elastisch gestreuten Elektronen von den Zählern 5 und 6 nachgewiesen. In Abb.11 ist das vom Hodoskop gemessene Impulsspektrum aufgezeichnet. Der Impulsübertrag ist $-q^2 = 1.17 \text{ (GeV/c)}^2$ und die Einfallenergie $E_0 = 5.275 \text{ GeV}$. Die Impulsakzeptanz betrug in diesem Falle pro Zählerelement 0.42%. Man erkennt deutlich das den elastisch gestreuten Elektronen entsprechende Maximum (elastischer "peak") in den Elementen 5 und 6. Die Beiträge in den Zählern 7-9 bezeichnet man als "Strahlungsschwanz" (vgl. Abschn. 3.2.2), der durch Beiträge höherer Ordnung zum WQ, den sog. Strahlungskorrekturen, zustande kommt.

Wegen dieses Strahlungsschwanzes ist es schwierig, die Impulsauflösung exakt anzugeben. Der Anstieg der Zählrate von einem Hodoskopelement zum andern (z.B. zwischen 4 und 5 in Abb. 11) deutet aber darauf hin, daß die Auflösung nur durch die Impulsbreite der Hodoskopzähler begrenzt wird.

2.6.1 Der Raumwinkel.

Ein am Ort des Winkelfokus H befindlicher Kollimator definiert die Winkelakzeptanz in der x-Ebene. Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers sind so gewählt, daß alle Elektronen des richtigen Impulses, die den Kollimator passieren, im restlichen Teil des Spektrometers die geometrische Apertur nicht überschreiten und in den Zählern nachgewiesen werden.

Kollimatorort	Öffnung (cm)	Winkelakzeptanz (mrad)
H	4.26	12
V	16.0	9.11

Tab.2 Winkelakzeptanz des Spektrometers.

Die horizontale Winkelakzeptanz ist der Kollimatoröffnung $2x$ proportional. Die vertikale Akzeptanz wird durch den Kollimator bei V definiert (Abb.9). In Tab. 2 sind die Kollimatoröffnungen und die daraus resultierenden Winkelakzeptanzen zusammengestellt.

In linearer Näherung erhalten wir aus dem Produkt der Winkelakzeptanzen den Raumwinkel des Spektrometers zu

$$(2.5) \quad \Delta\Omega = (0.4373 \pm 0.0035) \text{ msterad.}$$

Der Raumwinkel wurde durch ein Monte-Carlo-Programm unter Berücksichtigung der Terme zweiter Ordnung in den Transformationsmatrizen genau berechnet. In linearer Näherung ergaben sich keine Abweichungen von Gl. (2.5). In zweiter Näherung erhält man Korrekturen aufgrund der Targetausdehnung. Für ein Target von 10 cm Durchmesser betragen sie max. 1%. Außerdem existiert eine Impulsabhängigkeit des Raumwinkels von max. 0.5% wegen chromatischer Linsenfehler im Spektrometer (24).

2.6.2 Effektive Targetgröße.

Aus der Abb. 9 kann man entnehmen, daß die max. Strahlausdehnung in der x-Ebene etwa in der Mitte von Q4 erreicht wird. Diese Ausdehnung hängt vom Streuwinkel und von der hor. Targetausdehnung ab. Da keine Elektronen innerhalb von Q4 verloren gehen dürfen, ist die effektive Targetbreite auf $a_{eff} = 4$ cm begrenzt.

Bei gegebenem Durchmesser $2L$ und gegebener Breite a_{eff} kann die max. zulässige Ausdehnung (hor. Ebene) des einfallenden Strahles von $2 \cdot d$ gemäß der Gleichung (Abb. 12)

$$(2.6) \quad a_{eff} = L \sin \theta + d \cos \theta$$

bestimmt werden.

So darf z.B. bei einem Targetdurchmesser von 5 cm und einem Streuwinkel von 35° die Strahlbreite $2 \cdot d$ nicht größer sein als 1.2 cm. Um mögliche Korrekturen zu vermeiden, wurde die Strahlbreite auf 1 cm beschränkt.

In der z-Ebene hängt die maximale Strahlausdehnung sehr

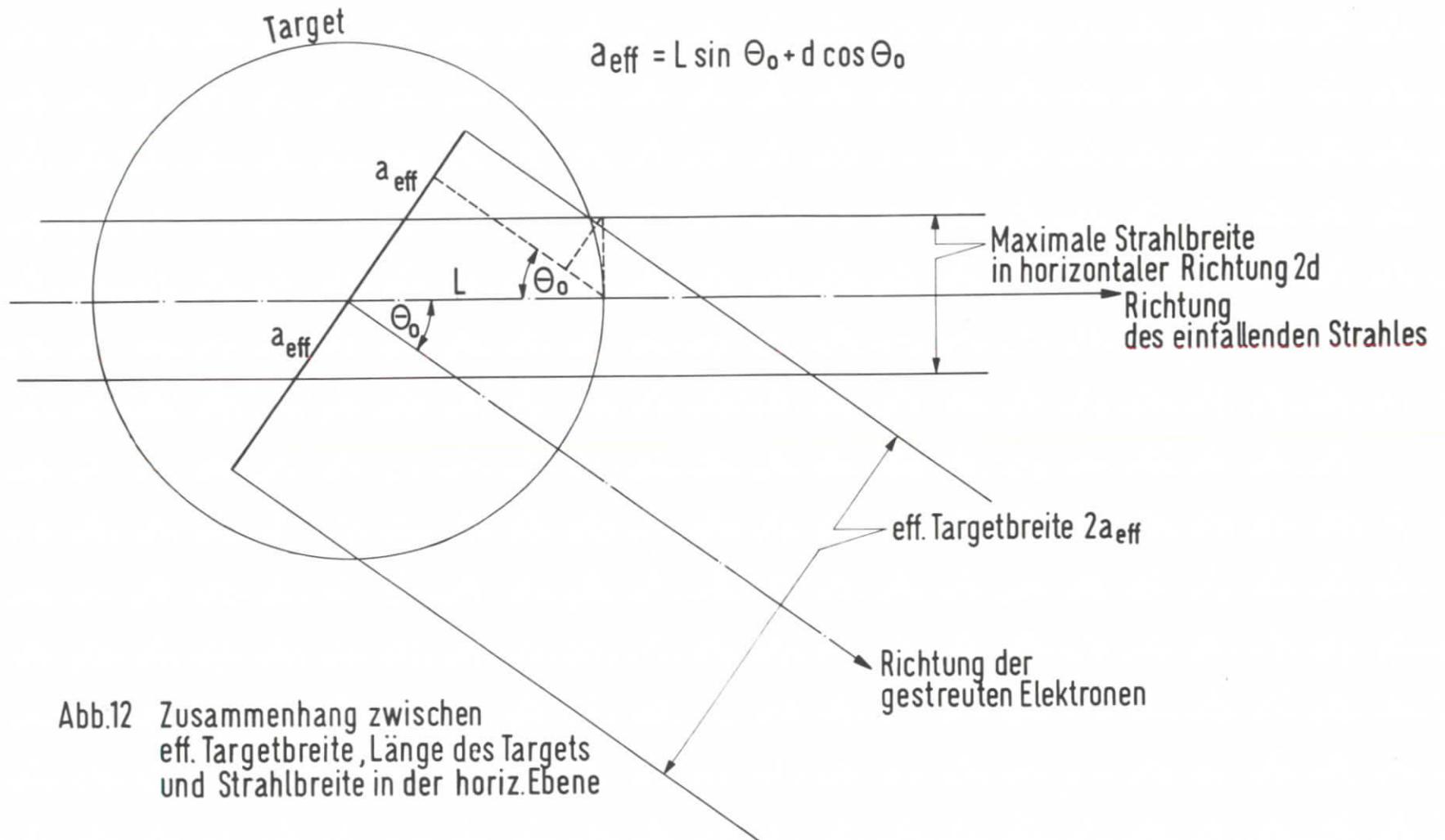


Abb.12 Zusammenhang zwischen eff. Targetbreite, Länge des Targets und Strahlbreite in der horiz.Ebene

stark von der eff. Targethöhe und infolge chromatischer Linsenfehler von der Impulsbreite ab (Abb.9). Um sicher zu sein, daß man vor allen Dingen im hinteren Teil des Spektrometers keine Teilchen verliert, wurde die Strahlhöhe auf 4 mm begrenzt.

2.7 Das Zählersystem.

Der Impulsbereich der gestreuten Elektronen, der vom Spektrometer erfaßt wird, ist durch die Breite der Szintillationszähler S1 und S2 gegeben. Das Hodoskop S1 mißt die spektrale Verteilung, während S2 mit den gleichen geometrischen Dimensionen aber ohne Unterteilung in Einzelzähler über die Impulsbreite integriert. Beide Zähler sind zur Abschirmung gegen Untergrund in ein Bleihaus eingebaut (Abb. 8).

Zähler	Breite (cm)	Höhe (cm)	Dicke (cm)	Targetabstand (m)
S1-Hod.	10 x 0.8	8	0.5	19.89
S2	8	8	0.5	20.12
S3	18	17	1.0	27.61
S4	19	18	1.0	27.66
S5	20	20	1.0	28.06
S6	22	22	1.0	28.15

Tab. 3 Dimensionen der Szintillationszähler.

Hinter S2 befindet sich ein mit C_2H_4 -Gas gefüllter Schwellen-Cerenkovzähler zur Identifikation der Elektronen. Darauf folgen noch 4 weitere Szintillationszähler S3-S6 zur Registrierung der Elektronen im hinteren Teil des Spektrometers. Auch diese sind zur Abschirmung mit Blei umgeben. Die Zählerdimensionen und ihr Abstand vom Target sind in Tab. 2 zusammengestellt.

Die Dimensionen der Szintillationszähler sind so gewählt, daß sie etwas größer sind als der Strahlquerschnitt an der jeweiligen Stelle. Eine Ausnahme bilden S4 und S6. Sie überragen S3 und S5 jeweils noch um 20%. Auf diese Weise kann man prüfen, ob in S3 oder S5 Elektronen nicht

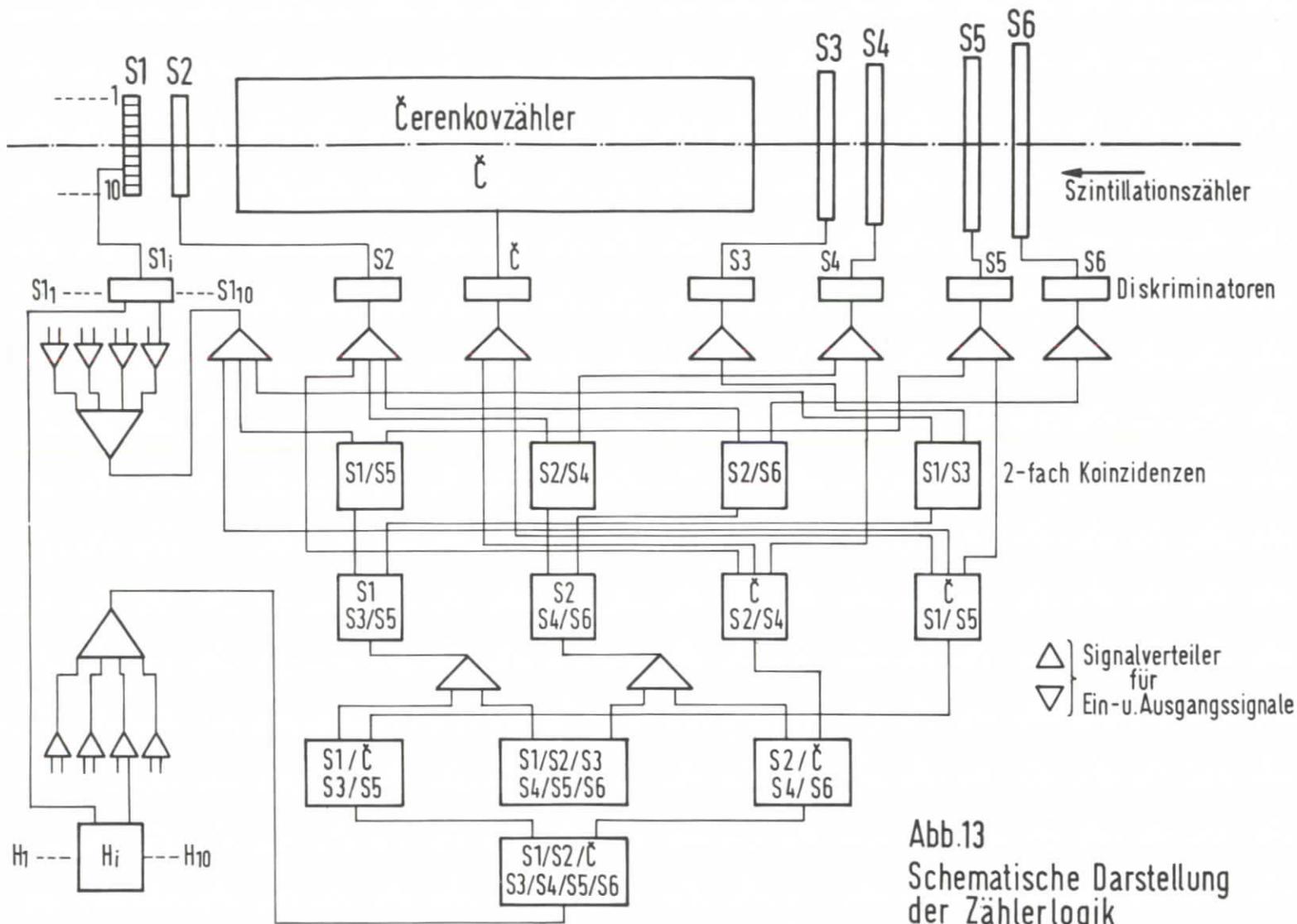


Abb.13
Schematische Darstellung
der Zählerlogik

registriert werden, weil vielleicht der Strahlquerschnitt größer als erlaubt ist.

Der Cerenkovzähler wurde nach einem bei CERN entwickelten Verfahren (25) gebaut. Der gasgefüllte Zähler ist 5.5 m lang und hat einen Innendurchmesser von 26 cm. Der Gasdruck wird so eingestellt, daß bei dem jeweiligen Impuls zwar Elektronen, jedoch keine Myonen, Pionen und Protonen Cerenkovlicht erzeugen. Die erzielte Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen beträgt $(99.7 \pm 0.3)\%$.

2.8 Die Zählerelektronik.

Für die Zähler S1-S6 werden Philips-Photomultiplier (PM) vom Typ 56 AVP verwendet. Sie werden mit negativer Hochspannung betrieben, so daß der Stromimpuls an der Anode gleichstrommäßig angekoppelt werden kann. Die Signale gelangen über etwa 30 m lange Kabel ($Z = 50\Omega$) zum Meßraum und von dort über Diskriminatoren und Signalverteiler auf die einzelnen Koinzidenzstufen.

Zum Aufbau der Elektronik wurden Einheiten der Fa. Chronetics benutzt. Die Diskriminatoren haben eine Schwelle von 100 mV und ein normiertes Ausgangssignal von 300 mV. Sie werden im 50 MHz Bereich betrieben. Das entspricht einer Ausgangspulsbreite von 10-12 nsec. Am Ausgang der Signalverteiler werden die Impulse durch Reflexion in Laufzeitkabeln (Clip-Kabel) auf etwa die halbe Breite verkürzt. Dies ist notwendig, um Totzeiteffekte zu verringern.

Abb. 13 zeigt ein Schema der Zähleranordnung und der Elektronik. Es existieren zwei von einander unabhängige "Kanäle" mit den "geraden" und "ungeraden" Dreifachstufen (S2, S4, S6) und (S1, S3, S5). Diese Anordnung gestattet eine Überprüfung der Funktionsweisen der Zähler und der Elektronik. Da die Zähler mit den geraden und ungeraden Ziffern ungefähr gleichweit vom Target entfernt aufgestellt sind (Tab. 3), sollten beide Kanäle die gleiche Rate zählen. Die Zähler S4 und S6 sind um 20% größer als S3 und S5. Damit läßt sich feststellen, ob z.B. durch Fehljustierung des Strahles oder durch falsche Einstellung der Quadrupol- oder

Magnetströme Teilchen im Spektrometer verloren gehen.

In den Vierfachstufen (S1,C,S3,S5) und (S2,C,S4,S6) ist der Cerenkovzähler zur Teilchenidentifikation miteinbezogen. Eine Koinzidenz zwischen diesen beiden Kanälen ergibt die Hauptkoinzidenz (S1,S2,C,S3,S4,S5,S6), deren Rate zur Berechnung des WQ herangezogen wird. Jede der einzelnen Koinzidenzraten wird von einem 25 oder 40 MHz Registrierzähler der Fa. Bohrer gezählt.

Zum Überprüfen des Strahlverhaltens im Spektrometer und der Elektronik dienen noch weitere Zählerkombinationen, von denen einige in Abb.13 verzeichnet sind. Zur Messung der Zufallszählraten ist jeder Kanal doppelt aufgebaut, wobei in einem Fall die Zähler durch ein Laufzeitkabel um 50 nsec verzögert sind. Die Zufallszählrate in den Dreifachstufen betrug weniger als 1%.

Das Ausgangssignal der Siebenfachkoinzidenz wird mit jedem einzelnen Hodoskopelement zur Koinzidenz gebracht, um die Zählrate pro Hodoskopelement zu erhalten. Ein Vergleich der Kanäle mit und ohne Cerenkovzähler erlaubt eine Aussage über die Anzahl der Untergrundteilchen, d.h. geladene Teilchen, die keine Elektronen sind. Die Messungen haben gezeigt, daß dieser Untergrund bei einwandfreien Ejektionsbedingungen zu vernachlässigen ist.

Ein Vergleich der Zählraten in den beiden Kanälen (gerade und ungerade) untereinander und mit der Siebenfachkoinzidenz ergab Übereinstimmung bis auf etwa 1%. Die Nachweiswahrscheinlichkeit der Siebenfachkoinzidenz beträgt ca 99.7%. Der Fehler im Nachweis der Elektronen durch Zähler und Elektronik wird auf insgesamt etwa 0.5% geschätzt.

3. AUSWERTUNG UND RESULTATE

3.1 Berechnung des WQ.

Der differentielle WQ. für elastische Elektron-Proton-Streuung läßt sich nach der Gl.

$$(3.1) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{st}}{N_E \cdot N_{H_2} \Delta\Omega} \cdot f \left[\frac{cm^2}{sterad} \right]$$

aus den Meßdaten berechnen. Hierin sind N_E die Anzahl der einfallenden Elektronen, N_{st} die der gestreuten, N_{H_2} die Zahl der Targetprotonen pro cm^2 und $\Delta\Omega$ der Raumwinkel der Nachweisapparatur. f steht für das Produkt der verschiedenen Korrekturfaktoren.

Die Zahl der einfallenden Elektronen gewinnt man aus der im Faraday-Käfig gemessenen Ladung Q . N_{st} ist die in der Hauptkoinzidenz (S1,S2,S3,C,S4,S5,S6) gemessene Zählrate. N_{H_2} ergibt sich aus der Loschmidt'schen Zahl, dem Atomgewicht des Wasserstoffs, seiner Dichte $\rho_{H_2}(20^\circ K) = (0.0708 \pm 0.0003) g/cm^3$ (Rosenfeld-Tabellen 1968 (65)) und der Targetlänge L . Nach Einsetzen der Zahlenwerte erhalten wir für Gl. (3.1)

$$(3.2) \quad \frac{d\sigma}{d\Omega} = 3.7867 \cdot 10^{-33} \frac{N_{st}}{Q \cdot L \cdot \Delta\Omega} \cdot f \left[\frac{cm^2}{sterad} \right]$$

3.2 Korrekturen.

3.2.1 Reelle Bremsstrahlung.

Das einlaufende bzw. gestreute Elektron kann infolge Wechselwirkung mit der Materie im Strahlweg einen Teil seiner Energie durch Bremsstrahlung verlieren. Dieser Energieverlust kann so groß sein, daß ein Teil der Elektronen aus der Energieakzeptanz ΔE des Spektrometers fällt. Nach Bethe-Heitler (26) führt das zu einer Korrektur der gemessenen Streurrate um

$$(3.3) \quad f_{BK} = e^{\delta \mu E/\Delta E}$$

E ist die Energie des Elektrons und $\delta = \lambda/\ln 2$. λ ist die vom Elektron durchlaufene Materialdicke in Einheiten von

Strahlungslängen.

Für unser 5 cm langes Target und die Ein- und Austrittsfolien im Strahlweg beträgt $\delta = 11.3 \cdot 10^{-3}$ Strahlungslängen, so daß die Korrektur in dem gemessenen Energiebereich nicht größer ist als 4.5% (Tab.5). Der durch die Korrektur bedingte Fehler im WQ. wird auf 0.2% geschätzt.

3.2.2 Strahlungskorrekturen.

In niedrigster Ordnung der Quantenelektrodynamik (proportional α) kann die (e-p)-Streuamplitude durch den Einphotonenaustausch charakterisiert werden. Es ist jedoch notwendig, höhere Ordnungen in α , die sog. Strahlungskorrekturen, zu berücksichtigen.

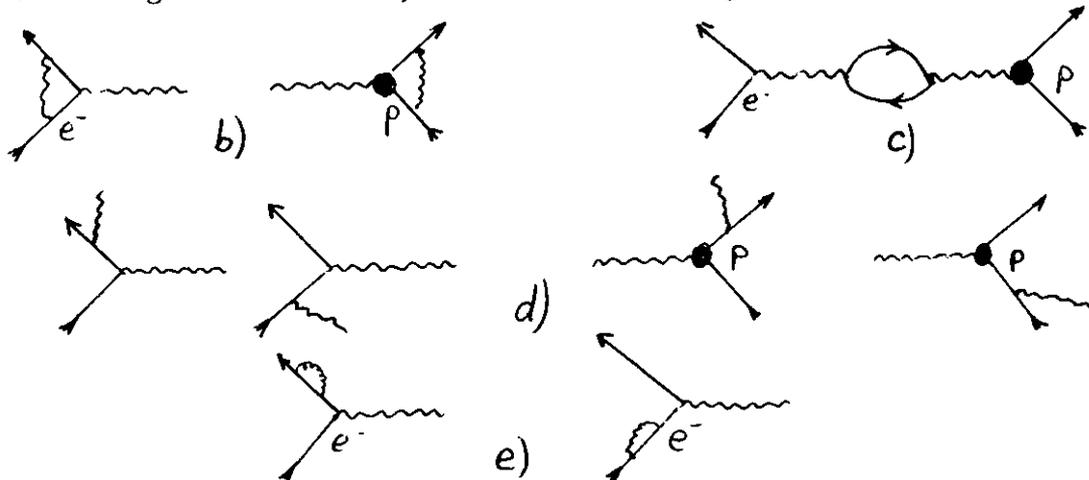


Abb. 14. Die Strahlungskorrekturen zum elastischen (e-p)-WQ.

Beiträge proportional α^2 können durch die Graphen der Abb. 3 und 14 veranschaulicht werden und sind unter folgenden Namen bekannt.

- a) Zweiphotonenaustausch (Abb.3)
- b) Vertexkorrekturen am Elektron und Proton (Abb. 14b)
- c) Vakuumpolarisation (Abb. 14c)
- d) Weitwinkelbremsstrahlung (Abb. 14d)
- e) Selbstenergie des Elektrons (Abb. 14e)

Die Energie des reellen oder virtuellen Photons kann zwischen 0 und E_4 bzw. E_3 liegen.

Experimentell machen sich die Beiträge höherer Ordnung für kleinere Photonenenergien in einer Verbreiterung des elastischen Maximums (Abb. 11) mit einem ausgedehnten

"Strahlungsschwanz", für größere γ -Energien in einer Verminderung der Koinzidenzzählrate bemerkbar.

Die angeführten Korrekturen wurden von Meister und Yennie berechnet (27). Die Autoren haben gezeigt, daß die Summe aller Matrixelemente den Einphotonenaustauschterm faktorisiert. Die Berechnung der Strahlungskorrekturen führt zu einem Korrekturfaktor im WQ. von

$$f_{SK} = (1 - \delta_2) e^{-\delta_1}$$

$$\text{mit } \delta_1 = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \ln\left(\frac{-q^2}{m^2}\right) \ln\left(\frac{E_1 \Delta E^2}{E_3^3}\right) - \frac{1}{2} \ln^2\left(\frac{E_1}{E_3}\right) + \ln\left(\frac{\bar{E}_1}{E_3}\right) \ln\left(\frac{\bar{E}_1^3 \Delta \bar{E}_4^2}{E_3^5 E_4^2}\right) - \frac{1}{2} \ln^2\left(\frac{\bar{E}_4}{M}\right) + \frac{E_4}{|\vec{p}_4|} \ln\left(\frac{\bar{E}_4 + |\vec{p}_4|}{M}\right) \ln\left(\frac{E_1^2 \Delta E^2}{M E_4 E_3^2}\right) \right\}$$

$$\delta_2 = \frac{\alpha}{\pi} \left\{ \frac{13}{6} \ln\left(\frac{-q^2}{m^2}\right) + \frac{3}{2} \ln\left(\frac{2 E_4}{M}\right) - \ln\left(\frac{E_1^2 \Delta E^2}{M E_4 E_3^2}\right) - \ln\left(\frac{E_1 \Delta E^2}{E_3^3}\right) - \frac{28}{9} \right\}$$

Der Hauptbeitrag kommt von den Termen $\ln(-q^2/m^2)$ und die gesamte Korrektur schwankt in dem von uns gemessenen Impulsübertragsbereich zwischen 15% und 20% (Tab.5). Die Autoren geben eine Fehlerabschätzung für den WQ von $1\% \leq \Delta f_{SK}/f_{SK} \leq 2\%$.

3.2.3 Winkelkorrektur.

Infolge der endlichen Winkelakzeptanz des Spektrometers ist der gemessene WQ. ein Mittelwert $\bar{\sigma}_M(\bar{\theta})$ über den Winkelbereich $\theta \pm \Delta\theta$. Zur Berechnung von $\bar{\sigma}_M(\theta_0)$ ist daher eine weitere Korrektur nötig. Unter der Annahme der Gültigkeit des Proportionalitätsgesetzes und der Dipolformel (s.weiter unten) lassen sich die "theoretischen" Werte $\sigma_t(\bar{\theta})$ und $\sigma_t(\theta_0)$ berechnen. Der Vergleich mit dem Meßwert $\bar{\sigma}_M(\bar{\theta})$ ergibt eine Abschätzung der nötigen Korrektur zu

$$\bar{\sigma}_M(\theta_0) = f_{WK} \cdot \bar{\sigma}_M(\bar{\theta}) = \sigma_M(\bar{\theta}) \cdot \sigma_t(\theta_0) / \sigma_t(\bar{\theta})$$

Wie aus Tab. 5 ersichtlich ist, beträgt die Korrektur max. 2.5%. Eine Ungenauigkeit der Dipolgleichung um 10% bewirkt z.B. nur einen Fehler von 0.25% im WQ.

3.2.4 Übersicht über weitere Korrekturen.

Weitere Korrekturen zum WQ. sind:

a) Zählrate bei leerem Target

Unmittelbar nach einer Reihe von Messungen bei gefülltem Target wurde die Zählrate bei leerem Target bestimmt. Sie betrug max. 3% der Volltargetmessung und beruht jeweils etwa zur Hälfte auf der Streuung der Elektronen am Restgas in der Zelle und an den Protonen in den Zellwänden. Das führt zu einer Korrektur der gemessenen Streurrate von etwa 1.5%. Ein Fehler von 10% in der Korrektur ergibt einen Fehler im WQ von nur 0.1%.

Bei Messungen mit reduzierter Strahlintensität zeigte sich, daß die Streurrate pro μCb gemessener Ladung im FK unabhängig von der Intensität war. Man kann daher annehmen, daß die H_2 -Dichte im Innern der Zelle konstant ist.

b) Zufallskoinzidenzen

Von der gemessenen Hauptkoinzidenzrate muß die Rate der zufälligen Koinzidenzen subtrahiert werden. Diese Zählrate wird durch die um 50 nsec verzögerten Koinzidenzstufen gemessen. Die Korrektur beträgt max. 1%. Ein Fehler von 10% in der Korrektur ergibt einem Fehlerbeitrag zum WQ von 0.1%.

c) Totzeiteffekte.

Die höchste Einzelzählrate gemessen bei einem Impulsübertrag von $-q^2 = 0.39 (\text{GeV}/c)^2$ in den Zählern S1....S6 liegt bei 600 Ereignissen pro sec. Bei einem Ejektionszyklus von 50/sec und einer Ejektionsdauer von minimal 10 μsec ergibt das einen mittleren Zählimpulsabstand von 0.85 μsec . Die Totzeit der Diskriminatoren beträgt (im 50 MHz Betrieb) ca. 11 nsec. Der Verlust durch Totzeiteffekte beträgt daher im Extremfall etwa 1.5%. Bei höheren Impulsüberträgen liegt die Korrektur jedoch wegen der niedrigeren Zählrate unter 1%. Der Fehler im WQ. durch Totzeiteffekte wurde auf ca. 0.5% geschätzt.

3.2.5 Systematische Fehler

In Tab. 4 sind die systematischen Fehler für den Fall $-q^2 = 0.779 (\text{GeV}/c)^2$ und $\theta = 14.8^\circ$ zusammengestellt.

Soweit im Text noch nicht erörtert sollen die Fehler kurz besprochen werden.

a) Targetlänge

Die Targetzelle erfährt beim Abkühlen von Raumtemperatur auf

20°K eine Längenkontraktion. Außerdem wird sie durch den Druckunterschied zwischen der Streukammer und dem Innern der Zelle ausgebeult. Da der Durchmesser der Endflansche der Zelle bekannt ist und seine Kontraktion berechnet werden kann, läßt sich die Targetlänge aus einer Photographie ermitteln, wobei die Flansche als "Längennormal" dienen. Der Fehler der Längenmessung beträgt etwa 0.5%.

Reelle Bremsstrahlung	0.2 %
Strahlungskorrekturen	1.5 %
Winkelkorrektur	0.2 %
Targetdichte	0.4 %
Targetlänge	0.5 %
Raumwinkel	0.8 %
Ladungsmessung	1.0 %
Energiebestimmung	1.3 %
Streuwinkel	1.2 %
Elektronik	0.5 %
Totzeiteffekte	0.5 %

Gesamtfehler bei quadratischer Addition 3.0 %

Tabelle 4: Zusammenstellung der systematischen Fehler im WQ.
für $-q^2 = 0.779 \text{ (GeV/c)}^2$ und $\theta = 14.8^\circ$.

b) Energiebestimmung

Die Bestimmung der Energie der gestreuten Elektronen erfolgt aus der Lage des Maximums im Impulsspektrum der Abb. 11 und der Kenntnis der Dispersion des Spektrometers. Der Fehler in der Energiebestimmung berechnet sich aus der Energieauflösung des Spektrometers und der Unsicherheit in der Kenntnis der Ablenkfelder in den Magneten M1...M3. Die Einzelfehler teilen sich wie folgt auf:

- 1.) Energieauflösung 0.1%
- 2.) Einstellgenauigkeit der Magnetströme 0.1%
- 3.) Hysteresis- und Remanenzeffekte 0.1...0.2%
- 4.) Stromstabilität und Abweichungen von den gemessenen Magnetisierungskurven 0.1%

- 5.) Messung der Magnetströme durch Präzisionswiderstände und Digitalvoltmeter 0.05%
- 6.) Berechnung der Magnetfelder aus den Magnetisierungskurven 0.1%.

Unter der Annahme, daß alle Fehler unter einander unabhängig sind, ergibt die quadratische Addition einen Gesamtfehler von 0.3%. Bei der Berechnung des WQ ergibt sich hieraus ein Fehler von 1.3%.

c) Streuwinkel.

Für die Bestimmung des Streuwinkels ergeben sich zwei Fehlerquellen:

- 1.) Abwandern des einfallenden Elektronenstrahles aus der Sollage infolge kurzzeitiger Schwankungen des Ejektionszeitpunktes und der Ejektionsparameter. Am Beobachtungsschirm S6 (Abb.6) wurden maximale Abweichungen von ± 1 cm von der Strahlachse beobachtet. Das entspricht einer Winkeländerung um ± 0.6 mrad.

- 2.) Die horizontale Position des Kollimators H bezüglich der Strahlachse kann nur auf ± 0.5 mm genau angegeben werden. Das entspricht einer Ungenauigkeit im Winkel von ± 0.1 mrad. Ein Fehler in der Winkelbestimmung von 0.6 mrad führt bei $\theta = 15^\circ$ auf einen Fehler im WQ von etwa 1.2%.

Zum systematischen Gesamtfehler von 3% ist der statistische Meßfehler zu addieren.

3.3 Ergebnisse.

Die Tabelle 5 enthält die gemessenen elastischen Wirkungsquerschnitte für Impulsüberträge zwischen $-q^2 = 0.39$ und 4.1 $(\text{GeV}/c)^2$ und Streuwinkel zwischen $\theta = 10^\circ$ und 25° . Der einfallende Elektronenstrahl wurde mittels HF-Abschaltung aus dem Synchrotron ejiziert. Die Ejektionsdauer von 20 μsec macht eine Totzeitkorrektur der Zählrate erforderlich.

Der WQ bei $-q^2 = 2.92$ $(\text{GeV}/c)^2$ wurde durch den Nachweis des Rückstoßprotons unter $\theta = 19.5^\circ$ erhalten (29). Der korrespondierende Elektronwinkel ist $\theta = 88.1^\circ$. Bei dieser Messung wurde der Elektronenstrahl wurde mittels der "beam bumping" Methode ejiziert. Wegen der längeren Ejektionsdauer von 400 bis 700 μsec ist die Totzeitkorrektur

vernachlässigbar klein.

$-q^2$	E_1	θ	BK	SK	WK	R	$\Delta R/R$
$(\text{GeV}/c)^2$	(GeV)	(Grad)					(%)
0.389	3.685	10	1.044	1.171	0.984	0.284	3
0.779	5.274	10	1.043	1.175	0.983	0.115	3
0.779	4.433	12	1.043	1.176	0.988	0.115	3
0.779	3.640	14.8	1.043	1.177	0.992	0.118	3
1.168	5.907	11.1	1.040	1.165	0.986	0.0582	3
1.168	4.436	15.1	1.041	1.186	0.992	0.0585	3
1.558	5.278	14.8	1.039	1.160	0.992	0.0321	3
1.752	5.245	16	1.039	1.158	0.993	0.0253	3
1.946	5.888	15	1.038	1.155	0.992	0.0195	3
2.920	5.883	19.5	1.036	1.148	0.952	0.00732	4
2.920 +	2.233	88.1				0.0270	4.5
4.089	5.886	25	1.035	1.144	0.995	0.00272	5

Tab. 5. Wirkungsquerschnitte und Korrekturen. Es bedeuten:
 BK = Bremsstrahlungskorrektur, SK = Strahlungskorrektur und WK = Winkelkorrektur

$-q^2$	G_E	$\Delta G_E/G_E$	G_M/μ	$\Delta G_M/G_M$	$G_E\mu/G_M$	χ^2	Referenzen
$(\text{GeV}/c)^2$		(%)		(%)			
0.389	0.410	1.7	0.403	0.9	1.017	1.14	1,4,48,49
0.779	0.213	3.4	0.234	1.0	0.910	4.88	4,46,48
1.168	0.139	5.1	0.148	1.2	0.939	3.45	3,4,46,49
1.558	0.0875	12.9	0.102	2.1	0.858	1.62	3,46,48
1.752	0.102	12.5	0.0830	4.3	1.229	1.19	3,46,49
1.946	0.0743	20.8	0.0738	3.8	1.007	-	47
2.920	0.0411	25.7	0.0408	2.5	1.007	0.56	31,47,49
4.089	0.0335	33.7	0.0213	6.4	1.573	0.96	46,48,49

Tab. 6: Zusammenstellung der berechneten Formfaktoren. (Die letzte Spalte enthält die Referenzen der benutzten Daten anderer Autoren.)

Der systematische Fehler betrug in allen Fällen ca. 3 bis 3.5%. Die größeren Fehlerangaben in der Tabelle sind durch statistische Meßfehler bedingt.

3.4 Berechnung der Formfaktoren.

Die Formfaktoren G_E und G_M wurden nach der im Kap. 1 angegebenen Methode berechnet. Da die Daten mit denen anderer Laboratorien kombiniert werden und letztere nicht immer bei genau gleichem q^2 -Wert liegen, ist es in einigen Fällen erforderlich, diese Wirkungsquerschnitte $\sigma_M(1)$ auf die Werte $\sigma_M(2)$ des Impulsübertrages zu extrapolieren, bei denen unsere Messungen durchgeführt wurden. Als Extrapolationsformel dient die Gleichung (3.6). Bei festem Streuwinkel θ werden $\sigma_t(1)$ und $\sigma_t(2)$ berechnet. Die Extrapolation erfolgt proportional den Abweichungen der Meßwerte von den "theoretischen" Kurven.

$$\sigma_M(2) = \sigma_M(1) \sigma_t(2) / \sigma_t(1)$$

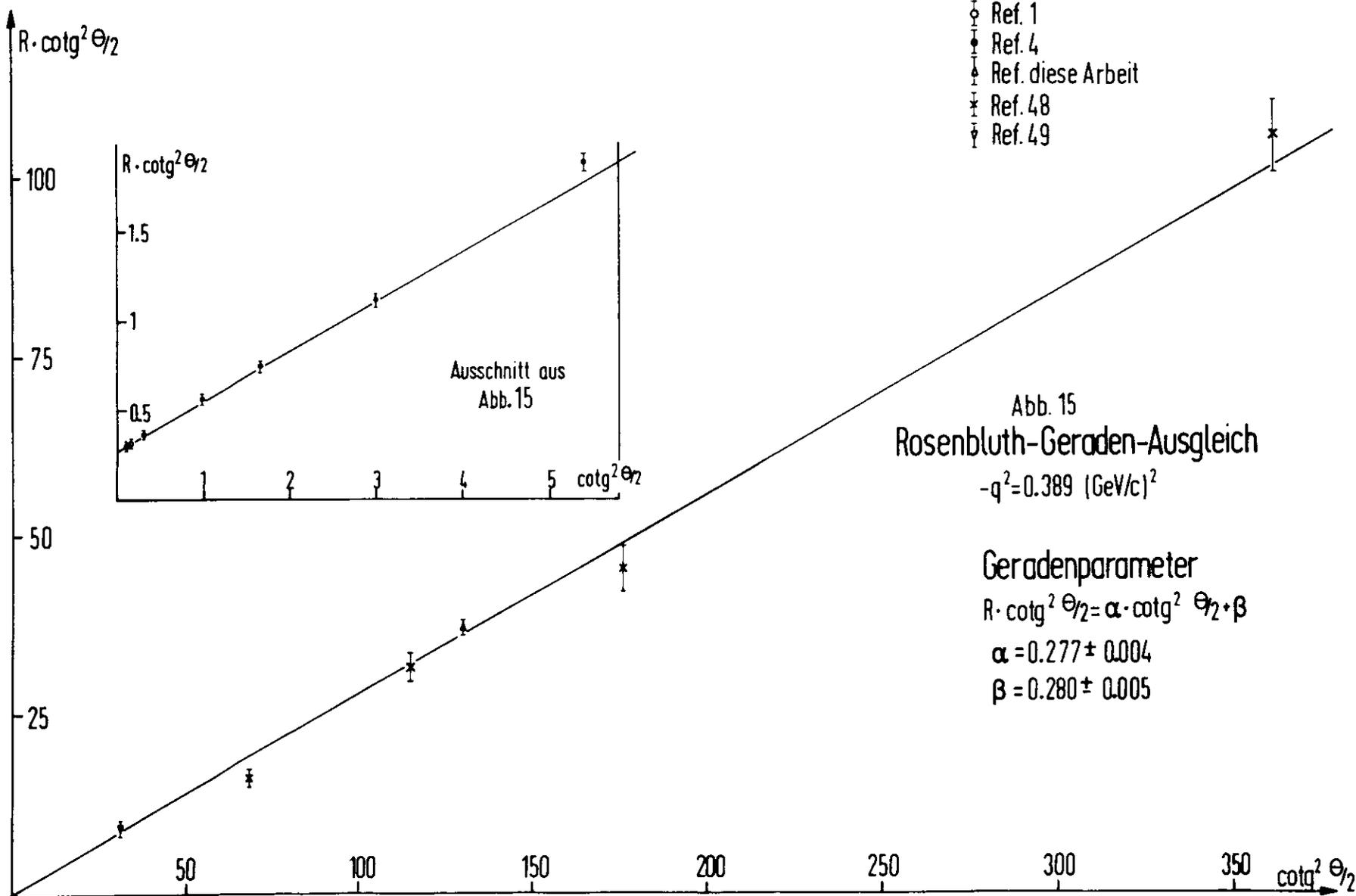
Die Extrapolationen betragen zwischen 2 und 10% vom gemessenen Wert $\sigma_M(1)$. Die Unsicherheit der Dipolformel berücksichtigt man durch einen zusätzlichen Fehler im WQ. von max. 0.5%.

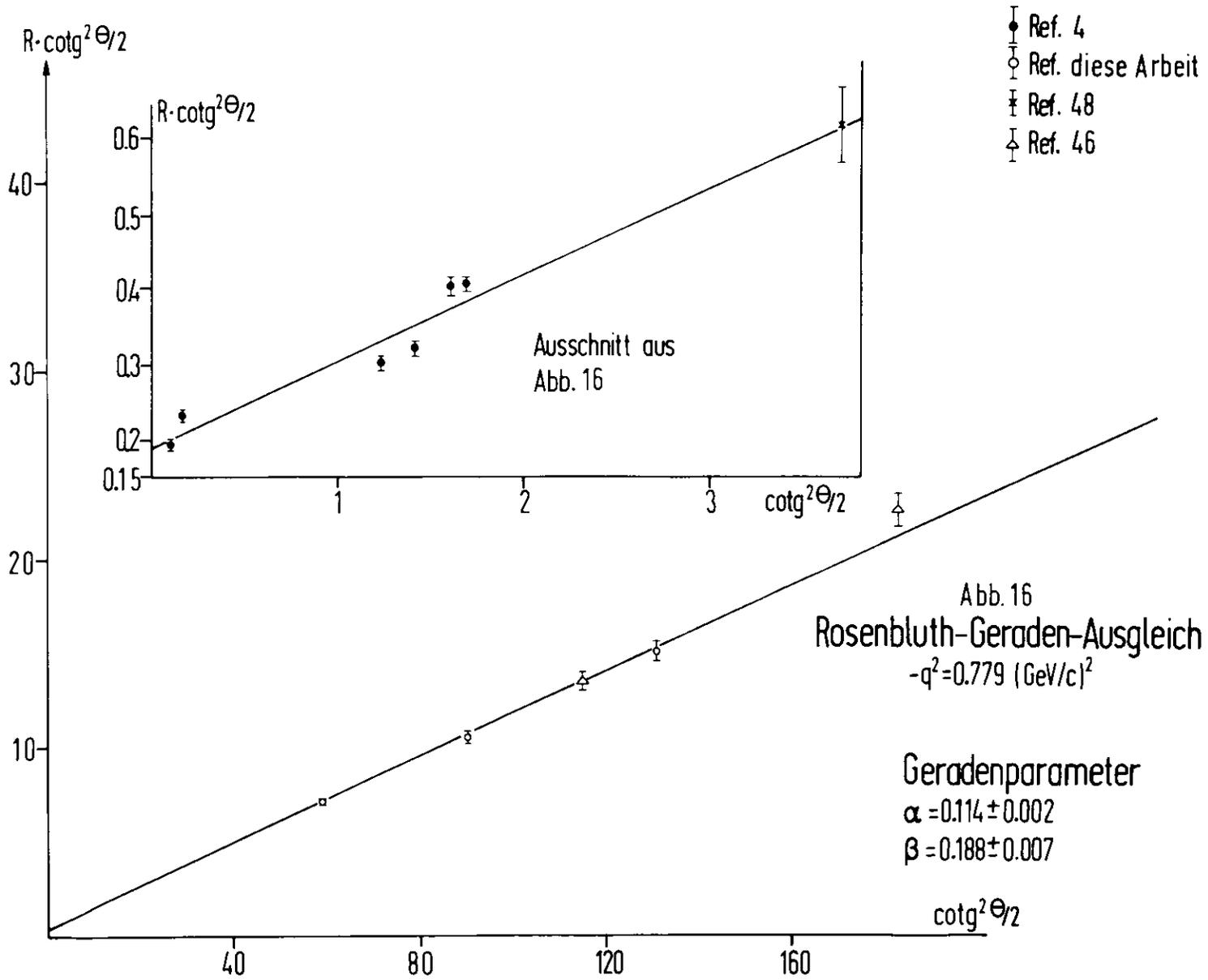
Aus den Meßdaten wird die Rosenbluth-Gerade nach der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate ermittelt. Die Güte dieser Ausgleichsmethode wird durch den Parameter $\chi^2/\text{Freiheitsgrad} = \chi_F^2$ angegeben (s. unten). Aus Achsenabschnitt und Steigung der Geraden werden die Formfaktoren bestimmt.

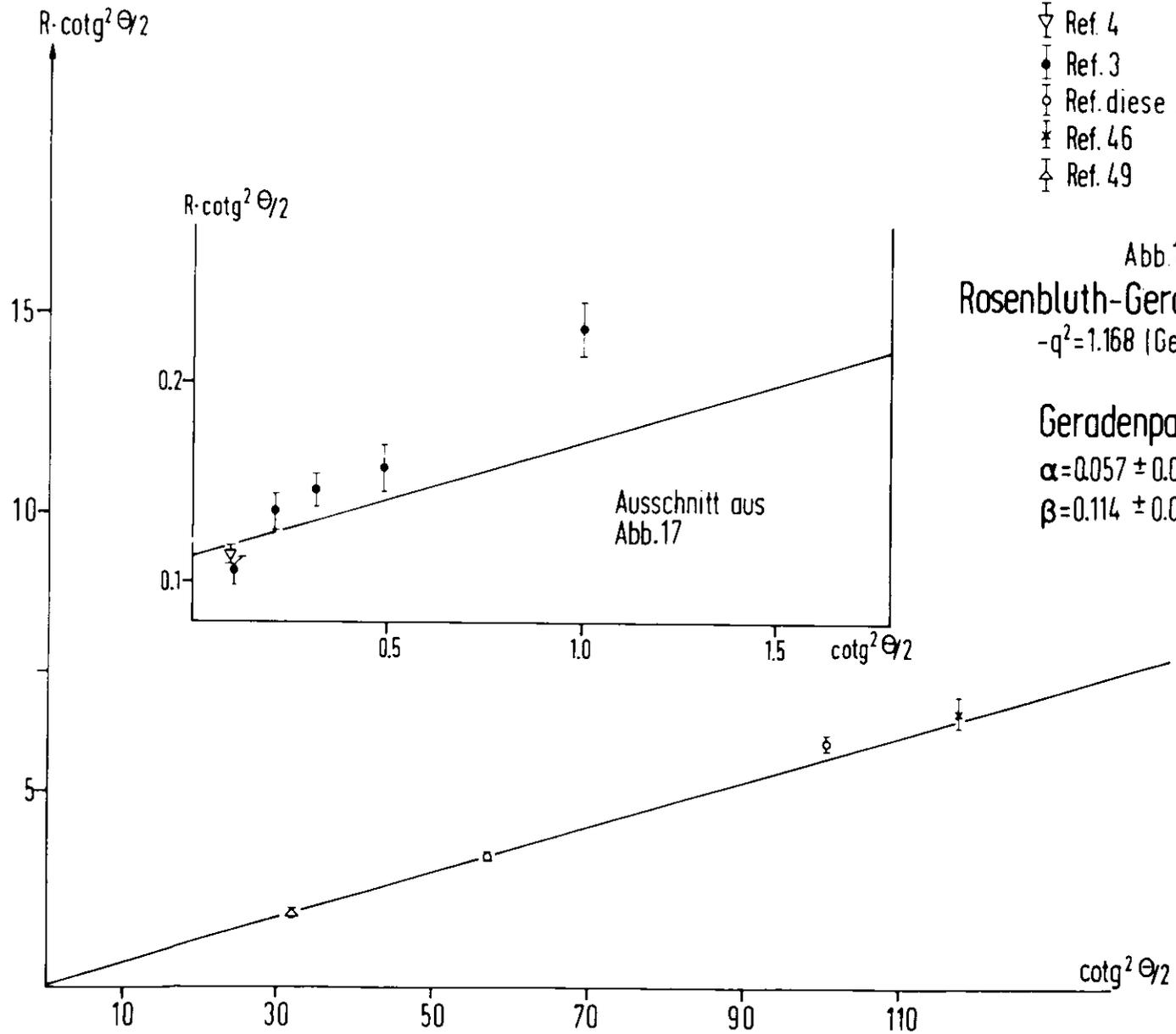
Die Ergebnisse findet man in Tabelle 6. In den Abb. 15...20 sind die Rosenbluth-Geraden für einige Impulsüberträge, bei denen unsere Messungen ausgeführt wurden, zusammen mit den Meßdaten eingetragen (vgl. auch (29)).

3.4.1 Diskussion der Ergebnisse.

Die Analyse der Daten, die in den folgenden Abschnitten vorgenommen wird, erfolgt nach Ausgleichsrechnungen mit Hilfe der Methode der kleinsten Abweichungsquadrate. Als Maß für die Güte des Ausgleichs dient die Größe



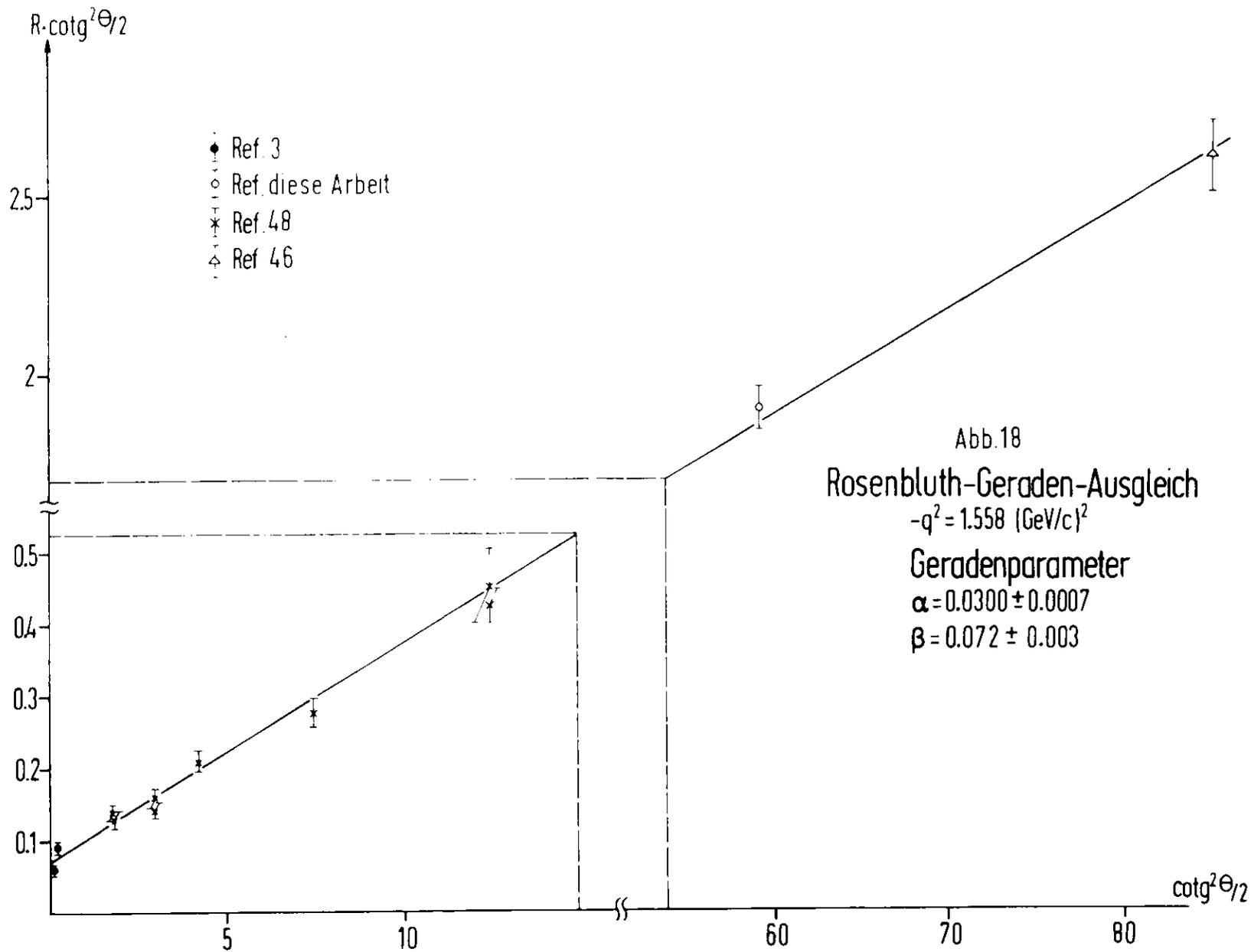


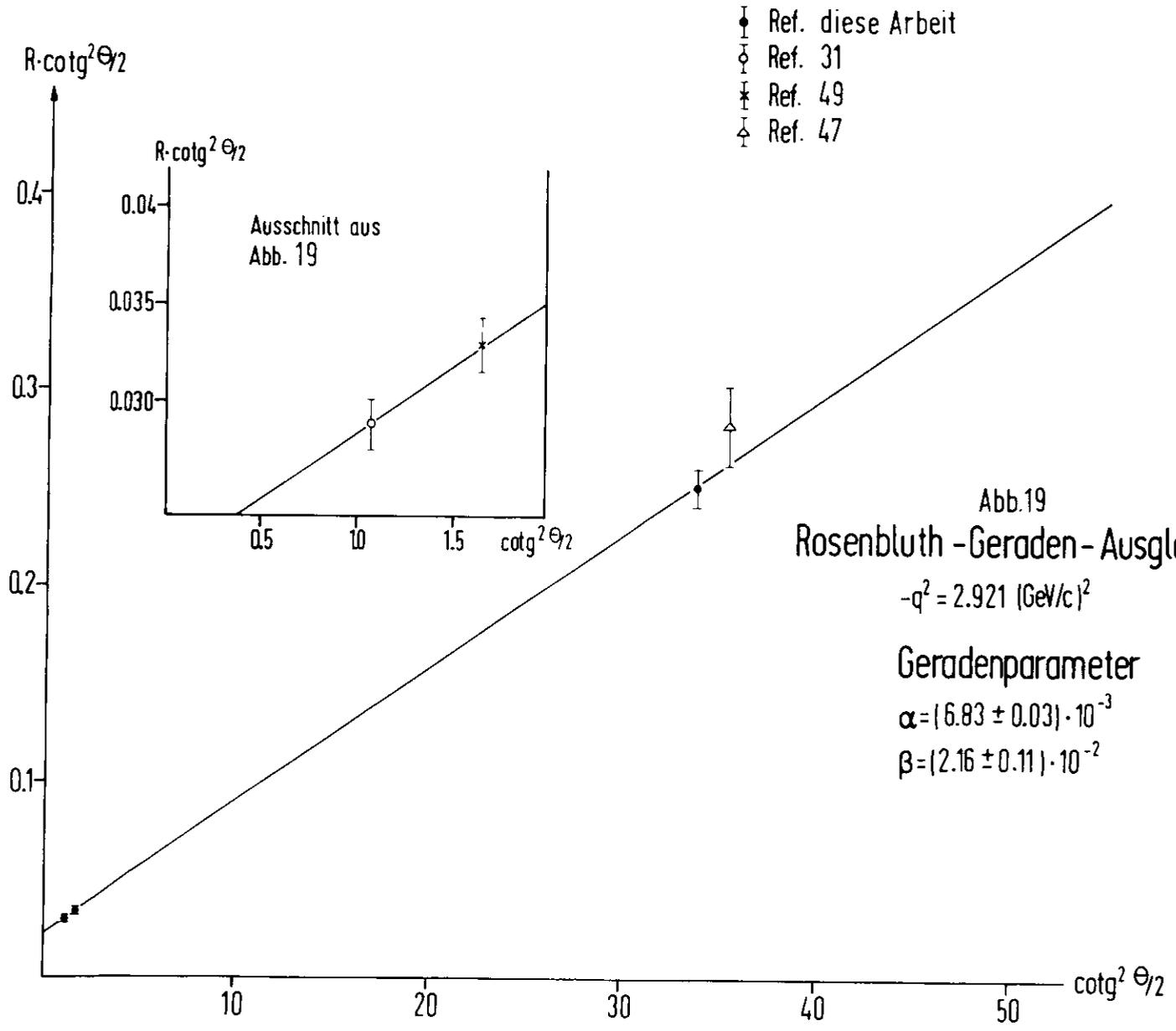


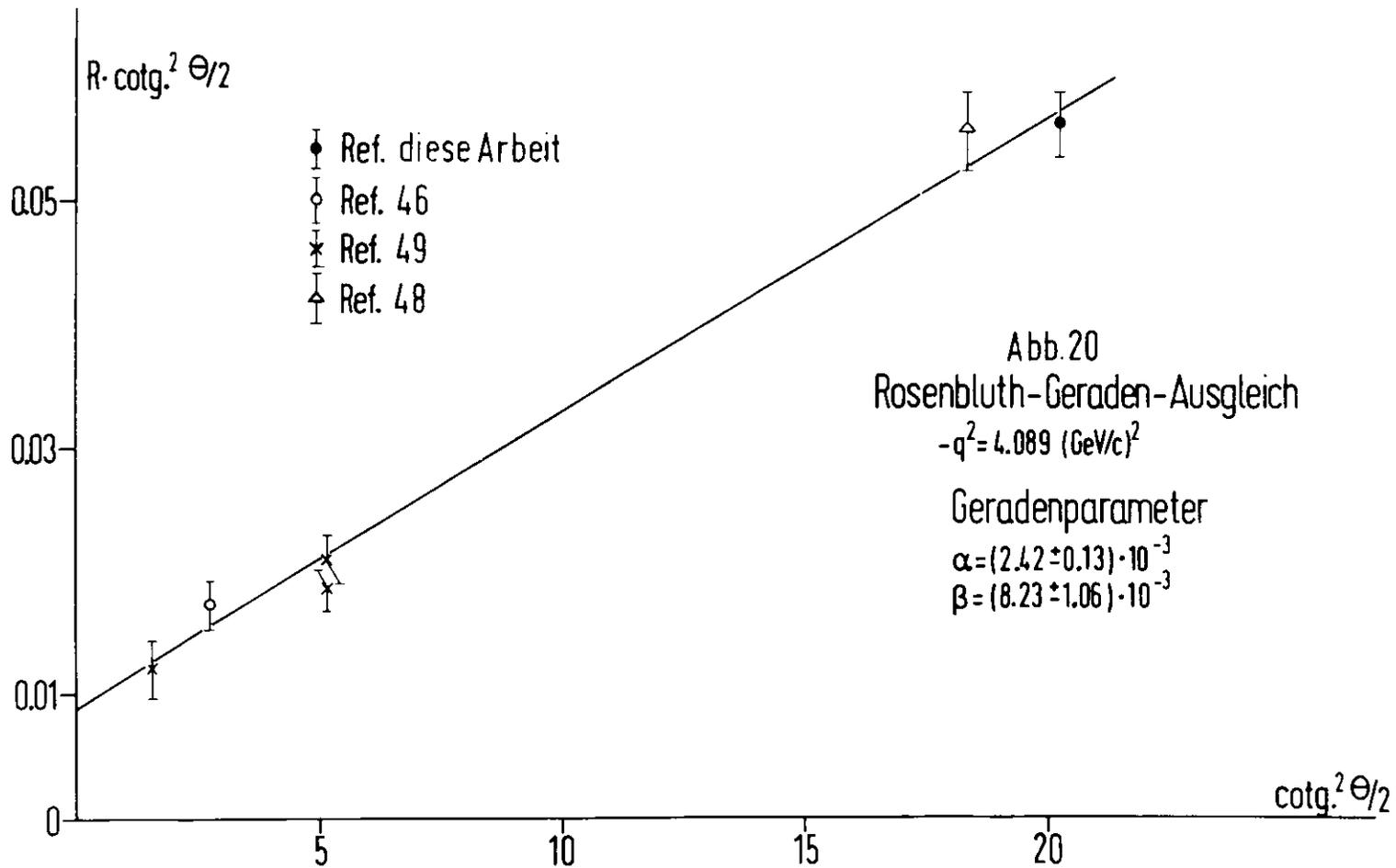
- ▽ Ref. 4
- Ref. 3
- Ref. diese Arbeit
- ⊗ Ref. 46
- △ Ref. 49

Abb. 17
 Rosenbluth-Geraden-Ausgleich
 $-q^2 = 1.168 \text{ (GeV/c)}^2$

Geradenparameter
 $\alpha = 0.057 \pm 0.001$
 $\beta = 0.114 \pm 0.003$







$$(3.4) \quad \chi_F^2 = \frac{1}{N} \sum \left\{ \frac{Y_i^M - Y_i}{\Delta Y_i} \right\}^2$$

Hierin sind Y_i die berechneten, Y_i^M die gemessenen Werte und ΔY_i die Meßfehler. N ist die Anzahl der Freiheitsgrade. Für Werte von χ_F^2 zwischen 0.6 und 1.4 beträgt die Wahrscheinlichkeit $P(\chi_F^2)$ dafür, daß die Meßpunkte gemäß einer Gaußverteilung mit der Varianz des angegebenen Fehlers um die errechnete Kurve streuen, zwischen 5% und 95%. Die ermittelten χ_F^2 -Werte sind in den meisten Fällen größer. Die angegebenen Fehler brauchen jedoch nicht notwendig mit den "wahren" Varianzen übereinzustimmen, z.B. wegen falsch eingeschätzter oder wegen unterschiedlicher systematischer Fehler bei Kombination der Daten verschiedener Laboratorien untereinander. Der χ_F^2 -Wert ist nur bei rein statistischen Verteilungen eindeutig. Bei der Beurteilung der Ergebnisse ist immer dann Vorsicht geboten, wenn ein theoretisches Modell aufgrund eines hohen χ_F^2 -Wertes verworfen werden soll. Der Vergleich von χ_F^2 -Werten ergibt jedoch ein Maß für die Güte der Anpassung verschiedener theoretischer Kurven an den gleichen Datensatz (60). Unter diesen Vorbehalten sind die Ergebnisse der folgenden Abschnitte zu betrachten.

Aus den Rosenbluth-Darstellungen der Abb. 15...20 und aus den Ausgleichsrechnungen geht hervor, daß der WQ. für elastische Elektron-Proton-Streuung bis zu Impulsüberträgen von $-q^2 \leq 4 \text{ (GeV/c)}^2$ durch den Einphotonenaustausch d.h. durch zwei Formfaktoren G_E und G_M beschrieben werden kann. Beiträge höherer Ordnung (Zwei-Photonen-Austausch) sind im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht feststellbar.

Die Abb. 21 und 22 geben den Verlauf des elektrischen und magnetischen Formfaktors in Abhängigkeit von q^2 wieder. Die Zeichnungen enthalten alle zur Zeit verfügbaren einschließlich der in dieser Arbeit ermittelten Daten (vgl. Abschn. 3.5).

In der Literatur (siehe z.B. (1,28)) ist wiederholt versucht worden, die q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren mit Hilfe des Proportionalitätsgesetzes (scaling law)

$$(3.5) \quad G_E^P(q^2) = G_M^P(q^2)/\mu_P = G_M^N(q^2)/\mu_N$$

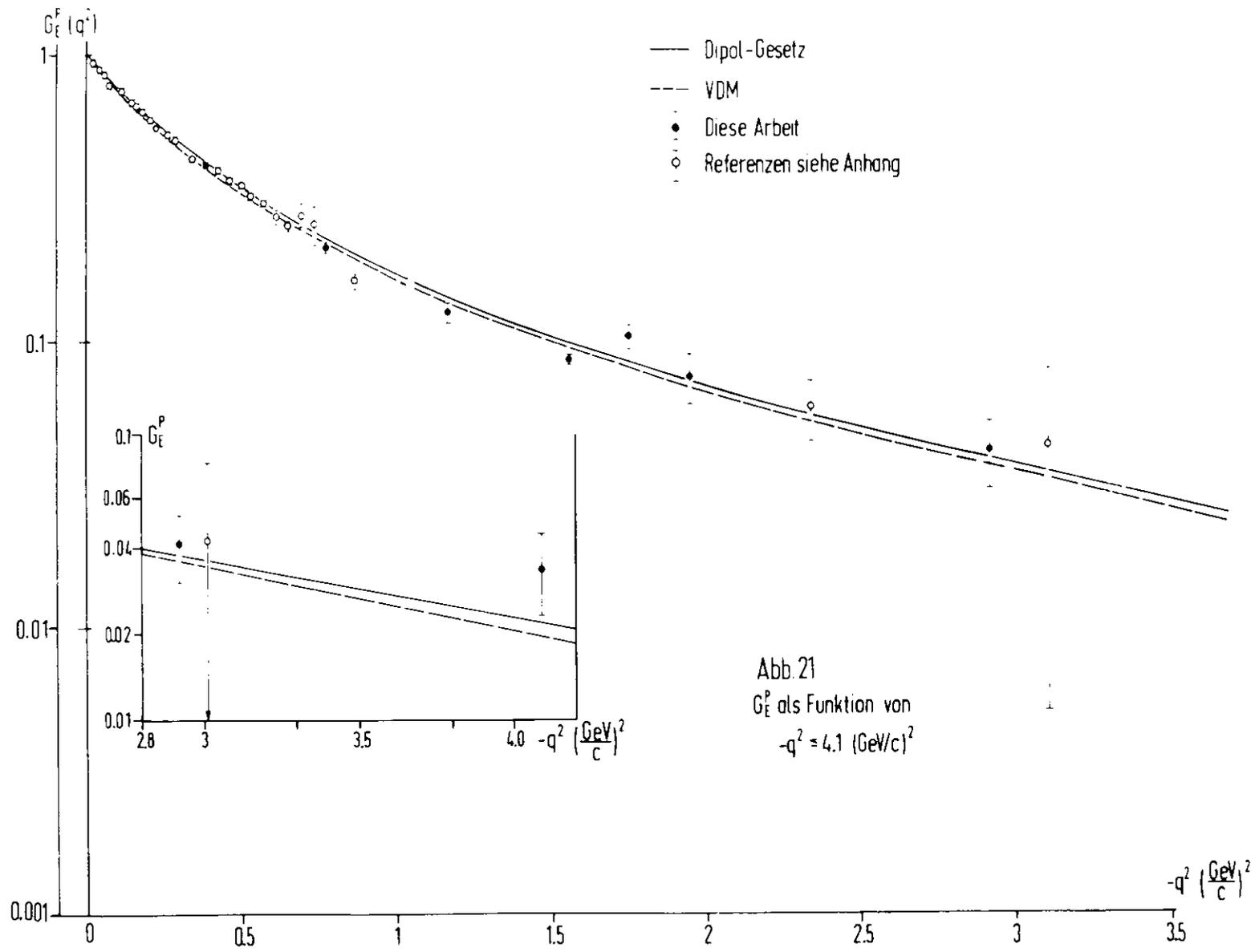
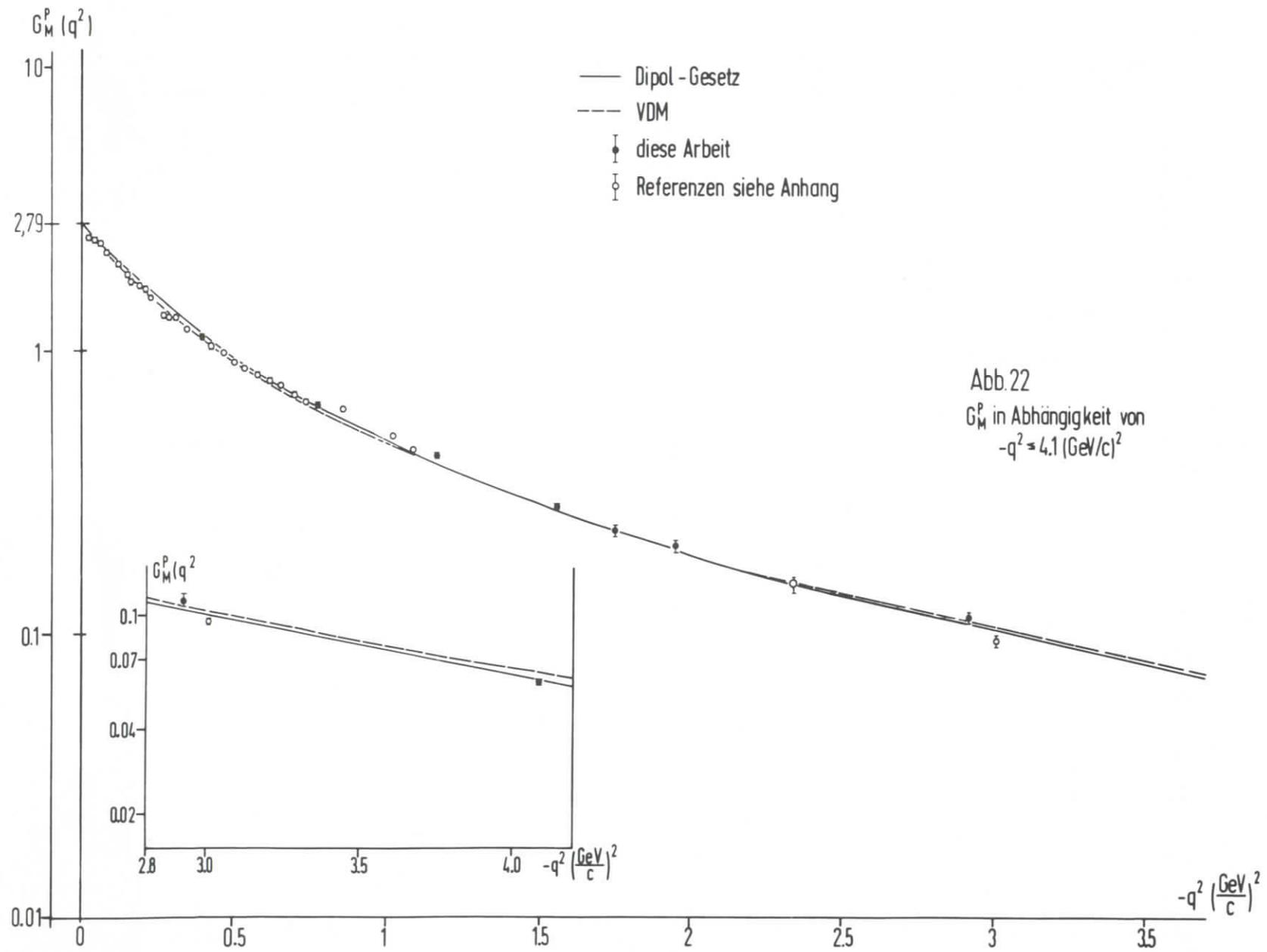
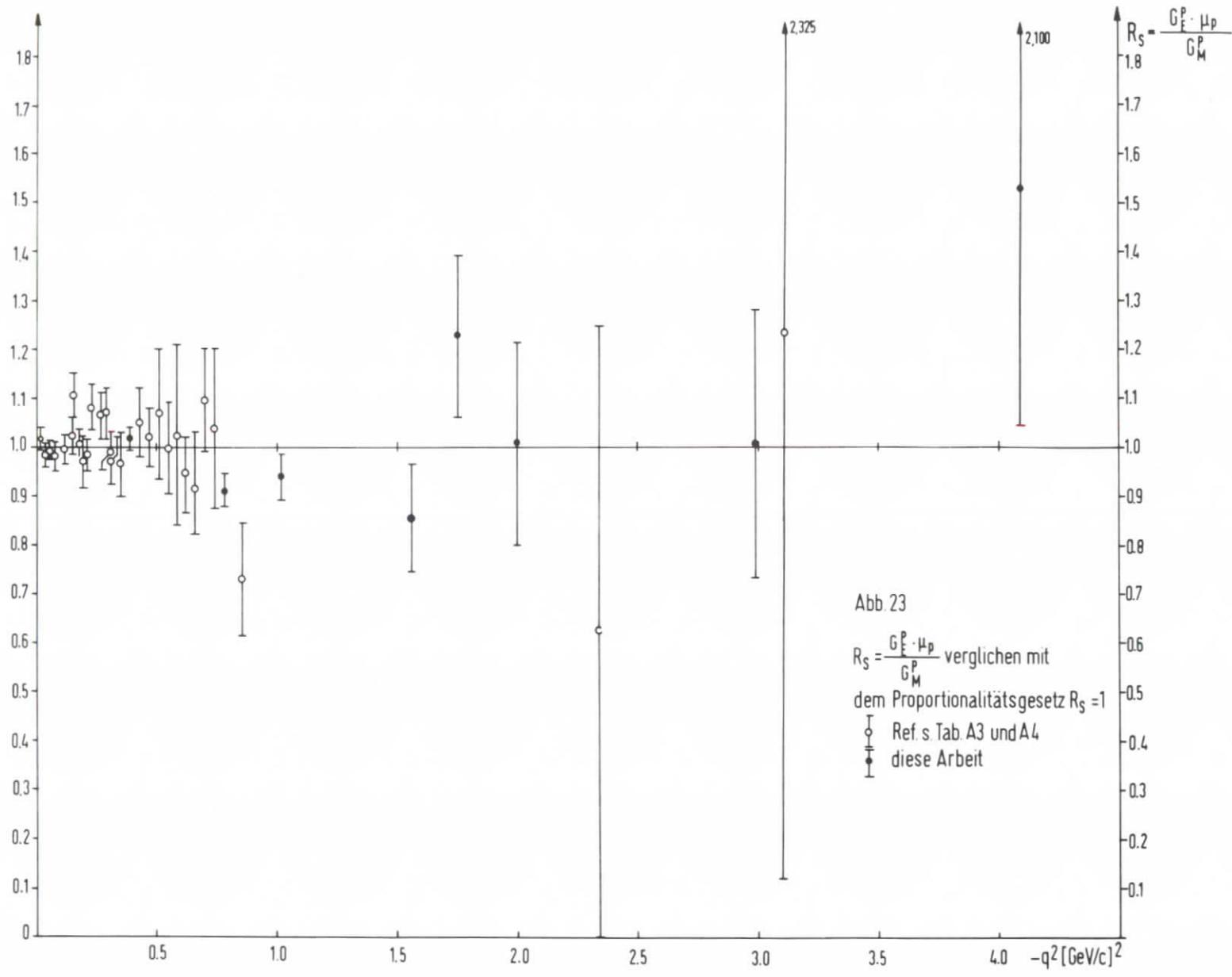


Abb. 21
 G_E^p als Funktion von
 $-q^2 = 4.1 \text{ (GeV/c)}^2$





und der Dipolformel

$$(3.6) \quad G_M^P(q^2)/\mu = (1 - q^2/0.71)^{-2}$$

wiederzugeben. Es handelt sich hierbei um rein empirische Zusammenhänge für raumartige Impulsüberträge. Für zeitartige Impulsüberträge können diese Formeln nicht richtig sein, denn das Proportionalitätsgesetz steht mit der Bedingung $G_E(4M^2) = G_M(4M^2)$ (s. Abschn. 1.2) im Widerspruch. Als Interpolationsformeln sind sie jedoch sehr nützlich und für die meisten Anwendungen hinreichend genau.

In Tab. 6 und in Abb. 23 ist das Verhältnis $R_S = G_E\mu/G_M$ in Abhängigkeit von q^2 eingetragen. Vergleicht man die Daten nach der χ_F^2 -Methode, wobei $Y_i^M = R_S$ und $Y_i = 1$ gesetzt ist und die Fehler durch $\Delta Y_i = R_S \{ \Delta G_E^2 + \Delta(G_M/\mu)^2 \}^{1/2}$ definiert sind, so erhält man $\chi_F^2 = 1.2$ bei 35 Freiheitsgraden (s. Anhang).

In einer kürzlich erschienenen Arbeit (64) zeigen Berger und Mitarbeiter, daß möglicherweise systematische Abweichungen vom Proportionalitätsgesetz vorhanden sind. Allerdings handelt es sich bei diesen Meßpunkten um vorläufige Werte, die deshalb nicht in unseren Datensatz mit aufgenommen wurden. Außerdem wurden nur 7 Meßpunkte (anstatt 36 bei uns) zum Vergleich mit dem Proportionalitätsgesetz herangezogen. Die Autoren geben an, daß sich die Abweichung durch die Formel

$$G_E\mu/G_M = 1 - (0.067 \pm 0.023)q^2$$

beschreiben läßt.

Die Dipolformel wurde zum ersten Male von Hofstadter (28) eingeführt. Die Interpretation der Gl. (3.6) führt auf einen Pol 2. Ordnung bei dem zeitartigen Impulsübertrag $q^2 = 0.71$ $(\text{GeV}/c)^2$ oder auf zwei einfache Pole, die sehr eng um den Wert 0.71 verteilt liegen. Der Parameter 0.71 wird durch Ausgleichsrechnungen aus den Meßdaten gewonnen. Der Vergleich mit den Proton-Daten (s. Anhang) bis zu Impulsüberträgen von $-q^2 = 25$ $(\text{GeV}/c)^2$ liefert ein $\chi_F^2 = 2.5$ bei 64 Freiheitsgraden. Das entspricht einer Wahrscheinlichkeit von $P(\chi_F^2) = 10^{-8}$. Dieser Wert deutet darauf hin, daß die Dipolformel nicht für den gesamten gemessenen Impulsübertragsbereich gültig sein kann.

Tatsächlich entnimmt man der Abb. 26, in der das Verhältnis $G_M^P/G(\text{Dipol})$ eingetragen ist, daß die Daten zum Teil mehr als 3 Standardabweichungen von 1 entfernt sind.

3.5 Interpretation der Formfaktoren

Zur Interpretation der q^2 -Abhängigkeit der Formfaktoren sind in der Literatur eine Reihe von Modellen vorgeschlagen worden, deren Vorhersagen mit dem zur Zeit vorliegenden Datenmaterial verglichen werden sollen. Die Auswahl der Daten erfolgt nach dem im Anhang angegebenen Prinzip.

3.5.1 Randbedingungen

Ein theoretisches Modell für die Formfaktoren muß folgenden Bedingungen genügen:

1.) Bei $q^2 = 0$ gilt

$$\begin{array}{ll} G_E^P(0) = 1 & G_E^N(0) = 0 \\ G_M^P(0) = 2.793 & G_M^N(0) = -1.913 \end{array}$$

und bei $q^2 = 4M^2$ (vgl. Abschnitt 1.2)

$$G_E^{P,N}(4M^2) = G_M^{P,N}(4M^2)$$

2.) Die Messungen (30) bei hohen Impulsüberträgen deuten darauf hin, daß für $q^2/0.71 \gg 1$ der magnetische Formfaktor wie $1/q^4$ abnimmt.

3.) Die Daten (29,30) besagen ferner, daß in dem bisher gemessenen Impulsübertragsbereich die Formfaktoren keine Nullstelle besitzen. Sowohl für $G_E^P(-q^2 = 3 (\text{GeV}/c)^2)$ als auch für $G_M^P(-q^2 = 25 (\text{GeV}/c)^2)$ liegen die Werte um mehr als vier Standardabweichungen von Null entfernt.

3.5.2 Das Vektor-Dominanz-Modell (VDM).

Das VDM beschreibt die Kopplung des elektromagnetischen Feldes an die Nukleonen allein durch die neutralen Vektormesonen ρ, ω, ϕ . Die Photoproduktion von Vektormesonen wird durch dieses Modell zumindest bei hohen Photonenenergien und kleinen Impulsübertragungen recht gut wiedergegeben (62). In diesem Zusammenhang sind Messungen

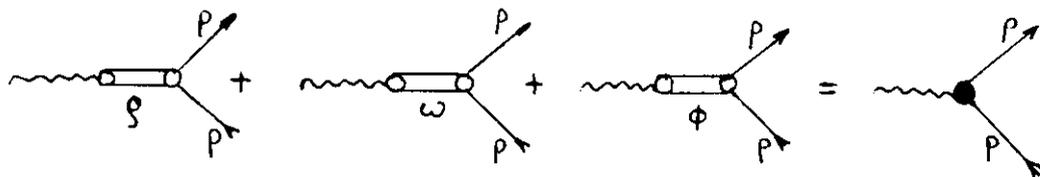
des totalen Photoproduktionsquerschnittes $\gamma + p = p + \rho_0$ zu erwähnen, wobei man Werte zwischen 16 und 17 μbarn erhält, während die totalen WQ für die ω - und ϕ -Erzeugung etwa 3-5 μbarn bzw. 0.4-0.5 μbarn betragen und die totalen WQ für die Erzeugung anderer Resonanzen noch niedriger sind. Dies mag als experimenteller Hinweis dafür gelten, daß das ρ -Meson bei der Kopplung des elektromagnetischen Feldes eine entscheidende Rolle spielt.

Es liegt nahe, auch die Formfaktoren des Nukleons durch dieses Modell zu beschreiben, zumal in der historischen Entwicklung die Vektormesonen aus dem q^2 -Verlauf der Formfaktoren vorhergesagt wurden (63).

Wenn das virtuelle Photon als Überlagerung von Mesonenresonanzen darstellbar sein soll, dann müssen letztere die gleichen Quantenzahlen besitzen, nämlich $J=1, P=-1$ und $C=-1$. Der Isospin kann 0 oder 1 sein. Es gibt bisher 3 beobachtete Resonanzen mit den angegebenen Quantenzahlen und zwar die isoskalaren ($I=0$) ω und ϕ , welche hauptsächlich in 3π - bzw. $2K$ -Mesonen zerfallen, und das isovektorielle ($I=1$) ρ , welches in 2π -Mesonen zerfällt. Die Massen und Zerfallsbreiten (Rosenfeld-Tabellen 1968 (65)) für diese Resonanzen sind

ω :	$m_\omega = 783.3 \text{ MeV}$	$\Gamma_\omega = 12.2 \text{ MeV}$
ϕ :	$m_\phi = 1019.3 \text{ MeV}$	$\Gamma_\phi = 3.4 \text{ MeV}$
ρ :	$m_\rho = 765 \text{ MeV}$	$\Gamma_\rho = 120 \text{ MeV}$

Die (e-N)-Kopplung wird im VDM durch folgende Graphen dargestellt



Die Berechnung der Graphen liefert eine Beziehung zwischen den Formfaktoren und den Mesonenresonanzen. Allerdings bleibt die Frage offen, ob man die Dirac-Pauli-Formfaktoren $F_{1,2}^{P,N}$ (s. Abschn. 1.2) oder die $G_{E,M}^{P,N}$ durch die Resonanzen beschreiben soll. In der Literatur kommen beide Methoden zur

Anwendung (32,34). Der Vorteil bei der Benutzung der F liegt darin, daß die Bedingung $G_E(4M^2) = G_M(4M^2)$ aufgrund der Definition in Abschnitt 1.2 automatisch erfüllt ist.

Zur Berechnung der Formfaktoren spaltet man sie in ihre isovektoriellen und isoskalaren Anteile auf und beschreibt jeden dieser Anteile durch die Ankopplung eines oder mehrerer Vektormesonen mit dem entsprechenden Isospin an das Nukleon. Mit Hilfe der Dispersionstheorie erhält man folgende Beziehung.

$$(3.7) \quad F_{1,2}^{S,V} = \int_{4m_j^2, 9m_j^2} d q'^2 \frac{J_m F_{1,2}^{S,V}(q'^2)}{q'^2 - q^2}$$

(Wir benutzen die unsubtrahierten Dispersionsrelationen, da die subtrahierten eine von q^2 unabhängige Konstante enthalten, die im Widerspruch zur Dipolformel für $-q^2 \rightarrow \infty$ $F \neq 0$ liefert.)

Bei der Berechnung des Imaginärteiles von F nimmt man an, daß nur die Resonanzen an den Stellen $q^2 = m_j^2$ einen wesentlichen Beitrag zum Integral liefern. Unter Vernachlässigung der endlichen Breiten beschreibt man die Resonanzen durch δ -Funktionen und erhält folgende Beziehung

$$(3.8) \quad \text{Im } F_{1,2}^{S,V}(q^2) = \pi \sum_j m_j^2 a_{1,2}^j \delta(q^2 - m_j^2) \quad j = \rho, \omega, \phi$$

Hierin sind m_j die Massen der Vektormesonen. Die $a_{1,2}^j$ setzen sich aus den Photon-Meson- und den Meson-Nukleon-Kopplungskonstanten zusammen. Durch Substitution von (3.8) in (3.7) erhält man mit Hilfe von (1.5)

$$(3.9) \quad G_{E,M}^S = \frac{a_1^\omega + \epsilon a_2^\omega}{1 - q^2/m_\omega^2} + \frac{a_1^\phi + \epsilon a_2^\phi}{1 - q^2/m_\phi^2}$$

$$G_{E,M}^V = \frac{a_1^\rho + \epsilon a_2^\rho}{1 - q^2/m_\rho^2} \quad \epsilon = \begin{cases} -\tau & \text{für } G_E^{S,V} \\ 1 & \text{für } G_M^{S,V} \end{cases}$$

Dieser Ansatz stimmt nicht mit den experimentellen Daten überein, da G_M^V für große q^2 nicht der $1/q^4$ -Bedingung genügt. Vorschläge, einen $1/q^4$ -Verlauf zu erzwingen, sind u.a.

1.) Einführung einer zweiten Vektor-Resonanz mit Isospin 1, deren Masse als freier Parameter behandelt wird. Ein Vergleich mit den Daten ergibt eine Masse um 1 GeV. Eine

solche Resonanz ist bisher nicht beobachtet worden.

2.) Die Einführung eines Formfaktors $F_\rho(q^2)$, der die Meson-Nukleon Kopplung beschreibt und sich für $-q^2 \rightarrow \infty$ wie $1/q^2$ verhält.

Obwohl in dem Reaktionskanal mit Isospin 0 zwei Mesonen vorhanden sind und deshalb die notwendige $1/q^2$ -Abhängigkeit gewährleistet ist, erhalten aus Vollständigkeitsgründen ω und ϕ ebenfalls einen Formfaktor. Damit ergibt sich als vollständiger Ausdruck für Gl. (3.9)

$$G_{E,M}^S = \frac{a_1^\omega + \varepsilon a_2^\omega}{1 - q^2/m_\omega^2} \bar{F}_\omega(q^2) + \frac{a_1^\phi + \varepsilon a_2^\phi}{1 - q^2/m_\phi^2} \bar{F}_\phi(q^2)$$

(3.10)

$$G_{E,M}^V = \frac{a_1^\rho + \varepsilon a_2^\rho}{1 - q^2/m_\rho^2} \bar{F}_\rho(q^2)$$

Dieser Ansatz ist in den Arbeiten von Massam und Zichichi (33) und Kroll, Lee und Zumino (34) diskutiert worden. Für die Faktoren $F_j(q^2)$ gibt es keine theoretische Vorhersage. Die Autoren nehmen der Einfachheit halber Terme der Art

$$(3.11) \quad F_j(q^2) = (1 - q^2/\Lambda_j^2)^{-1}$$

zur Beschreibung zu Hilfe.

In der Arbeit (33) berechnen die Autoren die Konstanten $a_{1,2}^j$ unter der Annahme der Gültigkeit der gebrochenen SU_3 -Symmetrie, wobei ω und ϕ Mischungen aus einem SU_3 -Singulett und -Oktett mit einem Mischungswinkel θ darstellen.

$$\omega = \omega_1 \cos \theta + \omega_8 \sin \theta$$

$$\phi = \omega_1 \sin \theta - \omega_8 \cos \theta$$

Ferner fordern die Autoren die gleiche q^2 -Abhängigkeit für alle drei Formfaktoren.

$$\bar{F}_\omega = \bar{F}_\phi = \bar{F}_\rho = (1 - q^2/\Lambda^2)^{-1}$$

Diese Annahmen haben zur Folge, daß unabhängig vom Parameter Λ der elektrische Formfaktor des Protons für Mischungswinkel zwischen 0° und 90° bei Impulsüberträgen

zwischen 2 und 3 (GeV/c)² eine Nullstelle besitzt. Diese Tatsache steht mit den experimentellen Daten im Widerspruch. In der Arbeit (34) wird zunächst ein gemeinsamer isoskalarer Formfaktor für das ω und ϕ -Meson vorgeschlagen. Die Anpassung der Parameter an die Meßdaten führt jedoch zu χ_F^2 -Werten größer als 8. Daher wurde von uns der Ansatz (3.10) benutzt.

Dieser Ansatz ergibt insgesamt 9 freie Parameter, die durch die Normierungsbedingungen für die $G_{E,M}^{S,V}(0)$ um 4 reduziert werden. So ergeben sich die Konstanten $a_{1,2}$ für das ρ -Meson z.B. direkt aus den Normierungsbedingungen.

Parameter	Anpassung I	Anpassung II
a_1^ω	0.191 ± 0.021	0.173 ± 0.018
a_1^ϕ	0.309 ± 0.021	0.327 ± 0.018
a_1^ρ	0.5	0.5
a_2^ω	0.221 ± 0.016	0.249 ± 0.013
a_2^ϕ	-0.281 ± 0.016	-0.309 ± 0.013
a_2^ρ	1.853	1.853
Λ_ω (GeV)	0.530 ± 0.031	0.507 ± 0.028
Λ_ϕ (GeV)	1.855 ± 0.090	1.812 ± 0.079
Λ_ρ (GeV)	0.992 ± 0.010	1.009 ± 0.010
$\langle r_E^2 \rangle_\rho$ (f ²)	0.759 ± 0.027	0.753 ± 0.025
$\langle r_M^2 \rangle_\rho / \mu_\rho$ (f ²)	0.717 ± 0.017	0.726 ± 0.018
$ \langle r_E^2 \rangle_N $ (f ²)	0.123 ± 0.027	0.121 ± 0.025
$\langle r_M^2 \rangle_N / \mu_N$ (f ²)	0.516 ± 0.025	0.486 ± 0.026
χ_F^2	2.9	1.9
F	169	165

Tab. 7: Parameter zum VDM-Modell nach Ref. (34).

Der für die Ausgleichsrechnungen gewählte Datensatz ist im Anhang tabelliert. In Tab. 7 sind die ermittelten Parameter zusammengestellt. Die mit "Anpassung II" Spalte gewinnt man

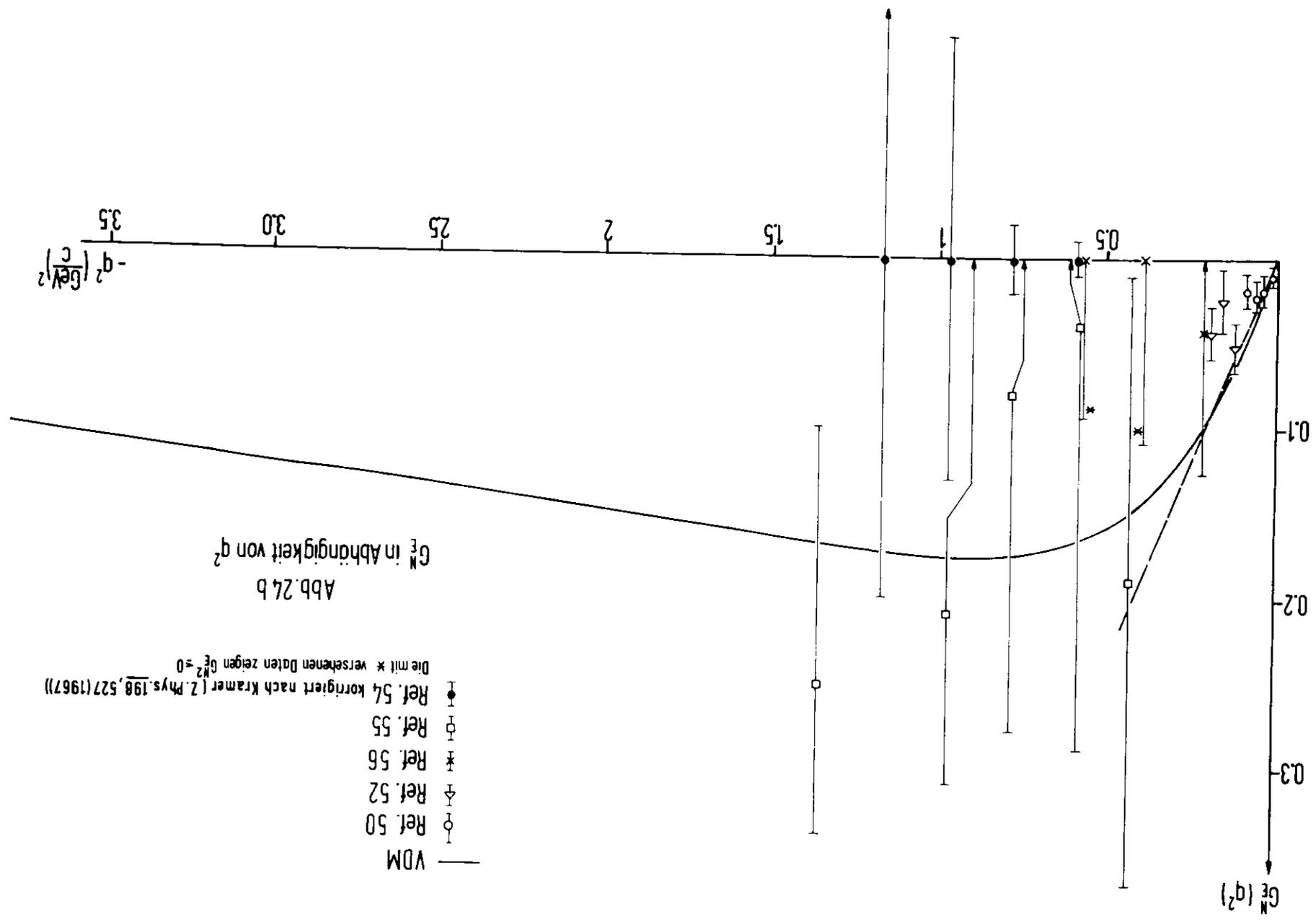
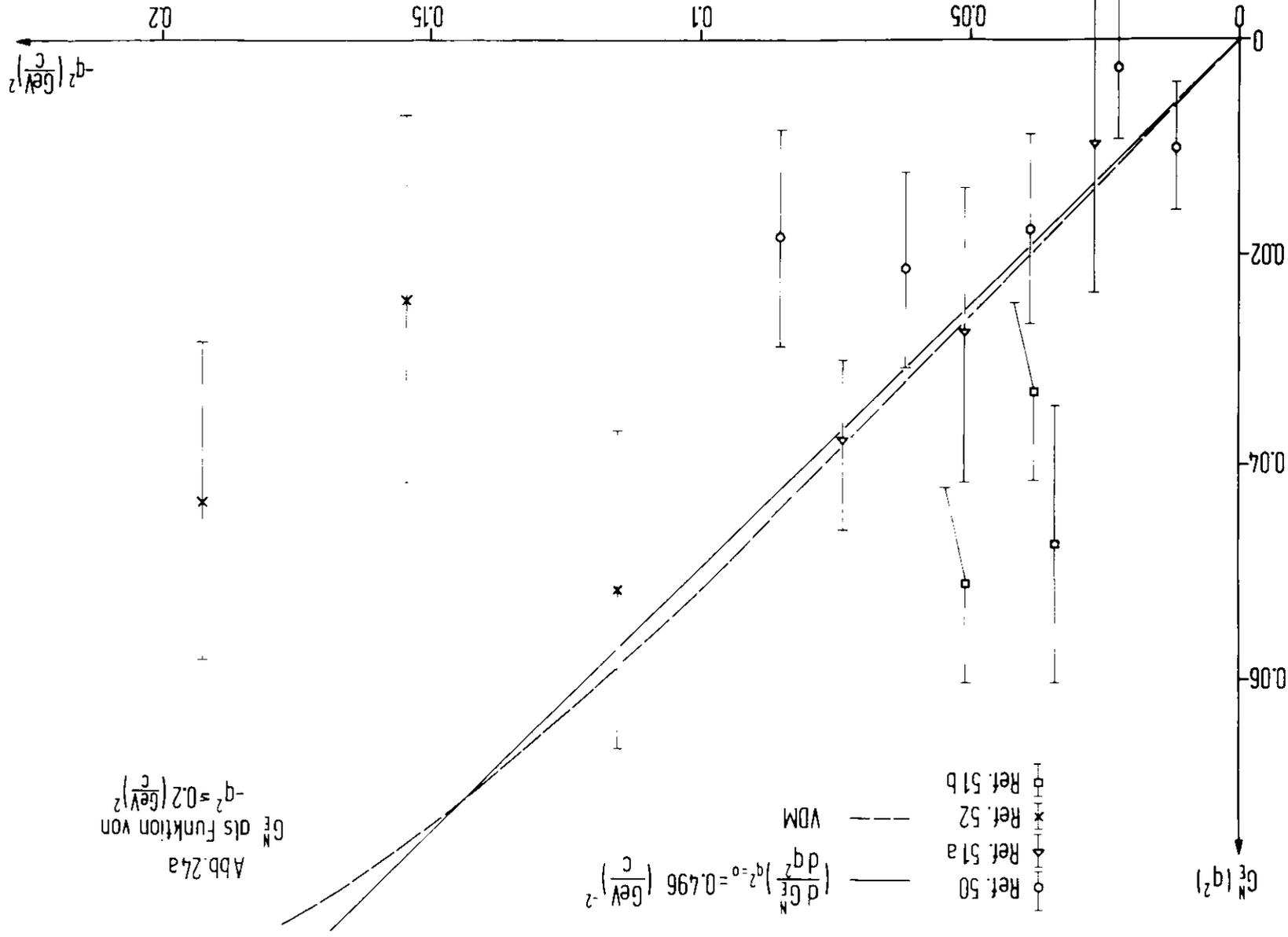
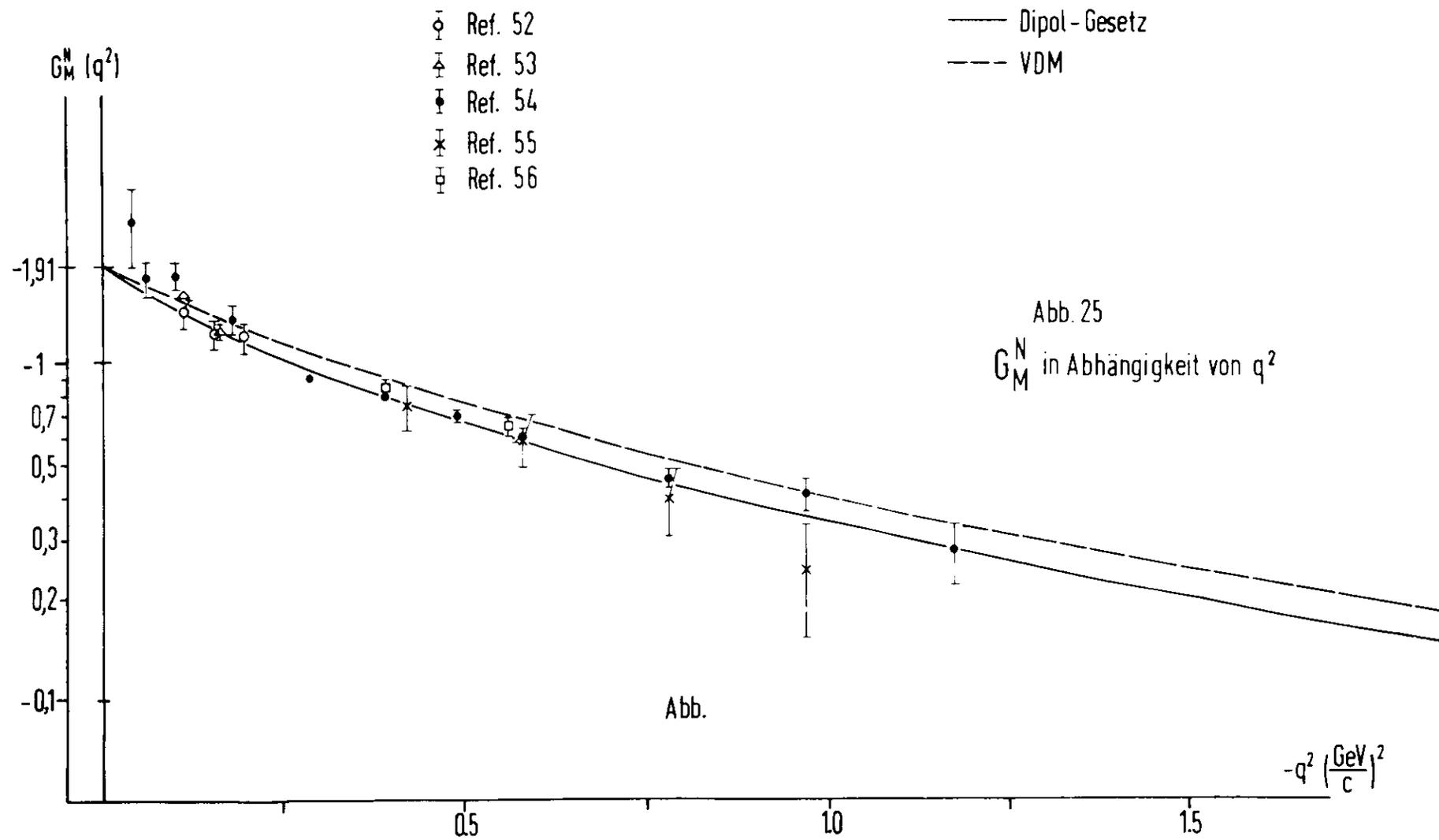


Abb. 24 b
 G_M^p in Abhängigkeit von q^2





dadurch, daß man Daten mit mehr als drei Standardabweichungen vom Modell ($\chi^2 \geq 10$) nicht berücksichtigt. Diese Daten werden im Anhang näher untersucht und sind in den Tabellen mit einem + versehen. Es ist typisch für diese "speziellen" Werte, daß sich die "großen" Abweichungen nicht allein auf das VDM beschränken, sondern auch bei anderen Modellen und beim Dipolansatz zu finden sind.

Diese Methode der "Datenauswahl" erscheint dann gerechtfertigt, wenn sich wie in unserem Falle zeigt, daß die Parameter innerhalb der Fehlergrenzen unabhängig von dieser Datenauswahl sind. Der Wert für χ_F^2 wird jedoch verbessert und das Auffinden der Parameter durch das Rechenprogramm (s. Anhang) erleichtert.

Die Übereinstimmung insbesondere der Spalte 2 mit den Meßdaten ist zufriedenstellend. Die Abweichungen sind geringer als beim Dipolansatz ($\chi_F^2 = 2.5$). Es besteht jedoch die Schwierigkeit, die Masse $M_\omega = 0.507$ GeV physikalisch sinnvoll zu deuten, da die bekannten Vektor-Meson-Massen alle größer sind. In den Abb. 22-25 ist ein Vergleich des VDM mit den experimentellen Daten und dem Dipolansatz eingezeichnet.

Die in der Tabelle aufgeführten mittleren quadratischen Radien (mqR) wurden nach Gl. (1.6) aus dem VDM berechnet. Mit Ausnahme des magnetischen mqR des Neutrons stimmen die Werte mit denen von Orsay (1) innerhalb der Fehlergrenzen überein. Letztere wurden mit Hilfe eines Vierpolansatzes aus den experimentellen Daten bei kleinen Impulsüberträgen bestimmt. Aufgrund des Proportionalitätsgesetzes und der Dipolformel erwartet man, daß $\langle r_E^2 \rangle_P = \langle r_M^2 \rangle_P / \mu_P = \langle r_M^2 \rangle_N / \mu_N = 0.658 f^2$ ist. Für die Radien des Protons liegen die Werte aus dem VDM um 10 bis 15% höher, stimmen also innerhalb der Fehlergrenzen überein. Der Wert des magnetischen mqR des Neutrons ist um 40% niedriger als bei (1) und um 25% niedriger als man aus der Dipolformel erwartet. Bei strenger Interpretation hieße das, daß man das Proportionalitätsgesetz für kleine Impulsüberträge nicht auf den magnetischen Formfaktor des Neutrons ausdehnen kann. Setzt man für $\langle r_M^2 \rangle_N$ die von Orsay und uns gefundenen Werte

in Gl. (1.7) ein und berechnet G_M^N für den kleinsten gemessenen Impulsübertrag $-q^2 = 0.039 \text{ (GeV/c)}^2$, so differieren die beiden Werte für G_M^N nur um 5%. Es existieren zu wenig G_M^N -Daten bei kleinen Impulsüberträgen und bei den vorhandenen sind die Fehler zu groß, als daß eine eindeutige Bestimmung des magnetischen Neutronradius direkt aus den Daten vorgenommen werden könnte.

In einer kürzlich erschienenen Arbeit von King-Yuen (36) benutzt der Autor zur Berechnung der Formfaktoren ebenfalls das VDM allerdings mit dem Unterschied, daß F_ω und F_ϕ jeweils in zwei Anteile aufgespalten sind, nämlich

$$\begin{aligned} F_{\omega,\phi}(q^2) &= a_{\omega,\phi} F^\omega(q^2) + b_{\omega,\phi} F^B(q^2) \\ F_\xi(q^2) &= a_\xi \cdot F^I(q^2) \end{aligned}$$

F^I , F^ω und F^B werden vom Autor "Isospin-, Hyperladungs- und Baryonformfaktoren" genannt und durch den Ansatz (3.11) beschrieben. Damit enthält dieses Modell 13 freie Parameter. Aus den Normierungsbedingungen bei $q^2 = 0$ und unter der Annahme der Gültigkeit der gebrochenen SU_3 -Symmetrie und eines speziellen Modells für die Mischung zwischen ω und ϕ (in (36) wurden 3 verschiedene Modelle untersucht) können 8 der 13 Parameter festgelegt werden. Der Angleich für die restlichen 5 Parameter liefert nach Angaben des Autors ein χ_F^2 von 1.5 bei 120 Meßpunkten (36). Mit dem von uns benutzten Datensatz erhält man $\chi_F^2 = 2.31$. Dieser etwas höhere Wert als nach dem VDM kommt dadurch zustande, daß die G_E^N - und die Proton-Daten bei höheren Impulsüberträgen schlechter wiedergegeben werden. Nach Modell weist G_E^P bei $-q^2 = 4.9 \text{ (GeV/c)}^2$ eine Nullstelle auf. Bei diesem Impulsübertrag liegen keine Meßergebnisse vor, die diesen Sachverhalt bestätigen könnten. Nach dem von uns benutzten Modell liegt eine Nullstelle für G_E^P bei $-q^2 = 22.8 \text{ (GeV/c)}^2$. Ein direkter Vergleich der Parameter aus beiden Ansätzen ist wegen $F_\xi = F^I$ nur bei F^I möglich. Yuen erhält mit $\Lambda_1 = 0.993 \pm 0.007 \text{ GeV}$ einen Wert, der mit unserem innerhalb der Fehlergrenzen übereinstimmt.

In einer Arbeit von Wataghin (37) wird diskutiert, daß man im Ansatz (3.8) die endlichen Breiten der Resonanzen und ihre Schwellenwerte berücksichtigen kann. Der Autor schlägt folgenden Ausdruck für den Formfaktor

$$G_j(q^2) = \frac{a_1^j + a_2^j q^2}{(q^2 - m_j^2 - \Gamma_j^2 \sqrt{t_j - q^2})^2}$$

als Lösung des Dispersionsintegrals (3.7) vor ($t_\omega = (3m_\pi)^2$, $t_\phi = (2m_K)^2$ und $t_\rho = (2m_\pi)^2$). Alle Konstanten werden aus den Anfangsbedingungen bei $q^2 = 0$, aus den experimentell bestimmten $m_q R$ des Nukleons und speziellen Annahmen über die Kopplungskonstanten zwischen Vektormesonen und Nukleon berechnet. Der Vergleich mit den experimentellen Daten ergibt $\chi_F^2 = 3.6$. Dieser etwas hohe Wert für χ_F^2 kommt hauptsächlich von Abweichungen bei G_E^P für $-q^2 \geq 1.5$ (GeV/c)² und bei G_M^P für hohe Impulsüberträge. Das Modell sagt eine Nullstelle für G_E^P bei $-q^2 = 3.2$ (GeV/c)² voraus, ein Wert, der nicht sehr wahrscheinlich ist, da G_E^P bei $-q^2 = 4.1$ (GeV/c)² noch um etwa 3 Standardabweichungen von Null abweicht (Tab. 6).

3.5.3 Übersicht über weitere Modelle.

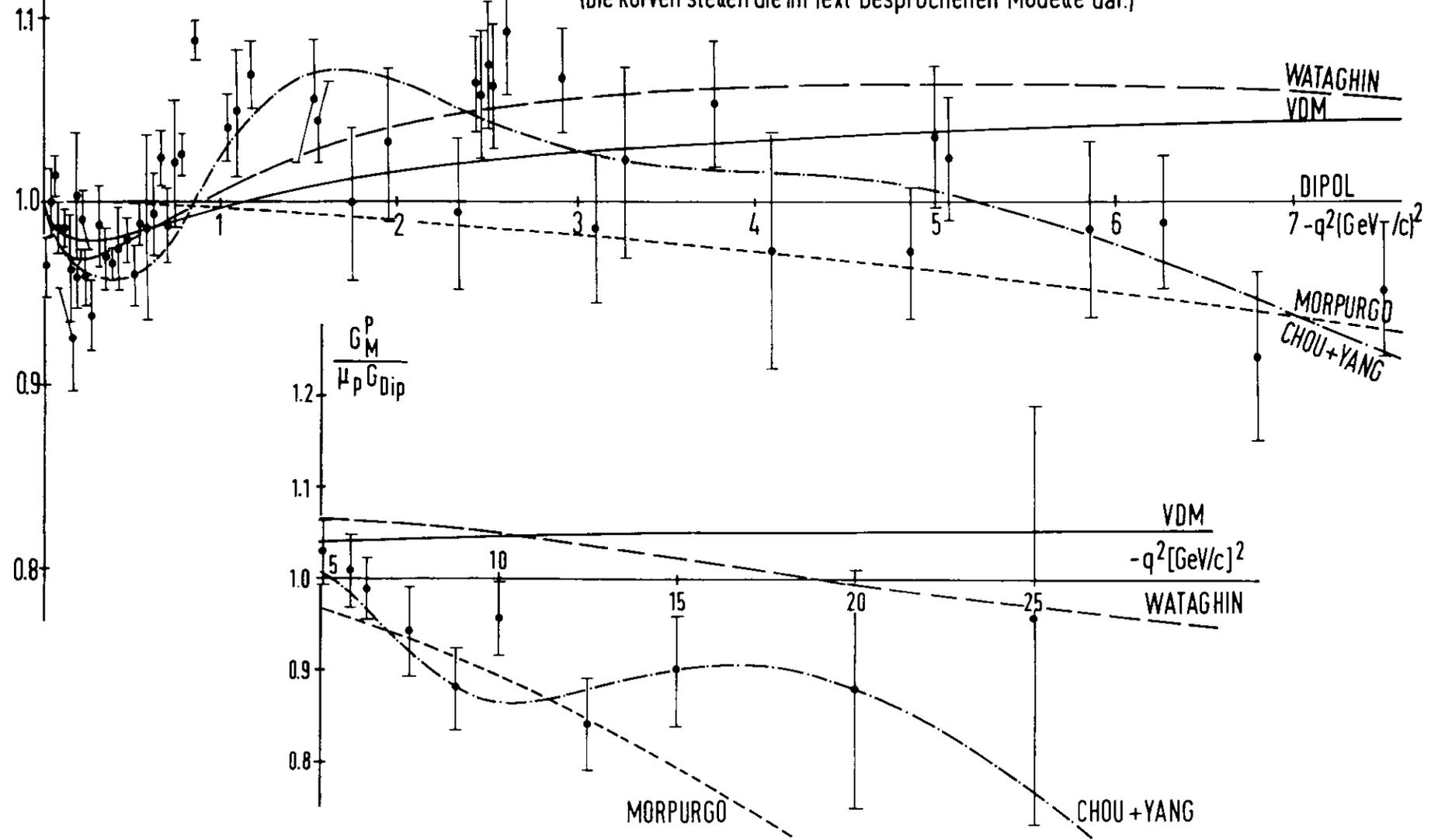
Allen bisher diskutierten Ansätzen zur Berechnung der Formfaktoren ist gemeinsam, daß sie beide Formfaktoren des Protons und des Neutrons sowohl für raumartige ($-q^2 > 0$) als auch für zeitartige Impulsüberträge ($-q^2 < 0$) beschreiben. Im folgenden Abschnitt werden einige Arbeiten erwähnt, die nur die q^2 -Abhängigkeit der Proton-Formfaktoren wiedergeben oder sich nur auf raumartige Impulsüberträge beschränken. Einige Modelle liefern nur eine Aussage über G_E^P . G_M^P wird mit Hilfe des Proportionalitätsgesetzes aus G_E^P berechnet. Für die Ausgleichsrechnungen stehen daher nur die G_E^P - oder die G_M^P -Daten zur Verfügung. Wir haben uns für letztere entschieden, da ihre Werte genauer bekannt sind. Hinzu kommen noch die WQ für $-q^2 > 4$ (GeV/c)², wobei zur Berechnung von G_M^P $G_E^P = G_M^P / \mu_p$ gesetzt ist (s. Anhang). Mit diesem Datensatz ergibt das VDM ein χ_F^2 von 2.04, ein Wert, der etwas höher liegt als der in Tab. 7. Dies kommt hauptsächlich von den Werten bei hohen Impulsüberträgen. Die Daten dort sind zu ungenau, als daß sie den Angleich der Parameter so beeinflussen könnten, daß eine bessere Übereinstimmung mit dem Experiment erreicht wird.

In Abb. 26 sind die Ergebnisse der diskutierten Arbeiten für den magnetischen Formfaktor des Protons im Vergleich zum

$$\frac{G_M^P}{\mu_p G_{Dip}^P} = \frac{G_M^P}{\mu_p} \cdot \left(1 - \frac{q^2}{0.71}\right)^2$$

Für $-q^2 \geq 4 \text{ (GeV/c)}^2$ ist $G_E = \frac{G_M}{\mu_p}$ angenommen.

Abb. 26
Verhältnis des magnetischen Formfaktors des Protons zum Dipolansatz.
(Die Kurven stellen die im Text besprochenen Modelle dar.)



Dipolansatz graphisch dargestellt.

a) Quarkmodell

Ishida und Mitarbeiter (38) schlagen vor, in einem Quarkmodell die Vektormesonen an die einzelnen Quarks im Nukleon anzukoppeln. In diesem Fall wird der Ansatz des VDM (3.9) mit einer Funktion $F(q^2)$ multipliziert, die das Quadrat der Wellenfunktion ist, welche die Quarkbewegung um den Schwerpunkt des Nukleons beschreibt. Die Rechnungen führen auf eine Exponentialfunktion e^{aq^2} mit $a = 10^{-4} (\text{GeV}/c)^{-2}$ (vgl. Engler (39)). Dieses Modell gilt nur für raumartige Impulsüberträge.

In einer Arbeit von Morpurgo (59) wird diskutiert, ob bei den Nukleonformfaktoren ähnlich wie beim elektrischen Formfaktor des He^4 Nullstellen zu erwarten sind. Die Existenz einer solchen Nullstelle erklärt der Autor dadurch, daß die Ladungsdichte in der Nähe des Zentrums des He^4 -Kernes abgeflacht verläuft. Ein möglicher Grund hierfür ist, daß die Nukleonen im Kern sehr eng beieinander liegen und daß die Wellenfunktion des Kernes aufgrund von Abstoßungskräften unter den Nukleonen abgeschwächt wird.

Der Autor überträgt diese Vorstellungen auf ein nichtrelativistisches Quarkmodell, in dem die Quarks im Nukleon als Fermionen angesehen werden. In diesem Modell wird die Ladungsdichte im Zentrum des Nukleons Null und daher auch $\int G(q^2)q^2 dq = 0$ (Abschn. 1.2). $G(q^2)$ muß also an einer Stelle q^* sein Vorzeichen wechseln.

Die Ladungsverteilung des Protons wird in (59) durch folgende (empirische) Gleichung beschrieben

$$\rho(r) = \frac{1}{8\pi(a^3 - \alpha b^3)} \left\{ e^{-r/a} - \alpha e^{-r/b} \right\}$$

Die Parameter a , b und $0 \leq \alpha \leq 1$ sind frei wählbar. Durch Fouriertransformation erhält man den Formfaktor

$$G_E^P(q^2) = \frac{1}{a^3 - \alpha b^3} \left\{ \frac{a^3}{(1 - q^2 a^2)^2} - \frac{\alpha b^3}{(1 - q^2 b^2)^2} \right\}$$

Für $\alpha = 0$ erhält man den Dipolansatz (3.6) mit $1/a^2 = 0.71 (\text{GeV}/c)^2$. Die restlichen Parameter sind den Daten angepaßt und der Autor findet $\alpha = 0.6$, $b = 0.12$. Der Vergleich mit den Daten ergibt $\chi_F^2 = 3.1$. Man erwartet mit diesen Werten

eine Nullstelle für G_M^p/μ_p bei $-q^2 \approx 45 \text{ (GeV/c)}^2$, einem Bereich, in dem noch keine Messungen vorliegen.

b) Vergleich mit (p-p)-Daten

Ein anderer Vorschlag besteht darin, die Formfaktoren des Protons mit den Wirkungsquerschnitten für elastische (p-p)-Streuung zu verknüpfen. Nach diesem Modell, das zum ersten Mal von Wu und Yang (40) diskutiert wurde, erwartet man, daß die 4. Potenz der Formfaktoren dem differentiellen (p-p)-Streuquerschnitt $d\sigma(s)/dt$ ($s = \text{Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem und } t = \text{Impulsübertrag}$) proportional ist.

In mehreren Arbeiten von Chou und Yang (58) wurde der Versuch gemacht, die rein qualitativen Aussagen von Wu und Yang durch ein theoretisches Modell quantitativ zu erhärten. Bekanntlich zeigen die (p-p)-Daten für kleine Impulsüberträge ein Diffraktionsmaximum und einige neuere Messungen (eine vollständige Referenzliste findet man bei (58)) deuten an, daß sich mit wachsender Schwerpunktsenergie Diffraktionsminima ausbilden. Die Autoren versuchen daher, die (p-p)-Streuung mit Hilfe eines optischen Modells zu erklären, bei dem die Protonen kugelförmige Gebilde mit endlicher räumlicher Ausdehnung sind, die sich bei der Streuung teilweise durchdringen. Die innere Struktur dieser Protonen wird durch eine Größe $\rho(x,y,z)$ charakterisiert, die die Autoren als "Undurchdringlichkeitsdichte" bezeichnen. Die elastische Streuamplitude berechnet man aus der Abschwächung, welche die Wellenfunktion des einlaufenden Protons erleidet und die der durchlaufenen "Materie" proportional ist.

Die Verknüpfung mit der elektromagnetischen Wechselwirkung erhält man dadurch, daß man die Dichte mit der Ladungsverteilung des Protons identifiziert, deren Fouriertransformierte der elektrische Formfaktor ist. Die Autoren wählen für den (p-p)-Wirkungsquerschnitt im Grenzfall $s \rightarrow \infty$ eine Darstellung durch Exponentialfunktionen $d\sigma/dt = \bar{z} a_i e^{b_i q^2}$, wobei die Konstanten a_i und b_i den experimentellen (p-p)-Daten angepaßt sind, und erhalten die Beziehung

$$G_E^p = G_M^p / \mu_p = \left\{ 0.79e^{6.5q^2} + 0.1999e^{2.07q^2} + 0.01e^{0.779q^2} + 0.0001e^{0.227q^2} \right\}^{1/2}$$

Der Vergleich mit den (e-p)-Daten ergibt $\chi_r^2 = 1.62$.

Es gibt einen weiteren Vorschlag für die Verknüpfung der (p-p)-Streuquerschnitte und der Formfaktoren (57). Danach setzt sich $d\sigma/dt$ aus einem Diffraktionsanteil $R(s,t)$, der für wachsendes s bei festem t stark abnimmt und von den Autoren durch ein Regge-Pol-Modell beschrieben wird, und aus einem zusätzlichem Strom-Strom-Wechselwirkungsanteil $aG^2(t)$ zusammen, der nur von t abhängt und bei großem s dominiert. als Ergebnis erhält man im Grenzfall $s \rightarrow \infty$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \cdot (G_M^p / \mu_p)^2$$

3.5.4 Folgerungen

Der Vergleich der vorhandenen Meßdaten für die Formfaktoren des Nukleons mit den in den vorhergehenden Kapiteln besprochenen Modellen und empirischen Formeln zeigt keineswegs ein eindeutiges Bild. Im einzelnen ergibt sich folgende Situation.

Das Proportionalitätsgesetz zeigt Übereinstimmung mit den Daten innerhalb der Fehlergrenzen (Abb. 23). Wegen der Größe der Meßfehler werden erst genauere Messungen von G_E^p Aufschluß über evtl. Abweichungen (64) geben.

Wie man der Abb. 26 entnehmen kann, scheinen die Daten für $-q^2 < 1 \text{ (GeV/c)}^2$ deutlich unterhalb und für $1 \leq -q^2 \leq 4 \text{ (GeV/c)}^2$ oberhalb der nach der Dipolformel errechneten Werte zu liegen. Für höhere Impulsüberträge läßt sich keine Aussage machen, da die Meßfehler zu groß sind. Um den Gültigkeitsbereich der Dipolformel exakt abzugrenzen, wären genauere Messung der Formfaktoren vor allem für höhere Impulsüberträge sehr nützlich. Dabei wäre es wünschenswert, daß die Messungen sowohl bei kleinen als auch bei großen Winkeln nur von einem Labor gemacht würden, damit die Unsicherheit bei der Berechnung der Fehler entfällt, die immer dann nicht auszuschließen ist, wenn man die Daten verschiedener Laboratorien miteinander kombiniert.

Der Vergleich der Modelle in Kap. 3.5.2 mit den Daten zeigt weitgehende Übereinstimmung beim Proton. Zu klären wäre hier

die Frage, ob G_E^P tatsächlich Nullstellen aufweist, wie es von allen Modellen allerdings bei unterschiedlichen Impulsüberträgen vorhergesagt wird. Hierzu wären genaue Messungen von G_E^P für $-q^2 > 3 \text{ (GeV/c)}^2$ von Bedeutung. Der Tab. 1 entnimmt man jedoch, daß diese Messungen mit hoher Präzision durchgeführt werden müßten, um die Fehler für G_E^P möglichst klein zu halten.

Bei den Neutron-Daten ist die Situation noch völlig ungeklärt. Die Messung von (e-n)-Streuquerschnitten ist experimentell mit größeren Schwierigkeiten verbunden, auf die hier nicht eingegangen werden soll, so daß die Meßfehler erheblich größer ausfallen als bei den Proton-Daten. Wegen dieser Fehler ist es noch weitgehend unklar, ob G_E^N für endliche q^2 von Null verschieden ist oder nicht. Fest steht nur, daß G_E^N für sehr kleine Impulsüberträge eine von Null verschiedene Steigung besitzt, deren Wert auf etwa 2% bekannt ist. Der magnetische Formfaktor des Neutrons kann offensichtlich für $-q^2 > 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ durch die Dipolformel beschrieben werden. Für kleinere Impulsüberträge läßt sich keine Aussage machen, so daß der magnetische mittlere quadratische Radius nicht eindeutig bestimmt werden kann. Genaue Messungen bei Impulsüberträgen um 0.05 (GeV/c)^2 könnten diese Frage klären.

Genauere Messungen werden vermutlich die Parameter in den verschiedenen Modellen entscheidend beeinflussen. Vielleicht zeigt sich auf diese Weise, daß der phänomenologische Ansatz (3.11) zur Beschreibung der Vektormeson-Formfaktoren zu einfach ist und daß eine gänzlich andere Funktion zu Hilfe genommen werden muß.

ZUSAMMENFASSUNG

In dem beschriebenen Experiment wurden die Wirkungsquerschnitte der elastischen (e-p)-Streuung für Impulsüberträge von 0.4 (GeV/c)^2 bis 4 (GeV/c)^2 und Streuwinkeln θ zwischen 10° und 25° gemessen. Der Gesamtfehler der gemessenen Wirkungsquerschnitte schwankt zwischen 3 und 5% bei einem systematischen Fehler von 3%. Die WQ wurden mit denen anderer Laboratorien bei gleichem Impulsübertrag aber unterschiedlichem Winkel kombiniert und die Formfaktoren G_E^p und G_M^p bestimmt.

Die Gültigkeit der Rosenbluth-Formel konnte bestätigt werden. Beiträge von Zweiphotonenaustauschtermen sind offensichtlich so gering, daß sie im Rahmen der Meßgenauigkeit nicht nachgewiesen werden können.

Die Formfaktordaten genügen "grob" gesehen dem Proportionalitätsgesetz und der Dipolformel. Die Analyse der Daten mit Hilfe von Ausgleichsrechnungen deuten darauf hin, daß systematische Abweichungen jedoch nicht auszuschließen sind. Der Vergleich der Daten mit verschiedenen theoretischen Modellen zeigt, daß das Vektor-Dominanz-Modell, in dem man die Kopplung des elektromagnetischen Feldes an das Nukleon durch Vektormesonen beschreibt und in dem für letztere ein Formfaktor eingeführt wird, die gesamten Nukleonformfaktordaten sehr gut wiedergibt. Der Vorzug dieses Modelles ist, daß es Proton- und Neutronformfaktoren für raum- und zeitartige Impulsüberträge beschreibt. Die physikalisch sinnvolle Interpretation der Parameter stößt jedoch auf Schwierigkeiten. Einige der besprochenen Modelle beschreiben nur den elektrischen Formfaktor des Protons für raumartige Impulsüberträge, wobei G_M^p mit Hilfe des Proportionalitätsgesetzes berechnet wird. Der Vergleich dieser Modelle mit dem VDM nach der χ^2 -Methode fällt offenbar zugunsten des letzteren aus.

Ein Modell, mit dem man den q^2 -Verlauf in allen Einzelheiten genau berechnen kann und das allen physikalischen Argumenten stand hält, existiert bisher nicht.

ANHANG

A1 Definitionen

a) Metrik

Wir benutzen die Metrik, in der das Skalarprodukt zweier Vierervektoren a und b folgendermaßen definiert ist

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

Es wird die Summationskonvention benutzt, d.h. über zweimal vorkommende Indizes summiert. Der Unterschied zwischen hoch und tief gestellten Indizes wird der einfacheren Schreibweise wegen unterdrückt. Dreiervektoren erhalten zur Kennzeichnung einen Pfeil.

b) Maßsystem

Wir benutzen ein Maßsystem, in dem die Energien in MeV oder GeV gemessen werden und in dem \hbar und c den Zahlenwert 1 besitzen. In diesem System hat das Elektron z.B. die Masse $m = 0.511$ MeV. Die Längeneinheit ist die Comptonwellenlänge $\lambda = \hbar/mc$ eines Teilchens mit der Masse 1 MeV entsprechend $1.9731 \cdot 10^{-11}$ cm. Die Zeiteinheit ist die Zeit, die das Licht benötigt, um diese Strecke zu durchlaufen, nämlich $0.65817 \cdot 10^{-21}$ sec. Die letzten beiden Einheiten sind jedoch nicht gebräuchlich. Man benutzt statt dessen weiter die Einheit cm bzw. Fermi ($1f = 10^{-13}$ cm) und sec. Zur Umrechnung gilt die Beziehung

$$1 f^{-1} = 197.31 \text{ MeV}$$

c) Bezeichnungen

Zur Bezeichnung der relativistischen Energie-Impuls-Vierervektoren benutzen wir die Buchstaben p_{μ} und q_{μ} . Das elektromagnetische Viererpotential soll mit A_{μ} und der Viererstrom mit j_{μ} gekennzeichnet werden. Zustandsvektoren werden durch das Diracsymbol $|\psi\rangle = |p, s\rangle$ dargestellt, wobei p und s den Impuls und Spin des Teilchens charakterisieren. Die Masse des Elektrons bezeichnen wir mit m und die des Protons mit M .

d) Relativistische Kinematik

Es ist allgemein üblich, die Rosenbluth-Formel im Labor-System zu berechnen, d.h. das Targetteilchen ist im Ruhezustand ($\vec{p}_2 = 0$). Als Streuwinkel θ bezeichnet man den Winkel des gestreuten Elektrons gegen die Richtung des einfallenden Elektrons. Man erhält folgende Beziehungen



$$(A1.1) \quad \begin{aligned} p_1^2 &= p_3^2 = m^2 \\ p_2 &= p_4 = M^2 \\ |\vec{p}_1| &= 0 \\ E_2 &= M \\ |\vec{p}_4| &= (E^2 - M^2)^{1/2} \end{aligned}$$

Definition des Streuwinkels θ

In extrem relativistischer Näherung folgt außerdem

$$|\vec{p}_1| = E_1 \quad \text{und} \quad |\vec{p}_3| = E_3$$

Daraus ergibt sich für den Viererimpulsübertrag $q^2 = (p_1 - p_3)^2$

$$A1.2 \quad q^2 = -4E_1 E_3 \sin^2 \theta / 2 = t$$

Mit Hilfe der Gl. (A1.1) und (A1.2) und der Viererimpulserhaltung findet man folgende kinematische Beziehungen

$$A1.3 \quad \begin{aligned} p_1 p_3 &= E_1 E_3 (1 - \cos \theta) = -t/2 \\ p_2 p_4 &= p_1 p_3 + M^2 \\ p_1 p_2 &= p_3 p_4 = E_1 M \\ p_2 p_3 &= p_1 p_4 = E_3 M \\ M(E_1 - E_3) &= E_1 E_3 (1 - \cos \theta) \end{aligned}$$

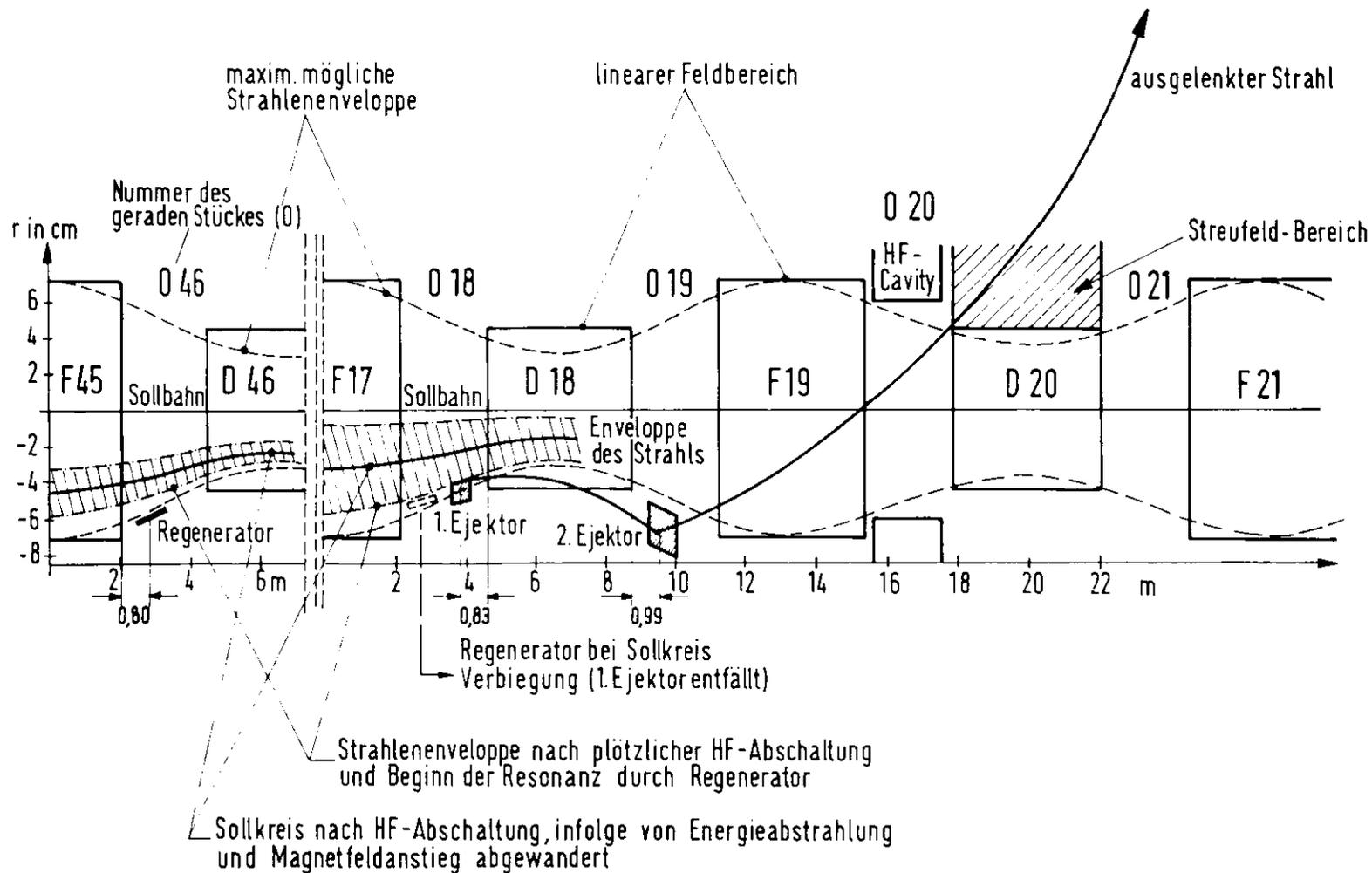


Abb. A1 Abwanderung des Strahls am Regenerator und 1. Ejektor und ausgelenkter Strahl.

A2 Der externe Elektronenstrahl

Unter dem Einfluß der vertikalen Komponente eines inhomogenen Magnetfeldes B_z wird die Gleichgewichtsbahn der Elektronen im Synchrotron "verbogen", so daß diese eine Schwingung um ihre alte Lage ausführt (Abb. A1). Alle Elektronen, die in den Bereich dieses Feldes gelangen, werden zu zusätzlichen Betatronschwingungen um die neue Gleichgewichtsbahn angeregt. Die Betatronfrequenz Q , d.h. die Anzahl der Betatronschwingungen pro Umlauf, beträgt beim DESY für die ungestörte Gleichgewichtsbahn ca. 6.25. Die Theorie des Synchrotrons (43) zeigt, daß Q nicht ein ganzzahliges Vielfaches von 1, 1/2 oder 1/3 sein darf. Andernfalls wachsen die Schwingungsamplituden über mehrere Umläufe stark an (Resonanz).

Ein solches "Resonanzverhalten" des Strahles macht man sich bei der Ejektion zunutze. Unter dem Einfluß des Feldes B_z ändert sich Q vom Wert 6.25 auf den Wert 6.33. Bevor jedoch die Amplituden zu stark angewachsen sind, sorgen zwei Ejektionsmagnete dafür, daß die Elektronen das Synchrotron verlassen.

a) Der Regenerator

Das für die Ejektion benötigte inhomogene Magnetfeld wird durch eine stromdurchflossene Kupferschiene, den Regenerator, erzeugt. Sie befindet sich auf der Innenseite der Kreisbahn. Die Stromrichtung ist parallel zu der der Elektronen. Unter der Annahme, daß die Höhe der Schiene groß ist gegen ihre Dicke, sind

$$(A3.1) \quad \begin{aligned} B_z(r, z) &= B(0,0) \frac{1}{\pi} \left(\arctg \frac{h-2z}{2r} + \arctg \frac{h+2z}{2r} \right) \\ B_r(r, z) &= B(0,0) \frac{1}{2\pi} \ln \frac{r^2 + (0.5h+z)^2}{r^2 + (0.5h-z)^2} \end{aligned}$$

die Komponenten des Feldes in vertikaler und horizontaler Richtung. Es gelten die Bezeichnungen

h = Höhe der Stromschiene = 2 cm

r = hor. Abstand von der Schiene in cm

z = vert. Abstand von der Mittelebene

$B(0,0)$ = Feldstärke für $r = z = 0$

Damit der Elektronenstrahl im Synchrotron bis zum Zeitpunkt

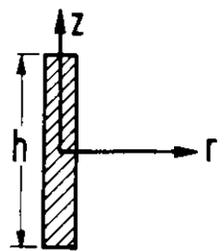
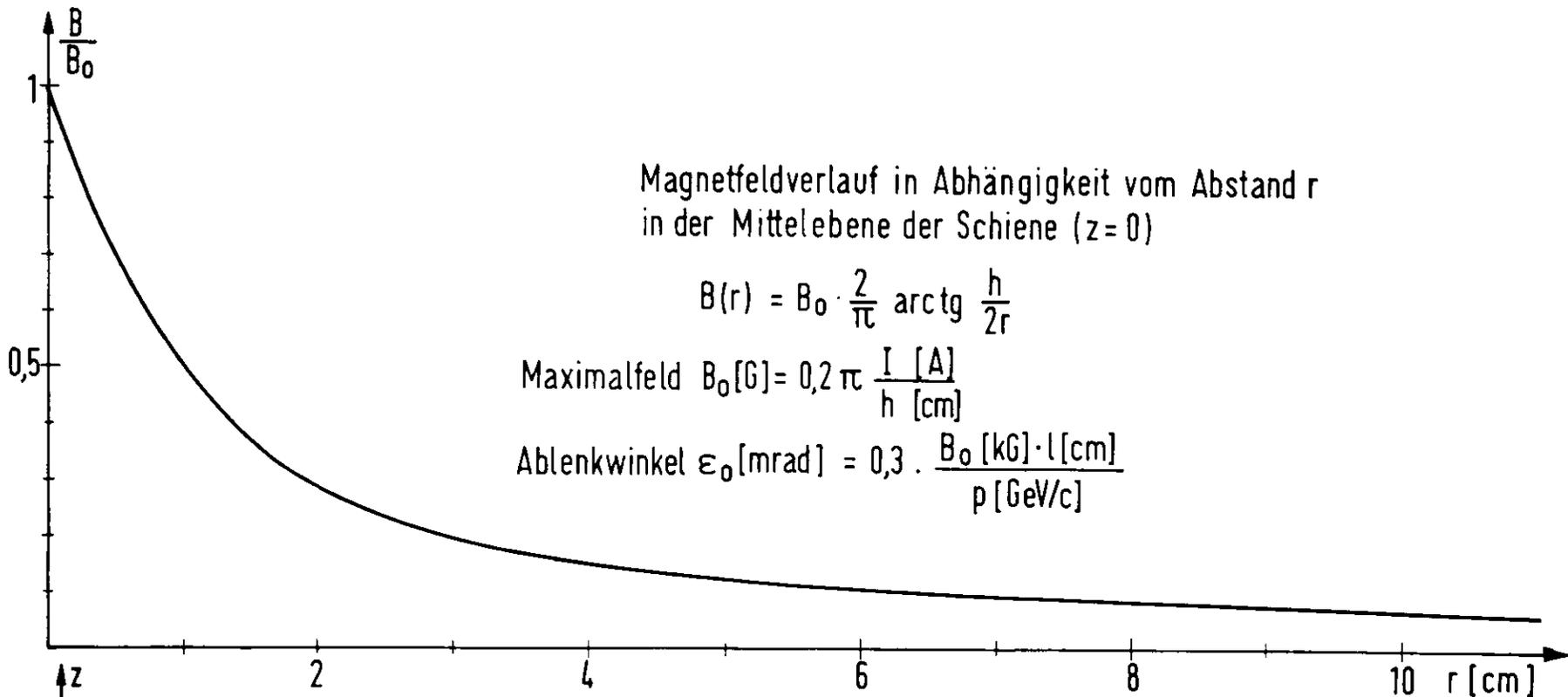


Abb. A2 Magnetfeldverlauf der Stromschiene
für $z = 0$ und Schienenhöhe $h = 2 \text{ cm}$

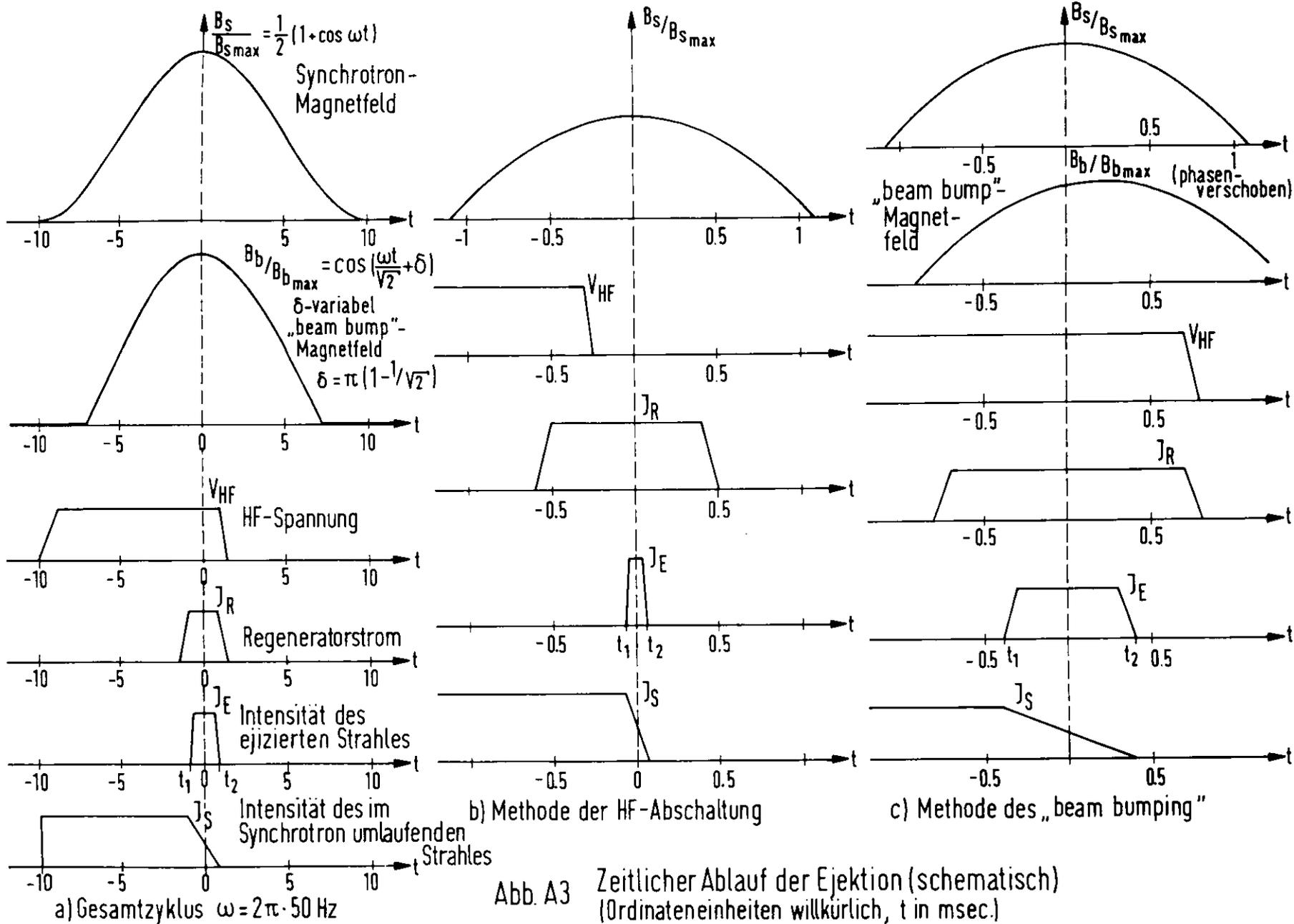


Abb. A3 Zeitlicher Ablauf der Ejektion (schematisch)
(Ordinateneinheiten willkürlich, t in msec.)

der Ejektion ungehindert umlaufen kann, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein.

1) Die Stromschiene muß einen solchen Abstand vom Sollkreis haben, daß alle beschleunigten Elektronen durch sie nicht mechanisch behindert werden. Dieser Mindestabstand beträgt 2-3 cm.

2) Das Magnetfeld des Regenerators darf den Strahl bis zum Einsetzen der Ejektion nicht "stören". In 3 cm Abstand von der Schiene hat die vert. Feldkomponente noch 20% ihres Maximalwertes (Abb. A2). Für die Ejektion benötigt man ein Feld von $160 \cdot E$, Gauß (E , in GeV). Der Restanteil von 20% am Ort des Sollkreises bedeutet, daß alle Elektronen bei kleinen Energien so stark abgelenkt würden, daß sie für die Beschleunigung verloren gingen. Man benötigt daher einen gepulsten Magnetstrom (Abb. A3).

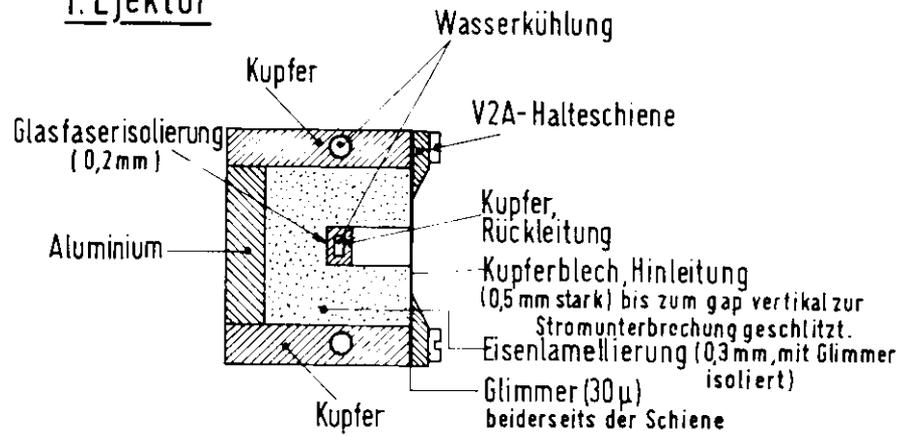
b) Der Ejektionsvorgang

Der Anteil von 20% des Maximalfeldes am Sollkreis reicht bei großen Energien nicht aus, um die Ejektion einzuleiten. Es wurden zwei Methoden versucht, um den Schwerpunkt des umlaufenden Strahles in den Einfluß größerer Regenerator-Feldstärken zu bringen.

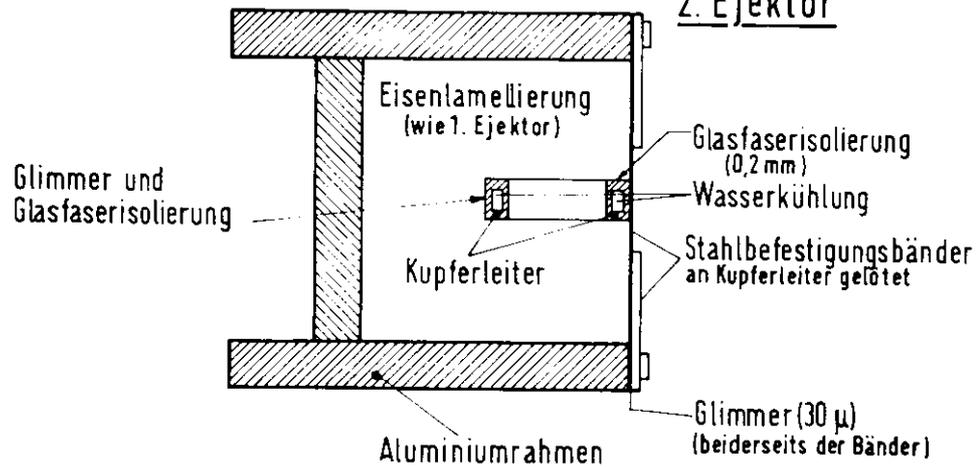
1) Etwa 1 msec bevor das Feld der Synchrotronmagnete seinen Maximalwert erreicht, wird die Hochfrequenzbeschleunigungsspannung (HF) abgeschaltet (Ejektion bei HF-Abschaltung). Da das Magnetfeld weiter ansteigt, wird der Radius der Elektronenbahnen kleiner, d.h. der Strahl bewegt sich nach innen in Richtung auf den Regenerator. Dieser Vorgang wird dadurch beschleunigt, daß die Elektronen Energie durch Synchrotronstrahlung verlieren. Nach etwa 130 Umläufen (1 Umlauf $\approx 1 \mu\text{sec}$) bei 1 GeV (Energieverlust durch Strahlung klein) bzw. 30 Umläufen bei 6 GeV (Strahlungsverlust dominiert) gelangen die Elektronen unmittelbar in die Nähe der Regeneratorschiene. Das Magnetfeld an dieser Stelle reicht aus, um eine "Resonanz" anzuregen.

In einigen weiteren Umläufen wachsen die Schwingungsamplituden stark an und die Elektronen können die Stromschiene eines Septummagneten (1.Ejektor) von 0.5 mm Dicke überspringen. Das Magnetfeld jenseits dieser Schiene

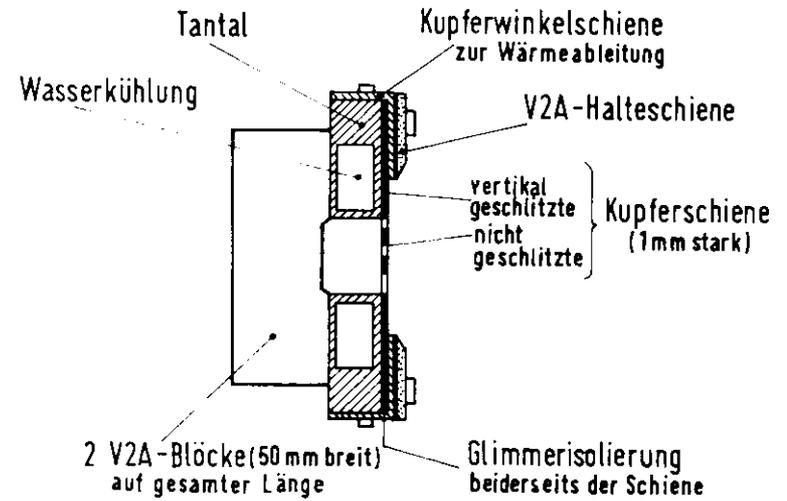
1. Ejektor



2. Ejektor



Regenerator



0 1 2 3 cm

Abb. A4

lenkt sie zum Synchrotronmittelpunkt ab. Nach Durchlaufen dieses Feldes und eines weiteren Synchrotronmagneten gelangen sie in einen zweiten Septummagneten (2.Ejektor). Richtung und Stärke dieses Feldes sind so beschaffen, daß die Elektronen nach Durchgang durch einen weiteren Synchrotronmagneten, ein feldfreies Stück und das Streufeld eines radial fokussierenden Sektors das Synchrotron auf der Außenseite verlassen können. Abb. A1 gibt einen Überblick über die Anordnung der Ejektionsmagnete und den zurückgelegten Weg der Elektronen. Abb. A4 zeigt die Konstruktion und die technischen Einzelheiten der Ejektionsmagnete.

Mit der oben beschriebenen Methode lassen sich etwa 40-50% der Elektronen ejizieren. Der Rest geht entweder an anderen Stellen im Synchrotron oder an der Schiene des 1.Ejektors verloren. Alle ejizierten Elektronen verlassen das Synchrotron innerhalb von 20-40 μ sec (Spill, Ejektionsdauer). Eine Verlängerung der Ejektionsdauer ist nur möglich, wenn man die Elektronen nicht abrupt aus der Beschleunigungsphase fallen, sondern das Abschalten der HF über einen längeren Zeitraum andauern läßt. Entsprechende Versuche haben nicht den gewünschten Erfolg gehabt. Energie und Intensität des ejizierten Strahles unterliegen Schwankungen, die gegen den Nutzeffekt einer längeren Ejektionsdauer nicht vertretbar sind.

2) Eine zweite Möglichkeit, den Elektronenstrahl in Richtung auf den Regenerator zu lenken, besteht in einer lokalen "Verbiegung" des Sollkreises (Ejektion mittels "beam bumping"). Mit Hilfe besonderer Zusatzfelder in zwei radial fokussierenden Sektormagneten kann man erreichen, daß der Sollkreis in Richtung auf den Regenerator hin "ausgebeult" wird. Der Ort der maximalen Verbiegung liegt in dem Magnetsektor vor dem Regenerator (Abb. A1). In zwei weiteren auf den Regenerator folgenden Sektoren wird die Verbiegung durch die gleiche Art von Zusatzfeldern wieder rückgängig gemacht (44), so daß mit geringen Abweichungen im restlichen Teil des Synchrotrons die ungestörte Gleichgewichtsbahn vorliegt.

Durch die örtliche Verbiegung des Sollkreises wird der 1.

Ejektor überflüssig. Die Elektronen überspringen jetzt die Regeneratorschiene und gelangen durch deren Feld auf der Außenseite in den Bereich des 2.Ejektors.

Aus den gleichen Gründen wie oben dürfen die Zusatzfelder ebenfalls erst zu Beginn der Ejektion wirksam werden (Abb. A3). Durch geeignete Wahl der Amplitude und zeitlichen Lage des Maximums dieser Felder (45) kann man Ejektionsdauern bis zu 1 msec erhalten. Die Ejektionsausbeute ist etwa die gleiche wie bei der Methode der HF-Abschaltung.

c) Strahleigenschaften

1.) Energiebreite

Die Energie der Elektronen im Synchrotron ist dem zeitlichen Verlauf des Magnetfeldes proportional.

$$E(t) \sim B(t) = B_{\sim} + B_{\sim}(0) \cdot \cos(\omega t)$$

darin sind B_{\sim} die Gleichstromkomponente, $B_{\sim}(0)$ die Wechselstromkomponente zur Zeit $t = 0$ und $\omega = 2\pi \cdot 50$ Hz die Kreisfrequenz. Legt man den Regeneratorpuls symmetrisch um den Zeitpunkt $t = 0$, dann ist die Maximalenergie proportional $B(0)$ und die Energien $E(t_1)$ und $E(t_2)$ gleich groß (Abb. A3). $\Delta t = t_1 - t_2$ ist die Ejektionsdauer. Letztere bestimmt die Energiebreite des ejizierten Strahles. In Tabelle A1 sind für verschiedene Ejektionsdauern Δt die maximalen Energieabweichungen $\Delta E_{max}/E(0)$ angegeben.

Δt (μ sec)	100	250	500	636	750	1000
$\frac{\Delta E}{E}$ (%)	0.01	0.08	0.31	0.50	0.69	1.23

Tab.A1 Energiebreite in Abhängigkeit der Ejektionsdauer.

Wenn wir verlangen, daß $\Delta E/E$ maximal 0.25% betragen darf (Abschnitt 2.1), so ergibt das eine obere Grenze für Δt von 640 μ sec. Die mittlere Energie

$$(A3.2) \quad \tilde{E} = \frac{1}{\Delta t} \int_{t_1}^{t_2} E(t) dt$$

liegt dann etwa 0.2% unterhalb der Maximalenergie $E(0)$.

Parameter

	HF	BB
α [1]	2,08	-2,82
β [mm·mrad ⁻¹]	5,17	6,65
γ [mm ⁻¹ ·mrad]	1,03	1,35
ϵ [mm·mrad]	0,35	0,88
x_{max} [mm]	1,35	2,42
x'_{max} [mrad]	0,60	1,09

Ellipsengleichung
 $\gamma x^2 + 2\alpha x x' + \beta x'^2 = \epsilon$
 $\gamma\beta = \alpha^2 = 1$

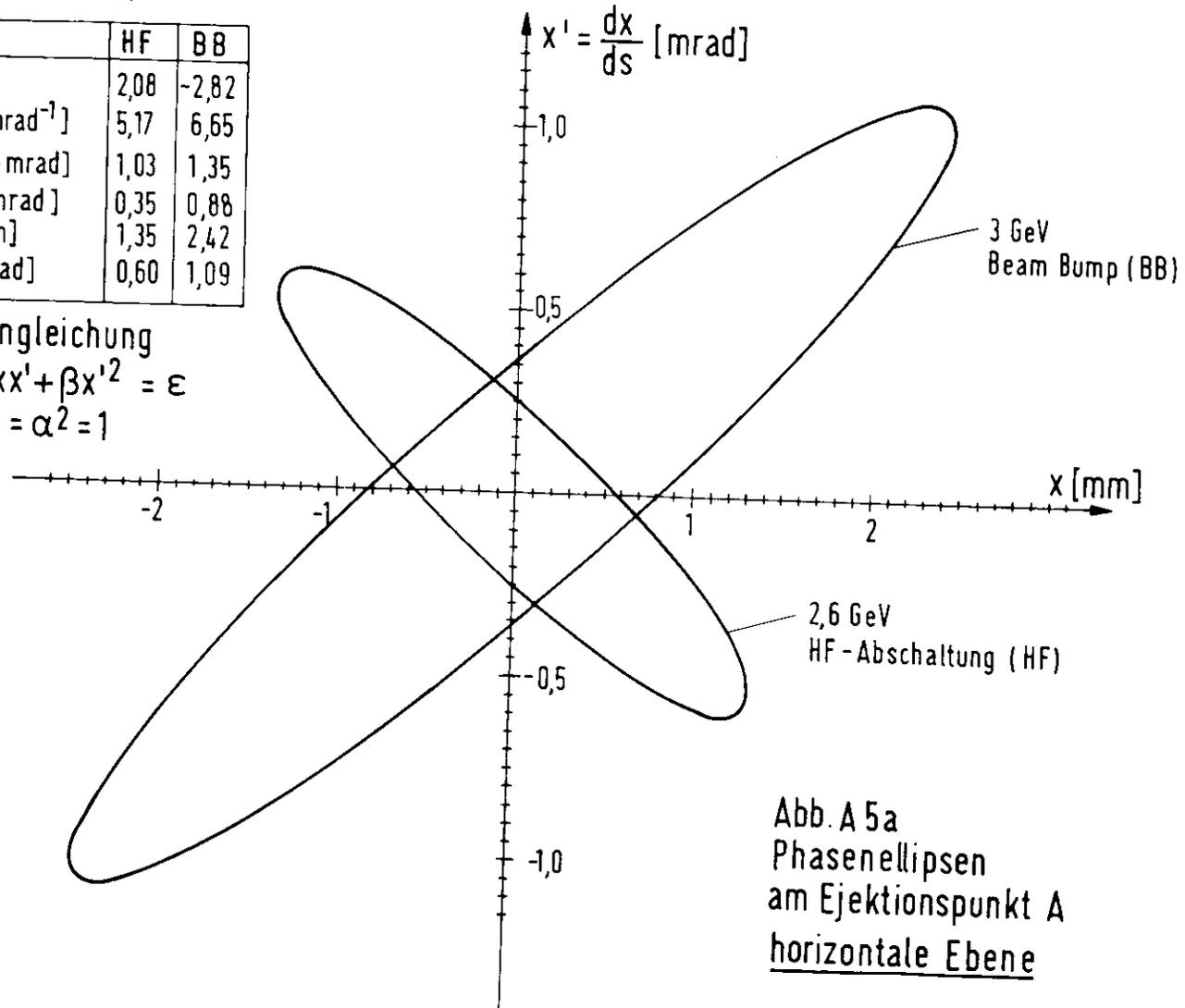


Abb. A 5a
 Phasenellipsen
 am Ejektionspunkt A
horizontale Ebene

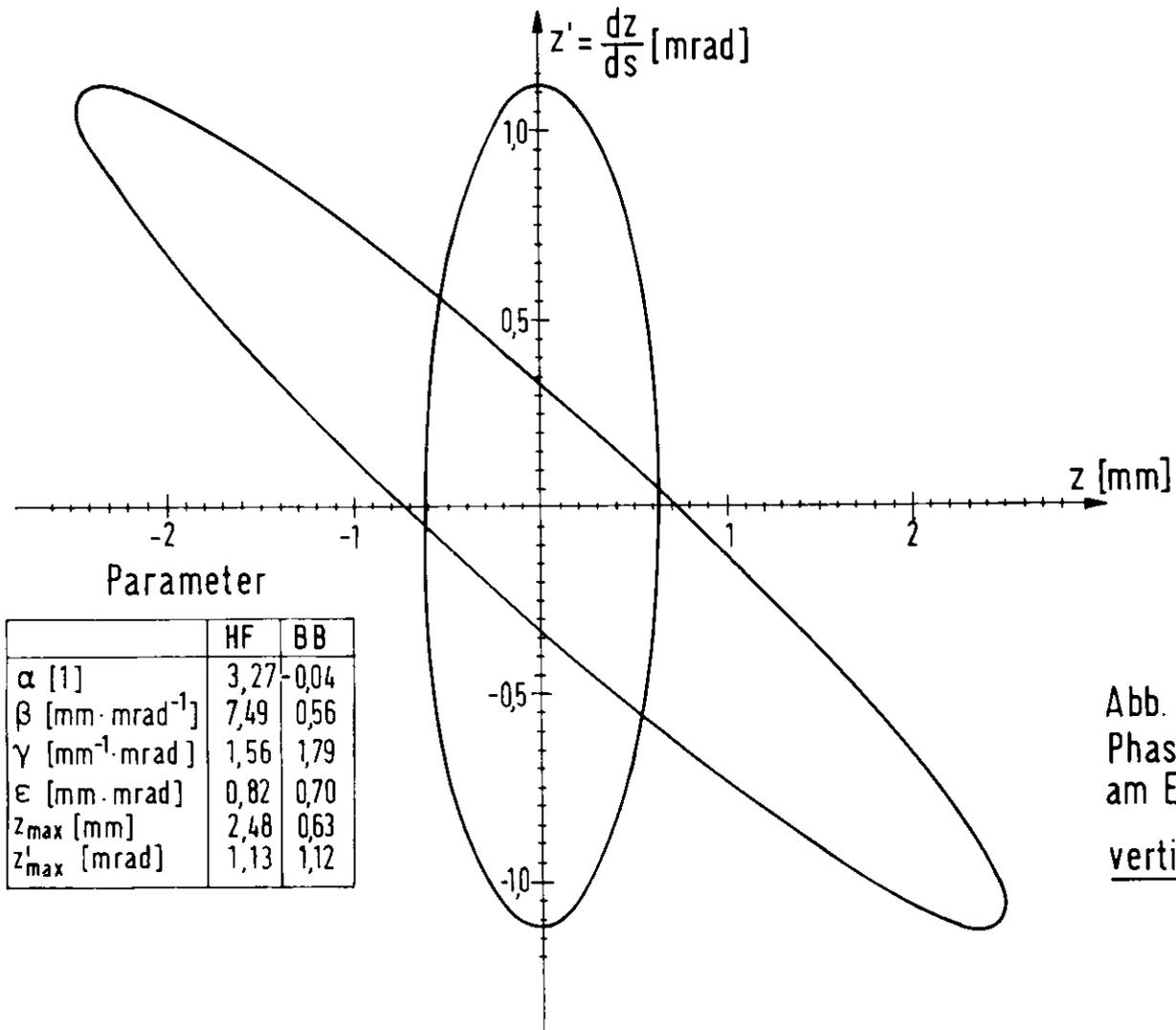


Abb. A5b
 Phasenellipsen
 am Ejektionspunkt A
vertikale Ebene

2.) Emittanz

Eine zweite wichtige Strahleigenschaft ist die Emittanz. Verfolgt man die Bahnen aller ejizierten Elektronen bis zum Verlassen des Synchrotrons im Punkt A (Abb.6) und trägt man den Abstand der Elektronen vom Punkt A und ihren Winkel bezüglich der Richtung des feldfreien Stückes Nr.21 (Abb.6) auf, so erhält man das Phasendiagramm des Strahles. Die Menge aller so erhaltenen Punkte bildet die Phasenfläche, deren Schwerpunkt die Strahlachse ist. Er wird als Ursprung eines neuen Koordinatensystems gewählt.

Die Umhüllende dieser Fläche ist im allgemeinen ein beliebiges Polygon, das für die Rechnungen mit guter Näherung durch eine Ellipse ersetzt werden kann (23). Die Fläche dieser Ellipse dividiert durch π bezeichnet man als Emittanz ξ des ejizierten Strahles. Sie ist eine Konstante der Bewegung (Liouville'sches Theorem).

Die horizontale und vertikale Emittanz des ejizierten Strahles wurde für beide Ejektionsmethoden gemessen (21). Die Ergebnisse sind in Abb. A5 dargestellt. Die Emittanzen sind in geringem Maße abhängig von der Energie des ejizierten Strahles. Als Beispiel wurde eine Energie von 3 GeV gewählt.

A3 Das Transportsystem

Zur Beschreibung der Elektronenbahnen beim Durchgang durch das Transportsystem verwenden wir ein bewegtes Koordinatensystem (Abb. A6), dessen Koordinate s die Strahlachse darstellt.

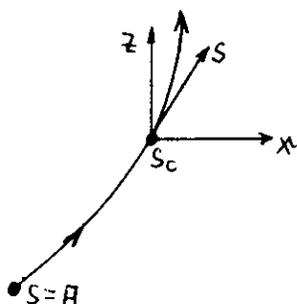


Abb. A6 Bezugssystem

Am Ort $s = s_0$ wird ein Elektron durch Ablage x, z , Winkel $x' = dx/ds$, $z' = dz/ds$ gegen die Strahlachse und Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ gegen den Sollimpuls p_0 gekennzeichnet. Ein Elektron, das mit den Anfangsbedingungen $x = x' = 0$ bei $s = A$ startet, aber eine Impulsabweichung $\Delta p/p_0$ aufweist, durchläuft eine Bahn, die wir als Dispersionsbahn x_D des Systems bezeichnen wollen. Die Koordinaten eines Teilchens lassen sich bei bekannter Emittanz mit Hilfe von Transformationsmatrizen an jeder Stelle s des Systems berechnen (23). Die maximale Ablage x_{max} bzw. z_{max} als Funktion des Ortes s ergibt die Strahlenenveloppe, d.h. die Einhüllende aller möglichen Elektronenbahnen. In Abb. A7 ist sie für beide Ebenen zusammen mit der Dispersionsbahn ($\Delta p/p_0 = 0.25\%$) dargestellt.

a) Anforderungen

Wie im Kap. 2 gezeigt wurde, bestehen folgende Anforderungen an das Transportsystem.

1.) am Targetort T

$$2 x_{max} \leq 10 \text{ mm} \qquad 2 z_{max} \leq 4 \text{ mm}$$

$$x_D(T) = 0$$

2.) Am Ort des Kollimators K kann man Teilchen mit Impulsen größer als 0.25% ausblenden, wenn

$$x_D(K) \cdot 0.0025 = 2 \cdot x_{max}(K)$$

und der Kollimator die Öffnung $2x_{max}$ hat. Durch den Kollimator wird der Strahl gleichzeitig räumlich fixiert. Wenn sich z.B. die Strahlrichtung kurzzeitig ändert, kann keine unerwünschte und gefährliche Strahlung in die Experimentierfläche gelangen. Hierbei ist es von Vorteil, wenn der Strahlquerschnitt bei K und damit die

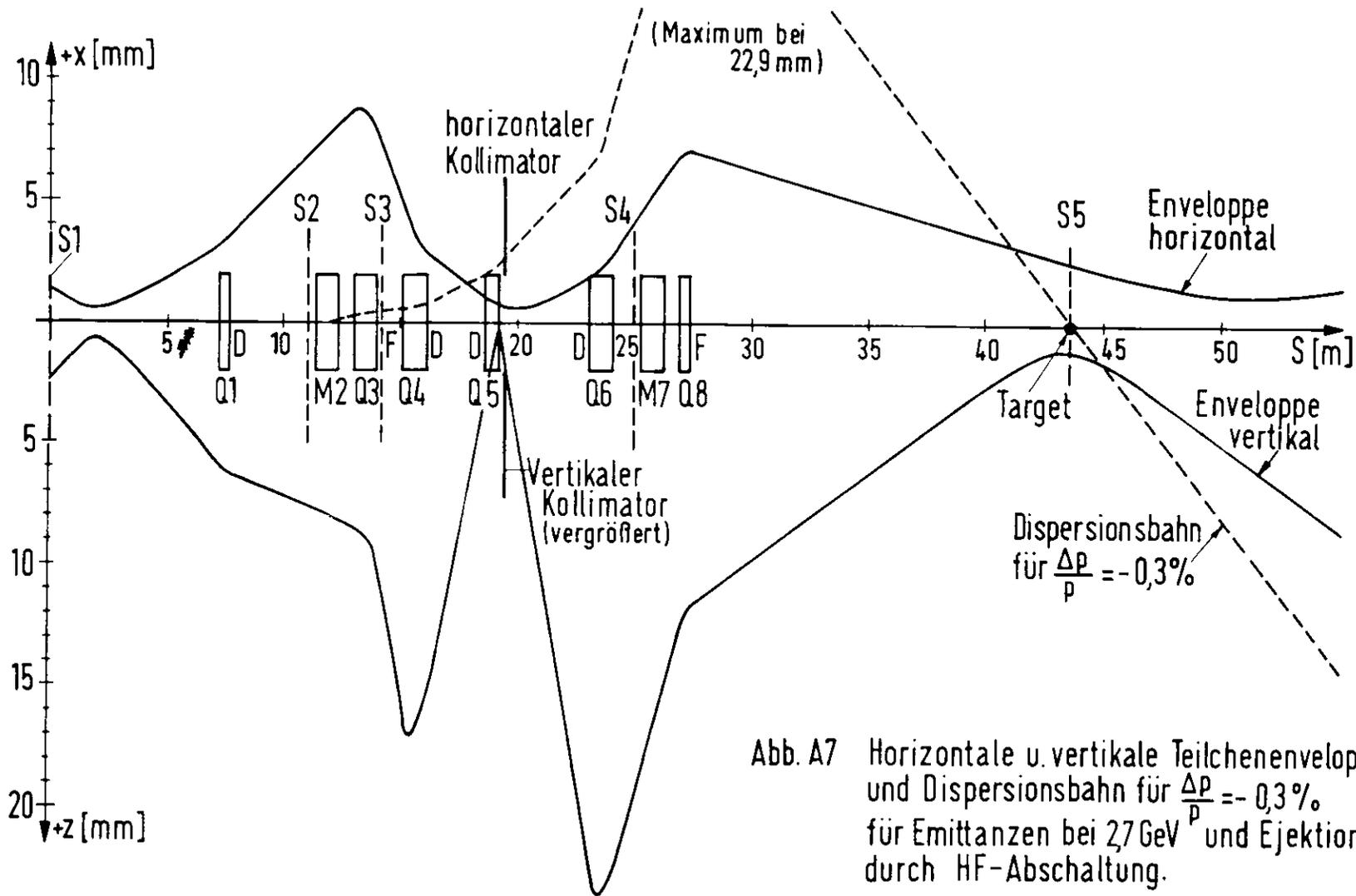


Abb. A7 Horizontale u. vertikale Teilchenenveloppen und Dispersionsbahn für $\frac{\Delta p}{p} = -0,3\%$ für Emittanzen bei 27 GeV und Ejektion durch HF-Abschaltung.

Kollimatoröffnung möglichst klein gehalten werden kann.

b) Optische Eigenschaften

Aufgrund der oben aufgestellten Forderungen kann man die Koeffizienten der Übertragungsmatrizen vom Punkt $s = A$ bis $s = K$ bzw. $s = T$ (Abb.6) festlegen. Die Anzahl der auftretenden Parameter, wie Abstände zwischen den Magneten, Linsenstärken usw., ist so vielfältig, daß eine analytische Berechnung des Problems zu unübersichtlich wird. Die Parameter wurden mit Hilfe eines Analogrechners bestimmt und anschließend an einer Rechenmaschine (IBM-7044) überprüft. Das benutzte Transportsystem ist in Abb.6 schematisch dargestellt. In Tab. A2 sind Enveloppenwerte und Dispersion für $\Delta p/p = 0.25\%$ an verschiedenen Stellen des Systems eingetragen.

Die Lage der Ellipsen in Abb. A5 zeigt, daß der Strahlquerschnitt für den Fall der HF-Abschaltung in etwa 2 m Entfernung von A ein Minimum annimmt (Abb. A7). Danach läuft der Strahl als divergentes Bündel auseinander. Im Falle der Ejektion mittels "beam bumping" ist der Strahl bei A bereits divergent. Diese Divergenz muß zunächst verkleinert werden, damit der Strahl nicht auf die Kammerwände trifft. Dazu benötigt man ein Quadrupoldublett mit je einem in der vertikalen (D = hor. defok.) und horizontalen (F) Ebene fokussierenden Linse, Q1 und Q3. Q3 erzeugt gleichzeitig den am Ort K geforderten minimalen Strahlquerschnitt in der x-Ebene.

Der Ablenkmagnet M2 bewirkt die Trennung der Elektronen nach Impulsen am Ort des Kollimators K. Der Ablenkwinkel beträgt 5° und die Dispersion ist am Ende von M2 gleich $x_D(M2) = -45.3 \cdot \Delta p/p$ nm (Tab.A2). Das negative Vorzeichen ist durch die Wahl unseres Koordinatensystems bedingt.

Die Quadrupole Q4 und Q5 vom Typ D verstärken die Dispersion. Ohne sie müßte der Strahlquerschnitt am Ort K kleiner als 1 mm werden, wenn man eine Impulstrennung von 0.25% fordert. Durch die defokussierende Wirkung von Q4 und Q5 wird zwar auch der Strahlquerschnitt in der x-Ebene verbreitert, es gelingt jedoch bei geeigneter Wahl der Linsenstärken $x_{mqx}(K)$ hinreichend klein zu halten.

Punkt	x (mm)	z (mm)	$x'_D \cdot 0.0025$ (mm)
Punkt A	1.35	2.50	
Q1 Ende	3.65	6.34	
M2 Ende	8.21	8.20	-0.14
Q3 Ende	7.78	10.88	-0.49
Q4 Ende	2.86	15.38	-0.86
Q5 Ende	0.80	0.21	-2.44
Kollim.	0.70	1.82	-2.75
Q6 Ende	1.76	22.98	-9.07
M7 Ende	6.01	15.16	-17.43
Q8 Ende	7.21	11.71	-20.36
Target	2.57	1.14	+0.01
SEM	2.74	11.84	+20.08

Tab.A2 Enveloppen und Dispersionsbahn

Bei einer hor. Kollimatoröffnung von 1.4 mm werden theoretisch alle Elektronen mit $\Delta p/p = 0.16\%$ ausgeblendet. Im praktischen Fall ließ sich der Kollimator nicht weiter als 4 mm schließen, ohne daß gleichzeitig Strahlintensität verloren ging. Da die Impulsbreite des ejizierten Strahles aufgrund der gewählten Ejektionsdauer maximal 0.25 % betrug, konnte dieser Effekt zum Teil durch Vielfachstreuung an Ein- und Austrittsfenstern und zum Teil dadurch erklärt werden, daß der Strahl größere Emittanzwerte aufwies.

Durch Q4 erhält man den geforderten minimalen Strahlquerschnitt in der z-Ebene bei K. Wegen der Konstanz der Phaseneffläche muß der Strahl jetzt stark divergent werden. Durch das Quadrupoldublett Q6 und Q8 wird die Divergenz in beiden Ebenen verringert. Da $z'_{max}(K) \approx 10 \cdot x'_{max}(K)$ ist, wählt man Q6 vertikal und Q8 horizontal fokussierend.

Durch Q6 wird die Dispersion zunächst vergrößert. Der Ablenkmagnet M7 (Winkel: -4.7°) liefert im Gegensatz zu M2 einen positiven Beitrag zur Dispersion, so daß der Einfluß von Q6 abgeschwächt wird. In der Mitte von Q8 ist $x'_D = -1.24 \cdot 10^3 \Delta p/p$ mrad. Bei geeigneter Wahl der

Linsenstärke von Q8 kann man erreichen, daß sich das Vorzeichen von x'_D umkehrt und $x_D(T)$ am Targetort gerade Null wird.

Bei T ergibt sich eine hor. Strahlbreite (Tab.A2) von 5.2 mm und eine vert. von von 2.2 mm für den Ejektionsbetrieb bei HF-Abschaltung. Bei Ejektion mittels "beam bumping" sind die Verhältnisse etwas ungünstiger, weil die Emittanzen größer sind. Durch geringe Änderung der einzelnen Linsenstärken kann man einen Strahlquerschnitt am Target innerhalb der geforderten Grenzen erhalten.

Die Entfernung zwischen FK und Target beträgt ca 40 m. Ein weiteres Quadrupoldublett sorgt für eine Strahlfokussierung in beiden Ebenen, damit der Strahldurchmesser am FK 2 cm nicht übersteigt.

c) Der Aufbau

Zum Aufbau des Transportsystemes wurden die beim DESY üblichen Quadrupole und Ablenkmagnete verwandt. Sie lassen sich im Strom auf etwa 0.1% genau einstellen und haben eine Stromstabilität von 0.1%.

Der ejizierte Strahl verläßt das Synchrotron am Punkt A in einer Auslaßvakuumkammer durch ein Titanfenster von 0.07 mm Dicke. Nach einer Luftstrecke von 15 cm tritt er durch ein Fenster aus Polyimidfolie in das Vakuumrohr des Transportsystemes ein. Der Druck im Innern liegt bei ca. 10 Torr. Der mittlere Winkel der Vielfachstreuung an den Fenstern und in der Luftstrecke beträgt ca. $0.9/E_e$ mrad (E_e in GeV). Das Vakuumrohr trägt zwei Korrekturspulen K1 und K2, die zur Korrektur der hor. und vert. Strahlachse gedacht sind. Bei 6 GeV kann man den Strahl um maximal 1.5 mrad in seiner Richtung ändern.

Der Kollimator besteht aus je zwei Backen, die sich mittels zweier fernbedienbarer Motoren entweder hor. oder vert. gegeneinander verschieben lassen, so daß die Kollimatoröffnung je nach Bedarf variiert werden kann. Das Backenmaterial ist sog. Schwermetall, eine Mischung aus 2% Cu, 2% Ni und 96% eingesintertem W. Der Abstand der Backen vom Quadrupol Q5 beträgt ca. 30 cm.

An verschiedenen Stellen im Transportsystem sind

Fluoreszenzschirme angebracht (S1-S7 in Abb.6), die mit Fernsehkameras (Fa. ACEC-Belgien) beobachtet werden. Sie dienen zur Justierung des Strahles und lassen sich ferngesteuert aus dem Strahlbereich fahren, damit keine zusätzliche Vielfachstreuung auftritt. Von großer Wichtigkeit ist der Schirm S6. An dieser Stelle beträgt $x_D(S6) = 6.70 \cdot 10^3 \Delta p/p$, d.h. pro 0.1% Energieänderung wandert der Strahl um 7 mm aus der Sollage ab. Etwaige Energieschwankungen lassen sich hier besonders leicht beobachten.

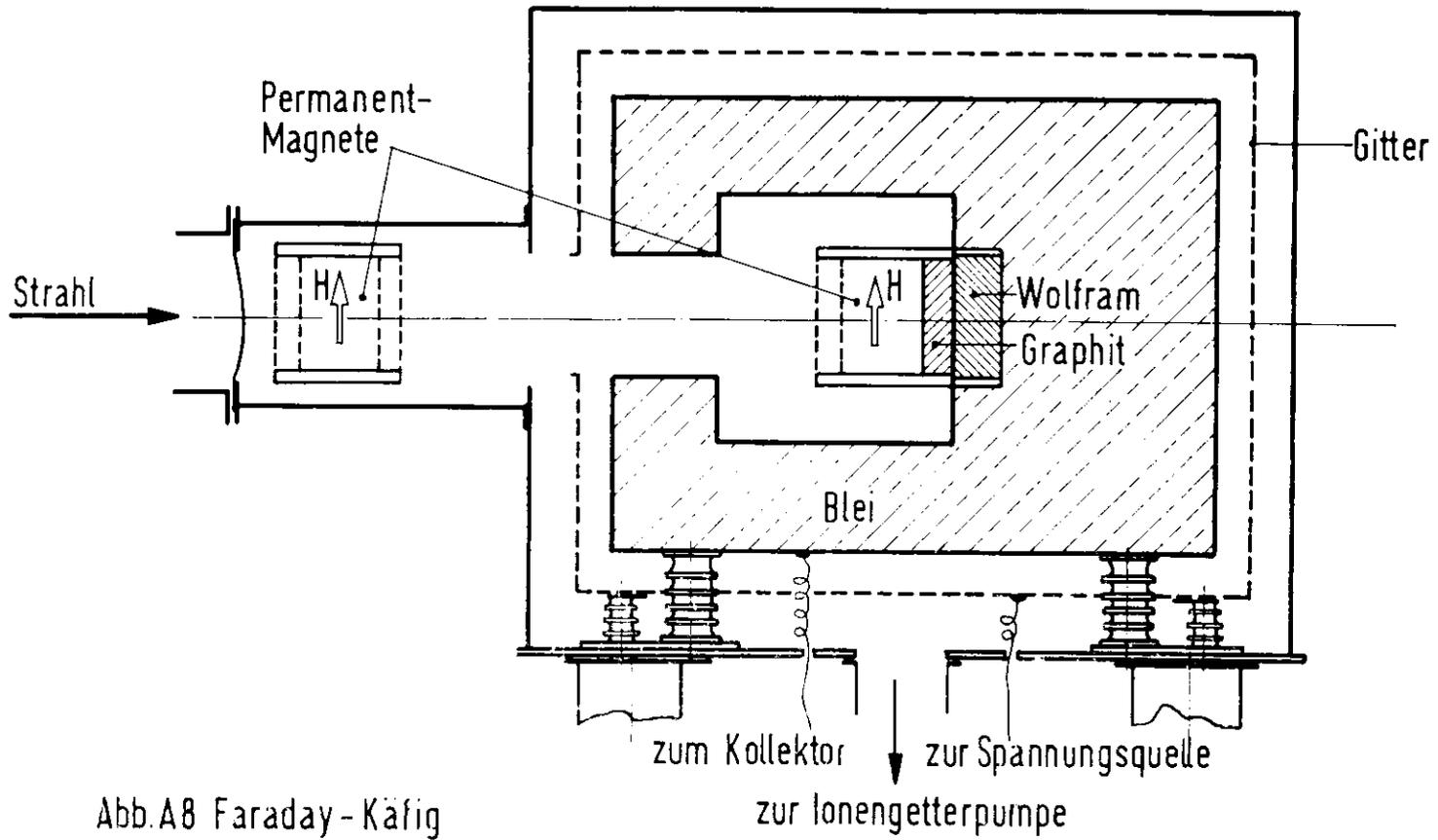


Abb.A8 Faraday - Käfig
(schematisch)

A4 Der Faraday-Käfig

Der FK besteht aus einem 40 cm langen und 75 cm dicken Bleiabsorber (Abb. A8). Die Elektronen gelangen durch einen 60 cm langen Eintrittskanal von 15 cm Durchmesser in den eigentlichen Absorber. Der Eintrittskanal ist ebenfalls von Blei umgeben. Der gesamte Absorber befindet sich in einem Hochvakuumtank (Druck ca. 10^{-7} Torr) und steht auf Isolatoren. Er ist mit dem Integrationsverstärker verbunden, der die absorbierte Ladung aufintegriert. Außerdem ist er mit einem Al-Gitter umgeben, das auf ein Potential von 3 kV gebracht werden kann, um niederenergetische geladene Teilchen, die den Absorber verlassen haben, zur Umkehr zu zwingen. Auf diese Weise kann der Ladungsverlust des FK bestimmt werden. Er beträgt 0.3%. Bei einem mittleren Elektronenstrom von 10^{-7} A beträgt die Meßgenauigkeit des FK ca. 0.5% (22).

Die nutzbare Öffnung des FK ist gleich dem Durchmesser des Eintrittskanals. Es können sich jedoch Fehlmessungen ergeben, wenn der Strahlschwerpunkt in den Randzonen auftrifft. Um die Intensitätsmessung nicht zu gefährden, wird das Strahlprofil am FK auf 2 cm beschränkt und mit dem Leuchtschirm S7 kontrolliert.

Eine weitere Kontrolle der Ladungsmessung erfolgt über den SEM, der gegen den FK geeicht wurde. Das Ladungsverhältnis betrug $Q(\text{FK})/Q(\text{SEM}) = 2.45$. Die Ladung des SEM wird getrennt aufintegriert und bei jeder Messung mit der des FK verglichen.

A5 Das Spektrometer.

a) Dispersion

Wenn man die Gl. (2.2) um den Punkt θ (mit $M^* = M$) in eine Taylor-Reihe entwickelt, so erhält man in niedrigster Ordnung

$$(A6.1) \quad p = p_0 (1 + G \delta \theta).$$

Darin sind $p_0 = p(\theta_0)$, $p_0 \cdot G = \partial p / \partial \theta |_{\theta_0}$ und G die Steigung der Kurve $p(E_1, \theta)$ im Punkt θ für eine feste Einfallenergie E_1 . Bei $\theta = 10-20^\circ$ und $E_1 = 6 \text{ GeV}$ ist G etwa $1-2 \text{ rad}^{-1}$. Da $\Delta p/p_0 = 2G \cdot \delta \theta$ klein gegen 2.4% sein soll, ist die ausnutzbare Winkelakzeptanz nur $2-4 \text{ mrad}$, zu klein, um mit der vorhandenen Strahlintensität ($5 \cdot 10^{11} \text{ e}^-/\text{sec}$) eine vernünftige Zählrate zu erlangen. Mit einem Schrägfensterspektrometer kann man eine größere Winkelakzeptanz erhalten.

Die Dispersion am Orte S1 lautet $x_D = D(\delta p/p_0 + \Delta p/p_0)$. Hierin ist $\delta p/p_0 = G \delta \theta$ der Impulsanteil, der durch die endliche Winkelakzeptanz hervorgerufen wird und $\Delta p/p_0$ ein solcher, der zu anderer Energie E_1 oder Masse M^* gehört (Gl.A6.1). Wir erhalten die Beziehung

$$x_{S1} = (a + DG) \cdot \delta \theta + D \Delta p/p_0$$

a ist eine Spektrometerkonstante.

Wenn wir die Steigung der vom Spektrometer in S1 abgebildeten $(p-\theta)$ -Linien mit $S = -a/D$ definieren, ergibt sich $x_{S1} = (S-G) \cdot \delta \theta + D \Delta p/p_0$. Optimale Impulsauflösung erhält man, wenn $D = -a/G$ wird. Diese letzte Bedingung kann bei geeigneter Wahl der Ablenkwinkel in M2 und M3 erreicht werden.

b) Der Aufbau

Das gesamte Spektrometer einschließlich Zählern und Abschirmung befindet sich auf einer großen drehbaren Plattform von ca. 200 t Tragfähigkeit (Abb.8). Sie ist auf Rollen gelagert und kann in einem Winkelbereich zwischen 8° und 35° geschwenkt werden. Kleinere Winkel scheiden aus, da der einfallende Strahl auf die Magnete treffen würde. Der Drehpunkt der Plattform ist gleichzeitig Targetmittelpunkt. Das Strahlrohr zwischen Target und Hodoskop ist evakuiert auf einen Druck von ca. 10^{-4} Torr . Alle Komponenten hinter M1

stehen auf einer zweiten kleineren Plattform, die auf der großen zwischen 4° und 16° drehbar montiert ist, um die Dispersion D variieren zu können. Der Drehpunkt liegt am Ende von M2.

A6 Datenauswahl

Die Überprüfung der verschiedenen Modelle für den Verlauf der Formfaktoren mit q^2 erfolgt nach der im Kap. 3 beschriebenen Methode der kleinsten Abweichungsquadrate. Die Minimalisierung der Größe χ_F^2 wurde mit Hilfe eines Rechenprogrammes (CERN-D 506) und eines Digitalrechners (IBM-360) vorgenommen. Das Programm berechnet das Minimum als Funktion aller freien Parameter. Die Minimalisierung wird entweder nach 200 Einzelschritten abgebrochen oder dann, wenn χ_F^2 sich um weniger als 0.1 verbessern läßt. Die Fehler sind relativ zu einer Änderung um 1 in χ_F^2 (1 Standardabweichung) definiert.

Für die Ausgleichsrechnungen wurden folgende Daten ausgewählt.

1.) Nukleon-Formfaktoren für $-q^2 \leq 4$ (GeV/c)²

Die Formfaktoren des Protons und Neutrons erhält man nach der im Kap. 1 angegebenen Methode durch Messung der WQ bei gleichem Impulsübertrag und verschiedenen Streuwinkeln. Häufig ist es notwendig, daß die gemessenen WQ verschiedener Laboratorien miteinander kombiniert werden. In der Literatur kommt es vor, daß bei einigen q^2 -Werten verschiedene Kombinationen derselben Daten veröffentlicht sind. Dadurch wird die Anzahl der vorhandenen Daten scheinbar vergrößert. Um das zu vermeiden, ist für jeden gemessenen Impulsübertrag jedes Labor nur einmal vertreten. Damit reduzieren sich die vorhandenen Daten auf

Proton-Formfaktoren (Tab. A3 und A4):

41 Werte für G_E^p

38 Werte für G_M^p

gemessen in den Laboratorien Orsay (1), Cornell (3), Stanford (4,50), CEA (49), DESY (interner Strahl) (46-49) und DESY (externer Strahl) (29) bzw. diese Arbeit.

Neutron-Formfaktoren (Tab. A5 und A6):

41 Werte für G_E^N

23 Werte für G_M^N

aus den Laboratorien Stanford (50,54), Orsay (51-53) und

Cornell (55,56). In der Arbeit von Krohn und Ringo (35) wurde die Neigung von G_E^N an der Stelle $q^2 \rightarrow 0$ gemessen. Um diese Meßpunkte zu berücksichtigen, wurden "künstlich" G_E^N -Werte bei $-q^2 = 0.004 \text{ (GeV/c)}^2$ konstruiert.

2.) (e-p)-Wirkungsquerschnitte für $-q^2 \geq 4 \text{ (GeV/c)}^2$
Für Viererimpulsüberträge größer als 4 (GeV/c)^2 existieren nur Messungen bei einem Streuwinkel. Aus diesem Grunde ist eine Separation G_E^P und G_M^P nicht möglich. G_E^P trägt in diesem Impulsübertragungsbereich so wenig zum WQ bei (s. Abschn. 1.3.2), daß ein vernachlässigbarer Fehler entsteht, wenn $G_E^P = G_M^P/\mu_p$ oder gleich Null gesetzt wird. Zum Parameterangleich wurden in diesem Fall die WQ benutzt. Man erhält

Wirkungsquerschnitte (Tab. A7):

31 Werte für (e-p)-WQ.

aus den Laboratorien CEA (49), Stanford SLAC (30) und DESY (int. Strahl) (46,47,49).

Der von uns benutzte Datensatz besteht damit aus 174 Meßpunkten. Er liegt der in Tab. 7 mit "Anpassung I" bezeichneten Rechnung zugrunde. In den folgenden Tabellen sind einige Meßpunkte mit + gekennzeichnet (insgesamt 4). Sie liefern beim Angleich an fast alle Modelle χ^2 -Beiträge größer als 10. Wenn man diese Daten nicht berücksichtigt, bleiben 170 Meßpunkte übrig. Alle im Kap. 3.5.2 gemachten χ^2 -Angaben beziehen sich auf den "reduzierten" Datensatz. Die 4 Meßpunkte, die hier nicht berücksichtigt werden, gliedern sich wie folgt auf:

1.) 1 Meßpunkt der Nr. 28 in Tab. A 4 mit $G_M^P = 0.624$ bestimmt aus der Kombination der Laboratorien (4) und (48) (wobei das Labor (4) allein den Wert 0.626 ergibt). Dieser Wert für G_M^P liefert χ^2 -Beiträge von 20 beim VDM, 17.4 bei der Dipolformel und 19.6 bei Yuen. Eine Fehleinschätzung des systematischen Fehlers kann hier nicht ausgeschlossen werden.

2.) 3 Meßpunkte der Ref. 30 mit den Nr. 23,27 und 29 in Tab. A7. Auch hier liegen die χ^2 -Beiträge beim Vergleich

der genannten Modelle mit den Daten in der Größenordnung von 20. Diese Daten für hohe Impulsüberträge haben einen relativ großen Fehler und ihr Einfluß auf den Parameterangleich des VDM ist deshalb relativ klein.

Die Modelle in Kap. 3.5.3 machen nur eine Aussage über G_E^P . In Verbindung mit Gl. (3.5) kann G_M^P berechnet werden. Da die Meßfehler bei G_M^P geringer sind als bei G_E^P , wurden die G_M^P -Daten zum Angleich benutzt. Außerdem wurde G_M^P aus den WQ mit Hilfe des Proportionalitätsgesetzes berechnet. Für den Angleich der in Kap. 3.5.3 besprochenen Modelle ergeben sich daher insgesamt 65 Meßpunkte. Dieser letzte Datensatz wurde auch zur Überprüfung der Dipolformel verwandt. Zur Überprüfung des Proportionalitätsgesetzes wurden alle G_E^P - und G_M^P -Daten gewählt, die bei gleichem Impulsübertrag gemessen wurden. Es sind insgesamt 36 Werte.

Formfaktortabellen

<u>Proton-Daten G_E^P</u>				
Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_E^P	$\Delta G_E^P / G_E^P$ (%)	Referenzen
1	0.0117	0.985	1.3	1
2	0.0191	0.931	1.3	1
3	0.0234	0.919	1.2	1
4	0.0350	0.890	1.3	1
5	0.0389	0.881	1.0	1
6	0.0409	0.884	1.0	1
7	0.0623	0.850	1.2	50
8	0.0779	0.784	1.5	1
9	0.0794	0.800	1.5	1
10	0.1160	0.725	3.0	1
11	0.1487	0.675	2.1	1
12	0.1557	0.689	2.8	4
13	0.1791	0.615	2.4	4
14	0.1946	0.599	4.3	4
15	0.2114	0.578	3.0	1
16	0.2336	0.577	3.3	4
17	0.2725	0.521	4.0	4
18	0.2920	0.504	4.4	4
19	0.3114	0.472	3.4	1
20	0.3114	0.453	4.4	4
21	0.3503	0.422	6.4	4
22	0.3893	0.410	1.7	1, 4, 29, 48, 49
23	0.4282	0.398	6.3	4
24	0.4671	0.363	5.5	4
25	0.5061	0.349	11.5	4
26	0.5450	0.315	8.9	4
27	0.5839	0.304	17.4	4
28	0.6228	0.266	7.9	4, 48
29	0.6618	0.251	9.6	4, 46, 48
30	0.7007	0.274	9.5	4
31	0.7396	0.254	15.3	4

Proton-Daten G_E^P (Fortsetzung)

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_E^P	$\Delta G_E^P / G_E^P$ (%)	Referenzen
32	0.7785	0.213	3.3	4,29,46,48
33	0.8564	0.163	15.6	4,48
34	1.1678	0.139	5.1	3,4,29,46,49
35	1.5571	0.0875	12.6	3,29,46,48
36	1.7517	0.102	12.7	3,29,46,49
37	1.9464	0.0743	20.2	29,47
38	2.3356	0.035	100.0	48
39	2.9196	0.0411	26.8	29,47
40	3.1142	0.0420	88.1	48
41	4.0874	0.0335	32.8	29,46,48,49

Tab. A3. Der elektrische Formfaktor des Protons

Anmerkung: Die Ref. 29 bezieht sich auf die Meßpunkte in 29 bzw. in dieser Arbeit.

Proton-Daten G_M^P

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_M^P	$\Delta G_M^P / G_M^P$ (%)	Referenzen
1	0.0234	2.525	1.7	1
2	0.0389	2.511	1.8	1
3	0.0623	2.394	1.1	50
4	0.0779	2.234	1.5	1
5	0.1160	2.033	1.0	1
6	0.1479	1.843	3.0	1
7	0.1557	1.740	2.9	4

Proton-Daten G_M^P (Fortsetzung)

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_M^P	$\Delta G_M^P / G_M^P$ (%)	Referenzen
8	0.1791	1.707	1.6	4
9	0.1946	1.726	3.4	4
10	0.2114	1.642	1.5	1
11	0.2336	1.489	2.6	4
12	0.2725	1.369	2.0	4
13	0.2920	1.318	2.3	4
14	0.3114	1.332	2.2	1
15	0.3114	1.302	1.9	4
16	0.3503	1.221	2.5	4
17	0.3893	1.126	0.9	1, 4, 29, 48, 49
18	0.4282	1.059	2.4	4
19	0.4671	0.992	2.0	4
20	0.5061	0.913	4.6	4
21	0.5450	0.883	2.5	4
22	0.5839	0.830	5.1	4
23	0.6228	0.788	2.1	4, 48
24	0.6618	0.768	2.6	4, 46, 48
25	0.7007	0.698	2.0	4
26	0.7396	0.684	3.3	4
27	0.7785	0.652	1.1	4, 29, 46, 48
28	+ 0.8564	0.624	1.8	4, 48
29	1.0121	0.497	2.8	4
30	1.0900	0.447	3.8	4
31	1.1678	0.414	1.2	3, 4, 29, 46, 49
32	1.5571	0.286	2.1	3, 29, 46, 48
33	1.7517	0.232	4.3	3, 29, 46, 49
34	1.9464	0.206	3.9	29, 47
35	2.3356	0.156	5.4	48
36	2.9196	0.114	2.6	29, 47
37	3.1142	0.0950	4.1	48
38	4.0874	0.0595	6.7	29, 46, 48, 49

Tab. A4. Der magnetische Formfaktor des Protons

Neutron-Daten G_E^N

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_E^N	ΔG_E^N	Ref.
1	0.0117	0.010	0.006	50
2	0.0234	0.0024	0.0067	50
3	0.0236	0.0097	0.014	51
4	0.0343	0.047	0.013	51
5	0.0389	0.018	0.009	50
6	0.0389	0.033	0.008	51
7	0.0389	0.0	0.240	54
8	0.0526	0.027	0.014	51
9	0.0526	0.051	0.009	51
10	0.0584	0.0	0.21	54
11	0.0623	0.021	0.009	50
12	0.0736	0.038	0.008	51
13	0.0856	0.018	0.010	50
14	0.0973	0.0	0.190	54
15	0.1109	0.0	0.301	53
16	0.1168	0.052	0.015	52
17	0.1557	0.024	0.019	52
18	0.1596	0.108	0.330	53
19	0.1791	0.0	0.150	54
20	0.1946	0.043	0.015	52
21	0.2141	0.041	0.085	56
22	0.2920	0.0	0.130	54
23	0.3893	0.0	0.110	54
24	0.3893	0.0	0.119	56
25	0.4282	0.190	0.190	55
26	0.4866	0.0	0.120	54
27	0.5644	0.0	0.094	56
28	0.5839	0.0	0.110	54
29	0.5839	0.04	0.250	55
30	0.7785	0.0	0.130	54
31	0.7785	0.080	0.200	55
32	0.9732	0.0	0.150	54

Neutron-Daten G_E^N (Fortsetzung)

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_E^N	ΔG_E^N	Ref.
33	0.9732	0.210	0.210	55
34	1.1678	0.0	0.180	54
35	1.3625	0.260	0.160	55
36	0.0039	0.00196	0.00013	35
37	0.0039	0.00197	0.00007	35
38	0.0039	0.00195	0.00005	35
39	0.0039	0.00225	0.00007	35
40	0.0039	0.00200	0.00019	35
41	0.0039	0.00202	0.00041	35

Tab. A5 Der elektrische Formfaktor des Neutrons

Anmerkung: In vielen Fällen ist G_E^N Null gesetzt, weil das entsprechende Experiment $G_E^{N2} < 0$ liefert (s. die angegebene Referenz). Die Daten aus der Arbeit 55 wurden aus der Steigung des Neutron-Formfaktors bei $q^2 = 0$ ermittelt.

Neutron-Daten G_M^N

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_M^N	ΔG_M^N	Ref.
1	0.0389	-2.602	0.679	54
2	0.0584	-1.781	0.214	54
3	0.0973	-1.814	0.161	54
4	0.1137	-1.605	0.044	55
5	0.1168	-1.420	0.150	52
6	0.1557	-1.210	0.110	52
7	0.1600	-1.238	0.090	53

Neutron-Daten G_M^N (Fortsetzung)

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	G_M^N	ΔG_M^N	Ref.
8	0.1791	-1.341	0.134	54
9	0.1946	-1.190	0.110	52
10	0.2920	-0.895	0.023	54
11	0.3893	-0.784	0.021	54
12	0.3893	-0.825	0.064	56
13	0.4282	-0.740	0.120	55
14	0.4866	-0.693	0.025	54
15	0.5644	-0.638	0.042	56
16	0.5839	-0.605	0.027	54
17	0.5839	-0.590	0.105	55
18	0.7785	-0.448	0.031	54
19	0.7785	-0.390	0.090	55
20	0.9732	-0.402	0.046	54
21	0.9732	-0.240	0.085	55
22	1.1678	-0.275	0.059	54
23	1.3625	0.0	0.084	55

Tab. A6. Der magnetische Formfaktor des Neutrons

Wirkungsquerschnitte $R = \sigma/\sigma_{\text{Mott}}$

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	θ (Grad)	R (10 ⁻⁴)	$\Delta R/R$ (%)	Ref.
1	0.6902	12.50	1500	6.11	30
2	1.0911	16.25	719.6	6.25	30
3	1.5380	20.00	363.4	6.21	30
4	2.4439	27.50	129.2	6.82	30
5	2.4760	19.75	115.6	6.44	30
6	2.5050	12.61	109.0	6.05	30

Wirkungsquerschnitte (Fortsetzung)

Nr.	$-q^2$ (GeV/c) ²	θ (Grad)	R (10 ⁻⁴)	$\Delta R/R$ (%)	Ref.
7	2.5330	17.21	106.5	6.40	30
8	2.6089	12.92	101.1	6.17	30
9	2.7249	20.15	86.58	5.22	49
10	3.2699	35.00	60.53	10.1	30
11	3.7701	12.47	32.98	6.25	30
12	4.4766	26.26	22.66	5.57	49
13	4.8659	47.60	22.19	10.0	46
14	4.9998	15.00	13.77	7.41	30
15	5.0606	29.27	15.87	6.92	49
16	5.0820	14.00	12.67	6.50	30
17	5.8391	33.74	10.75	8.00	49
18	5.8702	47.50	13.52	9.88	46
19	6.2759	15.10	6.101	7.23	30
20	6.8240	47.50	7.483	10.1	46
21	7.5122	16.08	3.173	7.89	30
22	7.8244	47.60	5.317	10.0	46
23 +	8.7660	16.86	1.643	9.60	30
24	8.7742	75.10	8.386	30.0	46
25	9.5567	75.78	5.931	14.1	47
26	9.9919	17.62	1.260	8.39	30
27 +	12.490	18.78	0.464	12.0	30
28	15.020	19.72	0.287	13.0	30
29 +	20.000	24.04	0.084	24.0	30
30	20.030	22.90	0.111	29.5	30
31	25.030	35.09	0.096	48.0	30

Tab. A7. Wirkungsquerschnitte

LITERATURVERZEICHNIS

- (1) B.Dudelzak, Dissertation, Paris 1965
- (2) K.W.Chen, J.R.Dunning, A.A.Cone, N.F.Ramsey, J.K.Walker und R.Wilson, Phys.Rev. 141, 1267 (1965)
- (3) K.Berkelman, M.Feldman, R.M.Littauer, G.Rousse und R.R. Wilson, Phys.Rev. 130, 2061 (1963)
- (4) T.Janssens, R.Hofstadter, E.B.Hughes und M.R.Yerian, Phys.Rev. 142, 922 (1966)
- (5) M.N.Rosenbluth, Phys.Rev. 79, 615 (1950)
- (6) N.F.Mott, Proc.Roy.Soc.(London), A124, 425 (1929)
- (7) H.Muirhead, The Physics of Elementary Particles, Pergamon Press, Oxford (1965)
- (8) K.J.Barnes, Phys.Lett. 1, 166 (1962)
- (9) L.L.Foldy, Phys.Rev. 87, 688 (1952)
- (10) R.G.Sachs, Phys.Rev. 126, 2256 (1962)
- (11) E.J.Ernst, R.G.Sachs und K.C.Wali, Phys.Rev. 119 1105 (1960)
- (12) J.Hamilton, The Theory of Elementary Particles, Oxford (1959)
- (13) U.Meyer-Berkhout, Proc. of the 1965 Easter School for Physicists, Cern 65-24, Vol.II, 67 (1965)
- (14) M.Gourdin und A.Martin, CERN-Th-261, Rev. (1962)
- (15) D.Flamm und W.Kummer, Nuovo Cimento 28, 33 (1963)
- (16) D.Yount und J.Pine, Phys.Rev. 128, 1842 (1962);
A.Browman, F.Liu und C.Schaerf, Phys.Rev. 139, B1079 (1965)
- (17) R.L.Anderson, B.Borgia, G.L.Cassiday, J.W. de Wire, A.S.Ito und E.C.Loeh, Phys.Rev.Lett. 17, 407 (1966)
- (18) A.de Hollan, E.Engels, B.Knapp und L.Hand, Abstract for the XIII Intern. Conf. on High Energy Physics, Berkeley (1966)
- (19) J.C.Bizot, J.M.Buon, J.Lefrancois, J.Perez y Jorba und P.Roy, Orsay Report(LAL 1138) Juni (1965)
- (20) G.v.Giorgio, E.Ganßauge, R.Gomez, G.Gorini, S.Penner, S.Serbassi und M.L.Vincelli, Nuovo Cimento 39, 474 (1965)

- (21) F.W.Brasse, G.Hemie und W.Schmidt, DESY-Report 65-18
Dezember (1965)
- (22) A.Ladage und H.Pingel, DESY-Report 65-12, August (1965)
- (23) K.G.Steffen, High Energy Beam Optics, Interscience
Publishers, Vol. 17, New York (1965)
- (24) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.M.McElroy, U.Meyer-
Berkhout, R.J.Morrison, H.Nguyen-Ngoc, W.Schmidt, K.G.
Steffen und G.Weber, Nucl.Instr. 53, 293 (1967)
- (25) M.Vivargent, G.v.Dardel, R.Mermod, G.Weber und K.Winter
Nucl. Instr. 22, 165 (1963); D. Harms, Diplomarbeit
Hamburg November 1968
- (26) W.Heitler, The Quantum Theory Of Radiation, Oxford 1960
- (27) N.Meister und D.R.Yennie, Phys.Rev. 130, 1210 (1963)
- (28) R.Hofstadter, F.Bumiller und M.R.Yearean, Rev.Mod.Phys.
30, 482 (1958)
- (29) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-
Berkhout, R.J.Morrison, H.Nguyen-Ngoc, W.Schmidt und
G.Weber, Phys.Rev.Lett. 17, 608 (1966)
Phys. Lett. 25B, 236 (1967)
- (30) D.H.Coward, H.DeStaebler, R.A.Early, J.Litt, A.Minten,
L.W.Mo, N.K.H.Panofsky, R.E.Taylor, M.Breidenbach,
J.I.Friedmann, H.W.Kendall, P.N.Kirk, B.C.Parish,
J.Mar und J.Pine, Phys.Rev.Lett. 20, 292 (1968)
- (31) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-
Berkhout, R.J.Morrison, H.Nguyen-Ngoc, W.Schmidt und
G.Weber, Phys.Lett. 25B, 242 (1967)
- (32) Eine Zusammenstellung der Daten findet man bei H. Joos,
DESY-Report 67-13, Mai 1967
- (33) T.Massam und A.Zichichi, Nuovo cimento 43, 1137 (1966)
- (34) N.M.Kroll, T.D.Lee und B.Zumino, Phys.Rev. 157,
1376 (1967)
- (35) V.E.Krohn und G.R.Ringo, Phys.Rev. 148, 1303 (1966)
(s. dort weitere Referenzen)
- (36) King Yuen Ng, Phys.Rev. 170, 1435 (1968)
- (37) V.Wataghin, SLAC-PUB 492, August 1968; Nuovo Cimento 54A
840 (1968); Nuovo Cimento 54A, 805 (1968)
- (38) Shin Ishida, Kimiaki Konno und Hajime Shimodaira, 13.
International Conference on High Energy Physics
Berkeley (1966)

- (39) J.Engler, Dissertation, Hamburg (1967)
- (40) T.T.Wu und C.N.Yang, Phys.Rev. 137, B708 (1965)
- (41) J.D.Bjorken und S.Drell, Relativistische Quantenmechanik, Hochschultaschenbücherverlag, Bd. 98/98a, Mannheim (1966)
- (42) Gunnar Källen, Elementarteilchenphysik, Hochschultaschenbücherverlag, Bd.100/100a/100b, Mannheim (1965)
- (43) E.D.Courant und H.S.Snyder, Ann.Phys. 3, 1 (1958)
- (44) G.von Holtey, Diplomarbeit, Bonn April 1967
- (45) G.Hemmie, Interner Bericht, DESY S1-10(nicht veröffentlicht) (1966)
- (46) W.Albrecht, H.J.Behrend, F.W.Brasse, W.Flauger, H.Hultschig und K.G.Steffen, Phys.Rev.Lett. 17, 1192 (1966)
- (47) W.Albrecht, H.J.Behrend, H.Dorner, W.Flauger und H.Hultschig, Phys.Rev.Lett. 18, 1014 (1967)
- (48) H.J.Behrend, F.W.Brasse, J.Engler, H.Hultschig, E.Ganßauge, S.Galster, G.Hartwig und H.Schopper, Nuovo Cimento 48, 140 (1967)
- (49) M.Goitein, R.J.Budnitz, L.Caroll, J.Chen, J.R.Dunning, K.Hanson, D.Imrie, C.Mistretta, J.K.Walker, G.F.Dell, M.Fotino, J.M.Paterson, H.Winnick und R.Wilson, Phys.Rev.Lett. 18, 1016 (1967)
- (50) D.J.Drickey und L.N.Hand, Phys.Rev.Lett. 9, 521 (1962)
- (51) D.Drickey, B.Grossetete und P.Lehmann, Proceedings of the Sienna Conference on Elementary Particles (1963); Nuovo Cimento 28, 423 (1963)
- (52) D.Benaksas, D.Drickey und D.Frerejaque, Phys.Rev.Lett. 13, 353 (1964)
- (53) B.Grossetete, S.Jullian und P.Lehmann, Phys.Rev 141, B1435 (1966)
- (54) E.B.Hughes, T.A.Griffy, M.R.Yearian und R.Hofstadter, Phys.Rev. 139, B458 (1965)
- (55) C.W.Akerloff, K.Berkelmann, G.Rouse und M.Tigner, Phys. Rev. 135, B810 (1965)
- (56) P.Stein, M.Binkley, R.McAllister, A.Suri und W.Woodward Phys.Rev.Lett. 16, 592 (1966)
- (57) H.D.I.Abarbanel, S.D.Drell und F.J.Gilman, Phys.Rev. Lett. 20, 280 (1968); SLAC-PUB 476, August 1968

- (58) T.T.Chou und C.N.Yang, Proc. of the 2. Int. Conf. on High Energy Physics and Nuclear Structure, Rehovot, Israel 1967; Phys.Rev. 170, 1591 (1968); Phys.Rev. Lett. 20, 1213 (1968)
- (59) G.Morpurgo, Phys. Lett. 27B, 378 (1968)
- (60) J.Orear, University of California, UCRL-8417, Aug. 1958
- (61) W.Bartel, B.Dudelzak, H.Krehbiel, J.McElroy, U.Meyer-Berkhout, W. Schmidt und G. Weber, DESY-Report 68/42, August 1968; Phys. Lett. 27B, 660 (1968)
- (62) U.Becker, Dissertation, Hamburg 1968 und Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-Collaboration, DESY-Report 68/8, Mai 1968
- (63) W.R.Frazer und J.R.Fulco, Phys.Rev. 117, 1603 (1960); Y.Nambu, Phys.Rev. 106, 1366 (1957)
- (64) C.Berger, E.Gersing, G.Knop, K.Rith und F.Schuhmacher, Universität Bonn PIB 1-54, Juli 1968; Konferenzbeitrag: 14. Int. Conf. on High Energy Phys., Vienna 1968
- (65) Particle Properties August 1968, (from Rev. of Part. Prop. UCRL - 8030), Particle Data Group: N. Barash-Schmidt, A. Barbaro - Galtieri, L.R. Price, Matts Roos, A.H. Rosenfeld, Paul Söding und C.G. Wohl, Printed at L.R.L. Berkeley (available from LRL and CERN)

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes der Forschungsgruppe F22 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Herrn Prof. Dr. G. Weber danke ich für die wohlwollende Förderung dieser Arbeit und für zahlreiche klärende Diskussionen und Anregungen.

Mein Dank gebührt auch Herrn Prof. W. Jentschke für sein Interesse an der Durchführung des Experimentes und den Rechnungen über die Formfaktormodelle.

Allen Mitarbeitern der Gruppe F22 möchte ich danken für ihre Mithilfe und Arbeit am Experiment. Herrn Prof. Dr. U. Meyer-Berkhout und den Herren Drs. B. Dudelzak, H. Nguyen-Ngoc, H. Krehbiel und J. McElroy danke ich für wertvolle Hinweise, den Herren Drs. R. Felst, V. Walther und Herrn W. Bartel darüber hinaus für die Durchsicht des Manuskriptes.

Für den Aufbau und die erfolgreiche Durchführung des Experimentes war die Mitarbeit der Synchrotrongruppe und des Hallendienstes von großem Wert. Frl. Borchardt danke ich für die Unterstützung bei den Arbeiten am Analogrechner und dem DESY-Rechenzentrum für die Zusammenarbeit bei den umfangreichen Auswertungen.

Nicht zuletzt gilt mein Dank Frl. H. Marquard und Herrn W. Knaut für die Fertigstellung der Zeichnungen.