

DESY-Bibliothek

21. AUG. 1968 ✓

Interner Bericht

DESY F 21/4

Juli 1968

QUASIELASTISCHE ELEKTRON-DEUTERON-STREUUNG  
BEI VIERERIMPULSÜBERTRÄGEN  
ZWISCHEN  $18 \text{ f}^{-2}$  UND  $100 \text{ f}^{-2}$

von

Wolfgang Albrecht

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Handwritten notes at the top of the page, possibly including a title or introductory text.

Handwritten notes in the middle section of the page, appearing as several lines of text.

Handwritten notes in the lower middle section of the page, continuing the text.

Handwritten notes at the bottom of the page, possibly concluding the text.

Quasielastische Elektron-Deuteron-Streuung bei  
Vierereimpulsüberträgen zwischen  $18 \text{ f}^{-2}$  und  $100 \text{ f}^{-2}$  \*)

von

W. Albrecht

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Abstract

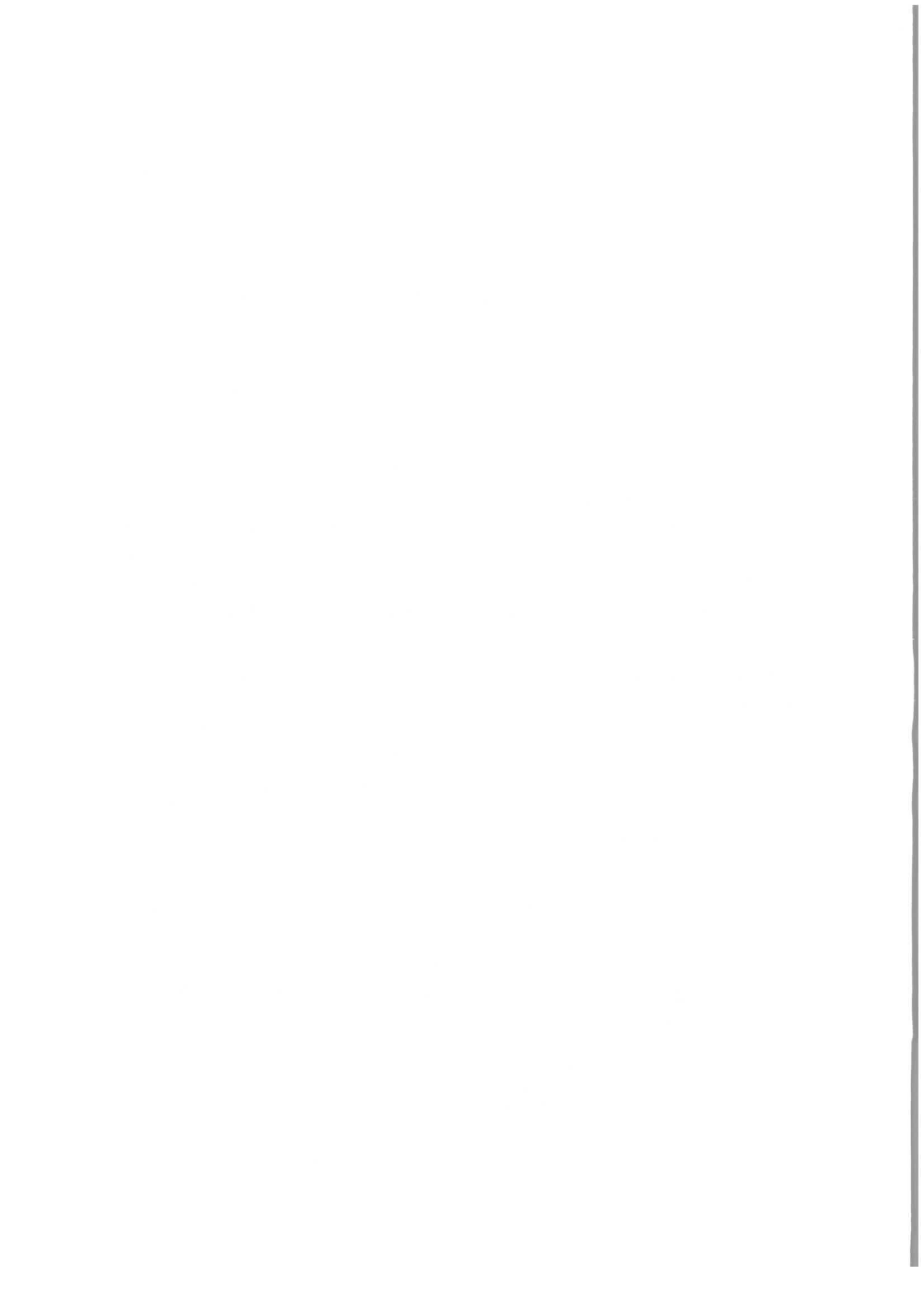
Quasielastic e-d-scattering has been investigated at electron scattering angles of 48 and 75 degrees in the lab system and at four-momentum transfers between  $18 \text{ f}^{-2}$  and  $100 \text{ f}^{-2}$ . Only the scattered electrons were detected. The twofold differential cross section  $d^2\sigma/d\Omega dE'$  at the quasielastic peak was normalized to the differential elastic e-p-scattering cross section  $\sigma_p$  for the purpose of reducing systematical errors in the measurement.

From the measured ratio  $R = (d^2\sigma/d\Omega dE')/\sigma_p$ , the ratio  $\sigma_n/\sigma_p$  of the differential elastic electron-nucleon scattering cross sections was obtained by applying the quasielastic e-d-scattering theory developed by Braess and Kramer. The values obtained for  $\sigma_n/\sigma_p$  are consistent with the scaling-law prediction for the nucleon form factors,  $G_E^P = G_M^P/u_P = G_M^N/u_N$ , and with the assumptions  $G_E^N = 0$  or  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  for the electric form factor of the neutron.

Values for the magnetic form factor of the neutron were extracted from  $\sigma_n/\sigma_p$  using the known proton form factors, and assuming  $G_E^N = 0$  or  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$ . The scaling law for the magnetic form factors of the nucleons was confirmed within the error limits of 6% to 10%.

---

\* Die vorliegende Arbeit basiert auf einem Experiment, das von W. Albrecht, H.-J. Behrend, H. Dorner, W. Flauger und H. Hultschig am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt wurde. Die Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht in Phys. Letters 26B, 642 (1968).



I.	Einleitung	1
II.	Theoretische Grundlage des Experimentes	5
	1. Voraussetzungen	5
	2. Der genäherte quasielastische Wirkungsquerschnitt	8
	3. Der quasielastische Wirkungsquerschnitt mit Endzustandswechselwirkung	10
III.	Die experimentelle Anordnung	12
	1. Das Deuterium- und Wasserstofftarget	12
	2. Der interne Elektronenstrahl	12
	2.1 Strahlführung an das Target	12
	2.2 Primärenergie	13
	2.3 Intensitätsnachweis	13
	2.4 Normierung	14
	3. Das Spektrometer	15
	3.1 Fokussierungsprinzip	15
	3.2 Aufbau und magnetische Eigenschaften	17
	3.3 Raumwinkel	19
	3.4 Prüfung	21
	4. Der Streuwinkel	21
	5. Das Zählersystem	23
	5.1 Impulsdefinierende Zähler	23
	5.2 Teilchendefinierende Zähler	24
	5.2.1 Cerenkovzähler	24
	5.2.2 Schauerzähler	25
	6. Die schnelle Elektronik	26
IV.	Auswertung und Korrekturen	28
	1. Die Meßgrößen	28
	2. Die Datengewinnung	29
	3. Der Untergrund	30

	Seite
3.1 Untergrundsubtraktion bei den Wasserstoff-	30
daten	
3.2 Untergrundsubtraktion bei den Deuterium-	31
daten	
3.2.1 Folienuntergrund	31
3.2.2 Beiträge aus Elektroproduktion von	31
$\pi$ -Mesonen	
4. Korrekturen	33
4.1 Folienbeitrag zu der nachgewiesenen	34
$\gamma$ -Strahlung	
4.1.1 Folienkorrektur beim Wasserstofftarget	34
4.1.2 Folienkorrektur beim Deuteriumtarget	35
4.2 Strahlungskorrekturen	36
4.3 Wasserstoffgehalt der Targetzelle	37
4.4 Protonenverluste in den Zählern	38
4.5 Abschätzung weiterer Korrekturen	38
V. Ergebnisse und Diskussion der Resultate	40
1. Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren	40
2. Schlußfolgerungen	45
VI. Zusammenfassung	47
Literaturverzeichnis	49

## I. Einleitung

Hochenergetische Elektronen sind wegen ihrer rein elektromagnetischen Wechselwirkung vorzüglich geeignet zur Untersuchung der elektromagnetischen Struktur von Atomkernen. Die Erfolge im Bestimmen der elektromagnetischen Struktur des Protons aus der Messung elastischer Elektron-Proton-Streuwirkungsquerschnitte sind bekannt.<sup>1)</sup> Infolge dieser Struktur sinkt der elastische Streuquerschnitt wesentlich unter den für ein punktförmiges Proton. Auf der bisher gut gesicherten Basis, daß die elektromagnetische Wechselwirkung durch den Austausch eines virtuellen Photons mit dem Viererimpuls  $q$  zwischen den Streupartnern vermittelt wird<sup>2)</sup>, beschreibt man die Struktur des Protons durch zwei Formfaktoren  $G_E^P$  und  $G_M^P$ , die nur vom Viererimpulsquadrat  $q^2$  des ausgetauschten Photons abhängen, und die im statischen Grenzfall  $q^2 = 0$  die Ladung  $e_0$  und das magnetische Moment  $\mu_p$  des Protons sind. Entsprechend besitzt das Neutron eine elektromagnetische Struktur, die sich in den Formfaktoren  $G_E^N$  und  $G_M^N$  ausdrückt. Die Messung dieser Formfaktoren nach den für das Proton bewährten Experimentierverfahren scheitert aber am Fehlen eines freien Neutronentargets. Ersatzweise benutzt man Deuterium und spaltet aus dem gemessenen Elektron-Deuteron Streuwirkungsquerschnitt den auf das Proton entfallenden Anteil ab. Voraussetzung hierbei ist eine hinreichend genaue Kenntnis der Protonformfaktoren, die gegeben ist<sup>1)</sup>. Bei diesem Verfahren müssen außerdem Annahmen über die Kernwellenfunktionen des Deuterons gemacht werden, wodurch eine zusätzliche Unsicherheit in die Bestimmung der Formfaktoren des Neutrons hineingetragen wird.

Aus der elastischen e-d-Streuung bei kleinen Viererimpulsüberträgen bestimmten Drickey und Hand<sup>3a)</sup> den elektrischen Formfaktor des Neutrons und fanden, daß er verträglich mit Null ist. Dies stand zunächst in offensichtlichem Widerspruch zu dem Ergebnis  $(d G_E^N / dq^2)_{q^2=0} = (0.0193 \pm 0.0004) f^{-2}$ , das aus der Streuung von thermischen Neutronen an Elektronen gewonnen wurde.<sup>4)</sup>

Die Neuauswertung der Messungen von Drickey und Hand<sup>3a)</sup> durch Casper und Gross<sup>5)</sup> ergab bereits bei Berücksichtigung relativistischer Korrekturen einen Wert  $(d G_E^N/dq^2)_{q^2=0} > 0$ , und bei zusätzlicher Einführung modifizierter Deuteronwellenfunktionen wurde sogar vollständige Übereinstimmung mit den Ergebnissen aus der Streuung thermischer Neutronen an Atomelektronen erzielt.

Die Hauptinformation über die elektromagnetische Struktur des Neutrons wurde jedoch aus dem inelastischen Streuprozeß  $e + d \rightarrow e' + n + p$  gewonnen. Der Wirkungsquerschnitt für die Elektrosplaltung des Deuterons wurde nichtrelativistisch erstmals von Jankus<sup>6)</sup> abgeleitet, im Spezialfall der quasielastischen Streuung von Durand<sup>7)</sup> und später von Braess und Kramer<sup>8)</sup> relativistisch erweitert und durch die Berücksichtigung der starken Wechselwirkung der auslaufenden Nukleonen im Endzustand verfeinert. Als quasielastische Streuung definiert man den Sonderfall, bei dem nur ein Nukleon im Deuteron den vollen Impulsübertrag des Elektrons aufnimmt, während das zweite Nukleon am Streuprozeß nahezu unbeteiligt bleibt. Dieser spezielle Wirkungsquerschnitt ist über eine bekannte Funktion, die der Fermibewegung der Nukleonen im Deuteron Rechnung trägt, mit der Summe der elastischen Elektron-Nukleon-Streuquerschnitte an freien Nukleonen verknüpft.

Die meisten bisher durchgeführten Experimente zielten daher auf die Bestimmung des Verhältnisses der elastischen Elektron-Nukleon-Streuquerschnitte am Deuteron ab. Dazu wurde der quasielastische e-d-Streuquerschnitt normiert auf den elastischen e-p-Streuquerschnitt<sup>9,10,11,12,13)</sup> gemessen, oder es wurde durch Koinzidenzexperimente<sup>11,14,15)</sup> das gesuchte Verhältnis direkt bestimmt. Außerdem existieren Absolutmessungen des quasielastischen e-d-Streuquerschnitts<sup>16)</sup>.

Neben dem geschilderten Verfahren, das als "Maximummethode" bezeichnet wird, ist eine "Flächenmethode" gebräuchlich, wonach aus dem über die Elektronstreuenergie integrierten Wirkungsquerschnitt im quasielastischen Kontinuum die Summe der elastischen



Elektron-Nukleon-Streuerquerschnitte gewonnen wird<sup>17)</sup>. Im Gegensatz zur Maximummethode ist die Flächenmethode unempfindlich auf die Beeinflussung des inelastischen e-d-Streuerquerschnitts durch die Wechselwirkung zwischen den Nukleonen im Endzustand. Diese Beeinflussung des Wirkungsquerschnittes ist besonders stark bei kleinen Viererimpulsüberträgen bis etwa  $5 \text{ f}^{-2}$  und erfordert bei Anwendung der "Maximummethode" Korrekturen von einigen Prozent. Man umgeht diese Korrekturen, wenn man alle Elektronen aus der inelastischen e-d-Streuung berücksichtigt (Flächenmethode). Für nichtkoinzidente Messungen bei hohen Impulsüberträgen ist die Flächenmethode jedoch wegen der schwierigen Abtrennung von inelastisch gestreuten Elektronen aus der Elektroproduktion von  $\pi$ -Mesonen weniger geeignet und wird daher hier nicht weiter verfolgt.

Die Ein-Arm-Messungen von Hughes et al.<sup>12,13)</sup> mit Nachweis nur des Streuelektrons bei Viererimpulsüberträgen zwischen  $0.5 \text{ f}^{-2}$  und  $30 \text{ f}^{-2}$  - dieses Experiment ist den früheren Ein-Arm-Messungen von de Vries et al.<sup>9)</sup> an Genauigkeit überlegen - sowie das e-n-Koinzidenzexperiment von Stein et al.<sup>14)</sup> ergeben, daß der elektrische Formfaktor  $G_E^N$  des Neutrons für Impulsüberträge größer als  $10 \text{ f}^{-2}$  mit Null verträglich ist. Der magnetische Formfaktor  $G_M^N$  des Neutrons erfüllt bis  $30 \text{ f}^{-2}$  innerhalb der Meßgenauigkeit zusammen mit den Protonformfaktoren eine theoretisch nahegelegte und mit "scaling law" bezeichnete Gesetzmäßigkeit, nach der zwischen den Nukleonformfaktoren  $G_E^P$ ,  $G_M^P$ ,  $G_M^N$  der Zusammenhang  $G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P = G_E^P$  erwartet wird. ( $\mu_P = 2.793$  und  $\mu_N = -1.913$  sind die statischen magnetischen Momente der Nukleonen, gemessen in Kernmagnetonen.)

Budnitz et al.<sup>15)</sup> fanden mit einer e-p-Koinzidenz-Antikoinzidenzmethode bei Viererimpulsüberträgen zwischen  $7 \text{ f}^{-2}$  und  $70 \text{ f}^{-2}$  und bei einem Elektronstreuwinkel von  $20^\circ$  am gebundenen Proton im Deuteron einen systematisch kleineren e-p-Streuerquerschnitt als am freien Proton des Wasserstoffs. Infolgedessen wich das am Deuteron gemessene Verhältnis der elastischen Elektron-Nukleon-Streuerquerschnitte wesentlich von dem erwarteten Wert ab, der bei Anwendung

des "scaling laws" und des Ansatzes  $G_E^N = 0$  berechnet wurde.

Es schien daher wichtig, das Verhältnis der elastischen Elektron-Nukleon-Streuquerschnitte aus der quasielastischen e-d-Streuung nochmals und möglichst bei einem anderen Elektronstreuungswinkel zu messen, um das "scaling law" dort zu prüfen und dabei zusätzlich den Meßbereich auf Impulsüberträge größer als  $70 \text{ f}^{-2}$  auszuweiten.

In der vorliegenden Arbeit wird über die Messung quasielastischer Elektron-Deuteron Streuquerschnitte bei Elektronstreuungswinkeln von  $48^\circ$  und  $75^\circ$  und Viererimpulsüberträgen zwischen  $18 \text{ f}^{-2}$  und  $100 \text{ f}^{-2}$  berichtet. Es wurden nur die gestreuten Elektronen nachgewiesen. Die quasielastischen e-d-Wirkungsquerschnitte wurden auf die bei gleicher Kinematik gemessenen elastischen e-p-Streuwirkungsquerschnitte bezogen. Bei der Auswertung dieser Verhältnisse von Streuquerschnitten nach den Formfaktoren des Neutrons wurden bekannte Ergebnisse über die Protonformfaktoren herangezogen.

Die Arbeit gliedert sich in fünf Abschnitte. Nach einem kurzen Überblick zur Theorie der quasielastischen Elektron-Deuteron-Streuung in II wird in Teil III die experimentelle Anordnung beschrieben. Im Abschnitt IV wird über die Datengewinnung und über notwendige Korrekturen berichtet. Die Ergebnisse dieses Experimentes werden im Abschnitt V vorgelegt und diskutiert.

## II. Die Theoretische Grundlage des Experimentes

### 1. Voraussetzungen

Im Bereich der quasielastischen Streuung wird der Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dE'$  für die Streuung eines Elektrons der Energie  $E'$  in das Raumwinkelelement  $d\Omega$  und das Energieintervall  $dE'$  um  $E'$  unter drei Annahmen entwickelt<sup>8)</sup>:

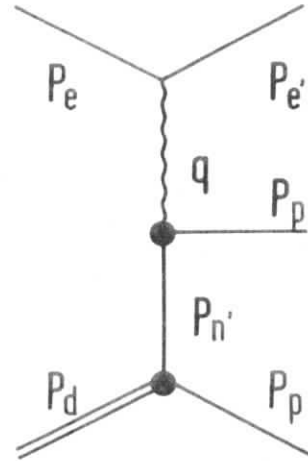
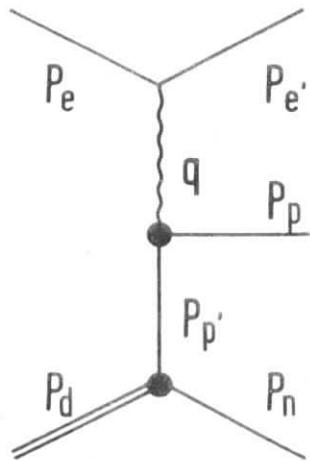
- a) Die Wechselwirkung zwischen dem Elektron und Deuteron wird durch den Austausch nur eines virtuellen Photons vermittelt.
- b) Der Wirkungsquerschnitt wird durch Nukleonpolterme bestimmt.
- c) Der Beitrag von Mesonaustauscheffekten wird als vernachlässigbar angenommen.

Den Annahmen a) b) entsprechen im Feynman-Bild die beiden Graphen a in Abb. 1, während Mesonaustauscheffekte nach c) beispielsweise durch den Graph c in Abb. 1 veranschaulicht werden. Über den Einfluß derartiger Beiträge bei der inelastischen e-d-Streuung ist wenig bekannt. Es wird in<sup>8)</sup> angenommen, daß mesonische Beiträge beim quasielastischen Streuprozess gegen die vorherrschenden Nukleonpolterme vernachlässigt werden dürfen.

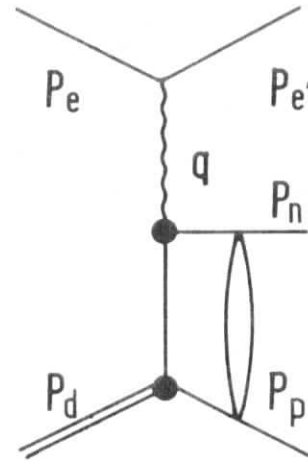
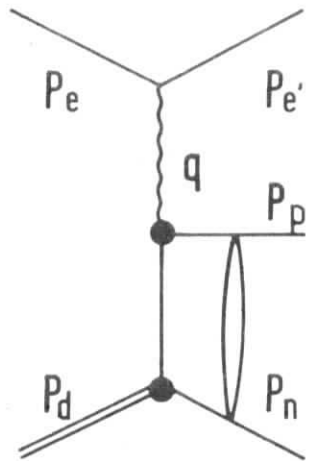
Nach a) ist das Streumatrixelement  $T_{fi}$  für diesen Prozeß das Produkt eines Elektron- und eines Nukleonstrommatrixelementes, verbunden durch den Photonpropagator  $1/q^2$ , und gegeben durch:

$$(1) \quad T_{fi} = \delta^4(p_n + p_p - p_d - q) \langle e' | j_{\mu e} | e \rangle \frac{1}{q^2} \langle np | j_{\mu} | d \rangle \sqrt{\frac{m^2}{E_0 E' (2\pi)^6}}$$

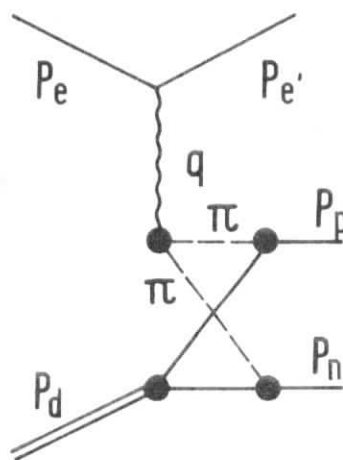
# FEYNMAN Graphen zur quasielastischen e - d - Streuung



a) Nukleonpolterme



b) Nukleonpolterme mit Endzustands-Wechselwirkung



c) Beispiel für Mesonaustausch

$E_0, E'$  sind die Primär- und Streuenergien der Elektronen,  $m$  ist die Elektronenmasse, und  $j_{\mu e}, j_{\mu}$  sind Stromübergangsoperatoren, von denen  $j_{\mu e}$  aus der Quantenelektrodynamik bekannt ist<sup>18)</sup>. Die vierdimensionale Deltafunktion, in deren Argument die Viererimpulse der beteiligten Teilchen stehen, sorgt für die Energie-Impulserhaltung, der Wurzelfaktor dient der Normierung. Die Schwierigkeit bei der Berechnung von  $T_{fi}$  steckt in dem Matrixelement  $\langle np | j_{\mu} | d \rangle$ , da für hohe Impulsüberträge  $q^2 = (p_e - p_e')^2$  das auslaufende freie p-n-System relativistisch behandelt werden muß, während für die gebundenen Nukleonen im Deuteron keine relativistische Theorie existiert.

Unter der Annahme b) jedoch besteht das Matrixelement  $\langle np | j_{\mu} | d \rangle$  wesentlich nur aus einer Photon-Nukleon-Vertexfunktion und einer d-n-p-Vertexfunktion, die über die Propagatoren des Protons bzw. des Neutrons im Zwischenzustand miteinander verknüpft sind (Gleichung (5) in<sup>8)</sup>). Drückt man diese Nukleonpropagatoren in geeigneten Koordinatensystemen aus, so läßt sich daraus (i) eine präzise Definition der "quasielastischen" Streuung herleiten, (ii) die notwendige Beschränkung auf diesen Spezialfall aufzeigen, falls die Neutronformfaktoren aus der inelastischen e-d-Streuung bestimmt werden sollen, und (iii) der Weg weisen zur Berechnung des Matrixelementes  $\langle np | j_{\mu} | d \rangle$ .

Es genügt, den Propagator des Protons zu untersuchen. Dieser stellt sich (in Einheiten  $\hbar = c = 1$  und in der Metrik  $a^2 = \vec{a}^2 - a_0^2$ ) dar als<sup>8)</sup>:

$$(2) \quad S_p(p_d - p_n) = \frac{i\gamma(p_d - p_n) - M}{(p_d - p_n)^2 + M^2} \quad \begin{array}{l} M = \text{Nukleonmasse} \\ \gamma = \text{Diracmatrizen} \end{array}$$

(i) Im Schwerpunktsystem der auslaufenden Nukleonen mit  $\vec{p} + \vec{n} = \vec{d} + \vec{q} = 0$  ergibt sich für den Nenner von  $S_p(p_d - p_n)$ :

$$(3) \quad (p_d - p_n)^2 + M^2 = 2 \cdot (a^2 + \vec{p}^2 + \frac{q^2}{4} - \vec{p}\vec{q})$$

mit  $\alpha^2 = M\epsilon$ , wo  $\epsilon = 2.2245 \cdot 10^{-3}$  GeV die Bindungsenergie im Deuteron ist. Da dieser Nenner quadratisch und integriert über alle Richtungen der Nukleonimpulse  $\vec{p}$  im CMS in den Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dE'$  eingeht, erreicht dieser ein Maximum bei  $\vec{p} = \vec{q}/2$ . In diesem Fall ist im Schwerpunktsystem die Zeitkomponente von  $q$  im wesentlichen Null<sup>7)</sup>, so daß dann  $\vec{p}^2 = q^2/4$  gilt. Durch diese kinematische Bedingung ist die quasielastische Streuung definiert.

- (ii) Unter der Annahme, daß das Zuschauer-Neutron vollständig in Ruhe bleibt, ergibt sich im Ruhesystem des Deuterons (Laborsystem) für den Nenner von  $S_p(p_d - p_n)$ :

$$(4) \quad (p_d - p_n)^2 + M^2 = 2\alpha^2$$

Hieraus folgt, daß für diesen Spezialfall das Proton, abgesehen von der Bindungsenergie des Deuterons, auf der Massenschale liegt. Dies gilt auch dann noch, wenn das Zuschauer-Neutron einen Impuls  $\vec{n}_L$  besitzt, solange nur  $\vec{n}_L^2 \ll M^2$  erfüllt ist. Vernachlässigt man die Bindungsenergie und  $\vec{n}_L^2$ , dann reduziert sich die Photon-Proton-Vertexfunktion des gebundenen Protons auf die Vertexfunktion eines freien Protons mit den hier wohl definierten elektromagnetischen Formfaktoren  $G_E^P$  und  $G_M^P$ . Analoges gilt für den Neutronpolterm.

Die Nukleonpolterme liefern offensichtlich den Hauptbeitrag zum quasielastischen Streuquerschnitt, denn die nächsthöheren Beiträge von Nukleon-Pion-Zwischenzuständen ergeben für den Nenner der Propagatoren ein Minimum bei  $2Mm_\pi \gg 2M\epsilon = 2\alpha^2$ .

- (iii) In der Näherung durch Nukleonpolterme und für ein nahezu ruhendes Zuschauernukleon im Laborsystem läßt sich das mit lorentzinvarianten Größen angesetzte Matrixelement  $\langle np | j_\mu | d \rangle$  umformen in ein Matrixelement mit einem

nichtrelativistischen Hamiltonoperator, der die Wechselwirkung eines virtuellen Photons mit einem Nukleon beschreibt<sup>8)</sup>. Da bei dieser Umformung die entscheidende Invariante  $q^2$  keiner Einschränkung unterliegt, darf mit diesem Hamiltonoperator für alle  $q^2$  die Übergangsamplitude aus dem Singulett- und Triplettzustand des Deuterons in ein freies Proton-Neutron-Paar berechnet werden.

## 2. Der genäherte quasielastische Wirkungsquerschnitt

Den Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dE'$  erhält man aus dem Quadrat von  $T_{fi}$  nach Integration über den Streuwinkel der Nukleonen im Schwerpunktsystem und den üblichen Verfahren zur Bestimmung eines Wirkungsquerschnittes<sup>18)</sup>. Wird nur der Übergang aus dem Singulettzustand des Deuterons berücksichtigt und die Interferenz zwischen dem Neutron- und Protonpolterm vernachlässigt, dann erhält man für den Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dE'$  im Laborsystem<sup>7,8)</sup>:

$$(5) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \frac{M^2}{\pi} \cdot \frac{p}{\sqrt{M^2 + p^2}} \cdot \frac{E_0}{E'} \cdot M(p, q) \cdot (\sigma_p + \sigma_n)$$

mit den Rosenbluth-Streuquerschnitten für ein freies Proton bzw. Neutron:

$$(6) \quad \sigma_p = \sigma_{\text{MOTT}} \cdot \frac{E'}{E_0} \cdot G_p,$$

wobei  $\sigma_{\text{MOTT}} = \frac{e_0^4 \cos^2 \theta / 2}{4E_0^2 \sin^4 \theta / 2}$ ,

$$G_p = \frac{G_E^{P2} + \tau G_M^{P2}}{1 + \tau} + 2\tau G_M^{P2} \operatorname{tg} \frac{2\theta}{2},$$

$\theta$  = Elektronstreuwinkel ,

$\tau = q^2 / 4M^2$  , und

$p = |\vec{p}|$  der Betrag der Nukleonimpulse im CMS ist.

$\sigma_n$  unterscheidet sich von  $\sigma_p$  nur durch die Ersetzung der Protonformfaktoren  $G_E^P$  und  $G_M^P$  durch die Neutronformfaktoren  $G_E^N$  und  $G_M^N$ .

Für die Funktion  $M(p,q)$  gibt Durand<sup>7)</sup> im Bereich des quasi-elastischen Maximums folgende auf Dispersionsbeziehungen und auf einem Hulthén-Modell<sup>19)</sup> für das Deuteron beruhende Näherung an:

$$(7) \quad M(p,q) = \frac{N^2}{(p|\vec{q}|)^2} \left( \frac{1}{x^2-1} + \frac{1}{y^2-1} - \frac{1}{y-x} \ln \left( \frac{(x+1)(y-1)}{(x-1)(y+1)} \right) \right)$$

mit den Abkürzungen:

$$|\vec{q}|^2 = q^2 + (q^2/4 - p^2 - \alpha^2)^2 / (M^2 + p^2) = \text{Dreierimpulsquadrat von } q \text{ im CMS}$$

$$x = (\alpha^2 + p^2 + q^2/4) / (p|\vec{q}|)$$

$$y = (\beta^2 + p^2 + q^2/4) / (p|\vec{q}|)$$

$\alpha$  und  $\beta$  sind Parameter der Hulthén-Wellenfunktion. Durch geeignete Wahl der Normierungskonstanten  $N^2$  der Deuteronwellenfunktion berücksichtigen Braess und Kramer<sup>8)</sup> einen d-Wellenanteil von 5.6% im Deuteron. Mit den in<sup>8)</sup> benutzten Werten  $\alpha = 0.232 \text{ f}^{-1}$ ,  $\beta = 1.26 \text{ f}^{-1}$ ,  $N^2 = 0.783 \text{ f}^{-1}$  reduziert sich  $M(p,q)$  im quasielastischen Maximum auf

$$(8) \quad M(p,2p) = \frac{c}{p^2}$$

$$\text{mit } c = 2.905 \text{ f}$$

Aus den Beziehungen (5) und (8) ergibt sich die grundlegende Gleichung für dieses Experiment:

$$(9a) \quad R = \frac{d^2\sigma/d\Omega dE'}{\sigma_p} = \frac{M^2 \cdot c}{\pi} \cdot \frac{1}{p \cdot \sqrt{M^2 + p^2}} \cdot \frac{E_0}{E'} \cdot \left( 1 + \frac{\sigma_n}{\sigma_p} \right)$$



### 3. Der quasielastische Wirkungsquerschnitt mit Endzustandswechselwirkung

Der Einfluß der Wechselwirkung der auslaufenden Nukleonen auf den quasielastischen Wirkungsquerschnitt, veranschaulicht in den beiden Graphen b in Abb. 1, wurde von verschiedenen Autoren<sup>7,20)</sup>, insbesondere von Braess und Kramer<sup>8)</sup> ausführlich untersucht. Den Berechnungen dieser Autoren liegt folgende Annahme zugrunde: Die auslaufenden Nukleonen können durch eine Schrödingergleichung beschrieben werden mit geeigneten Nukleon-Nukleon-Wechselwirkungspotentialen, die bis zu Laborenergien von etwa 300 MeV das beobachtete Streuverhalten des Zwei-Nukleonsystems reproduzieren. Begrenzt wird die Gültigkeit dieses Potentialansatzes durch die Bedingung, daß die Impulse der auslaufenden Nukleonen unterhalb der Schwelle für die Mesonerzeugung liegen. Da der Wirkungsquerschnitt für die elastische Nukleon-Nukleon-Streuung bis zu Laborenergien von etwa 600 MeV groß gegenüber dem Wirkungsquerschnitt für die Mesonerzeugung beim Nukleon-Nukleon-Stoß ist, halten Braess und Kramer<sup>8)</sup> den Potentialansatz bis zu Impulsüberträgen von etwa  $35 \text{ f}^{-2}$  ( $p \approx 3 \text{ f}^{-1}$ ) für zulässig. Für höhere Impulsüberträge wird darüber hinaus die Anwendung der nichtrelativistischen Schrödingertheorie zur Berechnung von Endzustandswechselwirkungen fragwürdig.

Unter Einschluß der Wechselwirkung der auslaufenden Nukleonen verallgemeinert sich Gl. (5) für den Wirkungsquerschnitt  $d^2\sigma/d\Omega dE'$ <sup>8)</sup>:

$$(10) \quad \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} = \sigma_{\text{MOTT}} \cdot \frac{M^2}{\pi} \cdot \frac{p}{\sqrt{M^2 + p^2}} \cdot I(\theta, E')$$

Für den Bereich der quasielastischen Streuung wurde die Funktion  $I(\theta, E')$  berechnet (siehe z.B. Gleichungen 44a - 44e, und 45 a, b in Ref. 8). Nach diesen Beziehungen ist für Impulsüberträge zwischen  $5 \text{ f}^{-2}$  und  $40 \text{ f}^{-2}$  ein destruktiver Einfluß von maximal rund 4% auf den genäherten Wirkungsquerschnitt (5) zu erwarten, während unterhalb  $5 \text{ f}^{-2}$  die Korrekturen merklich ansteigen und bei  $2.5 \text{ f}^{-2}$  rund 7.5% ausmachen. Diese Resultate stimmen befriedigend mit den Ergebnissen anderer Autoren<sup>21)</sup> überein. Für Impulsüberträge ober-

halb  $40 \text{ f}^{-2}$  liegen keine Berechnungen für Endzustandswechselwirkungen vor. Es wird allerdings angenommen, daß der Fehler in dem genäherten Wirkungsquerschnitt (5) mit  $p^{-6}$  abfällt<sup>7)</sup>.

Braess, Hasselmann und Kramer<sup>13)</sup> spalten die Funktion  $I(\theta, E')$  in folgender Weise auf:

$$(11) \quad I(\theta, E') = I_l(E') + I_t(E') \cdot \tau \left(1 + 2(1 + \tau) t_E \frac{2\theta}{2}\right)$$

wobei  $I_l(E')$  und  $I_t(E')$  proportional zu dem longitudinalen und transversalen Wirkungsquerschnitt sind, entsprechend der Anregung des Prozesses durch ein longitudinal oder transversal polarisiertes virtuelles Photon. Eine derartige Aufspaltung ist nach Gourdin<sup>22)</sup> für inelastische e-N-Streuquerschnitte  $d^2\sigma/d\Omega dE'$ , denen die Ein-Photon-Austausch-Näherung zugrunde liegt, stets möglich. In  $I_l(E')$  und  $I_t(E')$  sind die elektromagnetischen Formfaktoren der Nukleonen enthalten, verknüpft durch Koeffizienten, die in<sup>13)</sup> für eine Reihe von Viererimpulsüberträgen bis  $35 \text{ f}^{-2}$  numerisch berechnet wurden. Der Gleichung (9a) entspricht hier die Beziehung:

$$(9b) \quad R = \frac{d^2\sigma/d\Omega dE'}{\sigma_p} = \frac{M^2}{\pi} \cdot \frac{p}{\sqrt{M^2 + p^2}} \cdot \frac{E_0}{E'} \cdot \frac{I(\theta, E')}{G_p}$$

### III. Die experimentelle Anordnung

Einen Überblick über die experimentelle Anordnung vermittelt Abb. 2. Ein doppelfokussierendes Spektrometer aus drei magnetischen Elementen steht auf einer Lafette, die im Ringtunnel des Synchrotrons auf der Innenseite zwischen zwei Führungsmagneten installiert wurde. Die Lafette ist im Streuwinkelbereich zwischen  $47.5^\circ$  und  $77^\circ$  um einen Drehzapfen schwenkbar, der in der Spektrometerachse liegt. Senkrecht über dem Drehzapfen befindet sich das Deuterium- bzw. Wasserstofftarget im Vakuum des Synchrotrons. Diese experimentelle Anordnung, die im folgenden im Einzelnen beschrieben wird, hat sich bei Elektron-Proton-Streuexperimenten sehr bewährt<sup>23)</sup>.

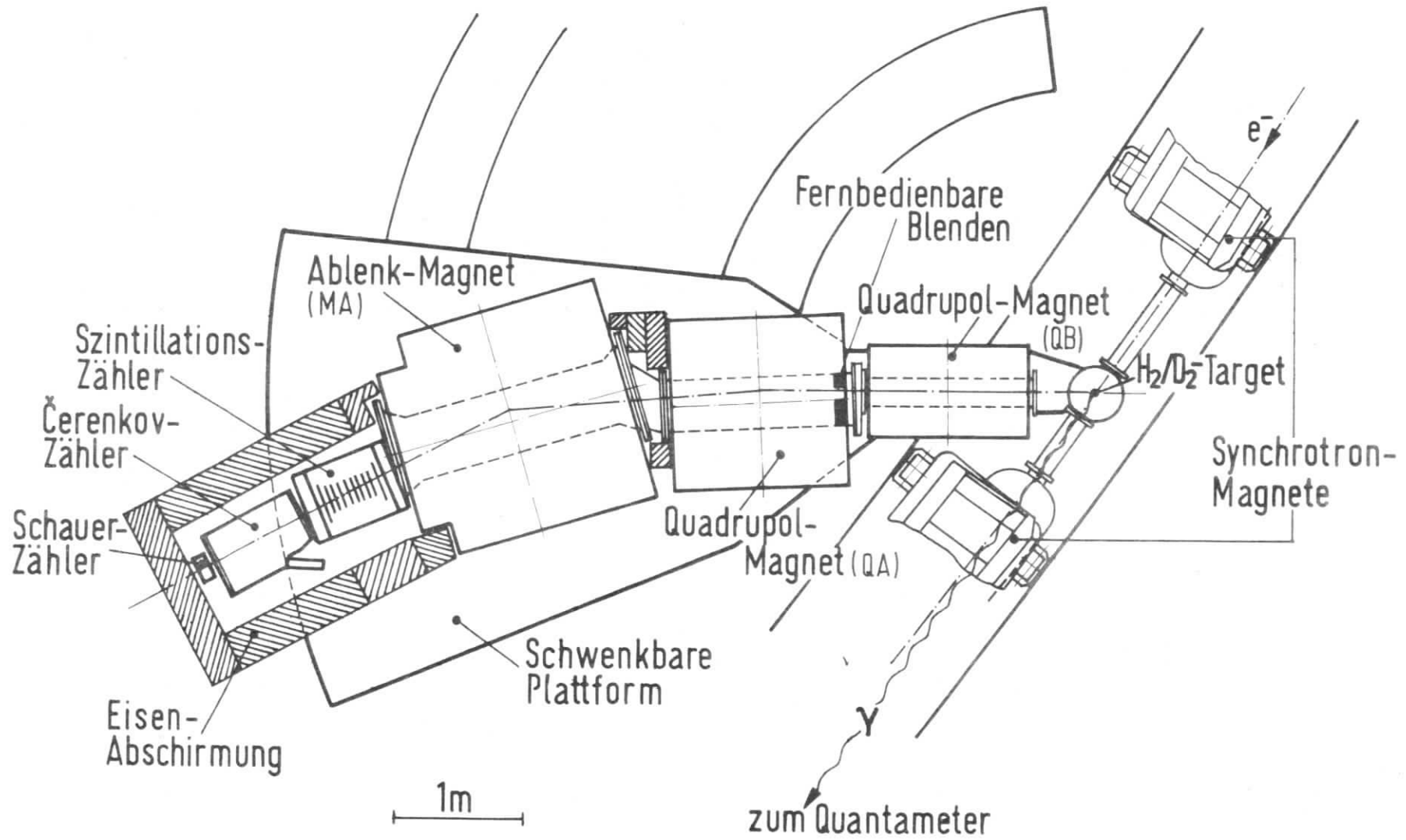
#### 1. Das Deuterium- und Wasserstofftarget

Als Target diene flüssiges Deuterium bzw. flüssiger Wasserstoff. Diese Targetflüssigkeiten befanden sich abwechselnd in einer aufrechten, zylindrischen Targetzelle aus 0.012 mm dicker Polyimidfolie. Höhe und Durchmesser dieser Zelle waren 60 mm und 11 mm. Zur Kondensation der Targetsubstanzen wurde ein heliumgekühlter Wärmeaustauscher benutzt. Das Target befand sich - zentriert zum Lafettendrehzapfen - im Vakuumssystem des Beschleunigerrohres. Sein typischer Abstand zum Sollkreis betrug 15 mm. Das Target besaß einen vertikalen Bewegungsspielraum von 40 mm, innerhalb dessen die bestrahlte Targetzone in halbstündigem Rhythmus gewechselt wurde, um eine gleichmäßige Strahlbelastung der Targetfolie sicherzustellen.

#### 2. Der interne Elektronenstrahl

##### 2.1 Strahlführung an das Target

Der interne Elektronenstrahl des Synchrotrons wurde im Maximum jeder Beschleunigungsperiode im sogenannten "beam bumb"-Verfahren durch das Target gelenkt. Bei diesem Verfahren wird unter Wahrung der Synchrotron-Fokussierungsbedingungen die Gleichgewichtsbahn der Elektronen



Experimentelle Anordnung

durch ein gepulstes Zusatzmagnetfeld lokal so verformt, daß die Elektronen auf stabilen Bahnen durch das Target laufen. Die endbeschleunigten Elektronen durchsetzen dann während vieler Umläufe das Target. Tatsächlich wurden bis zu einhundert Targetdurchgänge erzielt. Bei dieser Abschätzung wurde die Anzahl der beschleunigten Primärelektronen aus dem Strom, der im Synchrotron umlief und der mittels besonderer Induktionsspulen gemessen wurde, berechnet und mit der Zahl von Elektronen verglichen, die nach Ausweis der im Quantameter akkumulierten Ladung im Target Bremsstrahlung erzeugt hatten (siehe III 2.3). Es leuchtet unmittelbar ein, daß die effektive Targetlänge um die Zahl der Vielfachdurchgänge vergrößert ist. Das wiederum hat ein günstiges Verhältnis von Zählratenausbeute zu Meßzeit zur Folge. Hierin lag der Hauptvorteil bei der Benutzung des internen Targets in Verbindung mit der "beam bump"-Strahlführung an das Target.

## 2.2 Primärenergie

Die Energie der Elektronen auf der Sollbahn beim Erreichen des maximalen Magnetfeldes war aus einer Eichung der Magneterregerströme mit Hilfe des DESY-Paarspektrometers auf 0.5% bekannt<sup>24)</sup>. Die Zeitspanne, während der die umlaufenden Elektronen das Target durchsetzten, wurde symmetrisch zum Scheitelwert  $B_{\max}$  der Induktion in den Synchrotronmagneten gelegt und betrug etwa  $\pm 300 \mu\text{s}$ , was einer Energieunschärfe von maximal  $\pm 0.3\%$  entsprach. Eine noch längere Bestrahlungsdauer des Targets, die im Hinblick auf die Reduzierung von Totzeitverlusten und von zufälligen Ereignissen in der Elektronik stets wünschenswert ist, war beim derzeitigen Synchrotronbetrieb (ohne "flat top" um  $B_{\max}$ ) wegen der dann zu großen Energieunschärfe unzumutbar.

## 2.3 Intensitätsnachweis

Beim Experimentieren am internen Strahl des Synchrotrons läßt sich die Zahl der Primärelektronen, die das Target durchsetzen, nicht direkt in einem Faradaykäfig messen (die Elektronen kreisen im Beschleunigerring, mehrfache Targetdurchgänge). Stattdessen ermittelt man die Zahl der primär einfallenden Elektronen über

den gut bekannten totalen Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bremsstrahlung. Hiernach berechnet sich die Zahl  $N_\gamma$  der effektiven  $\gamma$ -Quanten, die von  $n_e$  Elektronen in einem dünnen Target der Dicke  $x$  und der Strahlungslänge  $x_0$  erzeugt werden, nach der Beziehung:

$$(12a) \quad N_\gamma = \frac{x}{x_0} n_e$$

Man bestimmt  $N_\gamma$ , indem man die Gesamtenergie der  $\gamma$ -Strahlung mißt, die im Target erzeugt wird. Dazu diente ein gasgefülltes (ca. 96% He, ca. 4%  $N_2$ ) Quantameter<sup>25)</sup> vom Wilson-Typ<sup>26)</sup>, in dem der  $\gamma$ -Strahl unter Schauerbildung vollständig absorbiert wurde. Die Zahl der effektiven Quanten ist proportional zur Gesamtladung  $Q$ , die im Quantameter erzeugt wird, und gegeben durch:

$$(12b) \quad N_\gamma = \kappa \frac{Q}{E_0}$$

Die Eichkonstante  $\kappa = 2.20 \cdot 10^{19} \text{ MeV/Coul} \pm 2\%$  des benutzten DLSY Quantameters Nr. 7 wurde am ausgelenkten Elektronenstrahl aus dem Vergleich mit einem Faradaykäfig bestimmt<sup>27)</sup>.

Der Ausgangsstrom des Quantameters wurde durch einen Integrationsverstärker auf einen Kondensator integriert. Durch Anwendung des Vorladungsprinzips ließ sich die Ladung  $Q$  auf dem Kondensator bestimmen, ohne daß dazu der genaue Wert der Kondensatorkapazität bekannt sein mußte. Die Langzeitkonstanz dieses bei DESY von H. Pingel gebauten Integrationssystems lag bei 0.3%.

#### 2.4 Normierung

Für Absolutmessungen am internen Strahl ist ein Quantameter aus mehreren Gründen jedoch weniger geeignet. Erstens wird auch die in der Folienwand der Targetzelle erzeugte  $\gamma$ -Strahlung vom Quantameter miterfaßt, wodurch das gemessene Verhältnis von echter Zählrate zu Ladung bis zu 30% verfälscht werden konnte. Die Abtrennung des Folienanteils aus der Gesamtladung  $Q$  ist schwierig, weil dazu schwer bestimmbare Größen wie die horizontale Strahlverteilung der umlaufenden Elektronen und deren Eindringtiefe in das Target bekannt sein müssen.

Zweitens ist die Eichkonstante des Quantameters intensitätsabhängig. Außerdem wird bei den hohen verfügbaren Stromstärken des internen Strahls (6 - 9 mA) und bei der großen Zahl von Vielfachdurchgängen durch das Target das Quantameter an der Grenze seines Arbeitsbereiches betrieben, obschon es mit einem Gasgemisch aus ca. 96% He und ca. 4% N<sub>2</sub> gefüllt war, womit Ladungsverluste durch Ionenrekombination gegenüber früheren Füllungen mit A/CO<sub>2</sub> Gasgemischen erheblich reduziert werden konnten<sup>27)</sup>. Alle diese Fehlerquellen sind bei Absolutmessungen zu berücksichtigen. Sie entfallen jedoch weitgehend bei Relativmessungen, wobei nur der Quotient zweier Zählraten, in diesem Fall das Verhältnis von quasielastischer e-d- zur elastischen e-p-Streureate, in die Auswertung eingeht. Selbstverständlich mußten diese Zählraten bei gleicher Primärenergie und gleicher Primärintensität gemessen werden. Das Quantameter diente dabei nur als Zwischennormal.

### 3. Das Spektrometer

#### 3.1 Fokussierungsprinzip

Der Impuls eines Elektrons im Laborsystem nach der Streuung an einem Nukleon ist unabhängig vom speziellen Reaktionsablauf und nur eine Funktion der Primärenergie E<sub>0</sub> der einlaufenden Elektronen, des Streuwinkels θ und der Masse M\* des Rückstoßsystems:

$$(13) \quad p(\theta, E_0, M^*) = \frac{E_0 - (M^{*2} - M^2)/2M}{1 + (2E_0/M)\sin^2\theta/2}$$

Abb. 3 zeigt den charakteristischen Verlauf von  $p(\theta, E_0, M^*)$  als Funktion von θ für ein festes E<sub>0</sub> mit M\* als Parameter. Ohne besondere Vorkehrungen erfaßt ein Spektrometer im allgemeinen bei Einstellung auf einen Sollimpuls p<sub>0</sub> und einen Streuwinkel θ<sub>0</sub> alle Winkel-Impuls-Kombinationen innerhalb eines Rechteckes um p<sub>0</sub>, θ<sub>0</sub> mit den Kantenlängen 2Δθ und 2Δp (gestricheltes Rechteck in Abb. 3). Dies bedeutet jedoch, wie aus Abb. 3 ersichtlich, bei großem Δθ eine schlechte Auflösung bezüglich der Masse M\* und damit eine schlechte Abtrennung der elastischen Streuung

# Winkel-Impuls-Ebene

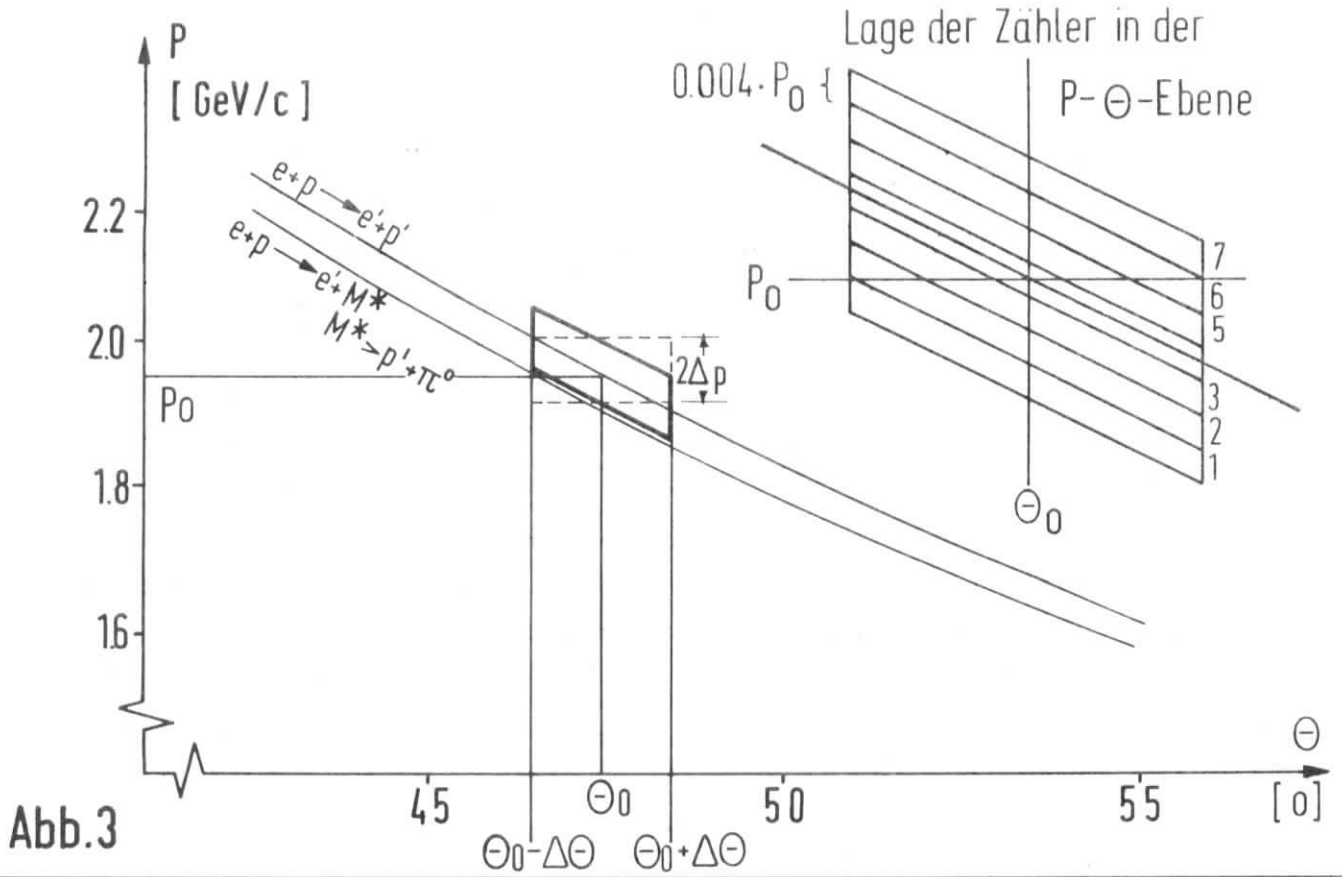


Abb.3

# Horizontale und vertikale Phasenebene am Target

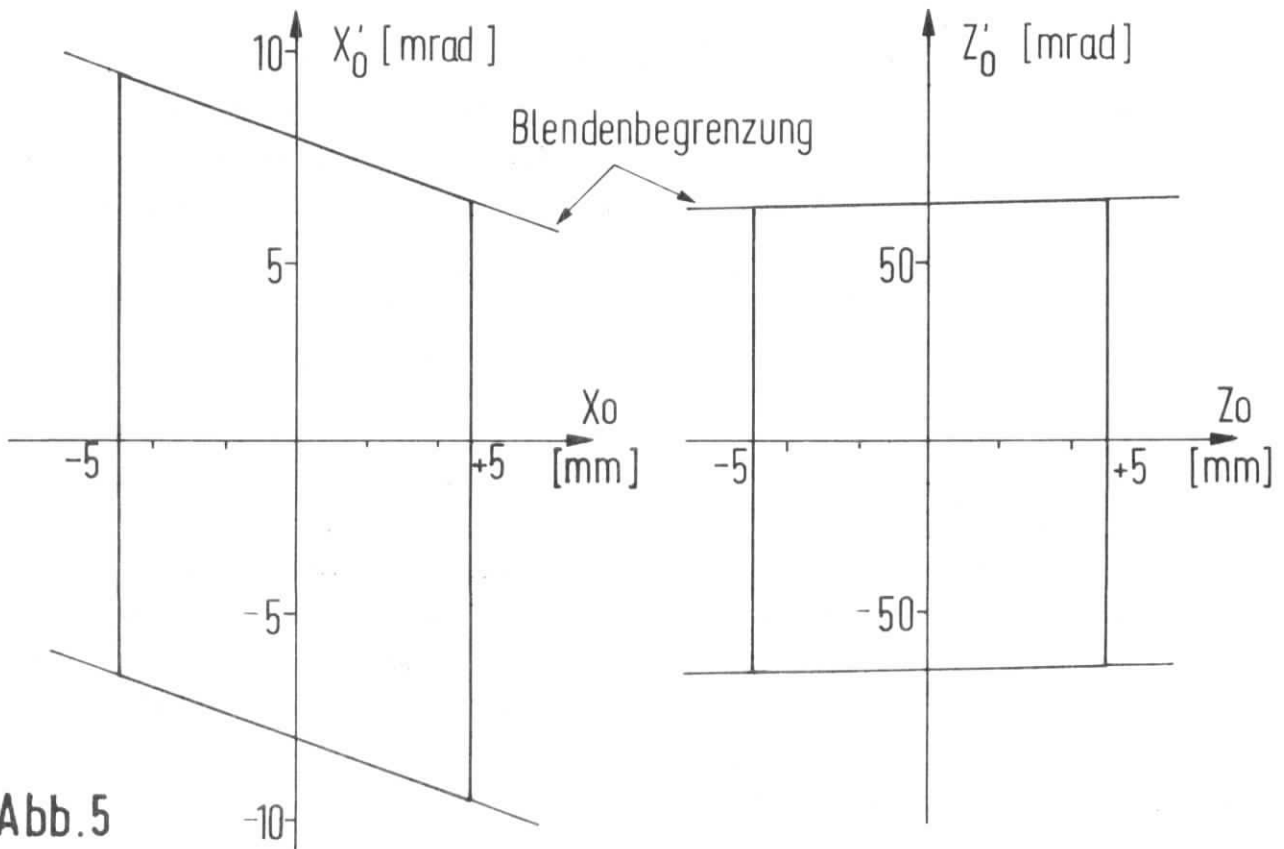


Abb.5



von der inelastischen. Um dies zu vermeiden, muß also entweder  $\theta$  genauer gemessen werden, oder das Fenster des Spektrometers muß dem Verlauf des Impulses angepaßt werden (ausgez. Parallelogramm in Abb. 3). Letzteres ist das Prinzip des Schrägfensterspektrometers<sup>28)</sup>. Für ein konstantes  $M_0^*$  ändert sich der Impuls  $p(\theta, E_0, M_0^*)$  innerhalb der Winkelakzeptanz  $\pm \Delta\theta$  in linearer Näherung gemäß:

$$(14) \quad p(\theta, E_0, M_0^*) = p_0 \left( 1 + \frac{1}{p_0} \left( \frac{\partial p}{\partial \theta} \right)_{\theta_0, M_0^*} \cdot \Delta\theta \right)$$

Alle Teilchen, die innerhalb von  $\pm \Delta\theta$  dieser Gleichung gehorchen, sollen also in denselben Zähler fallen.

Das Fokussierungsprinzip eines Schrägfensterspektrometers soll an der Diskussion der genäherten Bahngleichung eines Teilchens in der Ebene, in der Fokussierung erfolgt, aufgezeigt werden.

Man beschreibt den Verlauf von Teilchenbahnen durch ein System aus magnetischen Elementen in einem Koordinatensystem mit Ursprung im Target und mit den horizontalen und vertikalen Achsen  $x$  und  $z$ . Die dritte Achse  $s$ , senkrecht zur  $xz$ -Ebene, fällt mit der Sollbahn zusammen. Auf dieser Bahn durchqueren Teilchen mit Sollimpuls  $p_0$  und Sollwinkel  $\theta_0$  das magnetische System. Teilchen mit beliebigem Impuls  $p$  und Winkel  $\theta$  am Target besitzen bezüglich der Sollbahn die Querkomponenten  $x(s)$  und  $z(s)$ . Betrachtet wird im weiteren nur die Bahnkomponente  $x(s)$  in der horizontalen Ebene, in der Fokussierung vorliegen soll. In dem üblichen linearen Ansatz für  $x(s)$  werden die Anfangsbedingungen einer Teilchenbahn, nämlich der Targetausgangsort  $x(0) = x_0$ , die Steigung  $x(0)' = x_0'$  dieser Bahn bei  $x_0$  und die relative Impulsabweichung  $(p-p_0)/p_0 = \Delta p/p_0$  vom Sollimpuls  $p_0$ , mit den Koeffizienten der sogenannten cosinus- und sinusähnlichen Bahn,  $C(s)$  und  $S(s)$ , und mit der Dispersion  $D(s)$  zu folgender Linearkombination verknüpft<sup>28)</sup>:

$$(15) \quad x(s) = C(s)x_0 + S(s)x_0' + D(s) \frac{\Delta p}{p_0}$$

In der Fokalebene, definiert durch die Bedingung  $C(s_f) = 0$ , wird der meist nicht interessierende Targetort  $x_0$  aus der Beziehung (15) eliminiert. Für einen Punkt  $x(s_f)$  in dieser Ebene besteht dann ein linearer Zusammenhang zwischen der Steigung  $x_0'$  und der relativen Impulsabweichung  $\Delta p/p_0$  eines Teilchens am Target:

$$(16) \quad x(s_f) = S(s_f)x_0' + D(s_f) \frac{\Delta p}{p_0}$$

Demnach werden alle diejenigen Teilchen in den Punkt  $x(s_f)$  fokussiert, die in der Ebene  $(\Delta p/p_0, x_0')$  auf einer Geraden mit der Steigung

$$(17) \quad \Sigma = \frac{1}{p_0} \frac{dp}{dx_0'} = - \frac{S(s_f)}{D(s_f)}$$

liegen. Die Spektrometergröße  $\Sigma$ , der sogenannte "Slope", läßt sich durch Variation der Größen  $S$  oder (und)  $D$  in gewissen Grenzen der Steigung  $1/p_0 (\partial p / \partial \theta)_{\theta_0, M_0^*}$  der Reaktionskurve  $p(\theta, E_0, M_0^*)$  am Arbeitspunkt  $p_0, \theta_0$  anpassen, womit die erstrebte Selektivität des Spektrometers für den interessierenden Prozeß sichergestellt ist.

### 3.2 Aufbau und magnetische Eigenschaften

Das hier benutzte magnetische Spektrometer wurde zur Analyse von Elektronen mit einem Impuls von maximal 2 GeV/c ausgelegt. Diese Grenze war an die maximal erreichbare Synchrotronenergie von zur Zeit etwa 6.1 GeV<sup>\*</sup> und den kleinsten einstellbaren Streuwinkel von 47.5° angepaßt. Der im Ringtunnel des Synchrotrons nur beschränkt verfügbare Platz begrenzte die Spektrometerlänge auf ca. 7 m, so daß nur ein kompakter Aufbau aus drei magnetischen Elementen in Frage kam, siehe Abb. 2. Ein Quadrupoldublett aus den DESY-Magnettypen QB und QA erzeugt einen Impulsfokus in der Horizontalebene, ein Ablenkmagnet (DESY-Typ MA) erzeugt die zur Impulsanalyse erforderliche Dispersion.

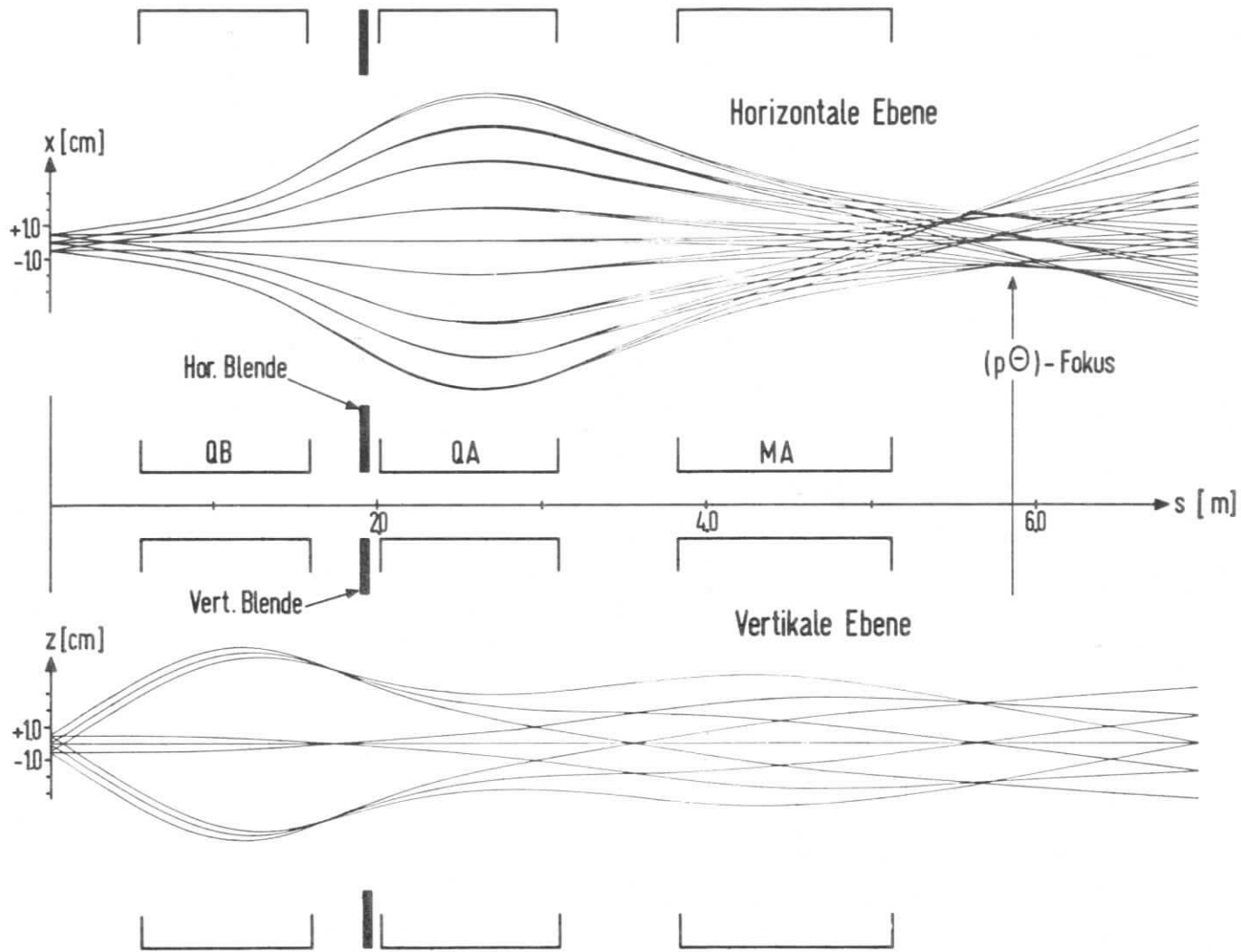
\* Während der Fertigstellung dieser Arbeit konnte die Primärenergie des Synchrotrons auf 7.5 GeV gesteigert werden.

Bei einer Primärenergie von 6.1 GeV entspricht dem Schwellenwert für die Erzeugung eines ruhenden  $\pi$ -Mesons ( $M^* = M + m_\pi$ ) ein inelastischer Elektronstreuimpuls, der nur um 2.2% unter dem elastischen Streuimpuls liegt. Zur Trennung des elastischen von dem inelastischen Prozeß war daher im Falle der Elektron-Proton-Streuung eine Impulsauflösung von wesentlich besser als 2.2% notwendig. Die erreichte Auflösung von 0.7% erfüllt diese Bedingung recht gut. Die Steigungen der Reaktionskurven  $p(\theta, E_0, M)$  für die elastische Streuung variieren innerhalb des einstellbaren Primärenergie-Streuwinkel-Bereiches zwischen -1%/Grad und -2.7%/Grad.

Da jedoch auch Rückstoßprotonen der elastischen Streuung bei  $q^2 = 13 \text{ f}^{-2}$  mit Steigungen der Reaktionskurven bis zu -5%/Grad nachgewiesen werden sollten, mußte die Größe  $\Sigma$  zwischen 0%/Grad und -5%/Grad einstellbar sein. Die geringe Targetgröße von  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  gestattet es nach K.G. Steffen<sup>28)</sup>, die Variation des Spektrometerslopes allein durch eine Änderung der Feldstärke im letzten Quadrupol zu erreichen. Um dabei aber keine wesentliche Einbuße an Impulsauflösung hinnehmen zu müssen, mußte die Dispersion des Systems so groß wie möglich gemacht werden, weil die Effekte, die zur Verringerung der Auflösung führen, mit  $1/D$  reduziert werden. Daher wurde der horizontal fokussierende Quadrupol QA um 72 mm aus der optischen Achse versetzt, so daß die Teilchen im Magnetfeld dieses Quadrupols im Mittel auch eine ablenkende Komponente vorfinden. Hierdurch wurde die Dispersion um ca 50% erhöht. Sie betrug 1 cm pro 1% Impulsänderung.

Der Ablenkmagnet MA war mit Zusatzpolen ausgestattet, durch die dem homogenen Magnetfeld ein vertikal fokussierendes Gradientenfeld überlagert wird. Dadurch ließ sich die vertikale Ausdehnung der gesamten Zähleranordnung (Impuls-, Cerenkov-, Schauerzähler) erheblich verringern.

Um einer Verminderung der Spektrometerauflösung und möglichen Teilchenverlusten durch Vielfachstreuung und Bremsstrahlungsprozesse an Luft zu begegnen, wurden die Teilchen im Spektrometer durch Vakuum (Druck < 1 Torr) geführt.



Optik des Spektrometers (Teilchenbahnen für  $p_0, p_0^+, p_0^-; \frac{\Delta p}{p} = 0\%, \pm 15\%; X'_0 = 0, \pm 13.1 \text{ mrad}$   
 $Z'_0 = 0, \pm 60 \text{ mrad}$ )

Slope 2% / Grad

Abb. 4

Abb. 4 zeigt den Verlauf von charakteristischen Teilchenbahnen im Spektrometer bis zum Ort der Zähler, wie sie von dem Analogrechner bei DESY berechnet und gezeichnet wurden. Chromatische Effekte wurden dabei berücksichtigt. In diesem speziellen Fall wurde ein Spektrometerslope von  $-2\%/Grad$  angenommen. Die horizontale Bahnkomponente  $x(s)$  ist für den Sollimpuls  $p_0$  und für die Impulse  $p_0^\pm = p_0 \pm \Delta p/p_0$  ( $\Delta p/p_0 = 3/2\%$ ) und für drei Targetorte  $x_0 = 0.0; \pm 5.0$  mm gezeichnet, wobei für  $p_0, p_0^\pm$  eine Winkel-Impulsänderung in der Weise vorgenommen wurde, daß der Slope  $\Sigma = -2\%/Grad$  konstant blieb. (z.B.  $x_0' = \pm 3/4^\circ$ ,  $\Delta p/p_0 = \mp 3/2\%$ ). Man sieht, daß wegen der chromatischen Aberration der Quadrupole und wegen der endlichen Targetausdehnung die Schnittpunkte zusammengehöriger Teilchenbahnen zu kleinen Dreiecken entarten. Die Kurve durch die Mittelpunkte der Dreiecke - näherungsweise eine Gerade - bildet die Brennpflichtlinie des Spektrometers, die mit der optischen Achse einen Winkel von  $5^\circ$  einschließt. Dieser Winkel ist durch das Verhältnis von longitudinaler zu transversaler Dispersion gegeben. Die vertikale Bahnkomponente  $z(s)$  wurde nur für den Sollimpuls  $p_0$ , drei Targetorte  $z_0 = 0.0; \pm 5.0$  mm und Anfangssteigungen von  $z_0' = \pm 60$  mradian gezeichnet. Bedingung für die vertikale Bahnkomponente war lediglich, daß im Bereich der Zähler Bildpunkte entstanden, damit die vertikale Zählerausdehnung klein gehalten werden konnte. Man bemerkt insbesondere die vertikale Fokussierung durch das zusätzliche Gradientenfeld am Ort des Ablenkmagneten und die dadurch bedingte recht gute vertikale Kollimierung des analysierten Strahls im Bereich der Zähler.

### 3.3 Raumwinkel

Die Winkelakzeptanz des Spektrometers wird durch zwei verstellbare horizontale und vertikale Bleibblenden definiert. Diese Blenden erscheinen in der Projektion auf die  $(x_0, x_0')$ - und  $(z_0, z_0')$ -Phasenebenen am Target als parallele Geraden, die den Winkelbereich der Teilchen, die aus dem Target austreten, begrenzen (siehe Abb. 5).

Aus der Parallelität dieser Geraden folgt, daß jeder Targetort die gleiche Winkelakzeptanz besitzt. Alle Teilchen, deren Anfangsbedingungen  $(x_0, x_0', z_0, z_0')$  innerhalb der beiden Parallelogramme liegen, die durch die "Blendengeraden" und durch die Geraden durch die Targetgrenzen  $x_0 = \pm 5 \text{ mm}$ ,  $z_0 = \pm 5 \text{ mm}$  gebildet werden (siehe Abb. 5), passieren das Spektrometer.

Die Blenden befanden sich in der Vakuumkammer des zweiten Quadrupols QA in der Nähe des vertikalen Zwischenfokus, der von der Linse QB erzeugt wird (siehe Abb. 4). Dieser Blendenort ergab sich aus der Forderung nach einem möglichst großen Spektrometerraumwinkel, natürlich unter der Nebenbedingung, daß die Winkelakzeptanzen unabhängig vom Targetort blieben. Man erhält den maximalen Raumwinkel, wenn die begrenzenden Geraden in den Phasenebenen parallel zur  $x_0$ - und  $z_0$ -Achse verlaufen. Für die  $(z_0, z_0')$ -Phasenebene ließ sich diese Bedingung realisieren, indem die Blenden näherungsweise in den vertikalen Zwischenfokus gestellt wurden. Die maximal zulässige horizontale und vertikale Winkelakzeptanz betrug dann 34.6 bzw. 123.6 mradian, der zugehörige Raumwinkel 4.3 msteradian.

Die  $(x_0, x_0')$ -Phasenebene am Target wird durch zwei Geraden beschnitten, die schräg zur  $x_0$ -Achse verlaufen. Diese schiefe Begrenzung des Phasenraumes bedingt eine Korrektur des Streuwinkels, wenn der Schwerpunkt des bestrahlten Targetvolumens nicht auf der Spektrometerachse liegt. Die gegebenenfalls notwendige Winkelkorrektur beträgt 0.6 mradian pro 1 mm Versetzung.

Der ausgenutzte Raumwinkel des Spektrometers betrug bei der Elektronen-Analyse 4.24 msteradian und bei der Protonen-Analyse 1.36 msteradian, weil hier wegen der starken Weigung der  $p_{pr}(\phi, E_0, M)$ -Kurven ( $p_{pr}$  = Protonenimpuls,  $\phi$  = Rückstoßwinkel der Protonen) die horizontale Winkelakzeptanz auf 13.7 mradian eingeschränkt wurde.

Der Fehler für den Spektrometerraumwinkel betrug 2% und entstand hauptsächlich aus der Unsicherheit von Größen, die am Analogrechner bestimmt wurden, und mit denen der Raumwinkel berechnet wurde. Eine genauere Kenntnis des Spektrometerraumwinkels war nicht notwendig, denn die Unsicherheit im Raumwinkel fiel

aus den Meßergebnissen heraus, da nur der Quotient zweier Raumwinkel in die Auswertung einging. Die allein wichtige Linearität des Raumwinkels mit der Blendenöffnung wurde durch eine Zählratenmessung mit einem statistischen Fehler von besser als 1% nachgewiesen.

Die Eigenschaften des Spektrometers sind in Tabelle 1 zusammengefaßt:

Tabelle 1

Abstand Target-Zählerbank	5.8 m
Zugelassene Targetgröße, horizontal	10.0 mm
vertikal	10.0 mm
Impulsbereich	0 - 2 (GeV/c)
Impulsauflösung	0.7 %
transversale Dispersion	1.0 cm/%
longitudinale Dispersion	12.0 cm/%
Slope $\Sigma$	0 bis -5%/Grad
Ablenkwinkel MA	23.0 °
Ablenkwinkel QA	4.6 °
Winkel zwischen Brennpunktlinie und optischer Achse	5.0 °
Maximale Winkelakzeptanz, horizontal	34.6 mradian
vertikal	123.6 mradian
Maximaler Raumwinkel	4.3 msteradian

### 3.4 Prüfung des Spektrometers

In einem Vorversuch wurde das Spektrometer mit  $\alpha$ -Teilchen (Impuls: 0.199 GeV/c) aus einer  $Po^{210}$ -Quelle getestet<sup>29)</sup>. Die Größe des Präparates entsprach mit  $10 \times 10 \text{ mm}^2$  der vorgesehenen Targetgröße für das Spektrometer. Der  $\alpha$ -Test hatte zwei Ziele: Erstens Prüfung der Abbildungseigenschaften des Spektrometers, zweitens Prüfung des aufgefaßten Raumwinkels.

Die Abbildungseigenschaften des Spektrometers wurden an dem im Maßstab 1:1 abgebildeten Target untersucht. Die gemessenen Werte für die Impulsauflösung, für die transversale und longitudinale Dispersion bestätigten innerhalb 7 - 50% die am Analogrechner ermittelten Werte. Eine bessere Übereinstimmung zwischen den gemessenen und erwarteten Werten war aus mehreren Gründen (Impulsunschärfe der  $\alpha$ -Teilchen durch zu schlechtes Vakuum, inhomogene Belegung des  $\alpha$ -Präparates, provisorische Blenden) nicht zu erwarten.

Bei der Raumwinkelbestimmung wurde die nicht genau bekannte Präparatstärke der  $Po^{210}$ -Quelle dadurch eliminiert, daß eine zusätzliche Messung durchgeführt wurde, bei der sich das  $\alpha$ -Präparat unter definiertem Raumwinkel direkt vor dem als Analysator dienenden Szintillator befand. Der gemessene Raumwinkel stimmte mit dem berechneten auf 2% überein.

#### 4. Der Streuwinkel

Das Spektrometer stand auf einer Lafette, die zwischen  $47.5^\circ$  und  $77^\circ$  schwenkbar war, wobei diese Winkel auf die Richtung der Sollbahn der Elektronen im feldfreien Stück zwischen den beiden fraglichen Synchrotronmagneten bezogen waren (siehe Abb. 2) und an einer Skala mit einer  $0.1^\circ$  Teilung abgelesen wurden. Die Ablesegenauigkeit betrug  $0.02^\circ$ . Der Streuwinkel jedoch ist definiert durch den Winkel zwischen der mittleren Richtung des Elektronenstrahls, wenn dieser das Target durchsetzt, und der optischen Achse des Spektrometers. Infolgedessen waren an dem abgelesenen Winkel noch geringe Korrekturen anzubringen.

Die Richtung des Elektronenstrahls am Target, die unter anderem vom Abstand des Targets zum Sollkreis und von der Art der Strahlführung an das Target abhängt, wurde durch Filmaufnahmen der im Target erzeugten  $\gamma$ -Strahlung ermittelt. Beim typischen Targetabstand von 15 mm zum Sollkreis und beim "beam bump"-Betrieb ergab sich ein Winkel von  $0.2^\circ$  zwischen der Mittelachse im Bremsstrahlungskegel und der Sollbahn. Es war nicht immer möglich, das Target genau zur Spektrometerachse zu justieren. Die notwendige Winkelkorrektur wegen der schiefen Begrenzung der  $(x_0, x_0')$ -Phasenebene (siehe III.3.3) hing vom eingestellten Winkel ab und betrug maximal  $0.07^\circ$ .

Schließlich erforderte die endliche Winkelakzeptanz des Spektrometers noch eine Korrektur des Streuwinkels. Innerhalb der horizontalen Winkelakzeptanz von  $2^\circ$  ändert sich nämlich der elastische bzw. quasi-elastische Streuquerschnitt stärker als linear. Infolgedessen lag der gemessene, mittlere Streuquerschnitt nicht beim



eingestellten Sollwinkel, sondern zu kleineren Streuwinkeln hin verschoben. Diese "Schwerpunktskorrektur" für den Streuwinkel ist winkel- und energieabhängig, sie wurde im Einzelfall berechnet und betrug höchstens  $0.05^\circ$ . In der gleichen Größenordnung lag die Verschiebung des Winkelschwerpunktes, die durch die vertikale Winkelakzeptanz von etwa  $7.5^\circ$  hervorgerufen wurde.

Ein Fehler des so erhaltenen Streuwinkels ergab sich im wesentlichen nur aus der Unsicherheit für den "beam bump"-Winkel. Diese wurde auf  $0.1^\circ$  geschätzt.

## 5. Das Zählersystem

### 5.1 Impulsdefinierende Zähler

Die impulsdefinierenden Zähler standen im horizontalen Impulsfokus des Spektrometers. Das eigentliche Zählerteleskop bestand aus sechzehn vertikal ausgerichteten Szintillationszählern (Szintillationsmaterial NE 102 A), die zwischen zwei Triggerzählern A und B in optisch getrennten Paaren auf beiden Seiten der Brennebene angeordnet waren (siehe Abb. 8 oben). Durch die diagonale Koinzidenz zwischen zwei Zählern benachbarter Paare wurden in der Brennebene sieben Impulsintervalle von je ca.  $0.4\%$  Impulsakzeptanz definiert. Diese sieben Impulskanäle schließen dicht aneinander an und wirken zusammen wie ein breiter Zähler mit einer Impulsakzeptanz von  $(2.75 \pm 0.05)\%$ . Über die Bestimmung dieser Impulsakzeptanz wird weiter unten berichtet.

Die Triggerzähler A und B waren 240 mm hoch, 100 mm breit und 12 mm dick, die entsprechenden Maße eines Impulszählers waren  $220 \times 35 \times 4 \text{ mm}^3$ . An einer Stirnseite waren die Zähler über kurze Plexiglaszwischenstücke mit den Photokathoden von 56 AVP Photomultipliern verbunden. Zur Luftlichtleitung wurden die Zähler mit einer Aluminiumfolie umgeben, die den Zähler zylindrisch umschloß. Dadurch ergab sich

am Ausgang der Photovervielfacher das günstige Amplitudenverhältnis von 1 : 2 für Ereignisse, die in den Zählern fern und nahe der Photokathode registriert wurden.

Die Impulsakzeptanz  $\Delta p_z$  der Zählerbank wurde wie folgt bestimmt: Bei kleinem Viererimpulsübertrag ( $18 \text{ f}^{-2}$ ) und demzufolge leicht erreichbarer guter Zählstatistik wurde das Impulsspektrum der elastisch gestreuten Elektronen über die Zählerbank hinweggeschoben, indem die Magnetströme im Spektrometer in 0.1%-Schritten geändert wurden. Dabei wurden in der Zählerbank die Zählraten  $n(p')$  registriert. Die elastische Elektronenstreurrate  $n_{\text{ST}}$  bei  $18 \text{ f}^{-2}$  ergibt sich dann nach der Beziehung:

$$(18) \quad n_{\text{ST}} = \frac{1}{\Delta p_z} \int_{\text{el. Spektr.}} n(p') dp'$$

Andererseits ließ sich  $n_{\text{ST}}$  ohne genaue Kenntnis der Breite  $\Delta p_z$  bestimmen, da alle elastisch gestreuten Elektronen innerhalb  $\Delta p_z$  registriert wurden. Nach Ausführung der Integration ergab sich dann der Wert  $\Delta p_z = (2.75 \pm 0.05)\%$ .

## 5.2 Teilchendefinierende Zähler

Die Elektronen im impulsanalysierten Teilchenstrahl wurden in einem Schwellen-Cerenkovzähler und in einem Schauerzähler identifiziert.

### 5.2.1 Cerenkovzähler

In einem Schwellen-Cerenkovzähler können  $\mu$ - und  $\pi$ -Mesonen durch die geschwindigkeitsabhängige Schwelle für die Erzeugung von Cerenkovlicht von impuls gleichen Elektronen abgetrennt werden.

Die entscheidenden Größen dieses Cerenkovzählers\*, das Radiatorgas Frigen 13, der Gasdruck von 3 ata, und die für die Lichtausbeute

---

\* Dieser Cerenkovzähler wurde von S. Galster und G. Hartwig<sup>30)</sup> gebaut, getestet und für dieses Experiment zur Verfügung gestellt.

ausschlaggebende Zählerlänge von 780 mm wurden auf möglichst vollständigen Elektronennachweis bei guter Mesonenunterdrückung ausgelegt. Frigen 13 ( $C ClF_3$ ) besitzt einen besonders hohen reduzierten Brechungsindex,  $\epsilon_o = 0.75 \cdot 10^{-3} \text{ atm}^{-1}$ , geringe Absorption im UV-Bereich und ist außerdem ungefährlich.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkovzählers auf Elektronen wurde am Paarspektrometer bei DESY in einer Elektron-Positron Koinzidenzanordnung getestet<sup>30)</sup>. Dabei wurde im Elektronarm die Koinzidenzrate mit und ohne Cerenkovzähler als Funktion des Gasdrucks gemessen (Abb. 6). Beim Arbeitsdruck von 3 ata besaß der Zähler eine Nachweiswahrscheinlichkeit für Elektronen von 99.9%, mit einer Nachweisschwelle für Elektronen mit einem Impuls von etwa 10 MeV/c. Die Schwellenimpulse für die Erzeugung von Cerenkovlicht durch  $\mu$ - und  $\pi$ -Mesonen lagen dagegen bei 1.9 und 2.5 GeV/c und damit über dem maximalen Streuimpuls von etwa 1.8 GeV/c, der bei diesem Experiment analysiert wurde. Vorteilhaft für das Erzielen dieser hohen Ansprechwahrscheinlichkeit erwiesen sich der verhältnismäßig geringe Querschnitt des analysierten Teilchenstrahls von etwa  $120 \times 120 \text{ mm}^2$  am Zählerort (Doppelfokussierung des Spektrometers) und die dadurch begünstigte gute Lichtsammlung im Zähler. Das Cerenkovlicht der Elektronen wurde durch einen mit Aluminium bedampften, sphärischen Plexiglasspiegel auf die Photokathode eines 56 UVP Photomultipliers fokussiert.

### 5.2.2 Schauerzähler

In einem Schauerzähler können hochenergetische Elektronen über die von ihnen in Materie erzeugten Elektron-Photon-Kaskaden nachgewiesen werden, während Mesonen wegen der  $1/m^2$  Massenabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts für die Erzeugung von Bremsstrahlung praktisch keinen Beitrag zu der Kaskade liefern. Die von den minimal ionisierenden Mesonen erzeugten Impulshöhen im Spektrum des Schauerzählers sind kleiner als die aufsummierten Impulshöhen der Schauerkomponenten und werden durch eine Diskriminatorschwelle unterdrückt.

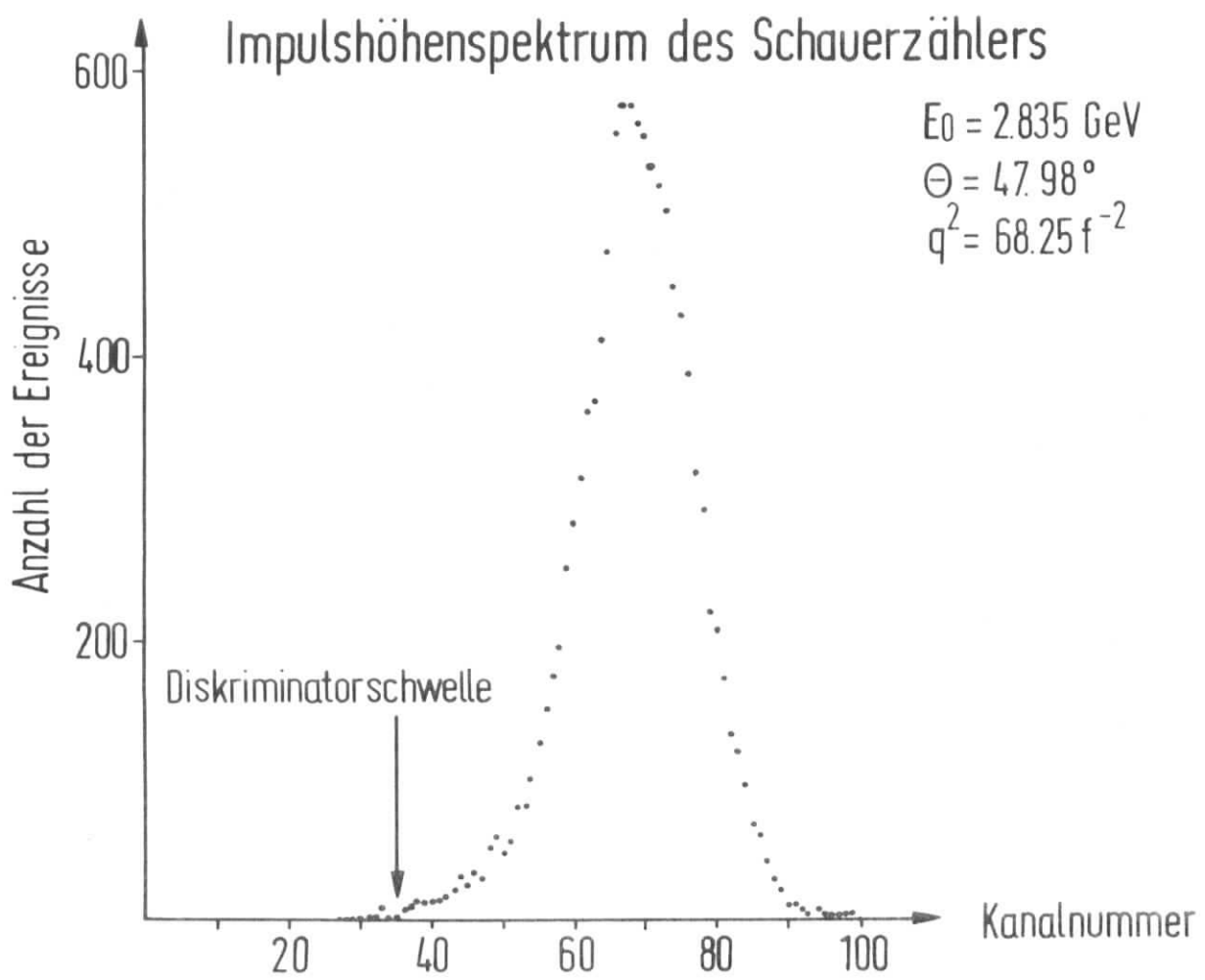
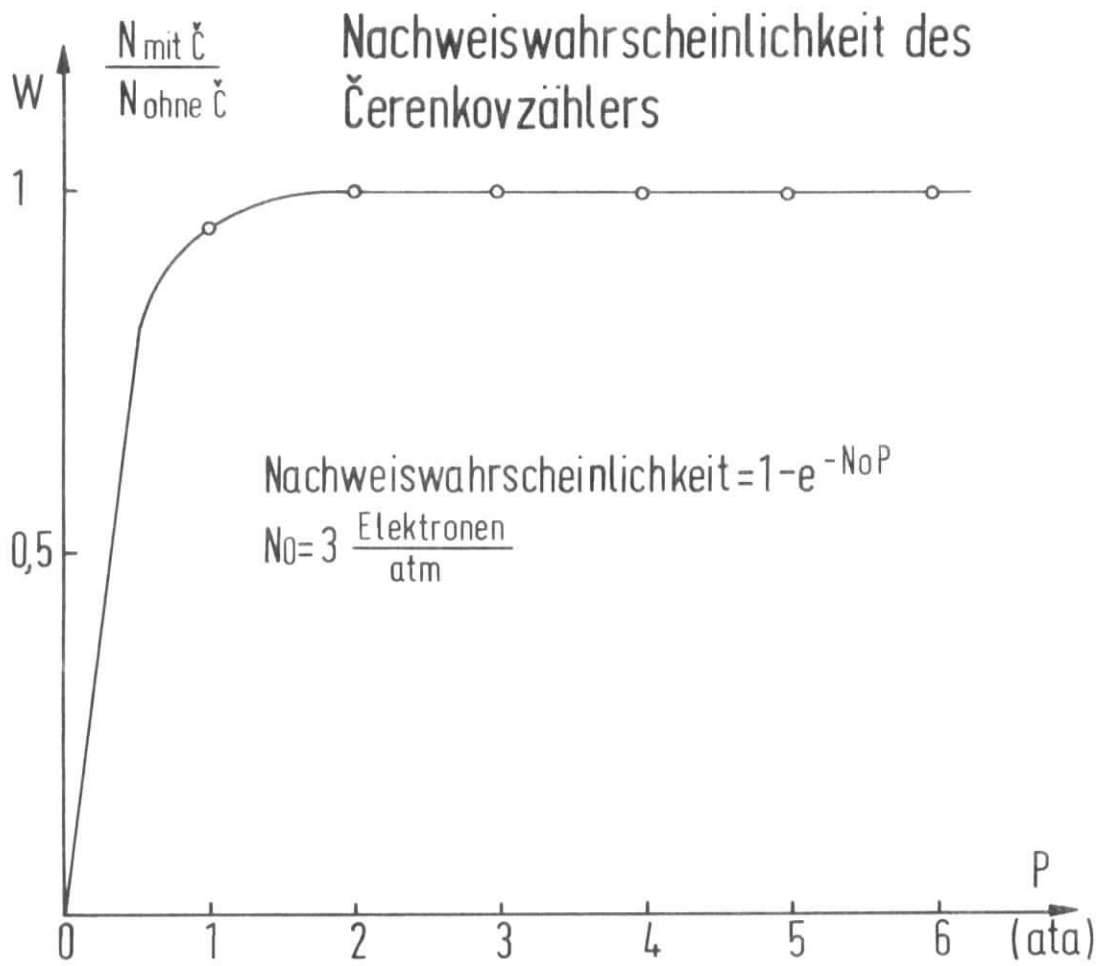


Abb.7

Der benutzte Schauerzähler bestand aus einem geschichteten Paket von fünf je 5 mm dicken Bleiplatten und fünf je 10 mm dicken Szintillatorplatten, die über ein kurzes Plexiglaszwischenstück auf einen XP1040 Photomultiplier montiert waren. Wegen der Doppelfokussierung des Spektrometers genügte die geringe Plattengröße von nur  $250 \times 250 \text{ mm}^2$ , was im Hinblick auf gute Lichtsammlung wichtig war. Die Anzahl und die Dicke der Bleiplatten wurde so bemessen, daß bei allen vorgesehenen elastischen bzw. quasielastischen Elektronstreuimpulsen das Schauermaximum innerhalb des Plattensatzes zu erwarten war. Damit wurde optimale Lichtausbeute in den Szintillatoren erzielt. Ein Schauerimpulshöhenspektrum, das mit diesem Schauerzähler aufgenommen wurde, zeigt Abb. 7.

Die Kombination von Schauer- und Cerenkovzähler unterdrückte Pionen mit einem Impuls von  $1 \text{ GeV}/c$  um einen Faktor  $10^3$ .

#### 6. Die schnelle Elektronik

Die Signale der Photomultiplier wurden in 100 MHz-Einheiten der Firma CHRONETICS verarbeitet und in einer 10 MHz-BORER Zähl-elektronik registriert.

Die Multiplierpulse gelangten über Emitterfolger (mit einem Parallelausgang für Kontroll- und Meßzwecke) in Diskriminatoren, die in der 50 MHz-Stellung betrieben wurden und negative Normpulse von 300 mV Amplitude und ca. 7 ns Breite lieferten. Die Auflösungszeit der nachfolgenden Koinzidenzen betrug dann etwa 12 ns.

Den Informationsfluß entnimmt man Abb. 8. Die Zähler A,B,C,S bildeten die Haupttrigger-Koinzidenz M, die mit den diagonalen Koinzidenzen der einzelnen Impulszähler die Impulskanäle 1 bis 7 definierte. Um zufällige Ereignisse zu unterdrücken, wurde zu den Impulskanälen 2 bis 6 der Hilfstrigger N hinzugeschaltet, der aus der Vierfachkoinzidenz R1, R2, L7, L8 bestand, während für die

# Grundschialtung der schnellen Elektronik

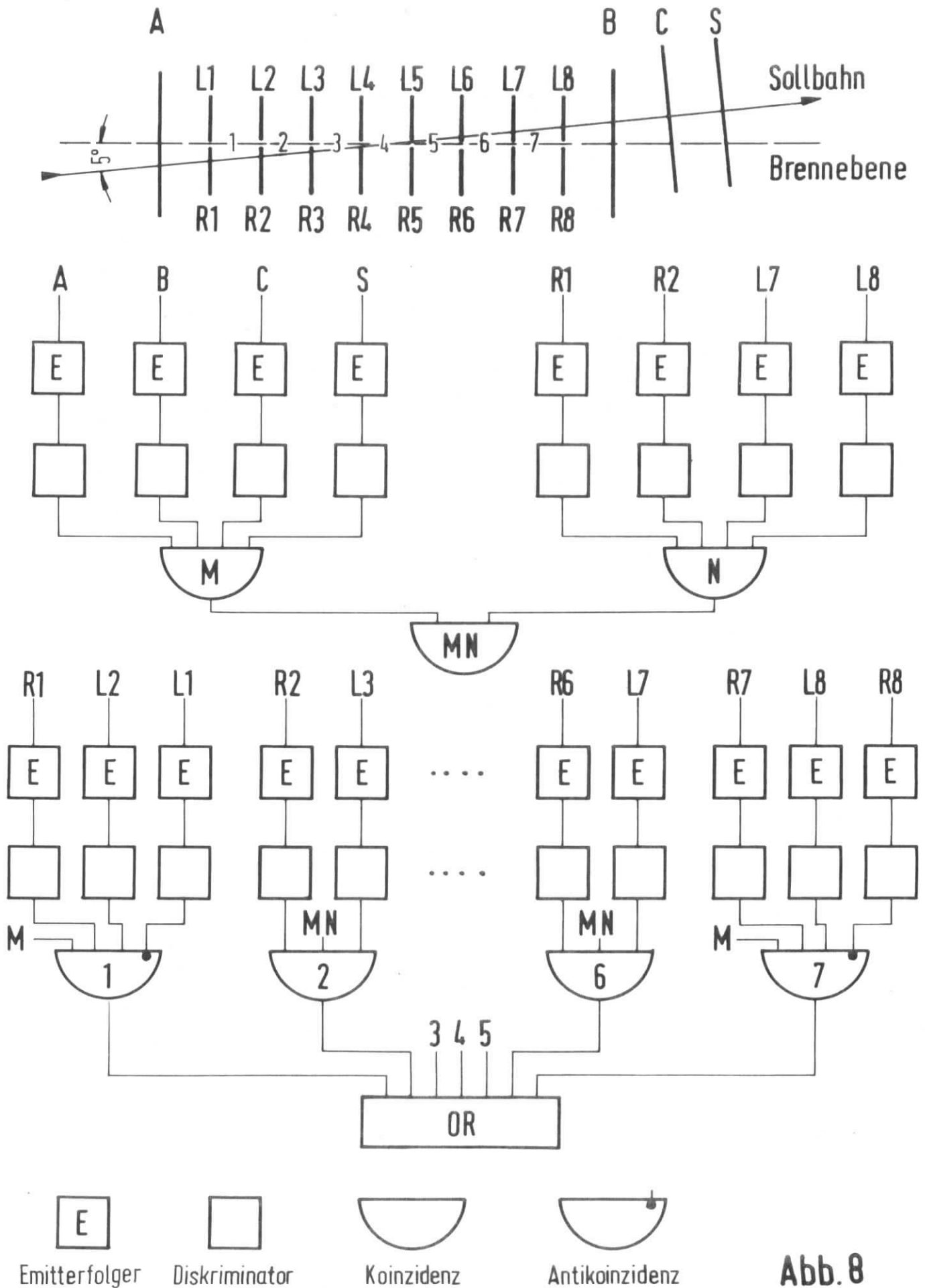


Abb. 8

Kanäle 1 und 7 Antikoinzidenz mit den Zählern L1 bzw. R8 gefordert wurde. Wo nur möglich, wurden weitere Koinzidenzen mit solchen Zählern gebildet, die ein Teilchen, das einem bestimmten Impulskanal zuzuordnen war, notwendig passieren mußte. Bei Kanal 3 z.B. wurde die zusätzliche Koinzidenz mit L5 gefordert. So wurde erreicht, daß jeder Kanal mindestens durch eine achtfache Koinzidenz festgelegt war. In dieser Schaltung war die Anzahl der zufälligen Koinzidenzereignisse zu vernachlässigen.

Die Koinzidenzzweige der Impulskanäle 1 bis 7 wurden schließlich in einer OR-Stufe vereinigt. Dadurch wurden Doppelzählungen durch das Ansprechen zweier Kanäle auf das gleiche Ereignis eliminiert. Diese Mehrfachansprechungen sind infolge der endlichen Zählerdicke möglich. Die Zählrate der OR-Stufe wurde bei den Messungen am Wasserstoff direkt zur Auswertung benutzt und bei den Messungen am Deuterium zur Normierung der Einzelraten in den sieben Impulskanälen verwendet.

#### IV. Auswertung und Korrekturen

##### 1. Die Meßgrößen

Ziel des Experiments war die Bestimmung des Verhältnisses  $R = (d^2\sigma/d\Omega dE')/\sigma_p$ . Die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_p$  und  $d^2\sigma/d\Omega dE'$  stellen sich im Experiment wie folgt dar:

a) Der elastische e-p-Streuquerschnitt ist gegeben durch:

$$(19a) \quad (\sigma_p)_{ex} = \frac{n_H}{n_e \cdot N_H \cdot \Delta\Omega} \cdot k_H$$

Hierin sind:

$n_H$  = elastische Elektronenstreurrate

$n_e$  = Anzahl der Primärelektronen

$N_H$  = Anzahl der Targetprotonen pro  $cm^2$

$\Delta\Omega$  = Spektrometerraumwinkel

$k_H$  = Produkt von Korrekturfaktoren

Drückt man  $n_e$  durch die Beziehungen (12a,b) in III.2.3 aus und spezialisiert man durch den Index H auf die Messung am Wasserstoff, dann erhält man  $n_e = (\bar{x}_H \cdot \kappa \cdot Q_H)/(x \cdot E_0)$ , wobei  $\bar{x}_H$  die Strahlungslänge von flüssigem Wasserstoff in Zentimetern und  $x$  die Länge des benutzten Target ist. Die Anzahl der Targetprotonen pro  $cm^2$  ist gegeben durch  $N_H = (L \cdot \rho_H \cdot x)/A_H$ , wobei  $L$  die Loschmidtzahl,  $A_H (=1)$  das Atomgewicht der Targetprotonen und  $\rho_H$  die Dichte des flüssigen Wasserstoffs ist. Führt man schließlich in dem Produkt  $n_e \cdot N_H$  die Strahlungslänge von Wasserstoff in  $g/cm^2$  ein,  $x_H = \bar{x}_H \cdot \rho_H = 58 g/cm^2$  (39), dann wird aus Gleichung (19a):

$$(19b) \quad (\sigma_p)_{ex} = \frac{n_H \cdot E_0}{x_H \cdot \kappa \cdot L \cdot Q_H \cdot (1-f_H) \cdot \Delta\Omega} \cdot k_H$$

Mit  $f_H$  berücksichtigt man den relativen Beitrag der Targetzelle zur nachgewiesenen Bremsstrahlung.



b) Der quasielastische e-d-Streuerquerschnitt ist gegeben durch:

$$(20) \quad \left( \frac{d^2\sigma}{d\Omega dE'} \right)_{ex} = \frac{n_D / \Delta E' \cdot E_0}{x_D \cdot \kappa \cdot L/2 \cdot Q_D \cdot (1-f_D) \cdot \Delta\Omega} \cdot k_D$$

Die durch den Index D bezeichneten Größen sind analog zu den Wasserstoffgrößen definiert, wobei  $x_D = 116 \text{ g/cm}^2$  die Strahlungslänge von Deuterium ist<sup>39)</sup>. Das Energieintervall  $\Delta E'$ , in dem die quasielastische Elektronenstreuerate  $n_D$  gemessen wird, ist in diesem Experiment gegeben durch die mittlere, prozentuale Impulsakzeptanz eines Kanals des Zählerteleskops, multipliziert mit dem berechneten quasielastischen Streuimpuls. Dieser ist nur eine Funktion der Primärenergie und des Streuwinkels, die bekannt sind. (Ausgenutzt wird außerdem die Energie-Impuls-Gleichheit extrem relativistischer Elektronen.)

Der Spektrometerraumwinkel  $\Delta\Omega$  wird zweckmäßigerweise für beide Messungen gleich groß gewählt.

Mit den Gleichungen (19b) und (20) ergibt sich dann für R:

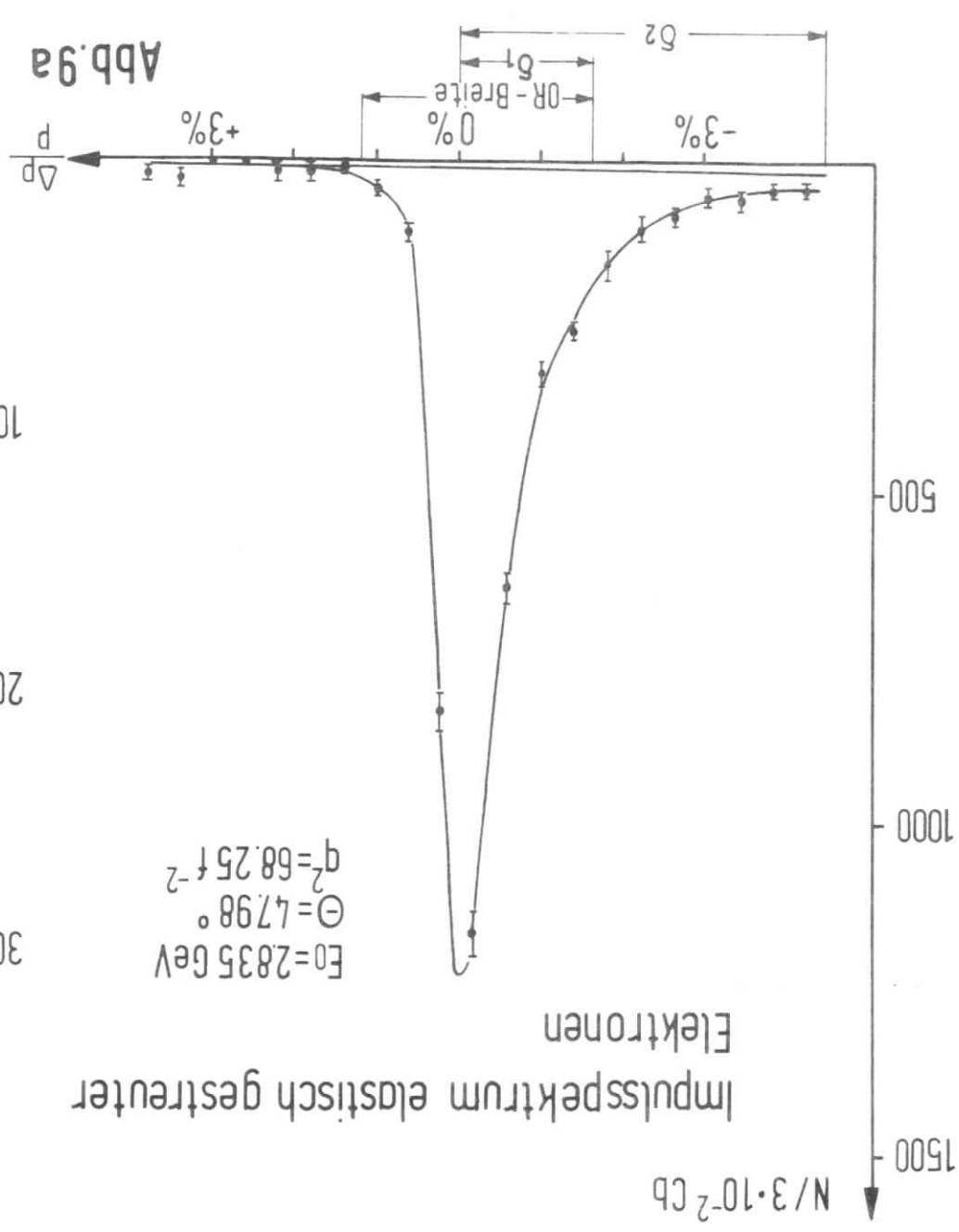
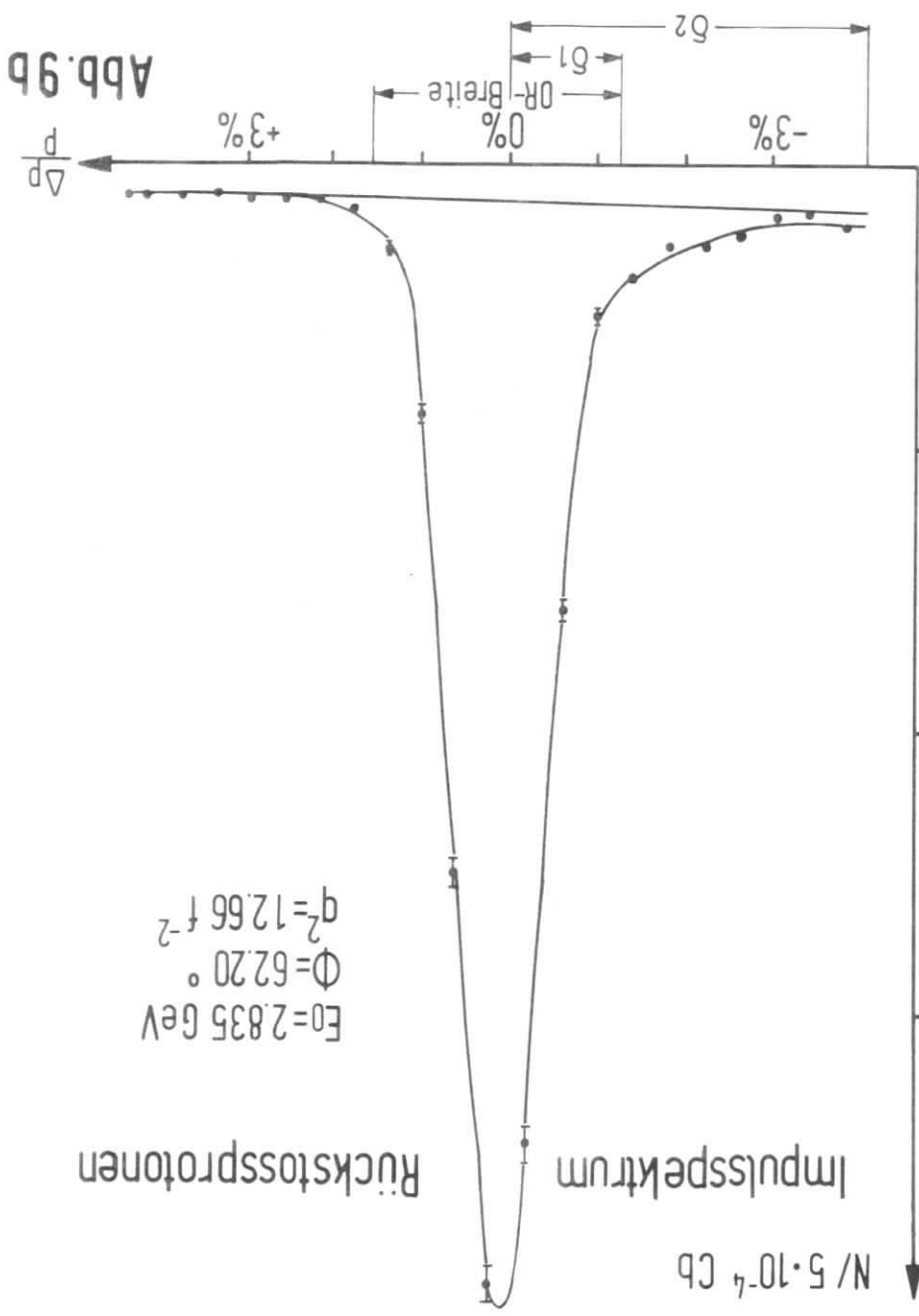
$$(21) \quad R = \frac{n_D / \Delta E' \cdot Q_H \cdot (1-f_H)}{n_H \cdot Q_D \cdot (1-f_D)} \cdot \frac{2x_H}{x_D} \cdot \frac{k_D}{k_H}$$

In dieses Verhältnis gehen die fehlerbehafteten Größen  $\kappa, E_0, \Delta\Omega$  nicht mehr ein. Außerdem entfallen einige gemeinsame Korrekturfaktoren in den Produkten  $k_H$  und  $k_D$ , wie etwa die Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler.

Über die Bestimmung der einzelnen Größen in R wird im folgenden berichtet.

## 2. Die Datengewinnung

Jede Messung von R begann und endete mit der Messung der elastischen e-p-Streuerate  $n_H$  am Wasserstoff. Es wurde darauf geachtet, daß das Maximum der elastischen Impulsverteilung in Kanal 4 der Zählerbank lag, wozu - wenn nötig - der Streuwinkel geringfügig geändert wurde, damit alle elastisch gestreuten Elektronen bei einer Spektrometereinstellung in dem 2.75% breiten Zähler erfaßt wurden. Um jedoch die elastische Streuerate eindeutig von Untergrundereignissen abtrennen zu können,



wurden zusätzlich die Ausläufer der hochenergetischen Flanke sowie teilweise der Strahlungsschwanz der elastischen Verteilung mitgemessen, wobei die Ströme im Spektrometer um  $\pm 2.75\%$  geändert wurden. Abb. 9a zeigt ein Impulsspektrum elastisch gestreuter Elektronen mit einer nach Augenmaß gezeichneten Kurve durch die Meßpunkte. Zur Auswertung nach  $n_H$  wurden jedoch die in der OR-Stufe elektronisch integrierten Zählraten benutzt, die frei von Doppelzählungen waren (siehe III.6).

Nach dem Wechsel der Targetfüllung wurde am Deuterium unter sonst unveränderten Bedingungen das Impulsspektrum inelastisch gestreuter Elektronen zwischen etwa 12% oberhalb und 25% unterhalb des quasielastischen Maximums aufgenommen. Es war notwendig, die Impulsverteilung in diesem breiten Intervall zu kennen, da mit wachsendem Viererimpulsübertrag (bei konstantem Streuwinkel folglich mit steigender Primärenergie) das quasielastische Kontinuum in zunehmendem Maß durch inelastisch gestreute Elektronen aus der Elektroproduktion von  $\pi$ -Mesonen an den Nukleonen im Deuteron überlagert wird. Man vergleiche dazu die Impulsspektren in den Abb. 10 und 11. Für das Herausarbeiten der quasielastischen Zählrate  $n_D$  aus den gemessenen Impulsspektren war es notwendig, den Verlauf zu kennen, mit dem diese inelastischen Prozesse ansteigen.

Vor der weiteren Verarbeitung (Untergrundsubtraktion) wurden die in jeder Spektrometereinstellung gemessenen Einzelraten in den sieben Impulskanälen mit Hilfe der OR-Rate auf Mehrfachzählungen korrigiert. Außerdem wurden die Zählraten auf gleiche Kanalbreite korrigiert.

### 3. Der Untergrund

#### 3.1 Untergrundsubtraktion bei den Wasserstoffdaten

Der Untergrund unter dem Spektrum der elastisch gestreuten Elektronen stammte erstens aus der Elektron-Streuung am Folienmaterial der Targetzelle und zweitens von inelastisch gestreuten Elektronen aus der Elektroproduktion von  $\pi^0$  und  $\pi^+$ -Mesonen, wobei größere als elastische Streuimpulse nur bei der Streuung an der Folie auftreten konnten. Der nach diesem Kriterium bestimmte "hochenergetische" Untergrund wurde gleichmäßig im ganzen Meßintervall abgezogen.

Die zu kleineren Impulsen schwach ansteigende Gerade in Abb. 9a, welche den "hochenergetischen" und inelastischen Untergrund berücksichtigt, wurde unter der Bedingung berechnet, daß oberhalb dieser Geraden zwischen den Abschneideimpulsen  $\delta_2$  und  $\delta_1$  gerade die Zählrate übrig blieb, die bei Anwendung der Formeln für Strahlungskorrekturen nach Meister und Yennie<sup>31)</sup> dort erwartet werden durfte. Der so bestimmte Untergrund wurde von der in der Sollimpulseinstellung gemessenen OR-Rate subtrahiert.

### 3.2 Untergrundsubtraktion bei den Deuteriumdaten

Um die Zählrate  $n_D$  aus den gemessenen Impulsspektren zu gewinnen, mußte man analog zur Untergrundsubtraktion bei den Messungen am Wasserstoff zunächst die Elektronen aus der Streuung an der Folie und aus der Elektroproduktion von  $\pi^0, \pi^+, \pi^-$ -Mesonen an den Nukleonen im Deuteron abtrennen.

#### 3.2.1 Folienuntergrund

Die Impulsabhängigkeit des "hochenergetischen" Folienuntergrundes war in dem breiten, erfaßten Impulsbereich nicht mehr zu vernachlässigen. Sie wurde bei allen benutzten Primärenergien mit einem Leertarget aus Folienmaterial gemessen. Die Höhe des abzuziehenden Folienuntergrundes wurde durch den im quasielastischen Maximum anderweitig ermittelten Folienuntergrund bestimmt (siehe IV.4.1.1 und 4.1.2).

#### 3.2.2 Beiträge aus der Elektroproduktion von $\pi$ -Mesonen

Für die Messungen bei Viererimpulsüberträgen oberhalb  $26 \text{ f}^{-2}$  war zunächst nicht zu entscheiden, welchen Untergrund Streuelektronen aus der  $\pi$ -Elektroproduktion im quasielastischen Maximum lieferten (siehe z.B. die Meßpunkte in Abb. 11). Aufschluß hierüber wurde durch einen Fit ge-

Gemessenes und berechnetes Impulsspektrum  
inelaſtiſch geſtreuter Elektronen

$E_0 = 1.208 \text{ GeV}$   
 $\Theta = 49.31^\circ$   
 $q^2 = 17.99 \text{ f}^{-2}$

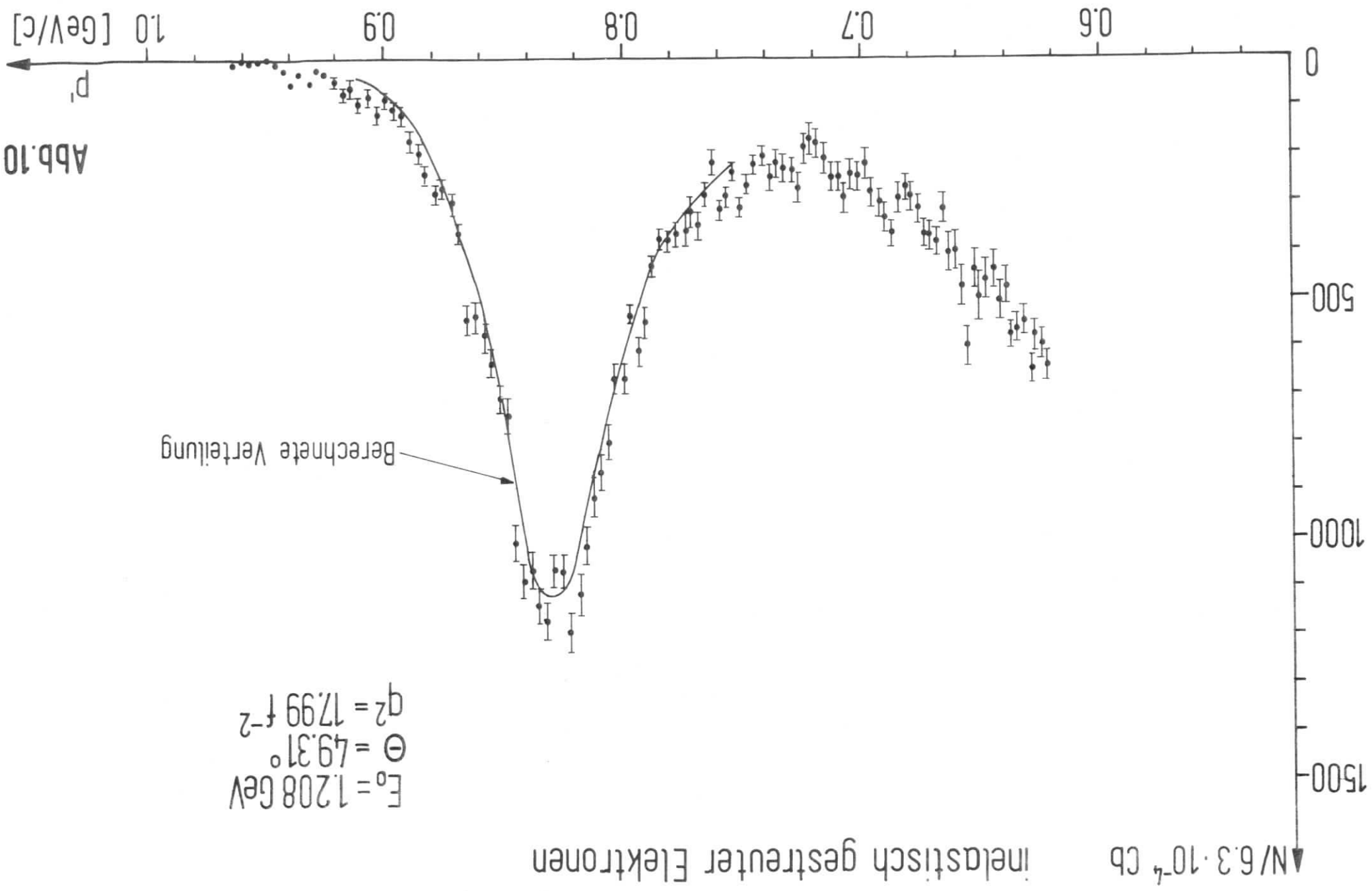


Abb.10

wonnen, mit dessen Hilfe die gemessenen Impulsspektren in das quasielastische Kontinuum und in den Untergrund zerlegt wurden. Die Funktion, die an die Meßdaten angepaßt wurde, bestand aus der Impulsverteilung  $F(p')$  der Elektronen im quasielastischen Kontinuum, zu der verschiedene empirische Ansätze für den Untergrund  $U(p')$  addiert wurden ( $p'$  ist der Elektronenstreuimpuls). Die Impulsverteilungsfunktion  $F(p')$  ist proportional zum Wirkungsquerschnitt für die Deuteronspaltung, der mit der Durandfunktion  $M(p,q)$  (siehe II.2) und den Ansätzen  $G_E^N = 0$  und  $G_M^N/G_M^P = G_M^P/G_E^P = 1/(1 + q^2/0.71)^2$  für die Nukleonformfaktoren berechnet wurde. Auf Strahlungsverluste wurde nach den Formeln von Meister und Griffy<sup>32)</sup> korrigiert. Bei  $\theta = 48^\circ$ ,  $q^2 = 18 \text{ f}^{-2}$  und  $\theta = 75^\circ$ ,  $q^2 = 26 \text{ f}^{-2}$  ließen sich die berechneten mit den gemessenen Verteilungen vergleichen. Unter diesen kinematischen Bedingungen nämlich waren bei der Messung Streuelekttronen aus der  $\pi$ -Elektroproduktion noch zu vernachlässigen. Abb. 10 zeigt am Beispiel  $\theta = 48^\circ$  und  $q^2 = 18 \text{ f}^{-2}$  die gute Übereinstimmung zwischen der berechneten und der gemessenen Form des Impulsspektrums. Da die Verteilungen  $F(p')$ , die mit der Durandfunktion  $M(p,q)$  berechnet werden, im wesentlichen nur vom Streuwinkel  $\theta$  und nicht von  $q^2$  abhängen, wurden auch die anderen zu  $\theta = 48^\circ$ ;  $75^\circ$  und höheren Viererimpulsüberträgen berechneten Verteilungen als ausreichend gesichert angesehen. Außerdem wurde von der näherungsweise gültigen  $q^2$ -Unabhängigkeit der Verteilungen explizit Gebrauch gemacht, indem nämlich die bei  $\theta = 48^\circ$ ,  $q^2 = 18 \text{ f}^{-2}$  und  $\theta = 75^\circ$ ,  $q^2 = 26 \text{ f}^{-2}$  gemessenen und geglätteten Impulsspektren als Standardverteilungen benutzt wurden. Die Auswertung mit diesen experimentell bestimmten Funktionen wurde zusätzlich durchgeführt. Bei der Anpassung an die Meßdaten stand die Amplitude von  $F(p')$  als freier Parameter zur Verfügung.

Als Untergrundfunktion  $U(p')$  wurden Parabeläste und exponentiell abklingende Funktionen benutzt, mit denen sich die Ausläufer der  $(3/2, 3/2)$ -Resonanz befriedigend beschreiben ließen.

# Impulsspektrum inelastisch gestreuter Elektronen

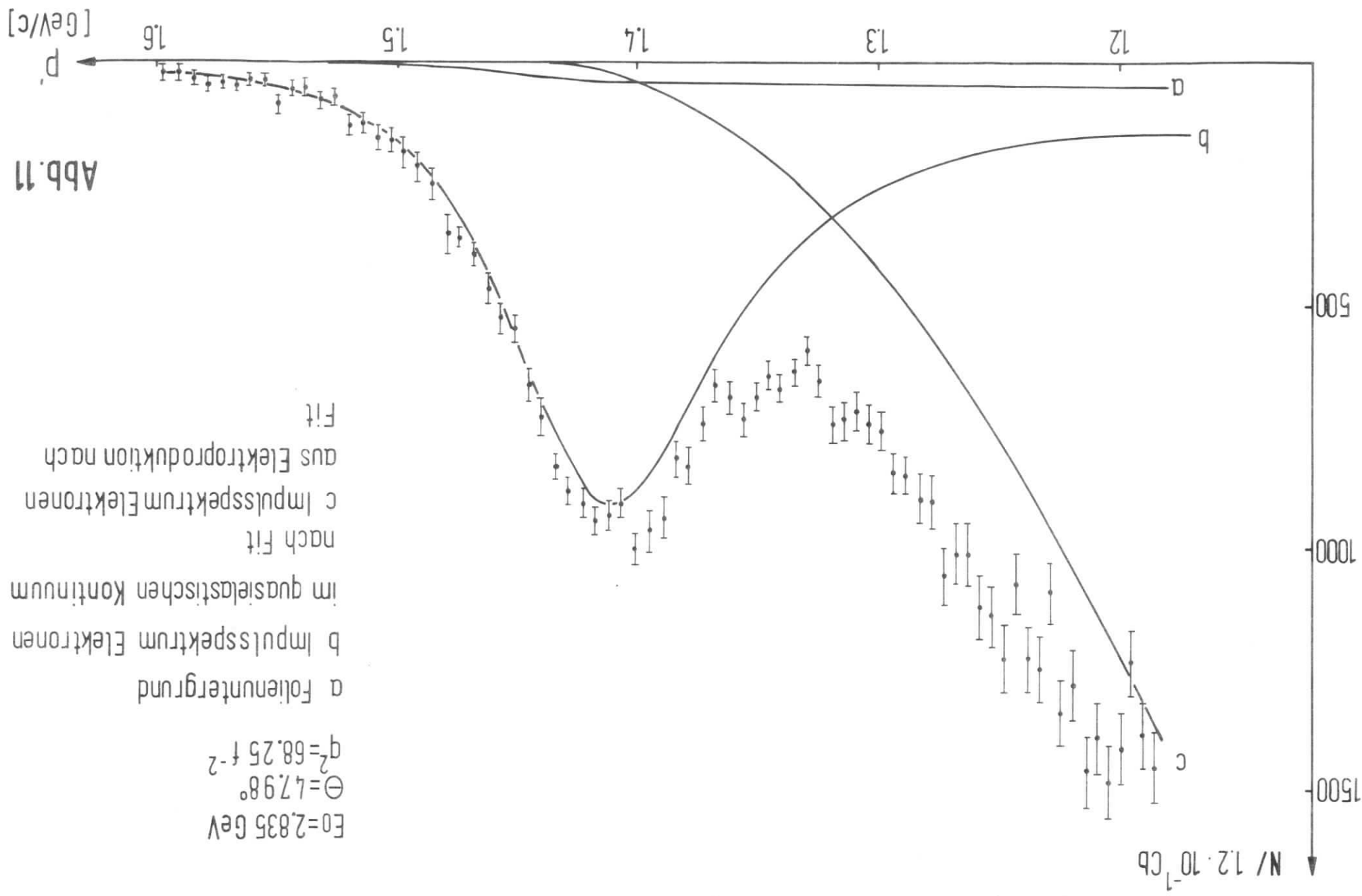


Abb. 11

Die Parabelansätze z.B. lauteten:

$$U(p';v,w) = v \cdot (p'-w)^n \cdot \theta(p'-w) \quad n = 2,4$$

v und w waren freie Parameter. Durch die  $\theta$ -Funktion wird nur ein Ast der Parabel ausgewählt.

Die Ergebnisse der Anpassung waren:

1. Die berechneten wie auch die experimentellen Verteilungen  $F(p')$  lieferten mit beiden Ansätzen für die Ausläufer der  $(3/2,3/2)$ -Resonanz ein befriedigendes  $\chi^2$  zwischen 1 und 2 pro Meßpunkt.
2. Bis zu Viererimpulsüberträgen einschließlich  $47 f^{-2}$  war der Untergrund im quasielastischen Maximum zu vernachlässigen. Bei  $q^2 = 68; 85; 100 f^{-2}$  ergab sich ein Untergrund von 1.5; 2.5; 4%.

Abb. 11 zeigt am Beispiel  $\theta = 48^\circ$  und  $q^2 = 68 f^{-2}$  die Zerlegung eines gemessenen Impulsspektrums in a) Folienuntergrund, b) quasielastisches Kontinuum und c) Untergrund durch  $\pi$ -Elektroproduktion.

Die quasielastischen Zählraten  $n_D$  wurden in allen Fällen den Fitkurven b) entnommen. Bei der Bestimmung der statistischen Fehler von  $n_D$  wurden die Meßpunkte in der Nachbarschaft des quasielastischen Maximums mitberücksichtigt.

#### 4. Korrekturen

In diesem Abschnitt wird über die Messung, Berechnung und Abschätzung der Korrekturgrößen  $f_H, f_D, k_H, k_D$  berichtet, die in das Verhältnis R eingehen. Die Einzelfaktoren in den Produkten  $k_H$  und  $k_D$  berücksichtigen folgende Effekte:



H<sub>2</sub>-Target:  $k_{H1}$  : Erzeugung reeller Bremsstrahlung durch die gestreuten Elektronen

$k_{H2}$  : Strahlungskorrektur am Proton

$k_{H3}$  : Wasserstoffgehalt der Targetfolie

D<sub>2</sub>-Target:  $k_{D1}$  : Erzeugung reeller Bremsstrahlung durch die gestreuten Elektronen

$k_{D2}$  : Strahlungskorrektur am Deuteron

#### 4.1 Folienbeitrag zu der nachgewiesenen $\gamma$ -Strahlung

Der auf das Folienmaterial entfallende Anteil  $f_H$  und  $f_D$  in der nachgewiesenen  $\gamma$ -Strahlung wird mit "Folienkorrektur" bezeichnet. Obwohl - wie sich zeigen wird - der Quotient  $(1-f_H)/(1-f_D)$  aus dem Verhältnis R eliminiert werden konnte, war trotzdem die absolute Kenntnis von  $f_D$  zur Normierung des abzuziehenden Folienuntergrundes notwendig (siehe IV.3.2.1). Die Bestimmung von  $f_D$  führt über die Messung von  $f_H$ .

##### 4.1.1 Folienkorrektur beim Wasserstofftarget

In den Ausdruck für den elastischen e-p-Streuquerschnitt (Gl. (19b) in IV.1) geht die Folienkorrektur in der Form  $(1-f_H)^{-1}$  ein. Dieser Faktor wurde aus dem Vergleich einer gemessenen mit der theoretischen Streurrate für Rückstoßprotonen aus der elastischen e-p-Streuung bei  $q^2 = 13 f^{-2}$  bestimmt. Bei  $q^2 = 13 f^{-2}$  besitzen die Rückstoßprotonen genügend Energie (270 MeV), um mit hoher Wahrscheinlichkeit alle Szintillationszähler des Teleskops zu durchdringen. Ferner sind bei kleinen Viererimpulsüberträgen die Protonformfaktoren auf wenige Prozent bekannt. Diese nämlich werden zur Berechnung der theoretischen Streurrate benötigt (siehe unten). Die zu erwartende Energieabhängigkeit von  $f_H$  wurde dadurch berücksichtigt, daß bei allen in diesem Experiment <sup>H</sup> benutzten Primärenergien Rückstoßprotonen bei  $q^2 = 13 f^{-2}$  analysiert wurden. Ein Beispiel für ein gemessenes Impulsspektrum von Rückstoßprotonen gibt Abb. 9b.

Zwischen der gemessenen und theoretischen Streurrate  $n_{13,ex}$  und  $n_{13,th}$  besteht die Beziehung:

$$\frac{n_{13,ex}}{n_{13,th}} = 1 - f_H$$

$n_{13,th}$  wurde mit Hilfe des theoretischen Streuquerschnitts für Rückstoßprotonen bei  $q^2 = 13 \text{ f}^{-2}$  berechnet. Die dabei benötigten Formfaktoren des Protons wurden mit dem Dreipolfit von Janssens, Hughes, Yearian und Hofstadter<sup>33)</sup> berechnet, der auf den präzisen Formfaktormessungen dieser Autoren beruht<sup>33)</sup>. Die explizite Rechenvorschrift zur Bestimmung von  $(1 - f_H)$  lautet: Man ersetze in Gl. (19b) in IV.1 auf der linken Seite  $(\sigma_p)_{ex}$  durch den theoretischen Streuquerschnitt für Rückstoßprotonen bei  $q^2 = 13 \text{ f}^{-2}$ , führe auf der rechten Seite die Daten aus der Protonenmessung ein und löse nach  $(1 - f_H)$  auf.

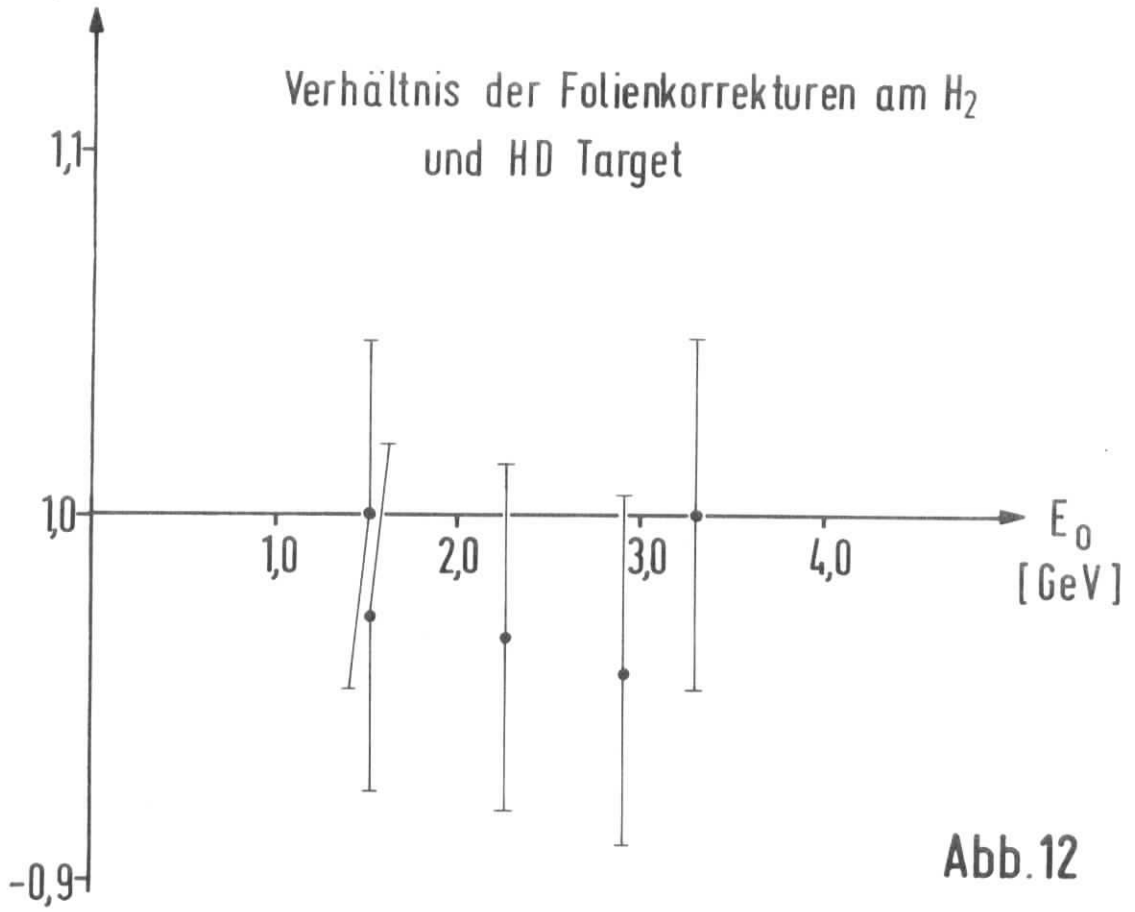
Bei den benutzten Primärenergien zwischen 1.1 GeV und 3.7 GeV ergaben sich für  $f_H$  Werte zwischen 30% und 20%.

#### 4.1.2 Folienkorrektur beim Deuteriumtarget

Eine analoge Bestimmung von  $f_D$  war nicht durchführbar, da die Rückstoßprotonen aus der Spaltung des Deuterons wegen der Fermibewegung der Nukleonen im Deuteron eine breite Impulsverteilung besitzen. Aus folgenden Gründen jedoch durfte  $f_D$  mit  $f_H$  gleichgesetzt werden:

- 1) Wasserstoff und Deuterium wurden nacheinander in die gleiche Targetzelle kondensiert. Damit war sichergestellt, daß in beiden Fällen  $\gamma$ -Strahlung am gleichen Folienmaterial erzeugt wurde. Ferner sind die Strahlungslängen von Wasserstoff und Deuterium in Zentimetern näherungsweise gleich, nämlich  $\bar{x}_H = 819 \text{ cm}$  und  $\bar{x}_D = 703 \text{ cm}$ <sup>39)</sup>. Dies ist eine weitere Voraussetzung dafür, daß die Folienkorrekturen bei beiden Targetfüllungen gleich ausfallen, weil dann für den internen Strahl des Synchrotrons beim Durchdringen des Targets vergleichbare Bedingungen, z.B. bezüglich der horizontalen Eindringtiefe, vorliegen.

$$(1-f_H)/(1-f_{HD})$$



2) Der Einfluß einer relativ zum Wasserstoff und Deuterium geringfügig geänderten Strahlungslänge auf den internen Strahl, und somit auf die Folienkorrektur, wurde mit einem Deuteriumhydrid Target geprüft, dessen Strahlungslänge zwischen der des Wasserstoffs und des Deuteriums liegt. Dazu wurden bei den benutzten Primärenergien auch Rückstoßprotonen aus dem HD-Target bei  $q^2 = 13 \text{ f}^{-2}$  nachgewiesen und ausgewertet. Aus dem Verhältnis der am  $\text{H}_2$  und HD Target gemessenen Streuraten für Rückstoßprotonen aus der Streuung am Wasserstoff wurde das Verhältnis der Folienkorrekturen  $(1-f_{\text{H}})/(1-f_{\text{HD}})$  gewonnen, das sich innerhalb der Fehlergrenzen zu 1 ergab (siehe Abb. 12).

Hierauf gestützt, wurde die Extrapolation  $f_{\text{D}} = f_{\text{H}}$  vorgenommen mit einem Fehler von 3%, der aus den Meßergebnissen für  $(1-f_{\text{H}})/(1-f_{\text{HD}})$  abgeschätzt wurde.

Der zeitliche Gang von  $f_{\text{D}}$  wurde während jeder Messung mit Deuterium durch wiederholten Nachweis von Rückstoßprotonen aus dem Wasserstofftarget gemessen und in der Auswertung berücksichtigt.

#### 4.2 Strahlungskorrekturen

Auf Grund von zwei Bremsstrahlungsprozessen gelangt ein Teil der elastisch bzw. quasielastisch gestreuten Elektronen nicht mehr in die Impulsakzeptanz des Spektrometers:

1. Die gestreuten Elektronen durchquerten vom Streuort im Target bis zum magnetischen Ende des Spektrometers etwa  $2.5 \cdot 10^{-3}$  Strahlungslängen Materie (flüssiger Wasserstoff, Folienfenster der Streukammer und des Spektrometers, Luft), in denen Bremsstrahlung erzeugt werden konnte. Für die elastische e-p-Streuerate resultierte hieraus der Korrekturfaktor  $k_{\text{E}1} = 1.01$ . Die entsprechende Korrektur beim Deuterium, wo die Ein- und Ausstreuung von Elektronen in das der quasielastischen Rate zugeordnete Energieintervall zu berücksichtigen war, wurde mit  $k_{\text{D}1} = 1.005$  abgeschätzt.

2. Auf die Bremsstrahlungsemission während des Streuaktes wurde beim Wasserstoff nach den Formeln von Meister und Yennie<sup>31)</sup> korrigiert. Es ergaben sich Korrekturwerte  $k_{H2}$  um 1.23.

Die entsprechenden Strahlungskorrekturen für die quasielastische Streuung wurden nach den Beziehungen von Meister und Griffy<sup>32)</sup> mit der Durandfunktion  $M(p,q)$  und den bereits in (IV.3.2.2) benutzten Näherungen für die Nukleonformfaktoren berechnet.

Die  $\gamma$ -Abschneideenergie, welche in dieser Rechnung als Parameter zur Abgrenzung der "weichen" von der "harten" Komponente der emittierten  $\gamma$ -Strahlung eingeführt wird und die natürlich die gesamte Strahlungskorrektur nicht beeinflussen darf, lag für Impulsüberträge zwischen  $18 f^{-2}$  und  $100 f^{-2}$  bei 3 - 5 MeV. Meister und Griffy<sup>32)</sup> berücksichtigen - im Feynmanbild ausgedrückt - nur die  $\gamma$ -Emission an der Elektronlinie. Um wenigstens Strahlungseffekte am Proton im Deuteron näherungsweise einzuschließen (Spin-Konvektionsstrom Interferenzterm), wurde nach dem Vorschlag von Dunning et al.<sup>11)</sup> der entsprechende von der e-p-Strahlungskorrektur bekannte Term<sup>31)</sup> herangezogen und gemäß dem Beitrag des Protons zum e-d-Streuprozess berücksichtigt. Einzelheiten hierzu findet man in Ref. 11. Die Werte für die Korrekturfaktoren  $k_{D2}$  hingen praktisch nur vom Streuwinkel ab und betragen bei  $48^\circ$  etwa 1.18 und bei  $75^\circ$  rund 1.15.

#### 4.3 Wasserstoffgehalt der Targetzelle

Der Wasserstoff im Folienmaterial der Targetzelle liefert einen Beitrag zu den elastischen Streuraten  $n_H$  und zu den Streuraten im quasielastischen Kontinuum. Hier jedoch wurde dieser Beitrag, enthalten im Folienuntergrund, subtrahiert. Daher waren auch die Streuraten  $n_H$  auf die Streuung am Wasserstoff in der Folie zu korrigieren. Der prozentuale Wasserstoffgehalt der Targetzelle wurde bestimmt durch das Verhältnis der elastischen Elektronenstreuraten, die mit

dem vollen Wasserstofftarget und mit dem festen Folientarget bei  $q^2 = 18 \text{ f}^{-2}$  und  $q^2 = 26 \text{ f}^{-2}$  gemessen wurden. Es ergab sich ein Wasserstoffgehalt von 1.2%, der für die gemessene Streurrate  $n_H$  zu dem Korrekturfaktor  $k_{H3} = 0.988$  führte.

#### 4.4 Protonenverluste in den Zählern

Ein Bruchteil der Rückstoßprotonen aus der elastischen Streuung bei  $q^2 = 13 \text{ f}^{-2}$  mit einer kinetischen Energie von 270 MeV wurde im Szintillationsmaterial der Zähler absorbiert. Zur Abschätzung dieser Verluste wurden bekannte inelastische Wirkungsquerschnitte für Protonen herangezogen<sup>34)</sup>. Mit diesen wurde ein Protonenverlust von  $(4.5 \pm 1.0)\%$  berechnet. Der resultierende Korrekturfaktor  $k_{H4} = 1.045$  wurde nur bei der Bestimmung von  $f_H$  benötigt.

#### 4.5 Abschätzung weiterer Korrekturen

Um die Beimischung von Dalitzelektronen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall in den gemessenen Streuraten zu ermitteln, wurden bei umgepolten Spektrometerströmen positiv geladene Teilchen analysiert. Dabei ergab sich, daß bei Streuimpulsen im quasielastischen Bereich die Positronenrate zu vernachlässigen war. Folglich durfte auch der entsprechende Elektronenanteil in den Streuraten vernachlässigt werden.

Aufsteigende Gasblasen in den siedenden Targetsubstanzen führen wegen der Dichtereduktion zu geringfügig geänderten Strahlungslängen. Nach Beobachtungen des siedenden Wasserstoffs bzw. Deuteriums wurde die Dichtereduktion für beide Substanzen als etwa gleich groß geschätzt. Da nur das Verhältnis der Dichten in R eingeht, erübrigten sich Korrekturen.

Wegen der Bindungsenergie  $\epsilon$  des Deuterons unterscheidet sich bei gleicher Primärenergie und gleichem Streuwinkel das quasielastische  $q^2$  vom elastischen  $q^2$  um den Faktor  $(E_0 - \epsilon)/E_0$ . Streng genommen, waren daher die zum elastischen  $q^2$  gewonnenen Streuraten  $n_H$  auf den quasielastischen Fall zu korrigieren. Im vorliegenden kine-

matischen Bereich jedoch unterscheiden sich die zum elastischen und quasielastischen  $q^2$  und gleichem Streuwinkel berechneten e-p-Streuquerschnitte um höchstens 0.15%. Diese geringe Korrektur für  $n_H$  wurde vernachlässigt.

## V. Ergebnisse und Diskussion der Resultate

### 1. Wirkungsquerschnitte und Formfaktoren

Das Experiment brachte Ergebnisse zu drei Punkten\*. Erstens wurden Werte für das Verhältnis  $R$  des quasielastischen e-d-Streuquerschnitts zum elastischen e-p-Streuquerschnitt gewonnen. Zweitens wurde aus  $R$  mit der Theorie von Braess und Kramer<sup>8)</sup> das Verhältnis des elastischen e-n-Streuquerschnitts zum elastischen e-p-Streuquerschnitt bestimmt, und drittens wurden daraus mit Hilfe der bekannten Protonformfaktoren die Formfaktoren des Neutrons ermittelt.

Die Meßwerte und Fehler für das Verhältnis  $R$ , die unter Berücksichtigung aller in IV.4 genannten Korrekturen gewonnen wurden, sind mit den zugehörigen Streuwinkeln und quasielastischen Viererimpulsüberträgen in Tabelle 2 zusammengestellt. Außerdem enthält diese Tabelle die aus  $R$  nach der Beziehung (9a) in II.2 mit der Konstanten  $c = 2.905 f^8)$  bestimmten Verhältnisse zwischen den elastischen Elektron-Nukleon-Streuquerschnitten in der Form  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$ . Endzustandswechselwirkungen wurden nicht berücksichtigt. Daneben wurden in die Tabelle 2 auch die auf  $48^\circ$  bzw.  $75^\circ$  extrapolierten Werte für  $R$  und  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  aufgenommen. Diese Extrapolation in  $\theta$  zu konstantem  $q^2$  wurde mit Hilfe berechneter Werte für  $R$  zum gewünschten und gemessenen  $\theta$  durchgeführt. Die extrapolierten Werte für  $R$  unterscheiden sich im ungünstigsten Fall um etwa 1% von den Meßwerten,  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  bleibt praktisch unverändert.

Am Beispiel  $\theta = 47.98^\circ$ ,  $q^2 = 68.25 f^{-2}$  wird in Tabelle 3 ein Überblick über die Zusammensetzung der angegebenen Fehler für  $R$  und  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  gegeben. Es muß betont werden, daß für die Konstante  $c = 2.905 f^8)$  kein Fehler berücksichtigt wurde, obwohl für diese Größe theoretische Unsicherheiten bis zu einigen Prozent möglich erscheinen. Läßt man den Fehler für  $c$  unberücksichtigt, dann sind die Fehler für  $R$  und  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  gleich groß.

Zum Streuwinkel  $\theta = 48^\circ$  sind in Abb. 13 die gemessenen Werte für  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  über  $q^2$  aufgetragen und mit drei theoretischen Vorhersagen für  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  verglichen. Da diese Vorhersagen die

\* Die Ergebnisse des Experiments wurden bereits veröffentlicht in Phys. Letters 26B, 642 (68)



Tabelle 2

Ergebnisse für R und  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$ 

$q^2$		$\theta$	R	Relativer Fehler von R und ( $1 + \sigma_n/\sigma_p$ )	$1 + \sigma_n/\sigma_p$
$[f^{-2}]$	$[(\text{GeV}/c)^2]$	[Grad]	$[\text{GeV}^{-1}]$	[%]	
17.99	0.700	49.31 48.00	18.80 18.60	4.0	1.353 1.350
26.10	1.016	48.40 48.00	16.50 16.44	4.0	1.386
47.30	1.842	47.96 48.00	13.51 13.52	4.0	1.440
68.25	2.657	47.98 48.00	11.55	4.5	1.418
85.57	3.332	47.89 48.00	11.00 11.02	4.5	1.474
100.70	3.921	47.84 48.00	10.18 10.21	6.0	1.450
25.90	1.009	75.28 75.00	21.29 21.24	4.0	1.450
47.42	1.846	75.31 75.00	18.38 18.33	5.0	1.486

Tabelle 3

Zusammenstellung von charakteristischen Fehlern für R und  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$

$$E_0 = 2.835 \text{ GeV}$$

$$\theta = 47.98^\circ$$

$$q^2 = 68.25 \text{ f}^{-2}$$

Fehlerbehaftete Größe	Fehlerbeitrag zu R und $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$ [%]
1. Zählrate $n_H$ Zählstatistik und Untergrundsubtraktion	1.7
2. Zählrate $n_D$ a. Zählstatistik und Untergrundsubtraktion b. Bezugsenergieintervall	2.0 1.0
3. Folienkorrektur $(1-f_H)/(1-f_D)$	3.0
4. Integratorstabilität	0.3
5. Primärenergie	0.4
6. Streuwinkel	0.1
7. Strahlungskorrekturen	1.5
8. Konstante $c = 2.905 \text{ f}$ (betrifft nur $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$ )	0.0
Gesamtfehler, unter der Voraussetzung, daß die Einzelfehler unabhängig voneinander sind:	4.5

# Das Verhältnis der elastischen Elektron - Nukleon - Querschnitte

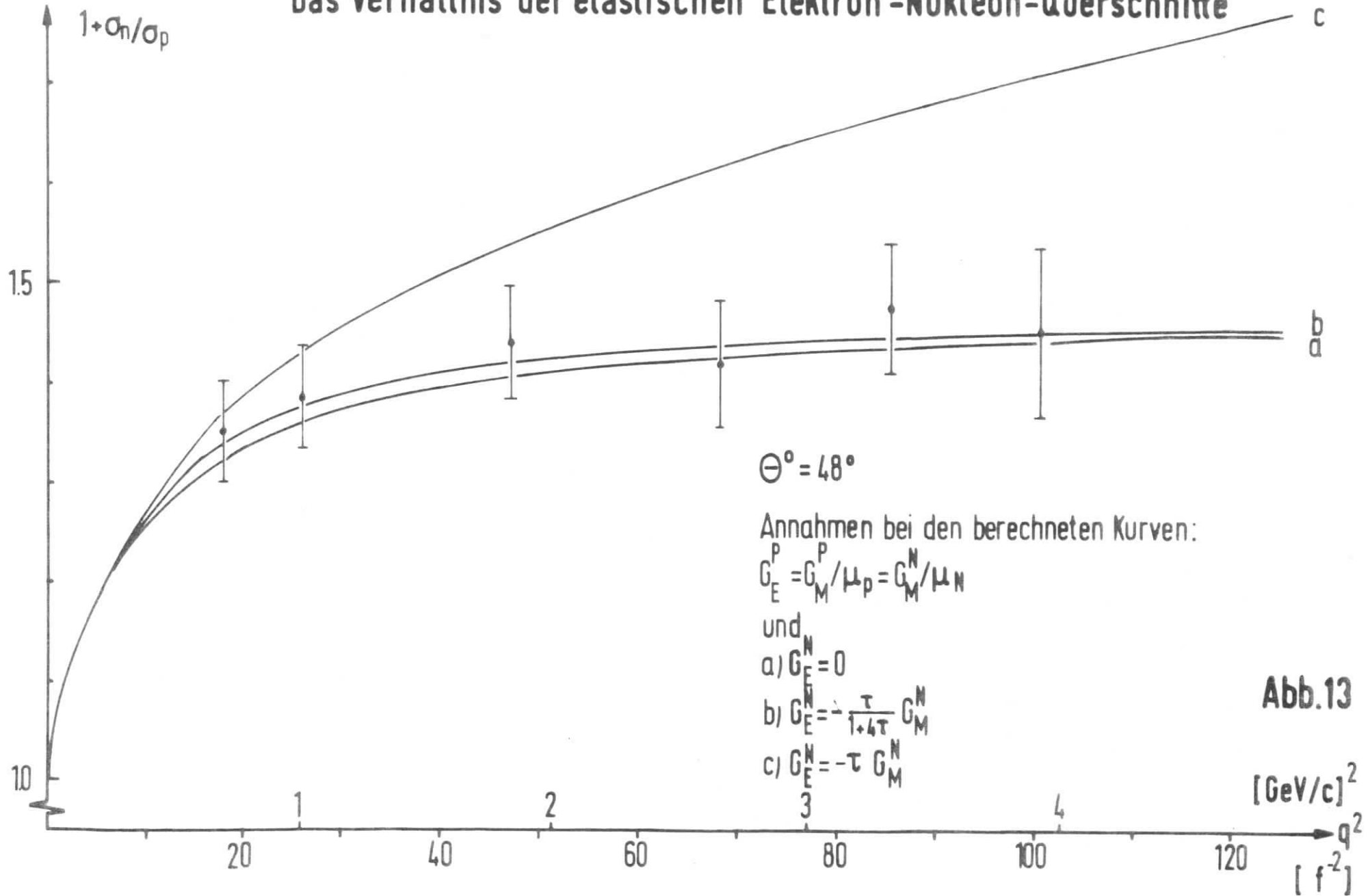


Abb.13

Nukleonformfaktoren in dem Verhältnis  $\sigma_n/\sigma_p$  betreffen, läuft die Interpretation der Meßergebnisse für  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  auf die Diskussion der Nukleonformfaktoren hinaus. Die Grundlage hierzu bildet das sogenannte "scaling law", welches folgenden Zusammenhang zwischen den Nukleonformfaktoren postuliert:

$$G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P = G_E^P$$

Der Zusammenhang zwischen den magnetischen Formfaktoren der Nukleonen wurde von Barnes et al.<sup>35)</sup> auf der Basis der SU(6) und von Barut et al.<sup>36)</sup> auf der Grundlage der Gruppe O(4,2) für alle  $q^2$  abgeleitet. Experimentell ist diese Relation bis etwa  $30 \text{ f}^{-2}$  innerhalb der Fehlergrenzen bestätigt worden<sup>12,13)</sup>. Die Beziehung zwischen dem elektrischen und magnetischen Formfaktor des Protons ist aus elastischen e-p-Streuexperimenten bis etwa  $100 \text{ f}^{-2}$  innerhalb der Fehler gesichert<sup>37)</sup>.

Nicht einbezogen in das "scaling law" ist der elektrische Formfaktor  $G_E^N$  des Neutrons. Für diesen wurden drei Ansätze vorgeschlagen:

- a)  $G_E^N = 0$
- b)  $G_E^N = - \frac{\tau}{1+4\tau} G_M^N$
- c)  $G_E^N = - \tau G_M^N$

Der Ansatz  $G_E^N = 0$  folgt aus der Arbeit von Barnes et al.<sup>35)</sup>, vorausgesetzt, daß  $G_E^P \neq 0$  ist. Die Meßergebnisse von Hughes et al.<sup>12,13)</sup> scheinen für  $q^2 > 10 \text{ f}^{-2}$  diese Vorhersage zu bestätigen. Für kleinere  $q^2$  steht  $G_E^N = 0$  jedoch im Widerspruch zu dem experimentell gut gesicherten Resultat  $(dG_E^N/dq^2)_{q^2=0} = (0.0193 \pm 0.0004) \text{ f}^{-2}$  aus der n-e-Streuung mit thermischen Neutronen<sup>4)</sup> und zu den Ergebnissen der elastischen e-d-Streuung<sup>5)</sup>, die  $G_E^N > 0$  ergeben. Eine bessere Erklärung dieser experimentellen Fakten erzielt man mit den Ansätzen b) und c) für  $G_E^N$ .

Auf Hand et al.<sup>38)</sup> geht der Ansatz  $G_E^N = -\tau G_M^N$  zurück. Drückt man nämlich die Formfaktoren  $G_E^N$  und  $G_M^N$  durch die Dirac- und Pauliformfaktoren  $F_1^N$  und  $F_2^N$  aus, dann ergibt sich:

$$G_E^N = F_1^N - \tau \mu_N F_2^N$$

$$G_M^N = F_1^N + \mu_N F_2^N$$

Setzt man mit Hand et al.<sup>38)</sup>  $F_1^N \approx 0$  - dies erscheint bei kleinen  $q^2$  nicht unvernünftig, da das Neutron keine elektrische Ladung besitzt - so ergibt sich sofort der Ansatz c). Daß dieser Ansatz physikalisch sinnvolle Ergebnisse liefert, zeigt sich an der Ableitung von  $G_E^N$  nach  $q^2$  bei  $q^2 = 0$ :

$$\left(\frac{dG_E^N}{dq^2}\right)_{q^2=0} = -\frac{\mu_N}{4M^2} = 0.021 f^2$$

Dieser Wert stimmt recht gut mit den Meßergebnissen überein (siehe oben). Die strenge Gültigkeit von  $G_E^N = -\tau G_M^N$  wird in der Arbeit von Barut et al.<sup>36)</sup> vorhergesagt. Vergleicht man jedoch die hiermit berechneten Werte für  $\sigma_n/\sigma_p$  mit den Meßergebnissen in Abb. 13, dann ist dieser Ansatz oberhalb von etwa  $25 f^{-2}$  auszuschließen. Zum gleichen Schluß kommen auch Budnitz et al.<sup>15)</sup> für Messungen von  $\sigma_n/\sigma_p$  bei  $20^\circ$ . Von dieser Autorengruppe wurde daraufhin ad hoc der Ansatz  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  vorgeschlagen, der für kleine  $q^2$  das wünschenswerte Verhalten von c) besitzt und bis  $70 f^{-2}$  die Meßergebnisse in<sup>15)</sup> befriedigend wiedergibt.

Zusammenfassend wird festgestellt: Die Meßergebnisse dieses Experiments in  $q^2$ -Bereich zwischen  $18 f^{-2}$  und  $100 f^{-2}$  lassen sich durch das "scaling law"  $G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P = G_E^P$  und mit den Ansätzen  $G_E^N = 0$  oder  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  gut beschreiben.

Zur Bestimmung der Formfaktoren des Neutrons aus den Meßwerten  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  mußten die Protonformfaktoren bekannt sein. Für diese

ist bis etwa  $q^2 = 100 \text{ f}^{-2}$  das "scaling law"  $G_M^P/\mu_P = G_E^P$  erfüllt<sup>37)</sup>. Die dann nur benötigten Werte für  $G_M^P/\mu_P$  wurden aus den vorhandenen Meßwerten interpoliert, indem eine Dipolfunktion vom Hofstadter-Wilson-Typ,  $f(q^2; \lambda^2) = 1/(1 + q^2/\lambda^2)^2$  mit freiem Parameter  $\lambda^2$ , an diejenigen magnetischen Formfaktoren angepaßt wurde, die in der Nachbarschaft der interessierenden  $q^2$ -Werte verfügbar waren. Meist wurden zehn Meßwerte in einem  $q^2$ -Intervall von  $\pm 5 \text{ f}^{-2}$  bis  $\pm 20 \text{ f}^{-2}$  um die fraglichen Viererimpulsüberträge zwischen  $18 \text{ f}^{-2}$  und  $100 \text{ f}^{-2}$  berücksichtigt. Mit den besten Werten für  $\lambda^2$  wurden die benötigten  $G_M^P/\mu_P$  berechnet. In Tabelle 4 sind die benutzten Protonformfaktoren und ihre aus dem Fehler für  $\lambda^2$  folgenden Fehler angegeben. Diese lagen zwischen 0.7% und 2.9%.

Aus den dann ermittelten Werten für  $\sigma_n$  wurden nach Gl. (6) in II.2 gewonnen:

1.  $G_M^N/\mu_N$  unter der Annahme, daß  $G_E^N = 0$  oder  $G_E^N = -\frac{\tau}{1+4\tau} G_M^N$  ist,
2.  $G_E^{N2}$  unter der Annahme, daß exakt  $G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P$  erfüllt ist,
3.  $G_M^N/\mu_N$  und  $G_E^{N2}$  aus Rosenbluthgeraden bei  $q^2 = 26;47;76 \text{ f}^{-2}$ .

Die Rosenbluthgeraden wurden nach der Methode der kleinsten Quadrate an die Meßwerte für  $V \equiv \sigma_n / (\sigma_{\text{MOTT}} \cdot E'/E_0 \cdot \text{tg}^2\theta/2)$  angepaßt, die zu konstantem  $q^2$  über  $\text{ctg}^2\theta/2$  aufgetragen wurden. Mitbenutzt wurden dabei Resultate anderer Autoren<sup>12,15)</sup>, allerdings nur dann, wenn Meßwerte für R vorlagen<sup>12)</sup>, die mit der Konstanten  $c = 2.905 \text{ f}^8)$  konsistent mit den Messungen dieses Experiments ausgewertet werden konnten, oder wenn, wie im Fall  $q^2 = 70 \text{ f}^{-2}$ ,  $\sigma_n/\sigma_P$  durch eine Koinzidenzmessung bestimmt worden war<sup>15)</sup>. Die notwendige Extrapolation der Meßwerte für V auf die exakten Werte bei  $q^2 = 26;47;70 \text{ f}^{-2}$  wurde mit Hilfe berechneter Werte für V durchgeführt, wobei die Neutronformfaktoren durch die Ansätze  $G_E^N = 0$  und  $G_M^N/\mu_N = 1/(1 + q^2/0.71)^2$  approximiert wurden. Bei dieser

Extrapolation änderten sich die Werte für  $V$  maximal um 6%. Der zusätzliche Fehler für  $V$  durch die Extrapolation wurde auf kleiner als 1% geschätzt und gegen die Grundfehler von  $V$ , die bei 15% lagen, vernachlässigt.

Die Ergebnisse zu 1., 2., 3. findet man in Tabelle 4. Wo der Vergleich zwischen verschiedenartig bestimmten Formfaktoren möglich ist, ergibt sich gute Übereinstimmung zwischen den magnetischen Formfaktoren. Im Gegensatz zu den Ergebnissen aus 2. ergaben sich bei der Auswertung der Rosenbluthgeraden in allen drei Fällen negative  $G_E^{N2}$ , die jedoch mit Null und auch mit positiven Werten für  $G_E^{N2}$  verträglich sind.

Die Tabelle 4 enthält außerdem das Verhältnis  $(G_M^P/\mu_P)/(G_M^N/\mu_N)$ , das mit den benutzten magnetischen Protonformfaktoren und mit den unter der Annahme  $G_E^N = 0$  bestimmten magnetischen Neutronformfaktoren gebildet wurde. Innerhalb der Fehlergrenzen ist dieses Verhältnis eins, wie nach dem "scaling law" vorhergesagt.

Bei  $q^2 = 26 \text{ f}^{-2}$  wurde nach der Methode von Braess, Hasselmann und Kramer<sup>13)</sup> (siehe II.2) das Verhältnis  $R$  nach Gl. (9b) in II.2 direkt ausgewertet.  $I_1(E')$  und  $I_t(E')$  wurden durch eine Geradenanpassung an die Meßwerte für  $R$ , einschließlich der aus<sup>12)</sup> separiert. Es zeigte sich jedoch, daß nach den Formeln in<sup>13)</sup> nur der Wert für den magnetischen Formfaktor berechnet werden konnte (siehe Tabelle 4). Die Bestimmung von  $G_E^N$  scheiterte daran, daß der Wurzelausdruck in der Formel für  $G_E^N$  negativ blieb, ähnlich der früheren Auswertung<sup>13)</sup>, bei der nur die Meßwerte aus<sup>12)</sup> benutzt wurden.

In Abb. 14 sind die magnetischen Formfaktoren des Neutrons, die aus dem Ansatz  $G_E^N = 0$  gewonnen wurden, in logarithmischem Maßstab über  $q^2$  aufgetragen und mit den Resultaten anderer Autoren verglichen. Mit Ausnahme der Ergebnisse von Benaksas et al.<sup>3b)</sup>, die aus der elastischen e-d-Streuung gewonnen wurden, stammen alle

Tabelle 4  
Formfaktoren des Neutrons

$q^2$		$\theta$	$G_M^N/\mu_N$		$G_E^{N2}$	$G_M^P/\mu_P/G_M^N/\mu_N$	benutzte Proton Formfaktoren mit $G_M^P/\mu_P = G_E^P$	
$[f^{-2}]$	$[(GeV/c)^2]$	$[Grad]$	Annahme: $G_E^N = 0$	Annahme: $G_E^N = -\frac{\tau}{1+4\tau} G_M^N$	Annahme: $G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P = G_E^P$	Annahme: $G_E^N = 0$		
17.99	0.700	49.31	0.265 ± 0.020	0.259 ± 0.019	0.0052 ± 0.0113	0.962 ± 0.071	0.255 ± 0.002	
25.90	1.009	75.28	0.188 ± 0.012	0.186 ± 0.011	0.0106 ± 0.0114	0.941 ± 0.058	0.177 ± 0.001	
26.10	1.016	48.40	0.181 ± 0.012	0.177 ± 0.012	0.0032 ± 0.0070	0.967 ± 0.065	0.175 ± 0.001	
47.30	1.842	47.96	0.0827 ± 0.0058	0.0813 ± 0.0056	0.0016 ± 0.0027	0.961 ± 0.070	0.0795 ± 0.0019	
47.42	1.846	75.31	0.0843 ± 0.0067	0.0835 ± 0.0067	0.0043 ± 0.0059	0.943 ± 0.079	0.0795 ± 0.0019	
68.25	2.657	47.98	0.0457 ± 0.0037	0.0451 ± 0.0036	-0.0002 ± 0.0015	1.011 ± 0.085	0.0462 ± 0.0016	
85.57	3.332	47.89	0.0333 ± 0.0026	0.0329 ± 0.0025	0.0005 ± 0.0009	0.958 ± 0.077	0.0319 ± 0.0009	
100.70	3.921	47.84	0.0243 ± 0.0024	0.0241 ± 0.0024	0.0001 ± 0.0008	0.992 ± 0.100	0.0241 ± 0.0007	
Ergebnisse aus Rosenbluth-Geraden:			$q^2$		$G_M^N/\mu_N$	$G_E^{N2}$	Anzahl der benutzten Meßwerte und Quellen	
			$[f^{-2}]$	$[(GeV/c)^2]$				
			26.0	1.012	0.190 + 0.016 - 0.017	-0.0056 ± 0.0145		2 Dieser Bericht + 2 Ref. 12
			47.0	1.830	0.0879 + 0.0157 - 0.0192	-0.0023 ± 0.0107		2 Dieser Bericht
70.0	2.725	0.0450 + 0.0096 - 0.0123	-0.00045 ± 0.0032	1 Dieser Bericht + 1 Ref. 15				
Ergebnisse nach dem Verfahren aus Ref. 13			26.0	1.012	0.193 ± 0.016	--	2 Dieser Bericht + 2 Ref. 12	



# Der magnetische Formfaktor des Neutrons

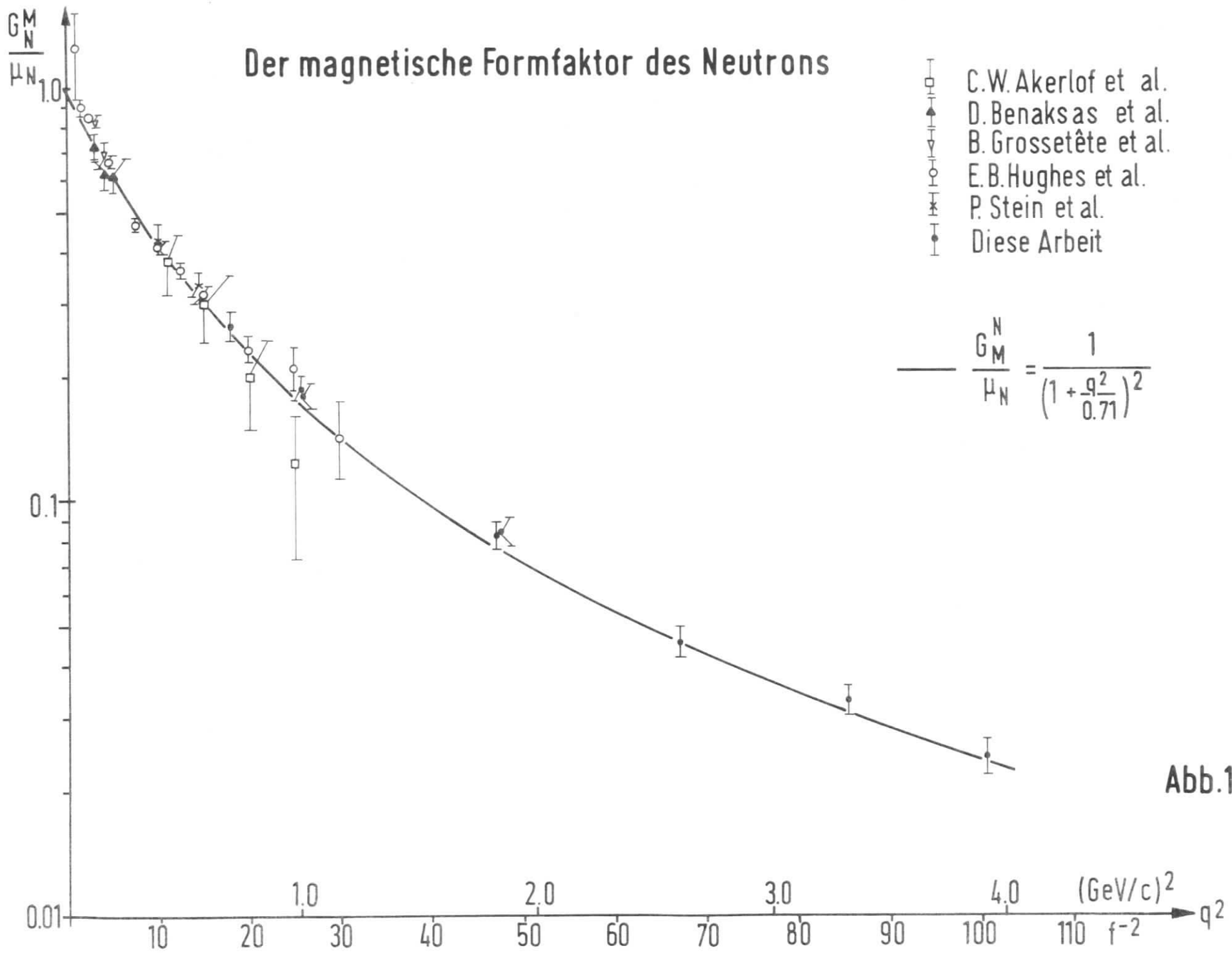


Abb.14

# Der elektrische Formfaktor des Neutrons

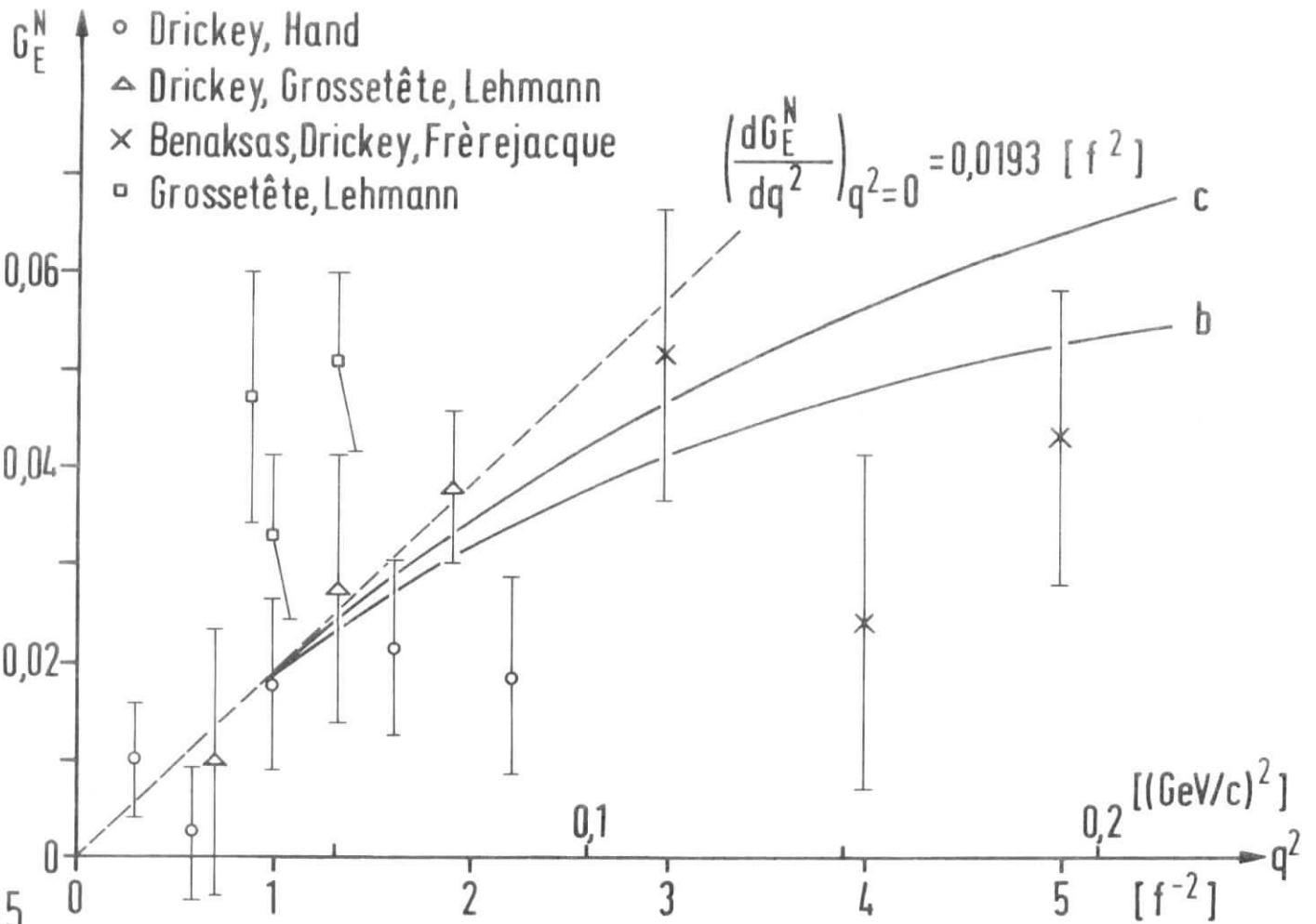


Abb.15

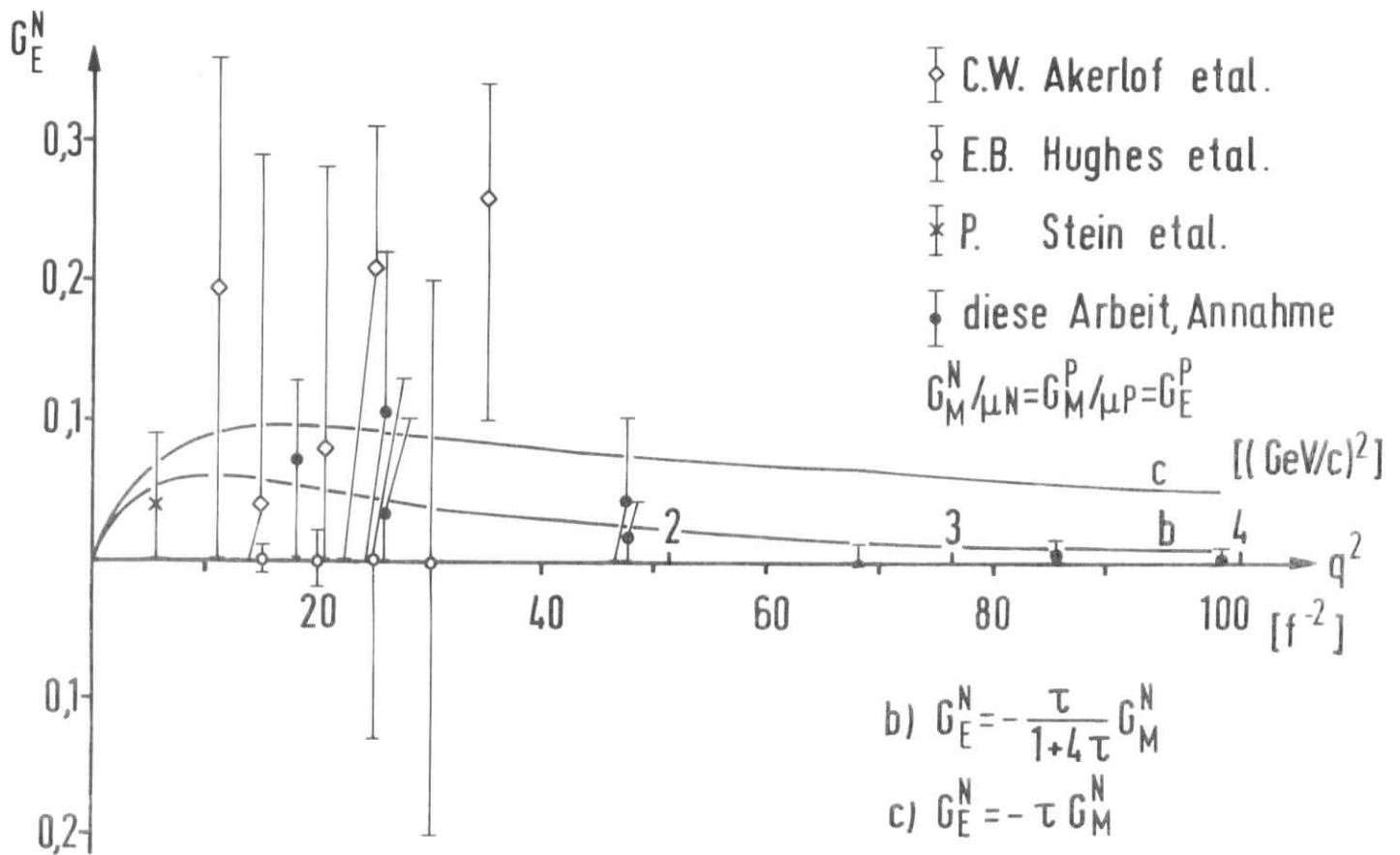


Abb.16

anderen Formfaktoren aus der quasielastischen e-d-Streuung. Bis auf die Koinzidenzerggebnisse von Stein et al.<sup>14)</sup> und die Werte von Akerlof et al.<sup>10)</sup> sind die Formfaktoren unter Anwendung der Theorie von Braess und Kramer<sup>8)</sup> bestimmt worden. Unberücksichtigt blieben die Messungen von Dunning et al.<sup>11)</sup>, die durch die neuere Arbeit von Budnitz et al.<sup>15)</sup> überholt erscheinen. Zur Orientierung ist in Abb. 14 der Dipolfit  $G_M^N/u_N = 1/(1 + q^2/0.71)^2$  nach Hofstadter und Wilson eingezeichnet. Diese Funktion, welche ursprünglich empirisch zur Beschreibung der Protonformfaktoren eingeführt wurde, deren Dipolform aber jüngst auch theoretisch abgeleitet wurde<sup>36)</sup>, gibt die magnetischen Formfaktoren des Neutrons - und insbesondere die Ergebnisse dieses Experimentes oberhalb  $18 f^{-2}$  - gut wieder.

In Abb. 15 und Abb. 16 sind Meßwerte für den elektrischen Formfaktor des Neutrons in linearem Maßstab über  $q^2$  aufgetragen. Abb. 15 zeigt Resultate aus der elastischen e-d-Streuung<sup>3a,b,c,d)</sup>, die von Weber<sup>37)</sup> mit den Korrekturen nach Caspar und Gross<sup>5)</sup> überarbeitet wurden. Die Meßwerte für  $G_E^N$  oberhalb  $5 f^{-2}$  in Abb. 16 stammen alle aus der quasielastischen e-d-Streuung. Die Ergebnisse dieses Experimentes wurden unter Anwendung des "scaling laws" gewonnen. Aufgetragen wurde der Betrag von  $G_E^N$ . Auf den mit b und c bezeichneten Kurven liegen die erwarteten Werte für  $G_E^N$  nach den Ansätzen  $G_E^N = -r/(1+4r) \cdot G_M^N$  (b) und  $G_E^N = -rG_M^N$  (c). In diesen Ansätzen wurde  $G_M^N$  durch den bekannten Dipolfit approximiert.

Während sich aus der elastischen e-d-Streuung positive Werte für  $G_E^N$  ergeben, die mit beiden Ansätzen für  $G_E^N$  befriedigend beschrieben werden können, ist aus den Meßwerten für  $G_E^N$ , die bei der quasielastischen e-d-Streuung gewonnen werden, keine eindeutige Entscheidung zwischen  $G_E^N = 0$  und  $G_E^N \neq 0$  möglich.

## 2. Schlußfolgerungen

Die von Braess und Kramer<sup>8)</sup> angegebene Konstante  $c = 2.905 f$  in der Durandfunktion  $M(p, 2p)$  hat sich im  $q^2$ -Bereich zwischen  $18 f^{-2}$  und  $100 f^{-2}$  als gute Näherung für den quasielastischen e-d-Streuquerschnitt erwiesen. Die Werte für  $(1 + \sigma_n/\sigma_p)$  die aus den Meßwerten für R mit dieser Konstanten bestimmt wurden, lassen sich innerhalb der Fehlergrenzen durch das "scaling law" der Nukleon-

formfaktoren  $G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P = G_E^P$ , und durch die Ansätze  $G_E^N = 0$  oder  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  interpretieren. Oberhalb  $q^2 = 25 \text{ f}^{-2}$  ergibt der Ansatz  $G_E^N = -\tau G_M^N$  zu große Werte für  $\sigma_n/\sigma_p$  und scheint daher dort nicht anwendbar zu sein.

Ein Hinweis auf  $|G_E^N| \neq 0$  ergab sich bei der Auswertung der Messungen unter Anwendung des "scaling laws". Die größten Werte für  $|G_E^N|$ , um 0.1, ergaben sich im  $q^2$ -Bereich um  $20 \text{ f}^{-2}$ , wo man nach den Modellen für  $G_E^N$  einen merklichen Beitrag von  $G_E^N$  erwarten würde. Allerdings blieb auch dort  $|G_E^N|$  mit Null verträglich.

Die magnetischen Formfaktoren des Neutrons, die mit den Ansätzen  $G_E^N = 0$  oder  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  bestimmt wurden, erfüllen innerhalb der Fehler das "scaling law" für die magnetischen Nukleonformfaktoren. Allerdings ergaben sich für das Verhältnis  $(G_M^P/\mu_P)/(G_M^N/\mu_N)$  Werte, die im Mittel  $< 1$  sind. Überraschend ist, daß auch die Meßergebnisse von Hughes et al.<sup>12,13)</sup> und Grossetete et al.<sup>16,13)</sup> im  $q^2$ -Bereich zwischen  $1 \text{ f}^{-2}$  und  $30 \text{ f}^{-2}$  die gleiche Tendenz für das Verhältnis der magnetischen Nukleonformfaktoren zeigen. Es bleibt offen, ob dies Zufall ist oder ob darin ein Anzeichen für eine systematische Abweichung in der Theorie der quasielastischen e-d-Streuung zu sehen ist. Schließlich erscheint natürlich auch denkbar, daß das "scaling law" für die magnetischen Formfaktoren nicht streng erfüllt ist. Die nach diesem Experiment möglichen Abweichungen dürften jedoch innerhalb 5% liegen.

Zusammenfassung

Das Verhältnis  $R$  des quasielastischen Elektron-Deuteron-Streuquerschnitts zum elastischen Elektron-Proton-Streuquerschnitt wurde bei Viererimpulsüberträgen zwischen  $18 \text{ f}^{-2}$  und  $100 \text{ f}^{-2}$  und Elektronstreuwinkeln von  $48^\circ$  und  $75^\circ$  bestimmt. Mit der Theorie von Braess und Kramer für die quasielastische Elektron-Deuteron-Streuung wurde aus  $R$  das Verhältnis der elastischen Elektron-Nukleon-Streuquerschnitte  $\sigma_n/\sigma_p$  gewonnen. Die Meßwerte für  $\sigma_n/\sigma_p$  lassen sich durch das "scaling law" für die Nukleonformfaktoren  $G_M^N/\mu_N = G_M^P/\mu_P = G_E^P$ , und durch die Ansätze  $G_E^N = 0$  und  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  interpretieren.

Mit den bekannten Formfaktoren des Protons und den Ansätzen  $G_E^N = 0$  und  $G_E^N = -\tau/(1+4\tau) \cdot G_M^N$  wurden Werte für den magnetischen Formfaktor des Neutrons aus den Meßwerten für  $\sigma_n/\sigma_p$  bestimmt. Innerhalb der Fehlergrenzen von 6% - 10% wurde das "scaling law" für die magnetischen Nukleonformfaktoren bestätigt. Im Mittel lagen die Werte für den magnetischen Formfaktor des Neutrons über denen des Protons.

Unter Anwendung des "scaling laws" wurden aus  $\sigma_n/\sigma_p$  Werte für das Quadrat des elektrischen Formfaktors des Neutrons bestimmt. Es ergaben sich bis auf eine Ausnahme positive  $G_E^{N2}$  von maximal etwa 0.01.

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen eines Experimentes der Forschungsgruppe F 21b am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Herrn Prof. Dr. P. Stähelin danke ich für die wohlwollende Förderung dieser Arbeit.

Mein Dank gebührt auch Herrn Prof. Dr. W. Jentschke für sein Interesse an der Durchführung des Experimentes.

Allen Mitgliedern der Gruppe F 21, die zum Gelingen des Experimentes beitrugen, sei Dank gesagt, besonders den Herren Drs. H.J. Behrend und W. Flauger und Herrn H. Dorner. Im Gespräch mit ihnen wurde manche offene Frage geklärt. Herrn Dr. F.W. Brasse und Herrn Dr. E. Ganßauge danke ich für die kritische Durchsicht des Manuskriptes.

Dem Hallendienst S2 und der Synchrotrongruppe S1 bin ich zu Dank verpflichtet für den Mitaufbau und für die erfolgreiche Durchführung des Experimentes.

Mein Dank gilt ferner den Herren Drs. S. Galster und G. Hartwig, die den Cerenkovzähler zur Verfügung stellten, und Herrn Prof. Dr. H. Sinn, der das Deuteriumhydridgas besorgte.

Schließlich danke ich Frau U. Stoklasa für das Schreiben der Arbeit, Frä. H. Marquard und Herrn W. Knaut für die Mithilfe bei der Fertigstellung der Zeichnungen.

Literaturverzeichnis

1. D.H. Coward, H. DeStaebler, R.A. Early, J. Litt, A. Minten, L.W. Mo, W.K.H. Panofsky, and R.E. Taylor, M. Breidenbach, J.I. Friedman, H.W. Kendall, and P.N. Kirk, B.C. Barish, J. Mar and J. Pine, Phys. Rev. Letters 20, 292 (1968)  
Weitere Literatur zur elastischen e-p-Streuung  
Stand Ende 1967, findet man bei diesen Autoren.
2. M. Rosenbluth, Phys. Rev. 79, 615 (1950)
3. a) D.J. Drickey and L.W. Hand, Phys. Rev. Letters 9, 521 (1962)  
b) D. Benaksas, D.J. Drickey, and D. Frèrejacque, Phys. Rev. Letters 13, 353 (1964)  
c) B. Grossetete and P. Lehmann, Nuovo Cimento 28, 423 (1963)  
d) D.J. Drickey, B. Grossetete and P. Lehmann, Proceedings of the Sienna International Conference on Elementary Particle Physics (1963)
4. V.E. Krohn and G.R. Ringo, Phys. Rev. 148, 1303 (1966)  
E. Melkonian, B.M. Rustad, and W.W. Havens Jr., Phys. Rev. 114, 1571 (1959)
5. B.M. Casper and F. Gross, Phys. Rev. 155, 1607 (1967)
6. V. Jankus, Phys. Rev. 102, 1586 (1956)
7. L. Durand III, Phys. Rev. 115, 1020 (1959); 123, 1393 (1961)
8. D. Braess und G. Kramer, I, Zeitschrift für Physik, 189, 242 (1966)
9. C. de Vries, R. Hofstadter, A. Johansson, and Robert Herman, Phys. Rev. 134, B 848 (1964)
10. C.W. Akerlof, K. Berkelman, G. Rouse, and M. Tigner, Phys. Rev. 135, B 810 (1964)
11. J.R. Dunning Jr., K.W. Chen, A.A. Cone, G. Hartwig, H.F. Ramsey, J.K. Walker, and R. Wilson, Phys. Rev. 141, 1286 (1966)

12. E.B. Hughes, T.A. Griffy, M.R. Yearian, and R. Hofstadter, Phys. Rev. 139, B 458 (1965)  
Diese Messungen wurden in Ref. 13 neu ausgewertet.
13. D. Braess, D. Hasselmann and G. Kramer, II, Zeitschrift für Physik 198, 527 (1967)  
und D. Hasselmann and G. Kramer, III, DESY Bericht 67/21
14. P. Stein, M. Binkley, R. McAllister, A. Suri, and W. Woodward, Phys. Rev. Letters 16, 592 (1966)
15. R. Budnitz, J. Appel, L. Carroll, J. Chen, J.R. Dunning Jr., M. Goitein, K. Hanson, D. Imrie, C. Mistretta, J.K. Walker, and R. Wilson, Phys. Rev. Letters 19, 809 (1967)
16. B. Grossetete, S. Jullian and P. Lehmann, Phys. Rev. 141, B 1435 (1966)  
Diese Messungen wurden in Ref. 13 neu ausgewertet.
17. E.B. Hughes, T.A. Griffy, M.R. Yearian, and R. Hofstadter, Phys. Rev. 146, 973 (1966)
18. J.D. Bjorken and S.D. Drell, Relativistische Quantenmechanik, (Bibliographisches Institut, Mannheim, Hochschultaschenbuch 98/98a\*)
19. L. Hulthén and M. Sugawara, Handbuch der Physik, herausgegeben von S. Flügge (Springer-Verlag, Berlin, 1957), Vol. 39
20. J. Nuttall and M.L. Whippman, Phys. Rev. 130, 2495 (1963)  
K. Hölzl, G. Saller and P. Urban, Phys. Letters 10, 120 (1964)  
P. Breitenlohner, K. Hölzl and P. Kocevar, Phys. Letters 19, 54 (1965)
21. Eine Diskussion der Ergebnisse von Autoren aus 20) findet man in 8), Seite 253 - 254



22. M. Gourdin, Nuovo Cimento 21, 1094 (1961)
23. W. Albrecht, H.-J. Behrend, F.W. Brasse, W. Flauger, H. Hultschig, and K.G. Steffen, Phys. Rev. Letters 17, 1192 (1966); Phys. Rev. Letters 18, 1014 (1967)
24. G. Lutz, H.D. Schulz, U. Timm und W. Zimmermann, DESY, Interner Bericht F 33/3 (1966)
25. A. Ladage, H. Pingel, DESY-Bericht 65/12 (1965)
26. R.R. Wilson, Nucl. Instr., 1, 101 (1957)
27. E. Raquet, DESY, Interner Bericht S2/1 (1967)
28. K.G. Steffen, High Energy Beam Optics (Interscience Publishers, New York, 1965) pp. 133 - 146
29. W. Albrecht und F. Flauger, DESY, Interner Bericht F21/8 (1965)
30. S. Galster und G. Hartwig, Kernforschungszentrum Karlsruhe, Bericht KFK 342, Juli 1965  
Die Abb. 6 wurde diesem Bericht entnommen.
31. N.T. Meister and D.R. Yennie, Phys. Rev. 130, 1210 (1963)
32. N.T. Meister and T.A. Griffy, Phys. Rev. 133, B 1032 (1964)
33. T. Janssens, E.B. Hughes, M.R. Yearian, R. Hofstadter, Phys. Rev. 142, 922 (1966)
34. G. Milburn, W. Birnbaum, W. Crandall and L. Schechter, Phys. Rev. 95, 1268 (1954)
35. K.J. Barnes, P. Carruthers and F. von Hippel, Phys. Rev. Letters 14, 82 (1965)

36. A.O. Barut, D. Corrigan, and H. Kleinert, Phys. Rev. Letters 20, 167 (1968)
37. G. Weber, Proceedings of the 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies at Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, California, September 1967
38. L.W. Hand, D.G. Miller, and R. Wilson, Rev. Mod. Phys. 35, 335 (1963)
39. A.H. Rosenfeld, A. Barbaro-Galtieri, W.J. Podolsky, L.R. Price, M. Roos, P. Söding, W.J. Willis, and C.G. Wohl, Rev. Mod. Phys. 39, 1 (1967)