

Interner Bericht
DESY F23-73/2
September 1973

Untersuchung der Struktur des ^{12}C -Kerns durch
Streuung von Elektronen hoher Energie

von

DESY-BIBLIOTHEK

9. NOV. 1973

Diethelm Zeller

UNTERSUCHUNG DER STRUKTUR DES ^{12}C -KERNS DURCH
STREUUNG VON ELEKTRONEN HOHER ENERGIE

Zur Erlangung des akademischen Grades eines
DOKTORS DER NATURWISSENSCHAFTEN
von der Fakultät für Physik der Universität (TH) Karlsruhe

genehmigte

DISSERTATION

von

Dipl. Phys. Diethelm Zeller

aus Korntal

Tag der mündlichen Prüfung: 13. Juli 1973

Referent: Prof. Dr. H. Schopper

Korreferent: Privatdozent Dr. D. Wegener

Kurzdarstellung

In dieser Arbeit wird über ein Experiment berichtet, in dem Elektronen von 2.0, 2.5 und 2.7 GeV an ^{12}C gestreut wurden. Es wurde der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt in einem kinematischen Bereich von $0.2 (\text{GeV}/c)^2 \leq q^2 \leq 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ und $W \leq 1.5 \text{ GeV}$ bestimmt. Für die quasielastische Streuung der Elektronen an den Nukleonen des ^{12}C -Kerns wurde zusätzlich die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen gemessen.

Mit Kernwellenfunktionen, bei denen kurzreichweitige Nukleon-Nukleon-Korrelationen berücksichtigt wurden, und mit einem dispersionstheoretischen Modell für den Bereich der $\Delta(1236)$ -Resonanz läßt sich die Form der Elektronenspektren beschreiben.

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt im Bereich des quasielastischen Maximums stimmt mit dem Wirkungsquerschnitt für die Streuung an 12 unabhängigen Nukleonen überein. Im Bereich der ersten Nukleonresonanz ist der Wirkungsquerschnitt jedoch um ca. 25% kleiner als der Wirkungsquerschnitt an freien Nukleonen.

Die aus der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen ermittelte Impulsverteilung der im ^{12}C -Kern gebundenen Nukleonen zeigt einen großen Beitrag hoher Impulse. Dies wird durch Kernwellenfunktionen mit Korrelationen besser beschrieben als durch reine Schalenmodellwellenfunktionen.

Es konnte gezeigt werden, daß die semilokale Dualität auch für ^{12}C erfüllt ist.

Abstract

This paper reports on an electron-carbon scattering experiment at incident energies of 2.0, 2.5, and 2.7 GeV. The twofold differential cross section was measured in a kinematical region of $0.2 \text{ (GeV/c)}^2 \leq q^2 \leq 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ and $W \leq 1.5 \text{ GeV}$. Simultaneously, for the quasi-elastic scattering of the electrons from the bound state nucleons the angular distribution of the recoil protons was determined.

The form of the single-arm-electron-spectra can be reproduced using a nuclear wave function with short-range nucleon-nucleon correlations and a dispersion-theoretical model for the region of the $\Lambda(1236)$ -resonance. The twofold differential cross section in the region of the quasi-elastic peak is in agreement with the cross section for electron scattering from 12 independent nucleons. In the region of the first resonance, however, the cross section is reduced by about 25% in comparison with the cross section from free nucleons.

The momentum distribution of the bound state protons, extracted from the coincidence data, shows a large amount of high momenta. Nuclear wave functions with correlations are in better agreement with the momentum distribution than pure shell model wave functions.

It is shown that semilocal duality is valid also for ^{12}C .

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
<u>Einleitung</u>	1
<u>1. Theoretische Grundlagen der Elektron-Streuung an Kernen</u>	3
1.1 Kernstrukturuntersuchungen mit Protonen und Elektronen	3
1.2 Die Stoßnäherung	5
1.3 Kernmodelle	
a) Das Fermi-Gas Modell	6
b) Das Schalenmodell des Atomkerns	7
c) Kurzreichweitige Nukleon-Nukleon Korrelationen	9
1.4 Die Kinematik des Streuprozesses	11
1.5 Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die quasielastische Elektronstreuung	13
1.6 Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt	18
1.7 Dualität und Summenregeln	23
<u>2. Der experimentelle Aufbau</u>	25
2.1 Der primäre Elektronenstrahl	25
2.2 Das Elektronenspektrometer	27
2.3 Das Hodoskop zum Nachweis der Rückstoßprotonen	28
2.4 Die schnelle Elektronik	29
2.5 Die Datenaufnahme	30
2.6 Wahl der Messparameter	31
<u>3. Auswertung der Messdaten</u>	33
3.1 Gewinnung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts	33
3.2 Gewinnung der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen	36

3.3 Die Impulsverteilung der gebundenen Protonen	38
3.4 Strahlungskorrekturen	39
3.5 Zusammenstellung der Korrekturen und Fehler	43
4. <u>Beschreibung und Diskussion der Messergebnisse</u>	45
4.1 Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt	45
a) Vergleich des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem Modell von Moniz	46
b) Vergleich des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Schalenmodellrechnungen	48
4.2 Die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen	51
4.3 Die Impulsverteilung der gebundenen Protonen	53
4.4 Prüfung der Dualität	54
<u>Zusammenfassung</u>	57
<u>Anhang A</u>	59
<u>Literaturverzeichnis</u>	62
<u>Tabellen</u>	70
<u>Verzeichnis der Abbildungen</u>	81

EINLEITUNG

Die Streuung von Elektronen eignet sich besonders gut zur Untersuchung hadronischer Materie. Über die elektromagnetische Wechselwirkung, die mit großer Genauigkeit bekannt ist, wird dabei die elektromagnetische Struktur des zu untersuchenden Objekts abgetastet.

Mit Elektronen der Energie von einigen hundert MeV wurde bisher die Ladungsverteilung der Atomkerne mit großer Präzision untersucht. Seit Elektronenbeschleuniger höherer Endenergie existieren, ist es möglich, kleinere Strukturen abzutasten und Experimente zur Untersuchung der Konstituenten des Kerns und deren Verhalten durchzuführen.

In dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurde die Struktur des ^{12}C -Kerns für kleine Nukleon-Nukleon Abstände untersucht. Dabei sollten im wesentlichen zwei Fragestellungen geklärt werden:

1. Durch den Vergleich des Wirkungsquerschnitts für die Streuung von Elektronen hoher Energie an ^{12}C mit dem Wirkungsquerschnitt an freien Nukleonen läßt sich der Einfluß der Kernmaterie auf die Struktur der Nukleonen bestimmen. Durch die Messung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Streuung von Elektronen an ^{12}C im Bereich des quasielastischen Maximums und der ersten Nukleon-Resonanz sollte deshalb in dem hier beschriebenen Experiment entschieden werden, ob sich die im Kern gebundenen Nukleonen wie freie Nukleonen verhalten.
2. Durch die Messung der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen bei der quasielastischen Streuung der Elektronen

an den Nukleonen des Kerns läßt sich die Impulsverteilung der im ^{12}C -Kern gebundenen Protonen bestimmen. In dem hier beschriebenen Experiment wurde das Verhalten der Nukleonen im ^{12}C -Kern insbesondere für kleine Nukleon-Nukleon Abstände beziehungsweise große Fermi-Impulse untersucht. Damit läßt sich klären, ob die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung auch für kleine Abstände durch ein allen Teilchen gemeinsames Kernpotential beschrieben werden kann, oder ob der stark repulsive Teil des Nukleon-Nukleon Potentials (hard core) zusätzlich berücksichtigt werden muß. In diesem Experiment wurde deshalb insbesondere die quasielastische Streuung der Elektronen an den Nukleonen des ^{12}C -Kerns untersucht, um Information darüber zu erhalten, ob für kleine Abstände der Nukleonen untereinander das Schalenmodell des Atomkerns durch Berücksichtigung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon Korrelationen modifiziert werden muß.

Im ersten Teil dieser Arbeit werden die theoretischen Grundlagen der Streuung von Elektronen an Kernen behandelt. Im zweiten Teil wird die Meßapparatur beschrieben und im dritten Teil über die Auswertung der Meßdaten berichtet. Im vierten Teil werden die experimentellen Ergebnisse diskutiert und mit Modellvorstellungen verglichen.

1. THEORETISCHE GRUNDLAGEN DER ELEKTRON-STREUUNG AN KERNEN

1.1 KERNSTRUKTURUNTERSUCHUNGEN MIT PROTONEN UND ELEKTRONEN

Die Wechselwirkung von Elektronen mit Materie



wird allgemein beschrieben durch den Austausch eines virtuellen Photons (Abb. 1), dessen Wellenlänge durch die Energie E_1 des primären Elektrons und durch den Streuwinkel θ_e und die Energie E_3 des auslaufenden Elektrons bestimmt wird.

Bei Wellenlängen des virtuellen Photons in der Größenordnung des ganzen Atomkerns findet hauptsächlich elastische Streuung der Elektronen am ganzen Kern statt. So wurde bisher durch die elastische Streuung von Elektronen die Ladungsverteilung der Kerne mit großer Präzision untersucht [1,2]. Wählt man die Wellenlänge des virtuellen Photons wesentlich kleiner, findet inkohärente Streuung an den einzelnen Nukleonen des Kerns statt. Man wird dann Information über die Konstituenten des Kerns und deren Verhalten bekommen.

Das Verhalten der Nukleonen des Kerns wurde bisher hauptsächlich mit Experimenten zur quasielastischen Streuung von Protonen an den Nukleonen des Kerns ((p,2p)- und (p,np)-Experimente) studiert [3,4]. Diese Experimente haben jedoch zwei Nachteile [5]:

1. Die Wechselwirkung der eingeschossenen Protonen mit den Nukleonen des Kerns ist nicht genügend genau bekannt.

2. Da Protonen der starken Wechselwirkung unterliegen, ist die mittlere freie Weglänge der einlaufenden und der auslaufenden Nukleonen von der Größenordnung des Kernradius, so daß Doppelstreuung auftritt. Im Wesentlichen werden deshalb mit diesen Experimenten nur Effekte der Kernoberfläche [6] beziehungsweise nur der Bereich kleiner Impulse der Impulsverteilung der Nukleonen im Kern [7] ausgemessen werden können.

Bei der Streuung von Elektronen an Kernen sind diese Nachteile nicht zu erwarten, denn:

1. Die Wechselwirkung ist bekannt, sie ist elektromagnetisch und wird mit großer Genauigkeit durch die Quantenelektrodynamik beschrieben [8].
2. Die Wechselwirkungskonstante der elektromagnetischen Wechselwirkung ist um den Faktor $\alpha = 1/137$ kleiner als die der starken Wechselwirkung. Doppelstreuung findet also etwa um den Faktor α^2 -mal seltener statt als bei Protonen.

Deshalb schlugen Jacob und Maris [9] schon 1962 vor, zur Untersuchung der einzelnen Nukleonen im Kern Experimente zur quasielastischen Streuung hochenergetischer Elektronen an den Nukleonen des Atomkerns durchzuführen. Seither haben mehrere Autoren [10 - 13] darauf hingewiesen, daß sich die quasielastische Streuung von Elektronen besonders gut eignet, die Struktur der Atomkerne auch für kleine Nukleon-Nukleon Abstände zu untersuchen. Die bisher durchgeführten Experimente [14 - 16] zeigen gute Übereinstimmung mit (p,2p)-Experimenten [7]; der Bereich hoher Impulse der Impulsverteilung der Nukleonen im Kern konnte mit ihnen jedoch noch nicht erfaßt werden, da sie mit relativ kleinen Primärenergien der Elektronen durchgeführt wurden.

1.2 DIE STOßNÄHERUNG

Das einfachste Modell zur Beschreibung von Reaktionen an zusammengesetzten Teilchen ist die Stoßnäherung. Man hat dabei die Vorstellung, daß das einfallende Elektron jeweils nur mit einem Nukleon wechselwirkt. Alle anderen Nukleonen werden durch die Reaktion nicht beeinflusst (deshalb auch Zuschauermodell genannt). Die Streuung des Elektrons erfolgt daher mit quasifreien Nukleonen, die Impulse mit der für den betreffenden Kern charakteristischen Impulsverteilung haben. Diese Impulsverteilung der Nukleonen im Kern - sie ist die Fourier-Transformierte der Einteilchen-Wellenfunktion - kann also ausgemessen werden, wenn man die Stoßnäherung anwenden kann. Die theoretische Ableitung der Stoßnäherung wurde von Chew und Wick [17,18] durchgeführt. Die Autoren zeigen, daß drei wesentliche Bedingungen bei der Anwendung der Stoßnäherung erfüllt sein müssen:

1. Die Wechselwirkung des einfallenden Teilchens findet nicht gleichzeitig an mehr als einem Nukleon des Kerns statt.
2. Die Amplitude der einfallenden Welle wird durch die Anwesenheit anderer Nukleonen nicht geändert.
3. Die Bindungsenergie der Nukleonen ist vernachlässigbar gegenüber der Wechselwirkungsenergie, so daß die Wechselwirkung nicht gestört wird.

Bei der quasielastischen Streuung von hochenergetischen Elektronen an ^{12}C sind diese Bedingungen erfüllt [19]: Die mittlere freie Weglänge der virtuellen Photonen beträgt ca. 700 fm und nicht ca. 2 fm wie bei Protonen. Die Wellenlänge der Photonen ist klein gegen den mittleren

Abstand der Nukleonen im Kern, und die Bindungsenergie von 15 MeV beziehungsweise 35 MeV ist klein gegen die Wechselwirkungsenergie.

Neuere Messungen [20] zeigen, daß auch der Zweiphotonen-austausch keinen wesentlichen Beitrag zur Streuung der Elektronen an ^{12}C liefert.

In den weiteren Rechnungen werden stets die Voraussetzungen der Stoßnäherung als erfüllt betrachtet. Weiterhin wird hier die Streuung hochenergetischer Elektronen in der ersten Born'schen Näherung bzw. der Ein-Photon-Austausch-Näherung behandelt.

1.3 KERMODELLE

a. Das Fermi-Gas Modell des Atomkerns

Über die Eigenschaften der Atomkerne lassen sich schon grobe Aussagen machen, wenn man die Nukleonen des Kerns als ein System unabhängiger Teilchen betrachtet und nur berücksichtigt, daß die Nukleonen als Spin 1/2 Teilchen der Fermi-Statistik genügen [21]. Die Wechselwirkung der Nukleonen untereinander wird in diesem Modell ganz vernachlässigt.

Berücksichtigt man nur die Fermi-Statistik, dann läßt sich der Phasenraum der A Nukleonen, die den Kern aufbauen, bis zu einer Grenze (x_F, k_F) füllen. Im Impulsraum der Nukleonen erhält man eine Kugel mit dem Radius k_F , in der alle Zustände besetzt sind.

Die relativ einfache mathematische Form der Impulsverteilung der Nukleonen im Kern dieses Modells

$$W(p_2) = \theta(p_2 - k_f) \quad (2)$$

gestattet es, numerische Voraussagen für viele Prozesse zu machen. Dazu wird meist die Größe der Fermi-Kugel, k_f , als freier Parameter aufgefaßt, der durch das Experiment bestimmt wird.

b. Das Schalenmodell des Atomkerns

Ein vollständiges Kernmodell müßte von der Form des Nukleon-Nukleon Potentials ausgehen. Aus den Phasenanalysen der Nukleon-Nukleon Streudaten lassen sich jedoch Potentiale ganz verschiedener Form bestimmen [22]. Der stark abstossende Teil bei kleinen Abständen ($r \leq 0.5$ fm) und der stark anziehende Teil bei mittleren Abständen ($0.5 \leq r \leq 1.0$ fm) heben sich jedoch bei allen so ermittelten Potentialen nahezu auf, so daß im Mittel die Nukleon-Nukleon Wechselwirkung im Kern eine relativ schwache Kraft zu sein scheint.

Im Schalenmodell des Atomkerns wird deshalb die Annahme gemacht [23], daß die Wechselwirkung der Nukleonen im Kern durch ein gemeinsames Potential $V_0(r)$ beschrieben werden kann, in dem sich die Nukleonen unabhängig voneinander bewegen.

Der Hamilton Operator des Kerns

$$H_0(1,2, \dots, A) = \sum_{i=1}^A \left\{ -\frac{\hbar^2}{2M_p} \nabla_i^2 + V_0(r_i) \right\} \quad (3)$$

hängt nur vom Einteilchenpotential $V_0(r)$ ab.

Die Einteilchen-Wellenfunktionen $\psi_\alpha(r)$ sind dann Lösungen folgender Schrödinger Gleichung:

$$\left\{ -\frac{\hbar^2}{2M} \nabla^2 + V_0(r) \right\} \psi_\alpha(r) = \epsilon_\alpha \psi_\alpha(r) \quad (4)$$

Auch $\psi_\alpha(r)$ wird also hauptsächlich durch die Eigenschaften des Potentials $V_0(r)$ bestimmt.

$V_0(r)$ läßt sich nach der Hartree-Fock Methode näherungsweise berechnen. Meist werden jedoch phänomenologische Ansätze wie Oszillator- oder Woods-Saxon-Potentiale verwendet. Die Parametrisierung nach dem Woods-Saxon Potential hat sich bei vielen Experimenten gut bewährt [24]:

$$V_{WS}(r) = \bar{V} \left| 1 + \exp\left(\frac{r-R}{a}\right) \right|^{-1} \quad (5)$$

Die hier verwendeten Werte von \bar{V} , R und a wurden aus der Lage der Separationsenergieniveaus und Messungen zur elastischen Streuung von Elektronen gewonnen [24]. Sie betragen:

Für die $s_{1/2}$ -Schale des ^{12}C -Kerns

$$\bar{V}_s = 35 \text{ MeV}; \quad R_s = 1.4(A-1)^{1/3} \text{ fm}, \quad a_s = 0.65 \text{ fm}$$

und für die $p_{3/2}$ -Schale des ^{12}C -Kerns

$$V_p = 12 \text{ MeV}; \quad R_p = 1.4(A-1)^{1/3} \text{ fm}, \quad a_p = 0.65 \text{ fm}$$

Da sich mit Schalenmodell-Wellenfunktionen dieser Art die Struktur der Atomkerne für mittlere Abstände ($r_{ij} \geq 0.5 \text{ fm}$) gut beschreiben läßt, ist es sinnvoll, zur Be-

schreibung der Struktur der Atomkerne für kleine Nukleon-Nukleon Abstände von diesen Wellenfunktionen auszugehen.

c. Kurzreichweitige Nukleon-Nukleon Korrelationen

Kollektive Eigenschaften der Atomkerne wie z.B. die Riesenresonanz und Zweiteilchen-Reaktionen wie (γ, pn) -Experimente lassen sich nicht durch das Einteilchen-Schalenmodell beschreiben [25]. Auch das relativ starke Gewicht hoher Impulse von $p_2 \geq 200$ MeV/c in der Impulsverteilung der Nukleonen des Kerns, das durch einige Experimente [26 - 30] ((γ, p) , elastische Elektronenstreuung) angedeutet wird, läßt sich mit den üblichen Schalenmodellparametern nicht reproduzieren. Es muß deshalb die Wechselwirkung der Nukleonen im Kern untereinander durch Einführung von Nukleon-Nukleon Korrelationen für sehr kleine Abstände der Nukleonen von $r \leq 0.5$ fm berücksichtigt werden. Dabei ist es zweckmäßig, von den Schalenmodell-Wellenfunktionen auszugehen, durch die sich die Experimente bei niedrigeren Primärenergien beschreiben lassen.

Die Einbeziehung kurzreichweitiger Korrelationen in eine Schalenmodellbeschreibung des Atomkerns geschieht hier nach der Methode von Jastrow [31,32]: Mit Hilfe von Zweiteilchen-Korrelationsfaktoren $f(r_{ij})$ wird eine korrelierte Wellenfunktion des A Nukleonensystems eingeführt durch

$$\bar{\Psi}(1, \dots, A) = \prod_{i < j} f(r_{ij}) \psi(1, \dots, A) \quad (6)$$

$\psi(1, \dots, A)$ bedeutet hier die Wellenfunktion des einfachen Schalenmodells.

Die Faktoren $f(r_{ij})$ sind Funktionen des Relativabstands r_{ij} je zweier Nukleonen, deren asymptotisches Verhalten durch die Eigenschaften des Nukleon-Nukleon Potentials bestimmt wird:

$$\begin{aligned} f(r_{ij}) &\rightarrow 0 && \text{für } r_{ij} \rightarrow 0 \\ f(r_{ij}) &\rightarrow 1 && \text{für große } r_{ij} \end{aligned} \tag{7}$$

Im Prinzip ist es möglich, $f(r_{ij})$ bei vorgegebenem Nukleon-Nukleon Potential näherungsweise zu berechnen [33]. Oft wird $f(r_{ij})$ rein phänomenologisch behandelt und in einer physikalisch sinnvollen Weise parametrisiert [34]:

$$f(r) = 1 - g(r) \tag{8}$$

$$g(r) = \int dp' w(q') j_0(q'r) \tag{9}$$

Der Übergang zum Impulsspektrum $w(q')$ des Korrelationsfaktors aus Gleichung 9 läßt eine anschauliche physikalische Deutung zu: Während sich im Schalenmodell die Nukleonen unabhängig in einem mittleren Potential bewegen, simuliert der Korrelationsfaktor nunmehr den Austausch von (hohen) Relativimpulsen q' zwischen je zwei Schalenmodell-Nukleonen nach einer Verteilung $w(q')$. Der mathematisch einfachste Ansatz für $w(q')$ ist [22]:

$$w(q') = \delta(q' - q_c) \tag{10}$$

q_c erhält die Bedeutung eines Korrelationsparameters, der systematisch variiert wird. Durch Vergleich mit geeigneten Experimenten erhofft man sich Information über den typischen Wertebereich von q_c .

Die Analyse einiger Experimente ((γ ,pn), π -Absorption) deutet darauf hin, daß man die Daten mit einem Wert von $q_0 \approx 300$ MeV/c beschreiben kann [26-30,81].

1.4 DIE KINEMATIK DES STREUPROZESSES

Die Streuung eines Elektrons an einem Nukleon des ^{12}C -Kerns wird durch den Feynman-Graphen von Abb. 1 beschrieben. Die Energien und Impulse der ein- und auslaufenden Elektronen werden mit (E_1, p_1) und (E_3, p_3) bezeichnet. Die Masse des Elektrons wird in den folgenden Rechnungen vernachlässigt ($m_e \ll E_1$). Als Metrik für das Skalarprodukt zweier Vierervektoren wurde

$$p \cdot q = p_0 q_0 - \vec{p} \cdot \vec{q} \quad (11)$$

gewählt. h und c wurden gleich 1 gesetzt. Die Masse des Protons wird mit M_p bezeichnet.

Die kinematischen Parameter des ausgetauschten virtuellen Photons sind:

Energie des virtuellen Photons:

$$\nu = E_1 - E_3 \quad (12)$$

Impuls des virtuellen Photons:

$$\vec{q} = \vec{p}_1 - \vec{p}_3 \quad (13)$$

Viererimpulsübertrag auf das Nukleon:

$$q^2 = -4 E_1 E_3 \sin^2 \theta_e / 2 \quad (14)$$

Mit θ_e wird hier der Streuwinkel des Elektrons bezeichnet. Der Impuls des Rückstoßprotons für die quasielastische Streuung von Elektronen an einem gebundenen Proton des Kerns der Massenzahl A wird mit p_4 bezeichnet. Nach dem Impulssatz (siehe Abb. 2) beträgt der Impuls des Rückstoßkerns

$$\vec{p}_R = \vec{q} - \vec{p}_4 \quad (15)$$

Aus dem Energiesatz

$$E_1 - E_3 = \frac{p_4^2}{2M_p} + \frac{p_R^2}{2(A-1)M_p} - \epsilon \quad (16)$$

und dem Impulssatz (Gleichung 15) lassen sich bei Kenntnis von (E_1, \vec{p}_1) und (E_3, \vec{p}_3) , der Bindungsenergie ϵ der Nukleonen im Kern und der Richtung des Rückstoßprotons θ_p alle anderen Größen berechnen. Der Betrag des Impulses des Rückstoßprotons läßt sich somit schreiben als:

$$|p_4| = \frac{|\vec{q}|}{A} \cos \theta_{q4} + \sqrt{\frac{|\vec{q}|^2 \cos^2 \theta_{q4}}{A} - \frac{q^2}{A} + \frac{2M_p(A-1)}{A}(E_1 + \epsilon - E_3)} \quad (17)$$

Dabei bedeutet θ_{q4} der Winkel zwischen der Richtung des Rückstoßprotons und der Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons. Nach dem Impulssatz läßt sich nun auch der Impuls p_2 des gebundenen Protons vor dem Stoß berechnen.

Diese kinematische Situation ist in Abb. 3 dargestellt. Der Vektor \vec{q} wird durch E_1, E_3 und θ_e festgelegt. Der Vektor des Rückstoßprotons \vec{p}_4 kann nach Gleichung 17

nur auf den zur s- bzw. p-Schale gehörenden Kreisen liegen. Aus Abb. 3 ist ersichtlich, daß man durch systematische Variation des Winkels θ_p der Rückstoßprotonen einen großen Bereich der Impulse \vec{p}_2 der gebundenen Protonen im Kern erfassen kann.

1.5 DER DREIFACH DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR DIE QUASIELASTISCHE ELEKTRONSTREUUNG

Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich nach [35] in einer Lorentz-invarianten Form schreiben als

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_1 d\Omega_p} = \frac{2\pi}{4E_1 E_3} \sum_{\text{Spins}} |M_{if}|^2 \rho_f \quad (18)$$

ρ_f ist die Phasenraumdichte, die für drei Teilchen im Endzustand durch

$$\rho_f = \frac{E_4 p_4 E_3}{1 - \frac{E_4}{E_{A-1}} \left(\frac{\vec{p}_4 \cdot \vec{\sigma}}{p_4} - 1 \right)} \quad (19)$$

gegeben ist.

Das Summenzeichen in Gleichung 18 bedeutet, daß über die Spins der einlaufenden Teilchen gemittelt und über den Spin der auslaufenden Teilchen summiert werden muß. M_{if} ist das Übergangsmatrixelement zwischen dem Anfangszustand i und dem Endzustand f .

Nach den Regeln der Quantenelektrodynamik [36] läßt sich das Übergangsmatrixelement für die Elektronenstreu-

ung in der Ein-Photon-Austausch-Näherung schreiben als:

$$M_{if} = \frac{4\pi e^2}{q} (\bar{u}_f \gamma_\mu u_i) \cdot J_{fi}^\mu \delta(p_i - p_f) \quad (20)$$

u_i und u_f sind die Dirac-Spinoren des einlaufenden und des gestreuten Elektrons. Die δ -Funktion berücksichtigt den Energieerhaltungssatz. Ihr Argument ist nach Formel 16 gegeben.

J_{fi}^μ sind die Matrixelemente des Vierer-Stroms der ein- und auslaufenden Nukleonen:

$$J_{fi}^\mu = (Q_{fi}, \vec{J}_{fi}) \quad (21)$$

Wird der Kern als aus nichtrelativistischen Pauli Teilchen zusammengesetzt behandelt, kann man J_{fi} nach $1/M_p$ entwickeln [19,37]. Q_{fi} läßt sich zerlegen in $Q_{fi} = Q_1 + Q_2$ mit:

$$Q_1(\vec{q}) = F_1(q^2) \langle \psi_f | \sum_{j=1}^A e^{i\vec{q}\vec{r}_j} \left| \frac{1+\tau_3(j)}{2} \right| | \psi_i \rangle \quad (22)$$

$$Q_2(\vec{q}) = \frac{q_\mu^2}{8M^2} \langle \psi_f | \sum_{j=1}^A \left\{ \frac{1+\tau_3(j)}{2} F_1(q_\mu^2) + 2\kappa_j F_2(q^2) \right\} e^{i\vec{q}\vec{r}_j} | \psi_i \rangle \quad (23)$$

Für $\vec{J}_{fi}(\vec{q}) = \vec{J}_1(\vec{q}) + i \vec{J}_2(\vec{q})$ erhält man:

$$\vec{J}_1(\vec{q}) = \frac{1}{2M} F_1(q^2) \langle \psi_f | \sum_{j=1}^A \{ \vec{p}_j e^{i\vec{q}\vec{r}_j} + e^{i\vec{q}\vec{r}_j} \vec{p}_j \} \left| \frac{1+\tau_3(j)}{2} \right| | \psi_i \rangle \quad (24)$$

$$\vec{J}_2(\vec{q}) = \frac{1}{2M} \langle \psi_f | \sum_{j=1}^A \left[\frac{1+\tau_3(j)}{2} F_1(q^2) + \kappa_j F_2(q^2) \right] (\vec{\sigma}_j \cdot \vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{r}_j} | \psi_i \rangle \quad (25)$$

Q_1 ist der Coulomb-Term, Q_2 bezeichnet man als Darwin-Foldy-Term. \vec{J}_1 und \vec{J}_2 sind die Konventionen- und die Spin-Bahn-Terme. In Formel 22 bis 25 bedeutet:

ψ_i, ψ_f = Wellenfunktion der ein- und auslaufenden Nukleonen

\vec{p}_j = Impuls des j-ten Nukleons

$\tau_3(j)$ = 3. Komponente des Isospins des j-ten Nukleons

κ_j = anomales magnetisches Moment des j-ten Nukleons

σ = Pauli-Spin-Operatoren

$F_1(q^2), F_2(q^2)$ = elektromagnetische Formfaktoren der Nukleonen.

Für die Formfaktoren wurden die Werte der freien Nukleonen eingesetzt und das Skalengesetz angenommen (siehe Anhang A).

Beschränkt man sich nun auf Kerne mit abgeschlossenen Schalen oder Unterschalen und behandelt das auslaufende Proton in Born'scher Näherung als ebene Welle, erhält man für das Quadrat des Übergangsmatrixelements [38]:

$$\sum_{\text{Spins}} |M_{fi}|^2 = \left(\frac{4\pi e^2}{q^2} \right)^2 |F(q^2)|^2 |B_Q^2 + B_J^2 - 2B_{QJ}| 4\pi N_\alpha |W_{n_\alpha l_\alpha}(p_2)|^2 \quad (26)$$

mit

$$B_Q^2 = \left\{ 1 + \frac{q^2}{8M^2} (1 + 2\kappa_p) \right\}^2 (4E_1 \cdot E_3 + q^2)$$

$$B_J^2 = \frac{1}{M^2} \{ [\vec{p}_1 \cdot (2\vec{p}_4 - \vec{q})] [p_3 \cdot (2\vec{p}_4 - \vec{q})] + (1 + \kappa_p)^2 (\vec{p}_1 \cdot \vec{q}) \cdot (\vec{p}_3 \cdot \vec{q}) \} -$$

$$- \frac{q^2}{4M^2} \left| (2\vec{p}_4 - \vec{q})^2 + 2(1 + \kappa_p)^2 \vec{q}^2 \right|$$

$$B_{QJ} = \frac{1}{M} \left\{ 1 + \frac{q^2}{8M^2} (1 + 2\kappa_p) \right\} (E_3 \vec{p}_1 + E_1 \vec{p}_3) \cdot (2\vec{p}_4 - \vec{q})$$

N_α = Anzahl der Protonen in der Schale α .

Durch die Abseparierung des Überlappungsintegrals $W_{n_\alpha l_\alpha}(p_2)$ zwischen den ein- und auslaufenden Wellen des Nukleons ist diese Beschreibung der quasielastischen Streuung unabhängig von der Wahl des Kernmodells [39]. Im Schalenmodell des Kerns ist $W_{n_\alpha, l_\alpha}(p_2)$ die Fouriertransformierte der Radialwellenfunktion des Nukleons im Kern

$$W_{n_\alpha, l_\alpha}(p_2) = \int_0^\infty dr r^2 j_{l_\alpha}(p_2 r) R_{n_\alpha l_\alpha}(r) \quad (27)$$

$|W_{n_\alpha, l_\alpha}(p_2)|^2$ gibt somit die Wahrscheinlichkeit an, daß ein Nukleon mit den Kernquantenzahlen n_α und l_α den Fermiimpuls p_2 hat.

Gl. 18 kann nun in vereinfachter Form geschrieben werden als

$$\frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_e d\Omega_p} = |F(q^2)|^2 \cdot \Lambda \cdot |W_{n_\alpha 1_\alpha}(p_2)|^2 \quad (28)$$

wobei Λ für die nach Gl. 26 gegebenen kinematischen Faktoren steht.

Mit der Messung der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen bei der quasielastischen Streuung von Elektronen kann daher die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern direkt ausgemessen werden.

Das auslaufende Proton wurde in dieser Rechnung als ebene Welle behandelt. Endzustandswechselwirkungen wurden bisher vernachlässigt. Mehrere Autoren [40-42] haben diese Rechnungen unter Berücksichtigung der Wechselwirkung des auslaufenden Protons mit dem Restkern durchgeführt. Dabei wurde für den Restkern ein optisches Potential [43,44] eingesetzt, dessen Realteil vernachlässigbare Effekte bewirkt, da die Energie der auslaufenden Protonen in diesem Experiment groß ist ($E_4 \gtrsim 100$ MeV). Der Imaginärteil bewirkt zwar eine Absorption der auslaufenden Protonen, führt aber nicht zu einer Änderung der Winkelverteilung [40]. Nach Berechnungen von de Carvalho et al. [45] ist der Absorptionskoeffizient ausserdem im ganzen hier in Frage kommenden Energiebereich der Rückstoßprotonen konstant. Epp und Griff [41] geben für Protonen aus der s-Schale einen Absorptionsfaktor $A_s = 0.59$ und für Protonen aus der p-Schale einen Absorptionsfaktor $A_p = 0.75$ an.

Aus der Messung der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen bei der quasielastischen Streuung hochenergetischer Elektronen kann somit direkt die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern bestimmt werden.

1.6 DER ZWEIFACH DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT

Wird nur das gestreute Elektron beobachtet, läßt sich der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen in der Ein-Photon-Austausch-Näherung nach Abb. 1 folgendermaßen aufschreiben [46]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_3} = 2Z^2\alpha^2 \frac{d^3p_3}{2E_3} \frac{1}{q^2} J_{\mu\nu} t^{\mu\nu} \frac{1}{((p_1 p_2)^2 - m^2 M_T^2)} \quad (29)$$

dabei bedeutet:

m Masse des Elektrons

M_T Masse des Targetkerns

Z Ladung des Targetkerns

$t^{\mu\nu}$ Strom Matricelement der Elektronen

$J_{\mu\nu}$ Strom Matricelement der Hadronen

$t^{\mu\nu}$ läßt sich nach den Regeln der Quantenelektrodynamik berechnen.

Die Struktur des Hadronenstrom-Tensors wird durch

Lorentz Kovarianz

Paritätserhaltung und

Stromerhaltung

so eingeschränkt, daß nur noch zwei Kovarianten übrigbleiben [47,48]:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_3} = Z^2\sigma_M \left[W_2(q^2, \nu) + 2 \operatorname{tg}^2 \frac{\theta_e}{2} W_1(q^2, \nu) \right] \quad (30)$$

σ_M ist der Mott-Wirkungsquerschnitt für die Streuung zweier punktförmiger Ladungen:

$$\sigma_M = \frac{\alpha^2 \cos^2 \frac{\theta}{2}}{4E_1^2 \sin^4 \frac{\theta}{2}} \quad (31)$$

W_1 und W_2 werden Formfaktoren oder Strukturfunktionen genannt. Sie hängen im allgemeinen Fall nur von zwei skalaren Variablen ab. Meist werden die Strukturfunktionen in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag q^2 und von der Energie des ausgetauschten virtuellen Photons ν angegeben.

Unter den Voraussetzungen der Stoßnäherung und der nichtrelativistischen Behandlung der Target-Nukleonen hat Moniz [49] die Strukturfunktionen für Kerne mit gleicher Protonen- und Neutronenzahl ($N = Z = A/2$) berechnet:

$$W_1(q^2, \nu) = \frac{3}{4\pi A} \left(\frac{2\Omega}{3\pi^2 A} \right) \frac{2\pi}{|\vec{q}|} \int_0^\infty dp_2 \frac{p_2 n(p_2)}{\sqrt{M_2^2 + p_2^2}} \left[1 - n \left(\sqrt{p_2^2 + 2M_p \nu \left(1 + \frac{\nu}{2M_p} \right)} \right) \right] \cdot \quad (32)$$

$$\cdot \left\{ T_1(q^2) + \frac{1}{2} \frac{T_2(q^2)}{M_p^2} \left[p_2^2 - \left(\frac{M\nu}{|\vec{q}|} \left[1 + \frac{\nu}{2M_p} \right] - \frac{|\vec{q}|}{2} \right)^2 \right] \right\}$$

$$W_2(q^2, \nu) = \frac{3}{4\pi A} \left(\frac{2\Omega}{3\pi^2 A} \right) \frac{T_2(q^2)}{M^2} \frac{2\pi}{|\vec{q}|} \int_0^\infty dp_2 \frac{p_2 n(p_2)}{\sqrt{M_2^2 + p_2^2}} \left[1 - n \left(\sqrt{p_2^2 + 2M_p \nu \left(1 + \frac{\nu}{2M_p} \right)} \right) \right] \cdot$$

$$\begin{aligned}
 & \cdot \left[\sqrt{M_p^2 + p_2^2} - \frac{v}{|\vec{q}|} \left(\frac{Nv}{|\vec{q}|} \left[1 + \frac{v}{2M} \right] - \frac{|\vec{q}|}{2} \right) \right]^2 \\
 & + \frac{1}{2} \frac{q^2}{|\vec{q}|^2} \left[p_2^2 - \left(\frac{Mv}{|\vec{q}|} \left[1 + \frac{v}{2M_p} \right] - \frac{|\vec{q}|}{2} \right)^2 \right] \} \quad (33)
 \end{aligned}$$

T_1 und T_2 sind Linearkombinationen der Strukturfunktionen der freien Teilchen für den zu untersuchenden Prozeß. $n(k)$ ist die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern. Das Normalisierungsvolumen Ω ist durch die Beziehung $\frac{4\Omega}{(2\pi)^3} \cdot \int dp_2 n(p_2) = A$ definiert.

Die Integration über die Impulse der einlaufenden Nukleonen läßt sich nach Moniz durchführen für den Fall, daß man die Impulsverteilung des Fermi-Gas-Modells des Kerns annimmt:

$$n(p_2) = \theta(p_2 - k_F) \quad (34)$$

Im Fall der quasielastischen Streuung der Elektronen an den Nukleonen des Kerns sind T_1 und T_2 Linearkombinationen der Formfaktoren der freien Nukleonen. Die Form des Wirkungsquerschnitts im Bereich des quasielastischen Maximums, die hauptsächlich durch die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern bestimmt wird, ist bei diesem einfachen Kernmodell im wesentlichen eine Parabel, deren Breite durch den Parameter k_F , die Größe der Fermi Kugel, bestimmt wird.

Da die Darstellung der Strukturfunktionen W_1 und W_2 nach Gl. 32 und 33 für jeden Prozeß gilt, für den man einen Satz von Formfaktoren angeben kann, läßt sich auch der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion der 1. Nukleonresonanz $\Lambda(1236)$ berechnen. T_1 und T_2 wurden von Moniz nach Gourdin und Salin [50] berechnet, die Reso-

nanz wurde jedoch als stabiles Teilchen behandelt. Die Endformel bei Moniz muß deshalb noch mit der für die $\Delta(1236)$ -Resonanz charakteristischen relativistischen Breit-Wigner Form gefaltet werden, die aus der Streuphasenanalyse bei der Pion-Nukleon-Streuung gewonnen wurde [51]:

$$I(W) = \frac{\Gamma(W)}{(W-M^*)^2 + \frac{\Gamma^2(W)}{4}} \quad (35)$$

mit

$$\Gamma(W) = \frac{0.128 \cdot \left(0.85 \frac{|p_\pi^*|}{m_\pi}\right)^3}{1 + \left(0.85 \frac{p_\pi^*}{m_\pi}\right)^2} \quad (36)$$

Dabei bedeuten:

M^* = Invariante Masse der Resonanz = 1.236 GeV

p_π^* = Impuls des Zerfallspions im Ruhesystem der Resonanz

m_π = Masse des π -Mesons = 0.14 GeV

Der nichtresonante Anteil der Elektroproduktion von Pionen wird durch das Modell von Moniz nicht beschrieben.

Das Modell von Moniz liefert geschlossen angebbare numerische Voraussagen nur dann, wenn man das einfache Fermi-Gas-Modell des Atomkerns zugrunde legt. Eine Integration des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitts für die quasielastische Streuung nach Abschnitt 1.5 über den Raumwinkel der Rückstoßprotonen ist analytisch auch nicht durchführbar [52]. Diese Integration

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_3} = \int_{\Omega_p} \frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_e d\Omega_p} d\Omega_p \quad (37)$$

läßt sich jedoch numerisch durchführen:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_3} = \sum_{\Omega_p} \frac{d^3\sigma}{dE_3 d\Omega_e d\Omega_p} \Delta\Omega_p \quad (38)$$

Mit diesem numerischen Verfahren kann - wie Gl. 28 zeigt - der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für beliebige Impulsverteilungen der Nukleonen im Kern berechnet werden.

Für den Vergleich der experimentellen Daten mit Kernmodellen, die über das einfache Fermi-Gas-Modell hinausgehen, wurden im Bereich der $\Lambda(1236)$ -Resonanz die numerischen Voraussagen des dispersionstheoretischen Modells von Gutbrod und Simon [53] verwandt. Dieses Modell hat sich zur Beschreibung der Elektroproduktion im Bereich der 1. Nukleonresonanz an freien Protonen [54,55] und an Deuterium [56,57] gut bewährt.

Das Modell von Gutbrod und Simon ist eine relativistische Erweiterung der dispersionstheoretischen Arbeiten von Fubini, Nambu und Wataghin [58]. Es werden dabei zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte folgende Annahmen gemacht:

- a. Für die Nukleonformfaktoren gelten der Dipolfit, scaling law und $G_{EN} = 0$ (siehe Anhang A).
- b. Für den Formfaktor des Pions wird der elektrische Formfaktor des Protons eingesetzt.
- c. Nur die Multipolamplitude M_{1+} trägt zur Anregung der

ersten Nukleonresonanz bei.

- d. Der nichtresonante Untergrund kann durch Bornsterme beschrieben werden.

Zur Berücksichtigung der Fermi-Bewegung der Nukleonen im ^{12}C -Kern wurden die nach diesem Modell berechneten Wirkungsquerschnitte für freie Protonen und Neutronen mit der Impulsverteilung der gebundenen Nukleonen gefaltet [59].

1.7 DUALITÄT UND SUMMENREGELN

Bei niedrigem Impulsübertrag q^2 und kleiner invarianter Masse W lassen sich die Spektren der Elektron-Nukleon-Streuung durch die Anregung von Resonanzen im s-Kanal beschreiben. Der glatte Verlauf des Wirkungsquerschnitts bei großem W wird durch den Austausch von Teilchen im t-Kanal beschrieben. Nach der Dualitätshypothese sind diese beiden Beschreibungen äquivalent zur Darstellung der Streuamplitude. Dies wird durch die Finite-Energy-Sum-Rules [60] ausgedrückt, wonach die t-Kanal-Amplitude im Mittel gleich der s-Kanal-Amplitude ist.

Für große q^2 und ν zeigen die Strukturfunktionen $W_1(q^2, \nu)$ und $W_2(q^2, \nu)$ in Gl. 30 das sogenannte "scaling"-Verhalten [61], d.h., daß sie nur noch von einer Variablen

$$\omega = \frac{2M\nu}{-q^2} \quad (39)$$

abhängen:

$$W_2(q^2, \nu) \rightarrow F_2(\omega) \quad \text{für} \quad \begin{array}{l} q^2 \rightarrow \infty \\ \nu \rightarrow \infty \end{array} \quad (40)$$

Die Dualitätshypothese besagt nun, daß die "scaling"-Funktion $F_2(\omega)$ im Mittel gleich der Strukturfunktion νW_2 im Resonanzgebiet sein soll [62].

Bloom und Gilman formulierten eine Summenregel

$$\int_{\nu_1}^{\nu_2} \{\nu W_2(q^2, \nu) - F_2(\omega)\} d\nu = 0 \quad (41)$$

die die Strukturfunktion im Resonanzgebiet mit der Strukturfunktion im tiefinelastischen Bereich verknüpft. Rittenberg und Rubinstein [63] verallgemeinerten diese Summenregel für jede Gerade in der q^2 - ν -Ebene im raumartigen Bereich. Sie schlugen außerdem vor, die "scaling"-Variable

$$\omega' = \frac{2M\nu + \xi^2}{(-q^2) + a^2} \quad (42)$$

zu verwenden, die für den Bjorken'schen Grenzfall

$$\nu \rightarrow \infty, \quad q^2 \rightarrow \infty, \quad \omega = \frac{2M\nu}{q^2} = \text{const}$$

mit der Variablen ω übereinstimmt. Die Parameter ξ^2 und a^2 werden dabei aus den Meßdaten ermittelt.

Die Summenregel von Rittenberg und Rubinstein

$$\int_0^{\nu_m} \left\{ \frac{\omega}{\omega'} \nu W_2(q^2, \nu) - F_2(\omega) \right\} d\nu = 0 \quad (43)$$

wurde für die Strukturfunktion $\frac{\omega}{\omega'} W_2(q^2, \nu)$ aufgestellt, um die Nullstelle von W_2 bei $q^2 = 0$ zu kompensieren.

2. DER EXPERIMENTELLE AUFBAU

Die Messungen wurden an einem externen Elektronenstrahl des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg durchgeführt. Die gestreuten Elektronen wurden in einem Spektrometer nachgewiesen. Zum Nachweis der Rückstoßprotonen diente ein Szintillationszählerrhodoskop.

2.1 DER PRIMÄRE ELEKTRONENSTRAHL

Die im Synchrotron umlaufenden Elektronen wurden nach etwa 10.000 Umläufen aus dem Synchrotron ejiziert und durch eine Anordnung von Ablenkmagneten und Quadrupolen auf das Target fokussiert.

Die Ejektion der Elektronen erfolgte nach dem sogenannten "beam bump"-Verfahren [64]. Dabei wird etwa 1 msec vor dem Ende der Beschleunigungsperiode der Sollkreis des im Synchrotron umlaufenden Strahls durch Einschalten eines inhomogenen Magneten (Regenerator) lokal verbogen. Dadurch verschiebt sich die Betatronfrequenz des Synchrotrons in die Nähe einer Resonanzstelle mit der Umlauffrequenz. Das bewirkt eine Vergrößerung der horizontalen Strahlamplitude, und ein Teil der Elektronen überspringt eine zum Strahl parallele Stromschiene (Ejektor), deren Feld die Teilchen nach innen aus dem magnetischen Führungsfeld ejiziert. Ein Ablenkmagnet (Kicker Magnet) lenkt die Elektronen dann nach außen in das Strahltransportsystem.

Dieser Vorgang wiederholt sich während ca 1000 Umläufen der Elektronen im Ring, so daß eine Ejektionsdauer von etwa 1 msec erreicht werden kann. Dabei werden etwa 20%

- 60% der umlaufenden Elektronen ejiziert. Die Wiederholfrequenz des Beschleunigers beträgt 50 Pulse/sec. Der Ejektionszeitpunkt wurde so gewählt, daß die Ejektionsdauer symmetrisch um das maximale Führungsfeld des Synchrotrons lag, damit die Energieunschärfe des externen Elektronenstrahls möglichst klein ist. Sie betrug bei dieser Messung weniger als 0.5%.

Der externe Elektronenstrahl wurde durch ein stark fokussierendes System aus zwei Ablenkmagneten und vier Quadrupolen (Abb. 4) auf das Target fokussiert. Das System bildet den Strahlaustritt am Synchrotron dabei dispersionsfrei auf das Target ab.

Die ungefähre Abmessung des Strahls konnte über Fernsehkameras an vier Stellen des Strahlführungssystems auf Fluoreszenz-Leuchtschirmen beobachtet werden. Die genaue Bestimmung der Größe und Lage des Elektronenstrahls am Target geschah mit Hilfe von Silberphosphatgläsern [65]: An den vom Elektronenstrahl getroffenen Stellen werden proportional zur Intensität metastabile Moleküle angeregt. Durch Bestrahlung mit UV-Licht konnte dann die Intensitätsverteilung des primären Elektronenstrahls ermittelt werden (Abb. 5). Die Halbwertsbreite des Fokus am Target betrug bei dieser Messung im Mittel 1.2 mm vertikal und 3.5 mm horizontal.

Die Anzahl der das Target durchfliegenden Elektronen wurde mit einem totalabsorbierenden Faraday-Käfig [66] bestimmt. Zur Kontrolle diente ein davor aufgestellter Sekundär-Emissions-Monitor (SEM).

Das Target bestand aus etwa 2 mm dicken Platten aus Reaktorgrafit mit einer Reinheit von 99.5%. Die Dicke wurde mit einer Mikrometerschraube gemessen und betrug 1.99 ± 0.15 mm. Die Dichte wurde aus dem Gewicht und

den Abmessungen des Targetmaterials bestimmt und betrug $1.55 \pm 0.03 \text{ g/cm}^3$.

Das Target wurde unter einem Winkel von 45° zum primären Elektronenstrahl aufgestellt, damit die Rückstoßprotonen auf ihrem Weg in die Nachweisapparatur möglichst wenig Materie durchlaufen müssen.

2.2 DAS ELEKTRONENSPEKTROMETER

Die gestreuten Elektronen wurden in einem Spektrometer nachgewiesen, das auf einer um das Target schwenkbaren Lafette aufgebaut ist (Abb. 6).

Dieses Spektrometer besteht aus einem Magneten mit homogenem Feld, vier Drahtfunkenkammern mit Ferritkern-Auslese [67,68], drei Szintillationszählern, einem Cerenkov- und einem Schauerzähler. Durchquert ein Teilchen das Spektrometer, treten in den Szintillationszählern und im Schauerzähler gleichzeitig Impulse auf. Das koinzidente Auftreten von Impulsen in diesen Zählern löst eine triggerbare Funkenstrecke aus, die Hochspannung an die Funkenkammern legt. An den Stellen, wo durchfliegende Teilchen das Funkenkammergas ionisiert haben, kommt es zum Funkendurchbruch. Der Funkenort dient später zur Bestimmung des Impulses und des genauen Streuwinkels des nachgewiesenen Teilchens.

Der Drahtabstand der Funkenkammer beträgt 1 mm. Die horizontale Ortsauflösung beträgt 0.26 mm FWHM, die vertikale 0.2 mm FWHM. Damit kann man bei einem mittleren Krümmungsradius der Teilchen im Magnetfeld von 2750 mm eine Impulsauflösung von 0.6% erreichen. Die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers wird durch den Kollimator

bestimmt und beträgt 0.695 mster. Die Genauigkeit der Winkelmessung wird durch die horizontale Ortsauflösung der Funkenkammern bestimmt und beträgt 0.1 mrad. Die Impulsakzeptanz des Sepktrometers beträgt $\pm 20\%$. Abb. 9 zeigt die aus dieser Messung ermittelte Akzeptanzkurve in Abhängigkeit vom Krümmungsradius. Um das durch die Apparatur gehende Teilchen identifizieren zu können, wird die Impulshöhe des Schauerzählers und das Ansprechen des Cerenkovzählers registriert.

Da die Funkenkammern eine Totzeit von etwa 1 msec haben, kann während der Ejektionszeit eines Synchrotronzyklus nur ein Ereignis registriert werden. Die maximale Datenrate bei diesem Experiment betrug daher 50 Ereignisse pro Sekunde.

Zur Bestimmung der Totzeitverluste der Apparatur waren zwei Szintillationszähler auf der Lafette montiert, deren koinzidente Zählrate mit zwei elektronischen Zählern registriert wurde, von denen der eine nur bis zum Zeitpunkt des Ereignisses sensitiv war. Das Verhältnis der Zählraten dieser beiden Zähler ergibt ein exaktes Maß für die Totzeitverluste der Apparatur.

2.3 DAS HODOSKOP ZUM NACHWEIS DER RÜCKSTOSSPROTONEN

Der Nachweis der Rückstoßprotonen erfolgt mit einer Szintillationszähleranordnung, die auf einer schwenkbaren Lafette aufgebaut ist und aus drei Ebenen besteht (siehe Abb. 7). Die erste und zweite Ebene wird von 12 horizontalen bzw. vertikalen, 1 cm dicken, 43.2 cm langen und 3.6 cm breiten Szintillationszählern (NE 104 Plastic-Szintillator) gebildet. Dadurch wird der von dem Hodoskop erfaßte Raumwinkelbereich von $31^{\circ} \times 31^{\circ}$

in 144 Elemente aufgeteilt, was einer Winkelauflösung von ± 1.3 Grad entspricht. Eine dritte Ebene, die aus vier 5 cm dicken und 18 cm \times 18 cm großen Szintillationszählern besteht, dient zur besseren Separation der Rückstoßprotonen von minimalionisierendem Untergrund und zur Vermeidung von Mehrdeutigkeiten. Vor der Zähleranordnung befindet sich eine 0.5 mm dicke Bleifolie, die weiche Gammaquanten und langsame Elektronen daran hindert, in die Apparatur zu gelangen.

An jedem Szintillationszähler ist ein Photovervielfacher (Valvo 56 DVP) angebracht. Über die Impulshöhe des abgegebenen Signals wird der Energieverlust des nachgewiesenen Teilchens im Szintillationsmaterial registriert. Dadurch können Protonen und andere die Zähler durchquerende Teilchen unterschieden werden.

2.4 DIE SCHNELLE ELEKTRONIK

Das gleichzeitige Ansprechen der drei Szintillationszähler und des Schauerzählers der Elektronenlafette definiert ein Streueignis. Jeder Zähler des Hodoskops zum Nachweis der Rückstoßprotonen und der Cerenkovzähler sind mit dem Impuls, der ein Ereignis definiert, in Koinzidenz (Chronetics, Serie 100) geschaltet (siehe Abb. 8). Hat einer dieser Zähler innerhalb einer Überlappungsbreite von ± 10 nsec gleichzeitig mit der Elektronenseite angesprochen, wird ein zugehöriger Flip-Flop-Speicher gesetzt und die Impulshöhe des Zählersignals in einem Analog-Digital-Wandler (Lecroy, Analog-Digital-Wandler) registriert.

Die Information über die Meßzeit, die Intensität des primären Elektronenstrahls, die Totzeit der Apparatur

und die Rate der Koinzidenzen und zufälligen Koinzidenzen wurde mit elektronischen Zählern (Borer, Elektronische Zähler) registriert.

2.5 DIE DATENAUFNAHME

Zur Datenaufnahme ist eine Rechenanlage (CDC 1700) an alle Meßgeräte gekoppelt. Bei jedem Ereignis erhält der Computer einen Interrupt-Impuls, der ihn veranlaßt, den Zustand der Magnetkernchen der Funkenkammern, der Flip-Flops und der ADC's des Protonenhodoskops einzulesen. Bei jedem dreißigsten Ereignis wird zusätzlich die Zählrate der elektronischen Zähler eingelesen. Die Meßdaten wurden in Blöcken zu 10 Ereignissen auf einem Magnetplattenspeicher zwischengespeichert.

Zwischen den Ereignissen, deren Aufnahme nur 6 msec in Anspruch nimmt, hat der Computer Zeit, aus den Funkenkoordinaten die Krümmungsradien der gestreuten Elektronen im Feld des Ablenkmagneten zu berechnen. Außerdem können Kontrollprogramme über einen Fernschreiber angewählt werden, die es gestatten, die Funktion der gesamten Apparatur ständig zu überwachen und erste Auswertungen zu machen.

Hat der Computer 10.000 Ereignisse registriert, unterbricht er die Datenaufnahme und speichert die Meßwerte dieser Ereignisse auf Magnetband.

2.6 WAHL DER MESSPARAMETER

Für die Wahl der kinematischen Parameter waren folgende Punkte zu berücksichtigen:

- a. Der Viererimpulsübertrag q^2 darf nicht zu groß gewählt werden, da der Wirkungsquerschnitt stark mit wachsendem q^2 abnimmt, d.h. der Streuwinkel der Elektronen soll möglichst klein sein (siehe Gl. 30).
- b. q^2 darf auch nicht zu klein sein, da sonst die Voraussetzungen der Stoßnäherung nicht mehr erfüllt sind.
- c. Die Energie der Rückstoßprotonen soll nicht zu klein sein ($E_4 \geq 100$ MeV), da sonst die Endzustandswechselwirkung der Protonen eine bedeutende Rolle spielt.
- d. Die Impulsverteilung der Protonen im Kern soll bis zu hohen Impulsen von $p_2 \approx 200$ MeV ausgemessen werden können.

Es wurden deshalb Primärenergien der Elektronen zwischen 2.0 GeV und 2.7 GeV und Streuwinkel der Elektronen zwischen 12° und 15° gewählt.

Zur Bestimmung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden Messungen bei einem festen Streuwinkel der Elektronen von 15° und drei Primärenergien (2.0 GeV, 2.5 GeV und 2.7 GeV) durchgeführt. Dadurch konnte eine modellunabhängige Behandlung der Strahlungskorrekturen vorgenommen werden.

Die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen für die quasi-elastische Streuung an den Nukleonen des ^{12}C -Kerns wurde bei Viererimpulsüberträgen von $-q^2 = 6 \text{ fm}^{-2}$, 10 fm^{-2} und

12 fm^{-2} bei Primärenergien der Elektronen von 2.5 GeV und 2.7 GeV gemessen. In Tabelle 1 sind die Parameter dieser Messung zusammengestellt.

Die Magnetfeldstärke des Ablenkmagneten des Elektronenspektrometers wurde so gewählt, daß das Impulsspektrum der gestreuten Elektronen sowohl die quasielastische Streuung als auch die erste Nukleonresonanz zeigte. Die Stellung des Hodoskops zum Nachweis der Rückstoßprotonen wurde so gewählt, daß auch bei großem Impulsübertrag das Maximum der Winkelverteilung noch erfaßt wurde.

Es wurden so viele Ereignisse gemessen, daß der statistische Fehler pro 10 MeV Kanal im Spektrum der gestreuten Elektronen weniger als 3% betrug bzw. der statistische Fehler pro Element des Protonenhodoskops und Energieintervall der Rückstoßprotonen von 20 MeV kleiner als 10% war.

3. AUSWERTUNG DER MESSDATEN

3.1 GEWINNUNG DES ZWEIFACH DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS

Zur Gewinnung des Spektrums der gestreuten Elektronen und des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts wurden all diejenigen Ereignisse ausgewählt, denen durch die Position der Funken in drei von vier Funkenkammern eindeutig eine Teilchenspur zuzuordnen war. Aus der Funkenposition konnte nun der Krümmungsradius der Teilchen im Feld des Ablenkmagneten berechnet werden [54]. Ereignisse, die nicht aus der Richtung des Targets kamen, wurden vom Programm erkannt und verworfen. Um sicher zu gehen, daß die übriggebliebenen Ereignisse alles Elektronen sind, wurde das Impulshöhenspektrum des Schauerzählers betrachtet. Durch Vergleich mit einem Impulshöhenspektrum, das aus Ereignissen gewonnen wurde, die durch das Ansprechen des Cerenkovzählers als sichere Elektronenereignisse identifiziert wurden, konnte festgestellt werden, daß der Anteil der Pionen und anderer Untergrundteilchen kleiner als 0.5% war [69]. Der Beitrag von Pionen konnte deshalb vernachlässigt werden.

Nicht alle gestreuten Elektronen, die den Kollimator passieren, werden von den Funkenkammern nachgewiesen. Teilchen, die z.B. einen sehr kleinen Impuls haben, werden durch den Ablenkmagneten so stark abgelenkt, daß sie nicht mehr in die Funkenkammern gelangen, wenn sie den Kollimator weit unten passiert haben. Das führt zu einer nicht 100%igen Akzeptanz der Apparatur für sehr große und sehr kleine Impulse der gestreuten Elektronen. Durch Berechnung der Kollimatorbelegung für verschiedene Krümmungsradien [70] wurde aus den gemessenen Ereignissen die in Abb. 9 gezeigte Impulsakzeptanz berechnet.

Für die weitere Rechnung wurde die durchgezogene Kurve benutzt. Jedes Ereignis wurde nun mit der seinem Krümmungsradius entsprechenden Akzeptanz gewichtet.

Aus dem Krümmungsradius des gestreuten Elektrons konnte nun unter Zuhilfenahme der Erregungskurve des Ablenkmag-
neten die Elektronenenergie berechnet werden. Alle Er-
eignisse, deren Streuwinkel nicht der Sollwinkelstellung
der Elektronenlafette entsprachen, wurden, um einen Ver-
gleich mit theoretischen Vorhersagen machen zu können
und eine bessere Impulsauflösung zu erreichen, auf Soll-
winkel korrigiert. Aus der Winkelabweichung $\Delta\theta_e$ vom ein-
gestellten Winkel θ_e und der gemessenen Streuenergie E_3'
konnte über den Zusammenhang:

$$E_3 = E_3' + \frac{E_1 \cdot E_3'}{M_p} \Delta\theta_e \cdot \sin \theta_e \quad (44)$$

diejenige Streuenergie E_3 berechnet werden, die das Elek-
tron beim Streuwinkel θ_e gehabt hätte.

Die Impulsauflösung des Spektrometers betrug nach dieser
Korrektur im Bereich des quasielastischen Maximums 0.6%.

Die im Spektrometer nachgewiesenen Elektronen wurden nicht
ausschließlich am Kohlenstofftarget gestreut. Um Ereignis-
se, die von der Strahlung an der das Target umgebenden Luft
herrühren, abzuseparieren, wurden für alle Parameter Mes-
sungen ohne Target durchgeführt. Diese Messungen wurden
nach Umrechnung auf gleiche Anzahl primärer Elektronen von
den Messungen mit Kohlenstofftarget abgezogen. Diese Kor-
rektur betrug maximal 5%. Die übriggebliebenen Ereignisse
stammen nun alle von Elektronen, die am Kohlenstofftarget
gestreut wurden.

Diese Ereignisse wurden nun nach der Streuenergie geordnet und im Energieintervall von 10 MeV einsortiert. Aus diesem Zählratenspektrum wurde der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt nach folgender Formel gebildet:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega_e dE_3} = \frac{N}{I_0} \frac{A}{\rho \cdot d \cdot L \cdot \Delta\Omega_e \cdot \Delta E_3} \cdot \eta_{F_k}^{-1} \cdot \eta_{S_z}^{-1} \cdot F_\theta \quad (45)$$

Dabei bedeutet:

- N = Anzahl der am ^{12}C -Target gestreuten Elektronen
- I_0 = Anzahl der primären Elektronen
- A = Molekulargewicht von Kohlenstoff (A = 12g/Mol)
- ρ = Dichte des Kohlenstofftargets ($\rho = 1.55 \text{ g/cm}^3$)
- d = effektive Dicke des Kohlenstofftargets
- L = Loschmitt'sche Zahl ($L = 6.02 \cdot 10^{23} \text{ Mol}^{-1}$)
- $\Delta\Omega$ = Raumwinkel des Elektronenspektrometers
($\Delta\Omega = 0.695 \text{ mster}$)
- ΔE_3 = Streuenergieintervall, für das der Wirkungsquerschnitt gebildet wurde ($E_3 = 0.01 \text{ GeV}$)
- η_{S_z} = Ansprechwahrscheinlichkeit der ein Ereignis definierenden Szintillationszähler ($\eta_{S_z} = 99\%$)
- η_{F_k} = Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern
($\eta_{F_k} \approx 99\%$)
- F_θ = Korrektur zur Berücksichtigung der endlichen Kollimatoröffnung.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszähler wurde an einem Teststrahl bei DESY gemessen. Die An-

sprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern wurde während der Datenaufnahme bestimmt. Die Korrektur zur Berücksichtigung der endlichen Kollimatoröffnung wurde unter der Annahme berechnet, daß sich der Wirkungsquerschnitt wie bei der elastischen Elektron-Proton-Streuung verhält. Sie beträgt 1.016 bis 1.02.

Die Werte für A und L wurden Tabellen entnommen [71], d wurde mit einer Mikrometerschraube gemessen. ρ wurde aus dem Gewicht und den Abmessungen des Targetmaterials bestimmt.

In Tabelle 2.1 bis 2.3 sind in Spalte 4 die so berechneten zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Elektronen an ^{12}C für Primärenergien der Elektronen von $E_1 = 2.0 \text{ GeV}$, 2.5 GeV und 2.7 GeV und Streuwinkeln von $\theta_e = 15^\circ$ angegeben. Die in Spalte 5 angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler unter Berücksichtigung der Akzeptanz des Elektronenspektrometers und der Messungen ohne Target.

3.2 GEWINNUNG DER WINKELVERTEILUNG DER RÜCKSTOßPROTONEN FÜR DIE QUASIELASTISCHE STREUUNG

Von den Ereignissen, die im Elektronenspektrometer als Elektronen identifiziert wurden, wurden die Ereignisse ausgesucht, bei denen in der ersten und der zweiten Ebene des Szintillationszähler-Hodoskops genau je ein Zähler angesprochen hatte. Dadurch ist ein Winkelintervall von $2.6^\circ \times 2.6^\circ$ eindeutig festgelegt, in dem koinzident mit dem Elektron ein Teilchen in dem Hodoskop nachgewiesen wurde. Dies war in ca 20% der Ereignisse der Fall. Bei allen anderen Ereignissen hatten in mindestens einer Ebene zwei oder mehr (10%) oder überhaupt kein

Zähler (70%) angesprochen.

Von diesen Ereignissen wurden nun getrennt für jeden Szintillationszähler die Impulshöhenspektren der Zähler-signale gebildet. Abb. 10 zeigt, daß das Hauptmaximum, das von Rückstoßprotonen herrührt, im Vergleich zu Impulshöhenspektren bei Wasserstoff stark verbreitert ist. Das rührt daher, daß die Energie der Rückstoßprotonen durch die Fermibewegung der Nukleonen im Kern stark variiert. Da der Energieverlust der Protonen im Szintillatormaterial und also auch die Impulshöhe stark von deren Energie abhängt, wurden Impulshöhenspektren der einzelnen Zähler für Energieintervalle der gestreuten Elektronen von 20 MeV gebildet. Abb. 11 zeigt, daß das Maximum, das von den Rückstoßprotonen herrührt, nun wesentlich schmaler ist. Im Bereich sehr kleiner Impulshöhen ist jetzt auch viel deutlicher das Nebenmaximum zu sehen, das von minimalionisierenden Pionen herrührt, die entweder vom Zerfall einer bei der Streuung gebildeten Nukleon-Resonanz kommen oder zufällig gleichzeitig mit den gestreuten Elektronen in die Apparatur gelangt sind.

Diese Ereignisse, die nicht von der quasielastischen Streuung von Elektronen an den Nukleonen des ^{12}C -Kerns herrühren, können nun durch einfache Schwellensetzung in den Impulshöhenspektren des Hodoskops absepariert werden. Man erhält durch dieses Verfahren Schwellen in Abhängigkeit von der Streuenergie der Elektronen. An diese aus der Messung gewonnenen Schwellen wurden Polynome angepaßt (Abb. 12), die bei der weiteren Auswertung in Abhängigkeit von der Streuenergie der Elektronen die Grenzen angeben, ab denen die Ereignisse zur quasielastischen Streuung zu zählen sind.

Zur Berechnung des gemessenen Winkels θ_p zwischen einfallendem Elektronenstrahl und den Rückstoßprotonen wurde die Mitte des Hodoskopelements von $3.6 \text{ cm} \times 3.6 \text{ cm}$ verwendet, das durch die beiden Zähler des Protonen-Hodoskops, die angesprochen hatten, definiert wird. Mit dem durch die Lage der Spur in den Funkenkammern des Elektronenspektrometers bestimmten Durchtrittsort des gestreuten Elektrons durch die Kollimatoröffnung konnte für jedes Ereignis die Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons bestimmt werden. Somit konnte der Winkel θ_{q4} zwischen virtuellem Photon und Rückstoßproton berechnet werden. Das Ereignis wurde nun demjenigen Hodoskopelement zugeordnet, das angesprochen hätte, wenn das gestreute Elektron durch die Mitte des Kollimators der Elektronenlafette gegangen wäre. Nun kann die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen in Abhängigkeit von der Streuenergie, jedoch bei festem Streuwinkel der Elektronen, angegeben werden. Um die Abhängigkeit der Winkelverteilung vom Energieübertrag aufzeigen zu können, wurde die Belegungsdichte des Protonenhodoskops in der Streuebene und senkrecht zur Streuebene für Intervalle der Streuenergie der Elektronen von 20 MeV gebildet.

5.3 DIE IMPULSVERTeilUNG DER GEBUNDENEN PROTONEN

Aus der Energie des gestreuten Elektrons, dessen Streuwinkel und dem Winkel des Rückstoßprotons zur Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons kann nach Gleichung 17 und 18 der Impuls des gebundenen Protons vor dem Stoß berechnet werden (vergleiche Abb. 4).

Für die Energie und den Streuwinkel des Elektrons wurden die aus den Koordinaten der Funkenkammern ermittelten, wirklichen Werte eingesetzt. Auch für die Richtung des

Winkels zwischen primärem Elektronenstrahl und den Rückstoßprotonen wurde der unkorrigierte Durchtrittsort der Protonen durch das Hodoskop verwendet. Dadurch konnte vermieden werden, daß Ungenauigkeiten in den Winkelkorrekturen eine Verfälschung der Impulsverteilung bewirken.

Da die Energie der Rückstoßprotonen nicht gemessen wurde, konnte zwischen Protonen aus der $s_{1/2}$ - und der $p_{3/2}$ -Schale des ^{12}C -Kerns nicht unterschieden werden. In Gl. 17 wurde zur Berechnung des Impulses der Protonen vor dem Stoß deshalb eine mittlere Bindungsenergie von 25 MeV eingesetzt. Die so erhaltene Impulsverteilung der Protonen im ^{12}C -Kern ist dann die kohärente Summe der Impulsverteilungen der s - und der p -Schale; sie muß jedoch noch mit der Akzeptanzfunktion gewichtet werden, die angibt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Apparatur einen Streuprozess nachweist, bei dem - die Stoßnäherung vorausgesetzt - das Proton vor dem Stoß den Impuls p_2 hatte. Diese Akzeptanzfunktion wurde bei der Berechnung der theoretischen Winkelverteilung der Rückstoßprotonen nach Gl. 28 gewonnen. Die experimentell gefundene Impulsverteilung wurde mit dieser Akzeptanzfunktion gewichtet und so normiert, daß die Verteilung im Maximum den Wert 1 hat.

In Tabelle 3 sind die so ermittelten Impulsverteilungen der im ^{12}C -Kern gebundenen Protonen für die drei Parametersätze dieser Messung angegeben.

3.4 STRAHLUNGSKORREKTUREN

Um die experimentellen Daten bei der Elektron-Streuung mit theoretischen Voraussagen vergleichen zu können, muß

berücksichtigt werden, daß Elektronen beim Durchgang durch das Target auch elektromagnetische Bremsstrahlung emittieren (externe Bremsstrahlung). Auch beim Streuprozess selbst finden im Feld des streuenden Nukleons Strahlungsprozesse statt (interne Bremsstrahlung).

Unter der Voraussetzung, daß die Bremsstrahlung in Richtung der ein- und auslaufenden Elektronen emittiert wird (peaking approximation), können die Beiträge der internen und externen Strahlungskorrektur zusammengefaßt werden. Der gemessene Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\text{Exp}}(E_1, E_3)$ kann dann nach Mo und Tsai [72] geschrieben werden als eine Superposition der Wirkungsquerschnitte $\sigma(E_1, E_3)$ ohne Strahlungseffekte:

$$\begin{aligned} \sigma_{\text{Exp}}(E_1, E_3) &= \sigma(E_1, E_3) e^{(\delta + \delta_t)} \\ &+ \left(\frac{\Lambda}{E_3}\right)^{\frac{f}{2}} \int_{E_1^{\text{min}}}^{E_1^{\text{max}}} \frac{A}{E_1 - E_1'} \sigma(E_1', E_3) dE_1' \\ &+ \left(\frac{\Lambda}{E_1}\right)^{\frac{f}{2}} \int_{E_3 + \Delta}^{E_3^{\text{max}}} \frac{B}{E_3' - E_3} \sigma(E_1, E_3') dE_3' \end{aligned} \quad (46)$$

δ und δ_t berücksichtigen den internen bzw. den externen Anteil der Bremsstrahlung. Λ ist ein kleines Energieintervall (hier 10 MeV), bei dem die Integration abgebrochen wird, da die Integrale an der Integrationsgrenze singularär werden. E_1^{min} bzw. E_3^{max} sind die kleinsten Primärenergien bzw. größten Streuenergien der Elektronen,

die von der Kinematik des Streuprozesses erlaubt sind. A, B, f und f' sind Funktionen der Energien und der Radiatordicken [72]. Das erste Integral beschreibt den Anteil des Spektrums, das von Strahlungsprozessen vor der Streuung herrührt; das zweite Integral den Beitrag der Strahlung nach dem Streuprozess. Gl. 46 läßt sich so auffassen, daß für $\sigma(E_1, E_3)$ Wirkungsquerschnitte theoretischer Voraussagen (z.B. nach Gl. 28) eingesetzt werden können. Man erhält dann mit Strahlung behaftete, theoretische Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{theor}}(E_1, E_3)$, die einen Vergleich mit den unkorrigierten experimentellen Daten zulassen. Diese Behandlung der Strahlungskorrekturen ist zwar modellabhängig, ermöglicht aber auch dann einen Vergleich zwischen theoretischen Voraussagen und experimentellen Daten, wenn Messungen nur bei einer Einstellung der Parameter E_1 und θ_e vorliegen. Nach dieser Methode wurden die Strahlungskorrekturen für die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen bei der quasielastischen Streuung berechnet*.

Schreibt man Gl. 46 um und löst sie nach $\sigma(E_1, E_3)$ auf [72]:

$$\sigma(E_1, E_3) = \sigma_{\text{Exp}}(E_1, E_3) e^{-(\delta + \delta_t)}$$

$$- e^{-(\delta + \delta_t)} \left(\frac{\Delta}{E_3}\right)^{\frac{f'}{2}} \int_{E_1^{\text{min}}}^{E_1 - \Delta} \frac{A}{E_1 - E_1'} \sigma(E_1', E_3) dE_1'$$

(47)

* Dieses Programm wurde mir von Herrn Dr. Bleckwenn zur Verfügung gestellt.

$$-e^{-(\delta+\delta_t)} \left(\frac{\Delta}{E_1}\right)^{\frac{f}{2}} \int_{E_3+\Lambda}^{E_3^{\max}} \frac{B}{E_3'-E_3} \sigma(E_1, E_3') dE_3' \quad (47)$$

so erhält man eine Integralgleichung, die angibt, wie man bei Kenntnis der experimentellen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{Exp}}(E_1, E_3)$ über einen weiten kinematischen Bereich die Wirkungsquerschnitte $\sigma(E_1, E_3)$ ohne Strahlungseffekte gewinnen kann. Gl. 47 läßt sich bei Kenntnis mindestens dreier Spektren der gestreuten Elektronen beim selben Streuwinkel iterativ lösen*. Diese Methode der Behandlung der Strahlungskorrekturen ist modellunabhängig und liefert Wirkungsquerschnitte, die direkt mit theoretischen Voraussagen verglichen werden können.

Bei diesem Experiment wurde der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt bei drei Primärenergien der Elektronen unter einem Streuwinkel von 15° gemessen. Es konnten somit die Strahlungseffekte nach Gleichung 47 entfaltet werden. In den Tabellen 2.1 bis 2.3, Spalte 6 sind die so erhaltenen Wirkungsquerschnitte ohne Strahlungseffekte angegeben. Abb. 13 zeigt, daß bei den strahlungskorrigierten Spektren die Maxima der quasielastischen Streuung und der ersten Nukleonresonanz deutlicher hervortreten als bei den reinen experimentellen Spektren. Die Bremsstrahlungseffekte bewirken also eine Verschmierung der Spektren.

Die Strahlungskorrekturen betragen je nach kinematischem Bereich 0% - 30%. Der Fehler der Strahlungskorrekturen, der von der Annahme der peaking approximation und den numerischen Näherungsverfahren herrührt, wird von Mo und

* Dieses Programm wurde mir von Herrn Dr. Partel zur Verfügung gestellt.

Tsai als etwa 10% angegeben. Der Fehler der Wirkungsquerschnitte durch die Strahlungskorrekturen beträgt demnach maximal 3%.

3.5 ZUSAMMENSTELLUNG DER FEHLER UND KORREKTUREN

In der nachfolgenden Tabelle sind die Korrekturen angegeben, die bei der Berechnung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnittes an die Daten angebracht wurden. In Spalte 2 sind die Beiträge am systematischen Fehler angegeben.

Art der Korrektur	Betrag der Korrektur	Fehler am Wirkungsquerschnitt
Strahlungskorrektur	0% - 30%	3%
Totzeit der Apparatur	10% - 30%	
Akzeptanz des Elektronenspektrometers	30%	} wurde im statistischen Fehler berücksichtigt
Zählrate ohne Target	5%	
Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammern	1% - 2%	
Ansprechwahrscheinlichkeit der Zähler	1%	
Öffnungswinkel des Kollimators	1.6% - 2%	
Beitrag von Pionen		0.5%
Intensität des primären Elektronenstrahls		2%
Targetdicke		2%
Targetdichte		2%
gesamter systematischer Fehler		5%

Der gesamte systematische Fehler bei der Berechnung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde durch quadratische Addition der Einzelfehler gewonnen. Er beträgt 5% (bei der Messung mit $E_1 = 2.5$ GeV war die Targetdicke nur auf ca 10% genau bekannt; daher beträgt hier der Gesamtfehler ca 11%).

Bei der Ermittlung der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen wurde der Winkel zwischen einfallendem Elektronenstrahl und Richtung der Rückstoßprotonen

horizontal um maximal 3° und

vertikal um maximal 5°

korrigiert. Bei der Gewinnung der Impulsverteilung der gebundenen Nukleonen wurde nur auf die Akzeptanz der Apparatur für die Impulse der Nukleonen vor dem Stoß korrigiert. Diese Korrektur wurde bei der Berechnung der statistischen Fehler mit berücksichtigt.

4. BESCHREIBUNG UND DISKUSSION DER MESSERGEBNISSE

4.1 DER ZWEIFACH DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT

In Abb. 17 bis 19 sind die zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Streuung von Elektronen an ^{12}C in Abhängigkeit von der Energie des gestreuten Elektrons für Primärenergien der Elektronen von $E_1 = 2.0 \text{ GeV}$, 2.5 GeV und 2.7 GeV und einem Streuwinkel von $\theta_e = 15^\circ$ angegeben. Die eingezeichneten Fehler sind die in Tabelle 2.1 bis 2.3 angegebenen statistischen Fehler.

Für große Energien der gestreuten Elektronen ist in Abb. 17 bis 19 deutlich das quasielastische Maximum zu sehen. Beiträge der elastischen Streuung der Elektronen am ganzen Kern oder der Anregung von Kernniveaus können vernachlässigt werden, da die Formfaktoren des Kerns und der Kernniveaus im hier vorliegenden Bereich des Viererimpulsübertrags bereits sehr klein gegen die Formfaktoren der freien Nukleonen sind [73].

Im Bereich kleinerer Streuenergien ist die Struktur des Spektrums nicht mehr so deutlich ausgeprägt, das Maximum der ersten Nukleonresonanz ist jedoch noch klar zu erkennen. Bei noch kleineren Energien der gestreuten Elektronen macht sich der Einfluß höherer Nukleonresonanzen bemerkbar.

Ein Vergleich der drei Spektren der gestreuten Elektronen zeigt, daß der Einfluß der Fermi-Bewegung der Nukleonen im Kern mit wachsender Primärenergie zu einer immer stärkeren Verschmierung der Maxima führt.

a. Vergleich des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts mit dem Modell von Moniz

Zum Vergleich der experimentellen Daten mit den numerischen Voraussagen des Modells von Moniz wurden Wirkungsquerschnitte für die quasielastische Streuung σ_{qe} und die Elektroproduktion der ersten Nukleonresonanz σ_{res} nach Gl. 30 berechnet. Die so erhaltenen Werte für die erste Resonanz wurden mit der relativistischen Breit-Wigner Verteilung nach Gl. 35 gefaltet.

Zusammen mit dem resonanten Anteil wird bei Elektroproduktionsexperimenten auch ein nicht-resonanter Untergrund gemessen, der an der Schwelle W_s für die Ein-Pion-Produktion durch eine s-Welle beschrieben werden kann und der Wurzel $\sqrt{W-W_s}$ proportional ist [74]. Der Beitrag des nicht-resonanten Anteils der Elektroproduktion von Pionen σ_{nres} wurde deshalb durch einen phänomenologischen Ansatz

$$\sigma_{nres} = \sqrt{W-W_s} \left\{ \sum_{n=0}^2 A_n (W-W_s)^n \right\}$$

angenähert. Dieses Verfahren hat sich bei der Beschreibung der Daten zur Elektroproduktion von Pionen an Wasserstoff [75] und Deuterium [56] gut bewährt.

Der Gesamtwirkungsquerschnitt σ_{ges} in dem hier gemessenen Bereich setzt sich dann aus drei Anteilen zusammen:

$$\sigma_{ges} = C_1 \sigma_{qe}(k_F) + C_2 \sigma_{res} + \sigma_{nres}$$

Zum Vergleich mit den Meßwerten dieses Experimentes wurde σ_{ges} an den experimentellen, zweifach differentiellen

len Wirkungsquerschnitt angepaßt (siehe Abb. 14 bis 16). Die numerischen Werte für die Parameter C_1 , C_2 und k_F wurden aus der besten Anpassung an die experimentellen Daten ermittelt. Sie sind in Tabelle 4 mit den aus der Anpassung ermittelten Fehler angegeben. Es zeigt sich, daß die Fehler der Anpassung im Bereich des quasielastischen Maximums noch relativ klein ($\leq 10\%$) sind, die absolute Höhe des Maximums jedoch von dem Modell von Moniz zu groß vorausgesagt wird. Der aus diesem Experiment ermittelte Wert k_F für die Größe der Fermi-Kugel stimmt mit einem Experiment [75] bei niederen Werten des Viererimpulsübertrags q^2 nicht überein, bei dem ein um 15% größerer Wert für k_F gefunden wurde.

Für den Bereich der Elektroproduktion von Pionen läßt sich aus der Anpassung der Voraussagen des Modells von Moniz nicht entscheiden, wie groß der resonante Beitrag σ_{res} am Wirkungsquerschnitt ist. (Titov et al. [76] geben zwar für kleine q^2 eine Übereinstimmung im Maximum der ersten Nukleon-Resonanz zwischen dem Modell von Moniz und den experimentellen Daten an, es geht aus der Arbeit jedoch nicht hervor, ob die Autoren die Breite der Resonanz und den nichtresonanten Untergrund berücksichtigt haben.)

Die Abb. 14 bis 16 zeigen auch, daß die Übereinstimmung in der Form der Spektren zwischen den experimentellen Daten und dem Modell von Moniz nicht sehr befriedigend ist und mit wachsender Primärenergie der Elektronen schlechter wird. Mit einem Modell, das den Atomkern als ein System wechselwirkungsfreier Teilchen behandelt, lassen sich demnach die experimentellen Ergebnisse dieses Experiments nicht beschreiben.

4.1 b. Vergleich des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts mit Schalenmodellrechnungen

Zum Vergleich der gemessenen zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitte mit Modellen, denen nicht nur das einfache Fermi-Gas Modell des Atomkerns zugrunde liegt, wurde die Annahme gemacht, daß die Coulomb-Wechselwirkung der Protonen im Kern untereinander vernachlässigbar gegenüber der starken Wechselwirkung ist, sich Protonen und Neutronen im Kern also gleich verhalten. Die Impulsverteilung der gebundenen Neutronen im ^{12}C -Kern wurde deshalb gleich der der Protonen gesetzt [77].

Der Beitrag der quasielastischen Streuung der Elektronen an den Nukleonen des Kerns σ_{qe} wurde durch numerische Integration des dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitts nach Gl. 38 berechnet. Der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt wurde nach Gl. 28 berechnet. Bei der Berechnung des Übergangsmatrixelements nach Gl. 26 wurden verschiedene Impulsverteilungen* der Nukleonen im Kern verwandt:

- a. Die Impulsverteilung, die mit den Schalenmodell-Parametern des Woods-Saxon Potentials nach Abschnitt 1.3b berechnet wurde.
- b. Impulsverteilungen, die aus Schalenmodell-Wellenfunktionen unter Berücksichtigung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon Korrelationen gewonnen wurden. Dies geschah nach der in Abschnitt 1.3c beschriebenen Parametrisierung durch Einführung je einer Fourierkomponente q_c des Jastrow'schen Zweiteilchen-Korrelationsfaktors. Als Werte für die Korrelationsparameter wur-

* Diese Impulsverteilungen wurden mir von Herrn Blum zur Verfügung gestellt.

den $q_c = 250 \text{ MeV/c}$, 300 MeV/c , 350 MeV/c und 400 MeV/c gewählt.

Zur Berechnung des Anteils σ_{1236} der ersten Nukleonresonanz am Gesamtspektrum wurde das disperionstheoretische Modell von Gutbrod und Simon zugrunde gelegt. Die nach diesem Modell berechneten Wirkungsquerschnitte* für freie Protonen und Neutronen wurden mit denselben Impulsverteilungen der gebundenen Nukleonen gefaltet, die für die Berechnung des quasielastischen Anteils verwendet wurden.

Der Beitrag σ_{1520} der zweiten Nukleonresonanz und des Untergrunds von höheren invarianten Massen wurde durch eine Breit-Wigner Verteilung variabler Breite angenähert. Der so berechnete theoretische Gesamtwirkungsquerschnitt, der sich aus drei Beiträgen zusammensetzt

$$\sigma_{\text{ges}} = A \sigma_{qe}(q_c) + B \sigma_{1236}(q_c) + C \sigma_{1520}$$

wurde mit einer Gauss-Verteilung von 10 MeV Breite gefaltet, die das experimentelle Auflösungsvermögen des Elektronenspektrometers simulieren soll [54].

Für jede der fünf ausgewählten Impulsverteilungen der Nukleonen im Kern wurden die drei Beiträge am Gesamtwirkungsquerschnitt an die gemessenen Daten angepaßt. Anpassungsparameter waren die absoluten Höhen der einzelnen Beiträge (A,B,C) und die Breiten der Breit-Wigner Verteilung der zweiten Resonanz. In Tabelle 5 sind die Werte der besten Anpassung dieser Größen zusammen mit dem χ^2 der Anpassung angegeben.

* Hierzu wurde mir von Herrn Dr. Gutbrod ein Programm zur Verfügung gestellt.

Die beste Anpassung der theoretischen Voraussagen an die experimentellen Wirkungsquerschnitte wurde für alle drei Spektren mit der Impulsverteilung erzielt, bei der kurzreichweitige Nukleon-Nukleon Korrelationen mit einer Fourierkomponente von $q_c = 250 \text{ MeV}/c$ berücksichtigt wurden. In Abb. 17 bis 19 ist als durchgezogene Linie die Kurve mit der besten Anpassung bei $q_c = 250 \text{ MeV}/c$ eingezeichnet. Die einzelnen Beiträge zum Gesamtwirkungsquerschnitt sind gestrichelt gezeichnet.

Die Anpassung an die Form des Spektrums ist überall befriedigend. Impulsverteilungen mit anderen Korrelationsparameter als $q_c = 250 \text{ MeV}/c$ geben die Form des Spektrums nicht korrekt wieder: Das Maximum der quasielastischen Streuung wird zu breit, fällt jedoch für sehr große Streuenergien und zwischen quasielastischem Maximum und erster Resonanz stark ab.

Tabelle 5 ist zu entnehmen, daß der absolute Beitrag der quasielastischen Streuung recht gut vorausgesagt wird. Der Wirkungsquerschnitt für die quasielastische Streuung von Elektronen an ^{12}C ist die inkohärente Summe der Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Nukleonen des Kerns. Die Formfaktoren der im ^{12}C -Kern gebundenen Nukleonen unterscheiden sich demnach nicht von den Formfaktoren freier Nukleonen.

Die absolute Höhe der ersten Nukleon-Resonanz wird jedoch von dem Modell von Gutbrod und Simon um etwa 25% zu groß vorausgesagt. Wie sich auch in anderen Experimenten [75,86] zeigt, scheint die Elektroproduktion von Pionen der ersten Nukleon-Resonanz an ^{12}C an den gebundenen Nukleonen des ^{12}C -Kerns im Bereich der $\Delta(1236)$ -Resonanz im Vergleich zu freien Nukleonen unterdrückt zu sein. Qualitative Erklärungen für diesen Effekt lie-

fern Abschätzungen [78,79], daß die Voraussetzungen der Stoßnäherung im Bereich der ersten Resonanz Fehler in der Berechnung der Wirkungsquerschnitte von ca. 20% bewirken. Auch der Einfluß des Pauli Prinzips [80] im Endzustand ergibt eine Unterdrückung der Resonanzanregung: Der Zerfall der Resonanz ist nicht möglich, wenn das Zerfallsnukleon in einen von einem anderen Nukleon des ^{12}C -Kerns schon besetzten Zustand zerfallen würde. Numerische Voraussagen liegen jedoch noch nicht vor.

4.2 DIE WINKELVERTEILUNG DER RÜCKSTOSSPROTONEN FÜR DIE QUASIELASTISCHE STREUUNG VON ELEKTRONEN AN ^{12}C

In Abb. 20 ist die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen in der Streuebene für zwei verschiedene Energien der gestreuten Elektronen bei einer Primärenergie von 2.5 GeV und einem Streuwinkel der Elektronen von 12° zu sehen. Die Breite des Energieintervalls der gestreuten Elektronen beträgt 20 MeV. Die eingezeichneten Fehler sind die statistischen Fehler. In Abb. 20a ist der Energieverlust der gestreuten Elektronen klein, die Richtung des ausgetauschten, virtuellen Photons liegt etwa in der Mitte des vom Protonenhodoskop erfaßten Winkelbereichs. Die Winkelverteilung zeigt ein Maximum in Richtung des ausgetauschten virtuellen Photons. Mit wachsendem Energieverlust der Elektronen wird der Winkel zwischen primärem Elektronenstrahl und virtuellem Photon kleiner. Auf der rechten Seite von Abb. 20 ist zu sehen, daß bei $E_3 = 2.15$ GeV nun das Maximum der Winkelverteilung etwa am Rand des Hodoskops liegt. Das Protonenhodoskop erfaßt nun die Flanke der Verteilung der Rückstoßprotonen zu großen Winkeln.

Die experimentell gewonnene Winkelverteilung der Rückstoßprotonen wurde mit dem nach Gl. 18 berechneten dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitt für die quasi-elastische Streuung von Elektronen verglichen. Da die theoretische Winkelverteilung der einzelnen Schalen des Kerns entsprechend der Struktur der Impulsverteilung der gebundenen Protonen scharfe Minima enthält, die experimentell nicht auflösbar waren, wurde der dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt an je vier Punkten jedes Raumwinkelements von $2.6^\circ \times 2.6^\circ$ des Protonenhodoskops berechnet. Über diese vier Werte des Wirkungsquerschnittes wurde anschließend gemittelt. Außerdem wurde der Wirkungsquerschnitt für je zwei Werte des Energieverlustes der Elektronen in dem Energieintervall von 20 MeV berechnet. Durch die Mittelung über die Raumwinkelemente und die Energie der gestreuten Elektronen erhält man einen glatten Verlauf der Winkelverteilung.

Bei der Berechnung des Übergangsmatrixelements nach Gl. 26 wurden wieder fünf verschiedene Impulsverteilungen der gebundenen Nukleonen verwandt, eine des reinen Schalenmodells ($q_c = 0$) und vier mit kurzreichweitigen Nukleon-Nukleon Korrelationen, die nach der Fourierkomponente q_c des Zweiteilchen Korrelationsfaktors parametrisiert waren ($q_c = 250, 300, 350$ und 400 MeV/c).

An die dreifach differentiellen Wirkungsquerschnitte wurden getrennt für jede Impulsverteilung die Strahlungskorrekturen nach Gl. 46 angebracht. Die Wirkungsquerschnitte für Protonen aus der s- und der p-Schale des ^{12}C -Kerns wurden nun addiert. Man erhält theoretische Wirkungsquerschnitte jedes Raumwinkelements des Hodoskops, die mit den experimentellen Daten direkt verglichen werden können. Die so gewonnenen Sätze von Wirkungsquerschnitten wurden nun getrennt nach den verschiedenen

Impulsverteilungen an die experimentellen Winkelverteilungen angepaßt. Anpassungsparameter war nur die Höhe der Verteilung. Die Güte der Anpassung ändert sich nur wenig in Abhängigkeit vom Korrelationsparameter q_c . Die theoretische Winkelverteilung, die mit einer Impulsverteilung mit $q_c = 300 \text{ MeV}/c$ berechnet wurde, liefert jedoch die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. In Abb. 20 bis 22 sind die theoretischen Winkelverteilungen mit $q_c = 300 \text{ MeV}/c$ in ausgewählte experimentelle Winkelverteilungen aller drei Meßparametersätze eingezeichnet. Die Übereinstimmung ist für kleine Energien des ausgetauschten virtuellen Photons ν befriedigend (linke Seite der Abbildung). Die theoretische Winkelverteilung verläuft jedoch bei großen ν viel steiler als die experimentelle. Der relativ flache Verlauf der experimentellen Winkelverteilung ist durch schlechte Abseparierung des Untergrunds nicht zu erklären, da gerade Untergrundteilchen vorwiegend in Richtung des primären Elektronenstrahls gehen. Auch die Berücksichtigung der Endzustandswechselwirkung der Rückstoßprotonen durch Absorptionsfaktoren nach Epp und Griff [41] für Protonen aus der s- und der p-Schale ($A_s = 0.59$, $A_p = 0.75$) führt nicht zu einer wesentlichen Änderung der theoretischen Winkelverteilung. Der relativ flache Verlauf der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen deutet darauf hin, daß selbst die Impulsverteilungen, bei denen kurzreichweitige Korrelationen berücksichtigt wurden, zu kleine Beiträge hoher Impulskomponenten liefern.

4.3 DIE IMPULSVERTEILUNG DER GEBUNDENEN NUKLEONEN

In Abb. 23 ist die experimentell gefundene Impulsverteilung der im ^{12}C -Kern gebundenen Protonen zu sehen.

Die eingezeichneten Fehler sind statistische Fehler unter Berücksichtigung der Akzeptanzfunktion, die für hohe Impulse der Targetnukleonen stark abfällt.

Die eingezeichneten Kurven sind Impulsverteilungen nach Blum [81]. Die theoretische Verteilung mit Berücksichtigung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon Korrelationen beschreibt die experimentell gefundenen Impulsverteilungen zwar besser als die ohne Korrelationen, aber auch sie liefert zu kleine Beiträge im Bereich der Impulsverteilung der gebundenen Nukleonen zwischen 1.2 fm^{-1} und 2.0 fm^{-1} . Dies entspricht der experimentell gefundenen flachen Winkelverteilung der Rückstoßprotonen bei großen Energieverlusten der gestreuten Elektronen und ist konsistent mit einem Experiment an ${}^6\text{Li}$ [86] im selben kinematischen Bereich.

Diese Ergebnisse zeigen, daß zur Beschreibung der Struktur des ${}^{12}\text{C}$ -Kerns für kleine Abstände bzw. große Fermi-Impulse der Nukleonen das Schalenmodell des Atomkerns durch Berücksichtigung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon Korrelationen modifiziert werden muß. In der Parametrisierung der Korrelationen durch einzelne Fourierkomponenten q_c des Jastrow'schen Zweiteilchen-Korrelationsfaktors liefern, wie in anderen Experimenten, die sensitiv auf kleine Nukleon-Nukleon Abstände sind, Wellenfunktionen mit $q_c \approx 300 \text{ MeV}/c$ die beste Übereinstimmung mit den experimentellen Daten. Der relativ große Beitrag hoher Impulse in der Impulsverteilung wird durch diesen Ansatz jedoch quantitativ nicht richtig wiedergegeben.

4.4 PRÜFUNG DER DUALITÄT

Zur Prüfung der Dualitätshypothese muß die Strukturfunktion $\nu W_2(q^2, \nu)$ im Resonanz- und im tiefinelastischen

Kontinuumsgebiet verglichen werden.

Die scaling-Funktion $F_2(\omega)$ ist für Kohlenstoff nicht bekannt. Es existieren jedoch vorläufige Resultate für den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt [82] in einem kinematischen Bereich, wo die Strukturfunktion bei Wasserstoff und Deuterium schon scaling-Verhalten zeigt [83]. Aus diesen Messungen wurde ein Bereich ermittelt, in dem die scaling-Funktion für ^{12}C zu suchen ist. Dazu wurden folgende Annahmen gemacht:

- a. Das Verhältnis des totalen Absorptionsquerschnitts für longitudinal und transversal polarisierte Photonen $R = \sigma_L/\sigma_T$ hat für Kohlenstoff denselben Wert wie für Wasserstoff

$$R = 0.18$$

- b. Die freien Parameter ξ^2 und a^2 der scaling-Variablen

$$\omega'' = \frac{2Mv + \xi^2}{(-q^2) + a^2}$$

sind dieselben wie bei Wasserstoff [60] und Deuterium [56]:

$$\xi^2 = 1.3 \text{ (GeV)}^2 \quad a^2 = 0.42 \text{ (GeV)}^2$$

- c. Für die Berechnung der scaling-Funktion wurden aus Zitat [82] Werte in dem kinematischen Bereich hoher q^2 und v ausgewählt, da bei Wasserstoff und Deuterium nur hier scaling-Verhalten vorliegt.

Der unter diesen Annahmen berechnete Bereich für die scaling-Funktion ist in Abb. 24 schraffiert. Unter den-

selben Annahmen wurde die Funktion $\omega/\omega'' \nu W_2(\omega'')$ dieser Messung im Bereich des quasielastischen Maximums und der ersten Nukleonresonanz berechnet. In Abb. 24 ist $\omega/\omega'' \nu W_2(\omega'')$ für die hier gemessenen drei Spektren der gestreuten Elektronen eingezeichnet. Es zeigt sich, daß die Werte im Kontinuumsgebiet tatsächlich im Sinne eines Mittelwerts gleich denen im Resonanzgebiet sind. Die semilokale Dualität ist also bei Verwendung der scaling-Variablen ω auch bei ^{12}C für den Bereich $0.2 (\text{GeV}/c)^2 \leq (-q^2) \leq 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ gut erfüllt. Eine quantitative Berechnung der Summenregel nach Gl. 40 ist jedoch nicht möglich, da die scaling-Funktion $F(\omega)$ noch nicht hinreichend genau bekannt ist.

ZUSAMMENFASSUNG

In dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurde der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen hoher Energie an ^{12}C im Bereich $0.2 (\text{GeV}/c)^2 \leq q^2 \leq 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ und $W \leq 1.5 \text{ GeV}$ gemessen. Für die quasi-elastische Streuung der Elektronen an den Nukleonen des Kohlenstoffkerns wurde außerdem die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen bestimmt.

Die Ergebnisse dieses Experiments sind:

1. Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung von Elektronen an ^{12}C im Bereich des quasielastischen Maximums stimmt mit dem Wirkungsquerschnitt für die Streuung an freien Nukleonen überein, d.h., die Struktur der im ^{12}C -Kern gebundenen Nukleonen unterscheidet sich nicht von der Struktur freier Nukleonen. Regt man jedoch Nukleon-Resonanzen im Kern an, zeigt sich der Einfluß der Kernmaterie auf die Struktur der Nukleonen: Der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion von Pionen im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz an ^{12}C ist um ca. 25% kleiner als der Wirkungsquerschnitt an freien Nukleonen.

Die Form des Spektrums der gestreuten Elektronen kann beschrieben werden durch den integrierten dreifach differentielle Wirkungsquerschnitt und das dispersionstheoretische Modell von Gauthier und Simon für die Elektroproduktion von Pionen im Bereich der ersten Nukleon-Resonanz wenn man die Schalenmodell-Wellenfunktion des ^{12}C -Kerns durch kurzreichweitige Nukleon-Nukleon Korrelationen modifiziert.

2. Die aus der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen für die quasielastische Streuung der Elektronen an den im ^{12}C -Kern gebundenen Nukleonen ermittelte Impulsverteilung der Protonen stimmt mit den Schalenmodell-Wellenfunktionen, die durch Einführung kurzreichweitiger Nukleon-Nukleon Korrelationen modifiziert sind, besser überein als mit reinen Schalenmodell-Wellenfunktionen. Der Anteil hoher Impulse ($200 \text{ MeV}/c \leq p_2 \leq 400 \text{ MeV}/c$) in der Impulsverteilung der im ^{12}C -Kern gebundenen Nukleonen ist nach den Ergebnissen dieses Experiments jedoch größer als selbst durch Wellenfunktionen mit Nukleon-Nukleon Korrelationen vorausgesagt wird.

Zur Beschreibung der Struktur des ^{12}C -Kerns für kleine Nukleon-Nukleon Abstände reicht das allen Teilchen gemeinsame Potential des Schalenmodells nicht aus. Es muß zusätzlich der stark repulsive Teil des Nukleon-Nukleon Potentials berücksichtigt werden. In der Parametrisierung dieses Teils der Nukleon-Nukleon Wechselwirkung durch Fourierkomponenten des Jastrow'schen Zweiteilchen-Korrelationsfaktors q_c beschreiben Wellenfunktionen mit $q_c \approx 300 \text{ MeV}/c$ die hier beschriebenen Daten am besten. Dies ist in Übereinstimmung mit einem Experiment zur Streuung von Elektronen an ^6Li [86] und anderen Experimenten ((γ, pn) , π -Absorption), die ebenfalls sensitiv auf kleine Nukleon-Nukleon Abstände im Kern sind.

3. Es konnte in diesem Experiment erstmals gezeigt werden, daß die vektorielle Dualität im Sinne der Summenregel von Rittenberg und Rubinstein auch für ^{12}C im Bereich $0.2 (\text{GeV}/c)^2 \leq q^2 \leq 0.5 (\text{GeV}/c)^2$ erfüllt ist.

ANHANG A

Die Formfaktoren der Nukleonen

Für die Formfaktoren der Nukleonen wurde bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte nach Gl. 27, 32 und 33 die Annahme gemacht [9,10,11,19,38,49], daß für die Nukleonen im Kern (also für Teilchen, die nicht auf der Massenschale liegen) dieselben Werte eingesetzt werden können wie für freie Teilchen. Diese Annahme scheint vernünftig, solange keine Anregungszustände der Nukleonen im Kern behandelt werden.

Die weitere Annahme über die Beziehung der Formfaktoren untereinander

$$F(q^2) = G_{EP}(q^2) = \frac{G_{MP}(q^2)}{u_p} = \frac{|G_{MN}(q^2)|}{|u_n|} ; G_{EN} = 0$$

ist experimentell bis zu $q^2 = 1 \text{ (GeV/c)}^2$ gut bestätigt [94].
Es bedeuten:

$G_{EP}(q^2)$ = Elektrischer Formfaktor des Protons

$G_{MP}(q^2)$ = Magnetischer Formfaktor des Protons

$G_{EN}(q^2)$ = Elektrischer Formfaktor des Neutrons

$G_{MN}(q^2)$ = Magnetischer Formfaktor des Neutrons

Für die Berechnung der Formfaktoren wurde die Dipolformel verwendet:

$$F(q^2) = \frac{1}{\left(1 + \frac{q^2}{0.71}\right)^2} ; \quad q^2 \text{ in } \left(\frac{\text{GeV}}{c}\right)^2$$

Diese Dipolformel beschreibt die Daten der elastischen Elektron-Proton Streuung bis zu Viererimpulsüberträgen von $q^2 \approx 10 (\text{GeV}/c)^2$ [85].

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit entstand im Rahmen mehrerer Experimente, die von einer Gruppe des Instituts für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe und des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY durchgeführt wurden.

Herrn Prof. Dr. H. Schopper danke ich für die Förderung und Unterstützung der Arbeit.

Meinen Mitarbeitern, den Herren J. Bleckwenn, F.H. Heimlich, M. Köbberling, J. Moritz, K.H. Schmidt und D. Wegener danke ich sehr herzlich für die gute Zusammenarbeit bei der Ausführung der Messungen sowie für viele wertvolle Diskussionen und Hinweise.

Besonders gedankt sei Herrn H. Sindt für seine Einsatzbereitschaft und Hilfe beim Aufbau der Meßapparatur und bei der Messung.

Mein Dank gilt ferner den DESY-Gruppen im technischen Bereich für ihre ständige Unterstützung.

Den Herren J.K. Bienlein, H. Dinter, M.G. Huber, D. Julius, W. Weise danke ich für viele anregende Hinweise und wertvolle Diskussionen.

Diese Arbeit wurde durch Mittel des Bundesministeriums für Forschung und Technologie gefördert.

LITERATURVERZEICHNIS

- 1 D.B. Isabell
Frascati Meeting on Electrosynchrotrons, LNF-70/57
- 2 C. Ciofi Degli Atti
Nucl. Phys. A129, 350 (1969)
- 3 I.E. McCarthy
Rev. Nucl. Phys. 37,3, 388 (1965)
- 4 T. Berggren
Ann. Rev. Nucl. Sci. 16, 153 (1966)
- 5 D.F. Jackson
Rev. Mod. Phys. 37,3, 393 (1965)
- 6 K. Gottfried
Proceedings of the 1972 CERN School of Physics,
CERN 72-17
- 7 M. Riou
Rev. Mod. Phys. 37,3, 375 (1965)
- 8 S. Brodsky
5th International Symposium on Electron and Photon In-
teractions at High Energies, Ithaca 1971
- 9 G. Jacob, T.A.J. Maris
Nucl. Phys. 31, 139 (1962)
- 10 J. Potter
Nucl. Phys. 45, 33 (1963)

- 11 A. Malecki, P. Picchi
Phys. Lett. 36B, 61 (1971)
- 12 A. Malecki, P. Picchi
Nuovo Cimento I,2, 119 (1970)
- 13 T. de Forrest, J.D. Walecka
Adv. Phys. 15, 1 (1966)
- 14 U. Amaldi et al.
Phys. Lett. 25B, 24 (1967)
- 15 Hiramatsu et al.
Phys. Lett. 44B, 50 (1973)
- 16 M.G. Vlasenko et al.
Ukr. Fiz. Z. H. 17, 1540 (1972)
- 17 G.F. Chew, G.C. Wick
Phys. Rev. 85, 636 (1952)
- 18 G.F. Chew, M.L. Goldberger
Phys. Rev. 87, 778 (1952)
- 19 K.W. McVoy, L. van Hove
Phys. Rev. 125, 1034 (1962)
- 20 J. Bleckwenn et al.
wird veröffentlicht
- 21 H. Bucka
Atomkerne und Elementarteilchen, Berlin 1973
- 22 M.G. Huber
Annales de Physique 5, 239 (1970)

- 23 M.G. Mayer, J.H.D. Jensen
Elementary Theory of Nuclear Shell Structure,
Wiley, New York (1955)
- 24 L.R.B. Elton et al.
Nucl. Phys. A94, 52 (1967)
- 25 W. Weise, M.G. Huber
Nucl. Phys. A162, 330 (1971)
- 26 W. Weise
Phys. Lett. 38B, 301 (1972)
- 27 S.T. Tuan, L.E. Wright, M.G. Huber
Phys. Rev. 23, 174 (1969)
- 28 S.T. Tuan, L.E. Wright, M.G. Huber
Lett. al Nuovo Cimento I,3, 253 (1970)
- 29 K. Chung, M. Danos, M.G. Huber
Phys. Lett. 29B, 265 (1969)
- 30 K. Chung, M. Danos, M.G. Huber
Z. Phys. 240, 195 (1970)
- 31 R. Jastrow
Phys. Rev. 98, 1479 (1955)
- 32 J.W. Clark, P. Westhaus
Phys. Rev. 141, 833 (1960)
- 33 M. Garin, H. Kümmel
Phys. Rev. Lett. 23, 26 (1969)
- 34 W. Weise
Diplomarbeit, Frankfurt Main (1969)

- 35 J.D. Bjorken, S.D. Drell
Relativistische Quantenmechanik, Mannheim (1966)
- 36 R.P. Feynman
Quantenelektrodynamik, Mannheim (1969)
- 37 S.D. Drell, C.L. Schwarz
Phys. Rev. 122, 568 (1958)
- 38 V. Devanathan
Ann. of Phys. 43, 741 (1967)
- 39 W. Weise
Nucl. Phys. A193, 625 (1972)
- 40 G. Jacobi, T.A.J. Maris
Rev. Mod. Phys. 38, 121 (1966)
- 41 C.D. Epp, T.A. Griff
CPT-21 (1969)
- 42 A. Watt
Phys. Lett. 27P, 190 (1968)
- 43 T.A. Griff et al.
Nucl. Phys. 86, 313 (1966)
- 44 A.E. Glassgold, P.J. Kellogg
Phys. Rev. 109, 1291 (1958)
- 45 H.G. de Carvalho et al.
Cent. Bras. de Pesqu. Fis., VOL. XVII, Nr. 4 (1971)
- 46 M. Gourdin
PAR-LPZHE 4 (1972)

- 47 M. Gourdin
Nuovo Cimento 21, 1094 (1961)
- 48 S.D. Drell, J.D. Walecka
Ann. Phys. (NY) 28, 18 (1964)
- 49 E.J. Moniz
Phys. Rev. 184, 1154 (1969)
- 50 M. Gourdin, P. Salin
Nuovo Cimento 27, 193 (1963)
- 51 R.H. Dalitz, D.G. Sutherland
Phys. Rev. 146, 1180 (1966)
- 52 W. Weise
private Mitteilungen
- 53 F. Gutbrod, D. Simon
Nuovo Cimento 51A, 602 (1967)
- 54 J. Moritz
Dissertation, Karlsruhe 1970
- 55 S. Galster et al.
Phys. Rev. D5, 519 (1972)
- 56 J. Bleckwenn
Dissertation, Karlsruhe 1972
- 57 J. Bleckwenn et al.
Nucl. Phys. B33, 475 (1971)
- 58 S. Fubini et al.
Phys. Rev. 111, 329 (1958)

- 59 M. Köbberling
private Mitteilungen
- 60 P. Stichel
Fortschr. Phys. 13, 73 (1965)
- 61 G. Miller et al.
SLAC-PUB-815 (1971)
- 62 E.D. Bloom, F.J. Gilman
Phys. Rev. Lett. 25, 1140 (1970)
- 63 V. Rittenberg, H.R. Rubinstein
Phys. Lett. 35B, 50 (1970)
- 64 G. Hemmie, H. Walther
DESY-70/51 (1970)
- 65 V. Eckardt
DESY-67/44 (1967)
- 66 A. Ladage, H. Pingel
DESY-65/12 (1965)
- 67 W. Schmidt-Parzefall
Dissertation, Karlsruhe (1968) und
Kernforschungszentrum Karlsruhe KFK 769 (1968)
- 68 S. Galster et al.
Nucl. Instr. Meth. 76, 337 (1969)
- 69 J. Moritz et al.
Nucl. Phys. B41, 336 (1972)
- 70 K.H. Schmidt
Private Mitteilungen

- 71 Particle Data Group
Rev. Mod. Phys. 43, 1 (1971)
- 72 L.W. Mo, Y.S. Tsai
Rev. Mod. Phys. 41, 205 (1969)
- 73 K.C. Stanfield et al.
Phys. Rev. C3, 1448 (1971)
- 74 N.M. Kroll, M.A. Rudermann
Phys. Rev. 93, 233 (1954)
- 75 E. Moniz et al.
Phys. Rev. Lett. 26, 445 (1971)
- 76 Y.I. Titov et al.
Ukr. Fiz. Z. H. 17, 1282 (1972)
- 77 N.M. Kabachnik
Inst. Sup. Sant. Roma, ISS 69/34 (1969)
- 78 M.L. Goldberger, V.M. Watson
Collision Theory, Wiley, New York (1964)
- 79 D.I. Julius
Private Mitteilungen
- 80 J. Bernabeu
Nucl. Phys. B49, 186 (1972)
- 81 B. Blum
Dissertation, Erlangen 1972
- 82 D.E. Andrews
Thesis Cornell Univ. 1972

- 83 H.W. Kendall
5th Internat. Symposium on Electron and Photon Inter-
action at High Energies, Ithaca 1971
- 94 T. Jansen et al.
Phys. Rev. 142, 922 (1966)
- 85 W. Albrecht
Phys. Rev. Lett. 18, 1014 (1967)
- 96 F.H. Heimlich
Dissertation, Freiburg 1973 und
DESY, Interner Bericht, DESY-F23-73/1

TABELLE 1

Parameter der Messung

a. Messung des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts

E_1 GeV	θ_e	$q_{\text{quasi-el.}}^2$ GeV/c) ²	W_{max} GeV
2.0	15°	0.26	1.38
2.5	15°	0.39	1.43
2.7	15°	0.45	1.49

b. Messung der Winkelverteilung der Rückstoßprotonen für die quasielastische Streuung

E_1 GeV	θ_e	$\theta_{\text{p-Hodoskop}}$	$\overline{q^2}$ GeV/c) ²
2.5	12°	72.5°	0.26
2.7	13.8°	69.5°	0.39
2.7	15°	68.5°	0.45

TABELLE 2.1

E1 = 2.0 GEV , THETA-E = 15. GRAD

E_3	W	q^2	σ_{EXP}	$\Delta\sigma_{EXP}$	$d^2\sigma/d\Omega_e dE_3$
GeV	GeV	$ \frac{GeV}{c} ^2$	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $	%	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $
1.36	1.377	-0.1854	2.2177	2.04	1.7202
1.37	1.373	-0.1867	2.2727	2.01	1.8013
1.38	1.362	-0.1881	2.3098	1.97	1.8284
1.39	1.355	-0.1895	2.3422	1.92	1.8674
1.40	1.347	-0.1908	2.3969	1.87	1.9228
1.41	1.340	-0.1922	2.4666	1.84	2.0084
1.42	1.332	-0.1935	2.5229	1.84	2.0733
1.43	1.325	-0.1949	2.5774	1.75	2.1302
1.44	1.317	-0.1963	2.6386	1.77	2.2118
1.45	1.309	-0.1976	2.7054	1.71	2.2931
1.46	1.302	-0.1990	2.7972	1.68	2.4123
1.47	1.294	-0.2004	2.8772	1.65	2.5304
1.48	1.286	-0.2017	2.9811	1.61	2.6635
1.49	1.278	-0.2031	3.0586	1.60	2.7728
1.50	1.270	-0.2044	3.1236	1.56	2.8727
1.51	1.263	-0.2058	3.1981	1.58	2.9736
1.52	1.255	-0.2072	3.2507	1.55	3.0701
1.53	1.247	-0.2085	3.2946	1.54	3.1391
1.54	1.238	-0.2099	3.3373	1.54	3.2089
1.55	1.230	-0.2113	3.3667	1.53	3.2597
1.56	1.222	-0.2126	3.3733	1.54	3.2784
1.57	1.214	-0.2140	3.3626	1.52	3.2743
1.58	1.205	-0.2153	3.3728	1.51	3.3012
1.59	1.197	-0.2167	3.3846	1.54	3.3313
1.60	1.189	-0.2181	3.3529	1.54	3.2964
1.61	1.180	-0.2194	3.3009	1.54	3.2283
1.62	1.172	-0.2208	3.2610	1.56	3.1778
1.63	1.163	-0.2222	3.2277	1.56	3.1319
1.64	1.154	-0.2235	3.1977	1.55	3.0887
1.65	1.146	-0.2249	3.1547	1.58	3.0173
1.66	1.137	-0.2263	3.0818	1.58	2.8979
1.67	1.128	-0.2276	3.0309	1.59	2.7981
1.68	1.119	-0.2290	3.0273	1.62	2.7691
1.69	1.110	-0.2303	3.0515	1.60	2.7679
1.70	1.101	-0.2317	3.1092	1.59	2.8132
1.71	1.092	-0.2331	3.1812	1.57	2.8683
1.72	1.082	-0.2344	3.2585	1.54	2.9307
1.73	1.073	-0.2358	3.3875	1.51	3.0632
1.74	1.064	-0.2372	3.5910	1.46	3.3051
1.75	1.054	-0.2385	3.8591	1.42	3.6541
1.76	1.044	-0.2399	4.1950	1.35	4.1099
1.77	1.035	-0.2412	4.5878	1.31	4.6673
1.78	1.025	-0.2426	4.9767	1.24	5.2416
1.79	1.015	-0.2440	5.3746	1.20	5.8542
1.80	1.005	-0.2453	5.7978	1.15	6.5407
1.81	0.995	-0.2467	6.2104	1.14	7.2397
1.82	0.985	-0.2481	6.5024	1.10	7.7929
1.83	0.975	-0.2494	6.6465	1.08	8.1508
1.84	0.964	-0.2508	6.6870	1.08	8.3773

E1 = 2.0 GEV , THETA-E= 15. GRAC

 (FORSETZUNG)

E_3	W	q^2	σ_{EXP}	$\Delta\sigma_{EXP}$	$d^2\sigma/d\Omega_e dE_3$
GeV	GeV	$ \frac{GeV}{c} ^2$	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $	%	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $
1.85	0.954	-0.2521	6.6052	1.09	8.4402
1.86	0.943	-0.2535	6.3812	1.11	8.3013
1.87	0.932	-0.2549	6.0054	1.15	7.9387
1.88	0.922	-0.2562	5.4767	1.20	7.3406
1.89	0.911	-0.2576	4.8602	1.27	6.5984
1.90	0.899	-0.2590	4.1955	1.38	5.7660
1.91	0.898	-0.2603	3.4984	1.51	4.8641
1.92	0.877	-0.2617	2.8074	1.68	3.9480
1.93	0.865	-0.2631	2.1675	1.90	3.0847
1.94	0.854	-0.2644	1.6033	2.22	2.2136
1.95	0.842	-0.2658	1.1111	2.64	1.6290
1.96	0.830	-0.2671	0.7030	3.25	1.0441
1.97	0.817	-0.2685	0.3985	4.18	0.5923

TABELIE 2.2

E1 = 2.5 GEV , THE1A-E= 15. GRAD

E_3	W	q^2	σ_{EXP}	$\Delta\sigma_{EXP}$	$d^2\sigma/d\Omega_e dE_3$
GeV	GeV	$ \frac{GeV}{c} ^2$	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $	%	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $
1.72	1.422	-0.2930	1.0259	2.26	0.8677
1.73	1.425	-0.2947	1.0241	2.39	0.8625
1.74	1.418	-0.2964	1.0305	2.28	0.8699
1.75	1.411	-0.2981	1.0451	2.31	0.8898
1.76	1.403	-0.2999	1.0565	2.32	0.9044
1.77	1.396	-0.3016	1.0661	2.23	0.9164
1.78	1.389	-0.3033	1.0733	2.27	0.9242
1.79	1.381	-0.3050	1.0766	2.28	0.9271
1.80	1.374	-0.3067	1.0925	2.21	0.9470
1.81	1.366	-0.3084	1.1101	2.17	0.9698
1.82	1.359	-0.3101	1.1155	2.18	0.9742
1.83	1.351	-0.3118	1.1249	2.20	0.9848
1.84	1.344	-0.3135	1.1471	2.14	1.0150
1.85	1.336	-0.3152	1.1802	2.11	1.0628
1.86	1.328	-0.3169	1.2083	2.06	1.1020
1.87	1.321	-0.3186	1.2253	2.03	1.1282
1.88	1.313	-0.3203	1.2439	2.05	1.1555
1.89	1.305	-0.3220	1.2585	1.99	1.1762
1.90	1.297	-0.3237	1.2670	2.04	1.1890
1.91	1.289	-0.3254	1.2836	2.00	1.2141
1.92	1.281	-0.3271	1.3060	2.03	1.2490
1.93	1.273	-0.3288	1.3268	1.94	1.2820
1.94	1.265	-0.3305	1.3355	1.99	1.2967
1.95	1.257	-0.3322	1.3410	2.01	1.3087
1.96	1.249	-0.3339	1.3513	1.96	1.3287
1.97	1.241	-0.3356	1.3611	1.97	1.3482
1.98	1.232	-0.3373	1.3723	1.95	1.3715
1.99	1.224	-0.3390	1.3743	1.94	1.3793
2.00	1.216	-0.3407	1.3654	1.94	1.3712
2.01	1.207	-0.3424	1.3561	1.97	1.3631
2.02	1.199	-0.3441	1.3451	1.99	1.3522
2.03	1.190	-0.3459	1.3349	2.02	1.3414
2.04	1.182	-0.3476	1.3206	1.99	1.3226
2.05	1.173	-0.3493	1.3015	2.02	1.2992
2.06	1.164	-0.3510	1.2919	1.96	1.2871
2.07	1.155	-0.3527	1.2821	2.03	1.2725
2.08	1.146	-0.3544	1.2702	2.03	1.2527
2.09	1.137	-0.3561	1.2632	2.04	1.2417
2.10	1.128	-0.3578	1.2685	2.03	1.2468
2.11	1.119	-0.3595	1.2817	2.00	1.2622
2.12	1.110	-0.3612	1.2951	2.00	1.2784
2.13	1.101	-0.3629	1.3143	1.93	1.3015
2.14	1.091	-0.3646	1.3430	1.99	1.3402
2.15	1.082	-0.3663	1.3885	1.91	1.4042
2.16	1.073	-0.3680	1.4472	1.82	1.4882
2.17	1.063	-0.3697	1.4918	1.89	1.5543
2.18	1.053	-0.3714	1.5430	1.36	1.6208
2.19	1.044	-0.3731	1.6133	1.84	1.7400
2.20	1.034	-0.3748	1.6786	1.78	1.8445

E1 = 2.5 GEV , THETA-E= 15. GRAD

(FORSETZUNG)

E_3	W	q^2	σ_{EXP}	$\Delta\sigma_{EXP}$	$d^2\sigma/d\Omega_e dE_3$
GeV	GeV	$ \frac{GeV}{c} ^2$	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $	%	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $
2.21	1.024	-0.3765	1.7382	1.74	1.9466
2.22	1.014	-0.3782	1.8169	1.73	2.0835
2.23	1.004	-0.3799	1.8887	1.69	2.2142
2.24	0.993	-0.3816	1.9339	1.64	2.3097
2.25	0.983	-0.3833	1.9556	1.65	2.3770
2.26	0.972	-0.3850	1.9606	1.64	2.4222
2.27	0.962	-0.3867	1.9397	1.65	2.4334
2.28	0.951	-0.3884	1.8950	1.70	2.4087
2.29	0.940	-0.3901	1.8263	1.71	2.3513
2.30	0.929	-0.3919	1.7301	1.76	2.2516
2.31	0.918	-0.3936	1.6102	1.80	2.1174
2.32	0.907	-0.3953	1.4822	1.92	1.9695
2.33	0.896	-0.3970	1.3512	2.04	1.8087
2.34	0.884	-0.3987	1.2153	2.10	1.6501
2.35	0.873	-0.4004	1.0708	2.21	1.4688
2.36	0.861	-0.4021	0.9115	2.42	1.2672
2.37	0.849	-0.4038	0.7561	2.60	1.0549
2.38	0.837	-0.4055	0.6102	2.86	0.8558
2.39	0.824	-0.4072	0.4718	3.49	0.6634
2.40	0.812	-0.4089	0.3564	3.79	0.5028
2.41	0.799	-0.4106	0.2642	4.40	0.3745
2.42	0.786	-0.4123	0.1893	4.84	0.2697
2.43	0.773	-0.4140	0.1311	5.58	0.1878
2.44	0.760	-0.4157	0.0892	7.60	0.1289
2.45	0.746	-0.4174	0.0605	9.07	0.0881
2.46	0.732	-0.4191	0.0379	9.55	0.0556
2.47	0.718	-0.4208	0.0195	19.83	0.0286

TABELLE 2.3

E1 = 2.7 GEV , THETA-E = 15. GRAD

E_3	W	q^2	σ_{EXP}	$\Delta\sigma_{EXP}$	$d^2\sigma/d\Omega_e dE_3$
GeV	GeV	$ \frac{GeV}{c} ^2$	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $	%	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $
1.82	1.432	-0.3349	0.9218	2.85	0.8197
1.83	1.475	-0.3367	0.9300	2.34	0.8209
1.84	1.458	-0.3386	0.9430	2.73	0.8498
1.85	1.451	-0.3404	0.9526	2.77	0.8777
1.86	1.454	-0.3422	0.9659	2.73	0.8823
1.87	1.447	-0.3441	0.9657	2.66	0.8912
1.88	1.440	-0.3459	0.9762	2.70	0.8966
1.89	1.433	-0.3478	0.9801	2.66	0.9020
1.90	1.425	-0.3496	0.9780	2.62	0.8981
1.91	1.418	-0.3514	0.9756	2.65	0.8920
1.92	1.411	-0.3533	0.9809	2.58	0.8984
1.93	1.404	-0.3551	1.0006	2.61	0.9259
1.94	1.396	-0.3570	1.0190	2.55	0.9516
1.95	1.389	-0.3588	1.0267	2.53	0.9621
1.96	1.381	-0.3606	1.0313	2.52	0.9679
1.97	1.374	-0.3625	1.0454	2.48	0.9879
1.98	1.366	-0.3643	1.0657	2.46	1.0169
1.99	1.359	-0.3662	1.0744	2.50	1.0267
2.00	1.351	-0.3680	1.0644	2.44	1.0090
2.01	1.344	-0.3698	1.0720	2.45	1.0185
2.02	1.336	-0.3717	1.1123	2.40	1.0798
2.03	1.328	-0.3735	1.1502	2.41	1.1264
2.04	1.320	-0.3754	1.1610	2.31	1.1541
2.05	1.313	-0.3772	1.1730	2.39	1.1742
2.06	1.305	-0.3790	1.1766	2.31	1.1816
2.07	1.297	-0.3809	1.1755	2.33	1.1923
2.08	1.289	-0.3827	1.1864	2.32	1.2018
2.09	1.281	-0.3846	1.2028	2.34	1.2295
2.10	1.273	-0.3864	1.2116	2.28	1.2470
2.11	1.265	-0.3882	1.2140	2.32	1.2558
2.12	1.256	-0.3901	1.2057	2.30	1.2473
2.13	1.248	-0.3919	1.1960	2.31	1.2372
2.14	1.240	-0.3938	1.1971	2.33	1.2403
2.15	1.232	-0.3956	1.2011	2.31	1.2517
2.16	1.223	-0.3974	1.2076	2.29	1.2663
2.17	1.215	-0.3993	1.2080	2.32	1.2720
2.18	1.206	-0.4011	1.1990	2.29	1.2640
2.19	1.198	-0.4030	1.1844	2.37	1.2465
2.20	1.189	-0.4048	1.1631	2.32	1.2175
2.21	1.180	-0.4066	1.1540	2.37	1.2064
2.22	1.172	-0.4085	1.1498	2.34	1.2014
2.23	1.163	-0.4103	1.1443	2.38	1.1930
2.24	1.154	-0.4122	1.1342	2.39	1.1772
2.25	1.145	-0.4140	1.1336	2.37	1.1741
2.26	1.136	-0.4158	1.1488	2.40	1.1923
2.27	1.127	-0.4177	1.1572	2.33	1.2016
2.28	1.118	-0.4195	1.1699	2.38	1.2154
2.29	1.108	-0.4214	1.1882	2.31	1.2375
2.30	1.099	-0.4232	1.2146	2.32	1.2723

E1 = 2.7 GEV , THETA-E= 15. GRAD

 (FORSETZUNG)

E_3	W	q^2	σ_{EXP}	$\Delta\sigma_{EXP}$	$d^2\sigma/d\Omega_e dE_3$
GeV	GeV	$ \frac{GeV}{c} ^2$	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $	%	$ \frac{\mu barn}{GeV \cdot ster} $
2.31	1.060	-0.4250	1.2570	2.26	1.2224
2.32	1.090	-0.4269	1.3219	2.19	1.4203
2.33	1.070	-0.4287	1.3885	2.18	1.5224
2.34	1.051	-0.4306	1.4309	2.11	1.5982
2.35	1.051	-0.4324	1.4751	2.08	1.6727
2.36	1.041	-0.4342	1.5263	2.07	1.7591
2.37	1.031	-0.4361	1.5550	2.03	1.8164
2.38	1.021	-0.4379	1.5723	2.02	1.8608
2.39	1.011	-0.4398	1.5988	2.01	1.9224
2.40	1.001	-0.4416	1.6218	2.01	1.9823
2.41	0.990	-0.4434	1.6203	2.00	2.0096
2.42	0.980	-0.4453	1.5972	2.01	2.0074
2.43	0.969	-0.4471	1.5620	2.05	1.9899
2.44	0.959	-0.4490	1.5109	2.08	1.9504
2.45	0.948	-0.4508	1.4374	2.14	1.8783
2.46	0.937	-0.4526	1.3489	2.19	1.7806
2.47	0.926	-0.4545	1.2407	2.32	1.6560
2.48	0.915	-0.4563	1.1196	2.38	1.5079
2.49	0.903	-0.4582	1.0043	2.56	1.3662
2.50	0.892	-0.4600	0.8831	2.72	1.2099
2.51	0.880	-0.4618	0.7481	2.91	1.0219
2.52	0.869	-0.4637	0.6192	3.23	0.8593
2.53	0.857	-0.4655	0.5052	3.56	0.7055
2.54	0.845	-0.4674	0.4042	3.99	0.5675
2.55	0.832	-0.4692	0.3160	4.53	0.4459
2.56	0.820	-0.4710	0.2391	5.12	0.3287
2.57	0.807	-0.4729	0.1761	5.92	0.2501
2.58	0.794	-0.4747	0.1292	7.29	0.1842
2.59	0.781	-0.4766	0.0907	8.00	0.1297
2.60	0.768	-0.4784	0.0620	9.81	0.0890
2.61	0.754	-0.4802	0.0429	12.06	0.0620
2.62	0.741	-0.4821	0.0285	14.19	0.0415
2.63	0.726	-0.4839	0.0187	19.16	0.0273
2.64	0.712	-0.4858	0.0114	25.63	0.0168
2.65	0.698	-0.4876	0.0058	28.55	0.0085
2.66	0.683	-0.4894	0.0022	70.80	0.0032

TABELLE 3

Impulsverteilung der im ^{12}C -Kern gebundenen Protonen

p_2 $ \text{fm}^{-1} $	$E_1 = 2.5 \text{ GeV}, \theta_e = 12^\circ$		$E_1 = 2.7 \text{ GeV}, \theta_e = 13.8^\circ$		$E_1 = 2.7 \text{ GeV}, \theta_e = 15^\circ$	
	$ W(p_2) ^2$	Fehler %	$ W(p_2) ^2$	Fehler %	$ W(p_2) ^2$	Fehler %
0.04	0.021	12.1	0.025	13.4	0.030	9.1
0.12	0.075	3.4	0.078	3.2	0.075	2.6
0.20	0.184	2.4	0.187	2.2	0.191	1.9
0.28	0.383	1.8	0.383	1.8	0.378	1.6
0.36	0.559	1.7	0.557	1.6	0.552	1.5
0.44	0.759	1.5	0.763	1.6	0.722	1.5
0.52	0.938	1.4	0.897	1.5	0.869	1.5
0.60	0.998	1.4	0.989	1.5	0.973	1.5
0.68	1.000	1.5	1.000	1.6	1.000	1.6
0.76	0.985	1.7	0.991	1.7	0.999	1.8
0.84	0.951	2.1	0.950	1.9	0.941	1.9
0.92	0.883	2.6	0.881	2.1	0.860	2.0
1.00	0.806	3.7	0.723	2.7	0.697	2.4
1.08	0.761	4.9	0.684	4.0	0.584	3.1
1.16	0.631	7.1	0.609	6.3	0.506	4.2
1.24	0.525	9.1	0.498	8.4	0.416	5.7
1.32	0.457	12.5	0.457	9.8	0.341	7.8
1.40	0.409	15.8	0.363	13.4	0.278	11.6
1.48	0.346	20.6	0.306	19.5	0.275	16.5
1.56	0.296	28.9	0.282	25.6	0.273	23.8
1.64	0.274	39.6	0.261	34.8	0.244	36.9
1.72	0.268	56.9	0.255	57.4	0.277	51.0
1.80	0.242	81.7	0.263	82.3	0.309	70.9
1.88	0.200	112.0	0.248	137.0	0.266	104.0
1.96	0.185	142.0	0.209	152.0	0.226	166.0
2.04	0.171	173.0	0.184	199.0	0.181	240.0
2.12	0.076	304.0	0.103	321.0	0.142	417.0
2.20	0.011	961.0	0.057	910.0	0.078	801.0

TABELLE 4

Anpassungsparameter beim Fermi-Gas Modell von Moniz

E_1	k_F [MeV]	C_1	C_2	$\frac{\chi^2}{\text{Freiheitsgrad}}$
2.0	191.0 ± 2.1	0.93 ± 0.03	1.09 ± 0.45	1.2
2.5	190.5 ± 2.0	0.65 ± 0.02	0.67 ± 0.40	1.9
2.7	193.5 ± 5.3	0.75 ± 0.11	0.93 ± 0.48	2.3

Tabelle 5

Anpassungsparameter der Elektronenspektren an Schalenmodellrechnungen

$$F_1 = 2.0 \text{ GeV}, \theta_e = 15^\circ$$

	$q_c = 0$	$q_c = 250 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 300 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 350 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 400 \frac{\text{MeV}}{c}$
A	1.11±0.02	0.974±0.02	1.030±0.03	1.09±0.02	1.09±0.02
B	0.92±0.02	0.750±0.02	0.824±0.03	0.90±0.03	0.88±0.01
χ^2 Freiheitsgrad	6.35	1.09	1.26	2.53	2.15

$$F_1 = 2.5 \text{ GeV}, \theta_e = 15^\circ$$

	$q_c = 0$	$q_c = 250 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 300 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 350 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 400 \frac{\text{MeV}}{c}$
A	0.81±0.03	0.770±0.03	0.820±0.03	0.83±0.03	0.87±0.02
B	0.65±0.05	0.510±0.10	0.590±0.06	0.60±0.10	0.70±0.03
χ^2 Freiheitsgrad	4.63	0.67	0.84	0.95	2.5

TABELLE 5 (Fortsetzung)

$$E_1 = 2.7 \text{ GeV}, \theta_e = 15^\circ$$

	$q_c = 0$	$q_c = 250 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 300 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 350 \frac{\text{MeV}}{c}$	$q_c = 400 \frac{\text{MeV}}{c}$
A	1.06 ± 0.01	0.95 ± 0.01	1.02 ± 0.01	1.03 ± 0.01	1.03 ± 0.01
B	0.84 ± 0.01	0.66 ± 0.02	0.81 ± 0.02	0.84 ± 0.02	0.84 ± 0.03
$\frac{\chi^2}{\text{Freiheitsgrad}}$	2.66	1.11	1.82	1.66	1.6

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

- Abb. 1: Feynman Diagramm für die quasielastische Streuung von Elektronen an ^{12}C .
- Abb. 2: Impulsdiagramm für die quasielastische Streuung.
- Abb. 3: Impuls- und Energiesatz-Diagramm für die quasielastische Streuung von Elektronen an ^{12}C .
- Abb. 4: Das Strahltransportsystem
- Abb. 5: Horizontales und vertikales Profil des primären Elektronenstrahls.
- Abb. 6: Die Meßanordnung
- Abb. 7: Schematische Anordnung der Szintillationszähler in der Meßapparatur.
- Abb. 8: Die schnelle Elektronik der Meßapparatur
- Abb. 9: Die Akzeptanz des Elektronenspektrometers in Abhängigkeit vom Krümmungsradius der Elektronen im Feld Ablenkmagneten.
- Abb. 10: Impulshöhenspektrum der Rückstoßprotonen in Zähler Nr. 8 für die Streuung der Elektronen an Wasserstoff (schraffiert) und an ^{12}C (offenes Histogramm).
- Abb. 11: Impulshöhenspektrum der Rückstoßprotonen in Zähler Nr. 9 für eine Energie der gestreuten Elektronen von 1.87 GeV.

- Abb. 12: Pion-Schwelle in Zähler Nr. 8 in Abhängigkeit von der Energie der gestreuten Elektronen.
- Abb. 13: Vergleich zwischen gemessenem und strahlungskorrigiertem Spektrum der gestreuten Elektronen.
- Abb. 14: Vergleich des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Streuung von Elektronen an ^{12}C mit dem Fermi-Gas Modell von Moniz.
 $E_1 = 2.0 \text{ GeV}$, $\theta_e = 15^\circ$
- Abb. 15: Wie Abb. 14 für $E_1 = 2.5 \text{ GeV}$, $\theta_e = 15^\circ$
- Abb. 16: Wie Abb. 14 für $E_1 = 2.7 \text{ GeV}$, $\theta_e = 15^\circ$
- Abb. 17: Vergleich des zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitts für die Streuung von Elektronen an ^{12}C mit Modellen, die über das einfache Fermi-Gas Modell des Atomkerns hinausgehen. $E_1 = 2.0 \text{ GeV}$,
 $\theta_e = 15^\circ$
- Abb. 18: Wie Abb. 17 für $E_1 = 2.5 \text{ GeV}$, $\theta_e = 15^\circ$
- Abb. 19: Wie Abb. 17 für $E_1 = 2.7 \text{ GeV}$, $\theta_e = 15^\circ$
- Abb. 20: Winkelverteilung der Rückstoßprotonen für die quasielastische Streuung von Elektronen an ^{12}C für
 $E_1 = 2.5 \text{ GeV}$, $\theta_e = 12^\circ$.
- a. $E_3 = 2.41 \text{ GeV}$
- b. $E_3 = 2.15 \text{ GeV}$
- Abb. 21: Wie Abb. 20 für $E_1 = 2.7 \text{ GeV}$, $\theta_e = 13.8^\circ$
- a. $E_3 = 2.49 \text{ GeV}$

b. $E_3 = 2.33 \text{ GeV}$

Abb. 22: Wie Abb. 20 für $E_1 = 2.7 \text{ GeV}$, $\theta_e = 15^\circ$.

a. $E_3 = 2.51 \text{ GeV}$

b. $E_3 = 2.31 \text{ GeV}$

Abb. 23: Impulsverteilung der im ^{12}C -Kern gebunden Protonen.

Abb. 24: Vergleich der Strukturfunktion νW_2 dieser Messung mit der Strukturfunktion im tief-inelastischen Bereich.

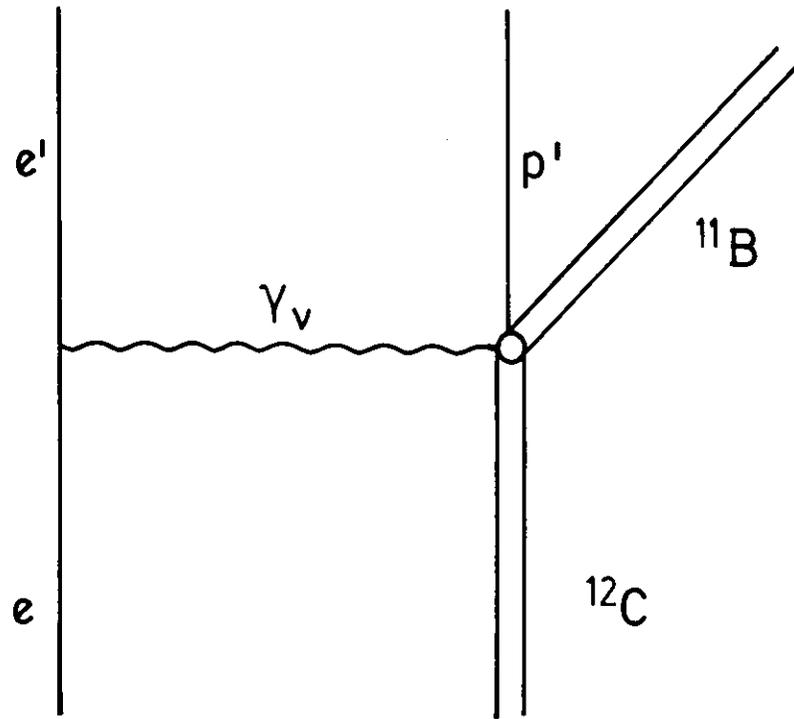


Abb.1

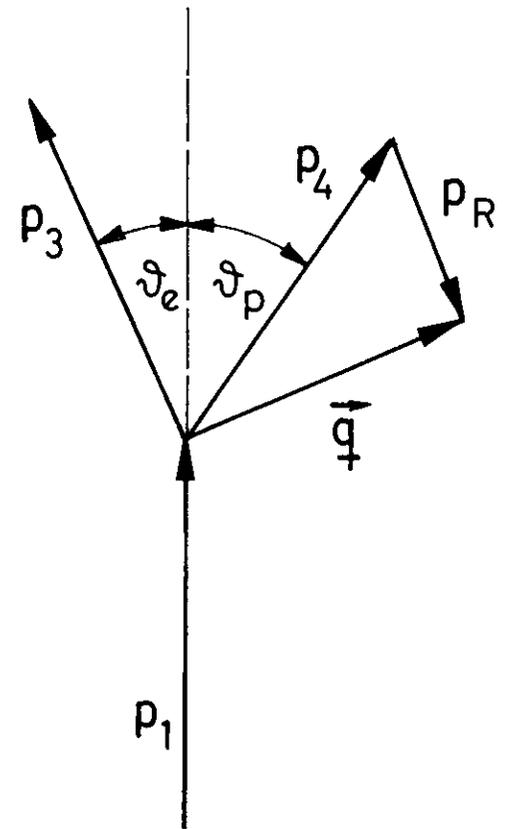


Abb.2

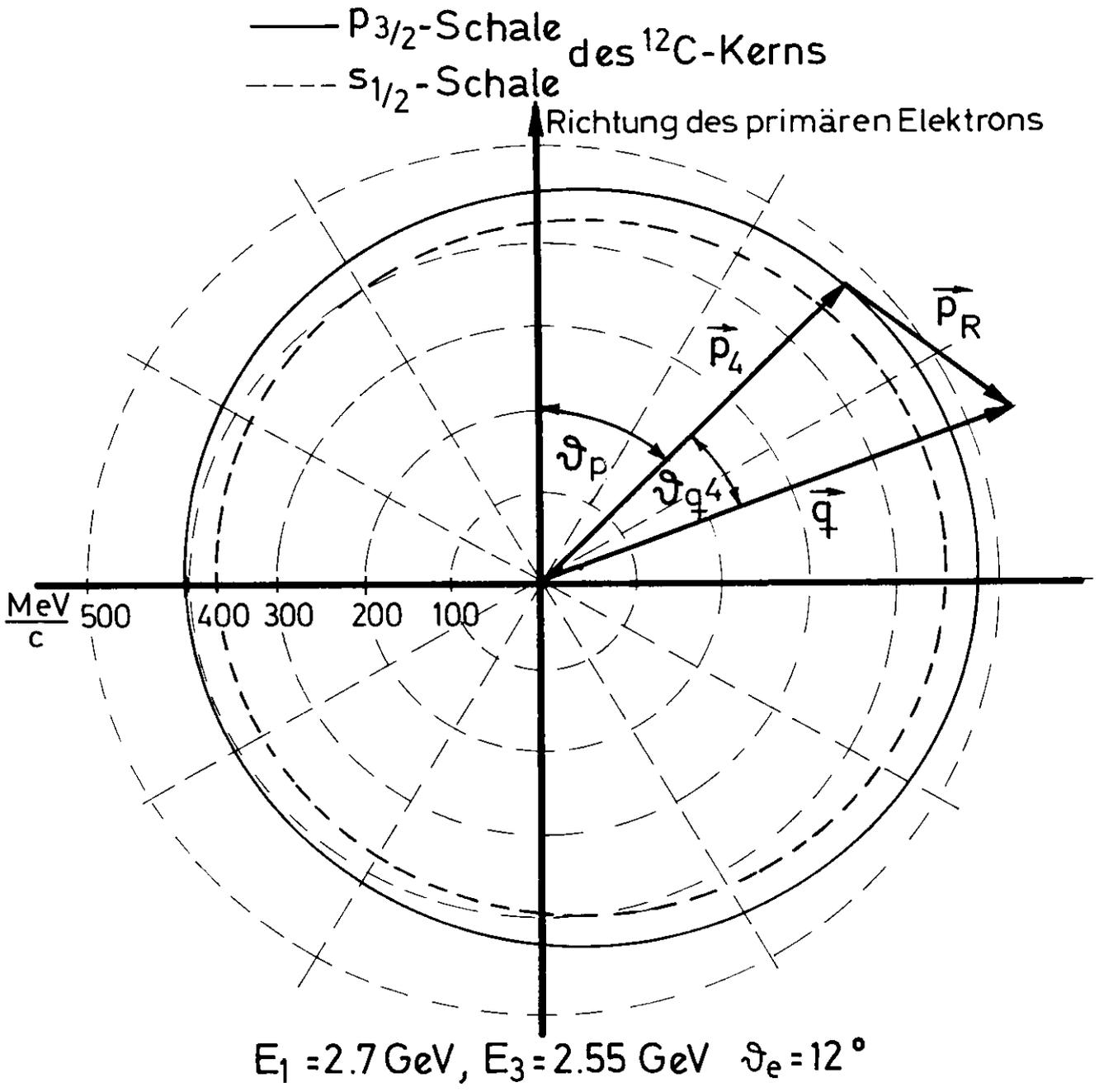
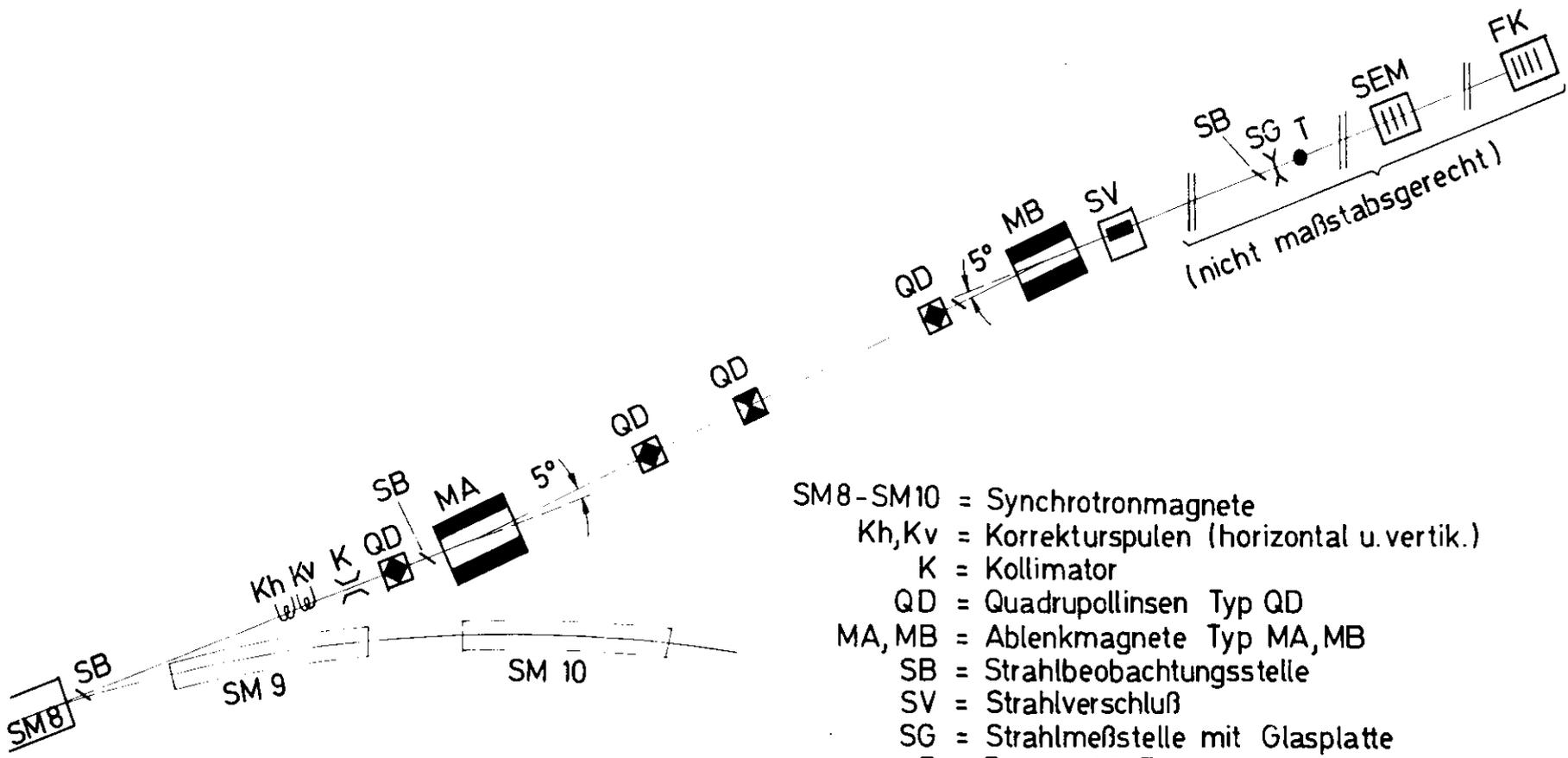


Abb. 3



Maßstab 1:1,25

- SM8-SM10 = Synchrotronmagnete
- Kh, Kv = Korrekturspulen (horizontal u. vertik.)
- K = Kollimator
- QD = Quadrupollinsen Typ QD
- MA, MB = Ablenkmagnete Typ MA, MB
- SB = Strahlbeobachtungsstelle
- SV = Strahlverschluß
- SG = Strahlmeßstelle mit Glasplatte
- T = Target für Experiment
- SEM = Sekundär-Emissions-Monitor
- FK = Faraday-Käfig

Abb. 4 Strahltransportsystem

Strahlprofil DESY - Strahl 8a

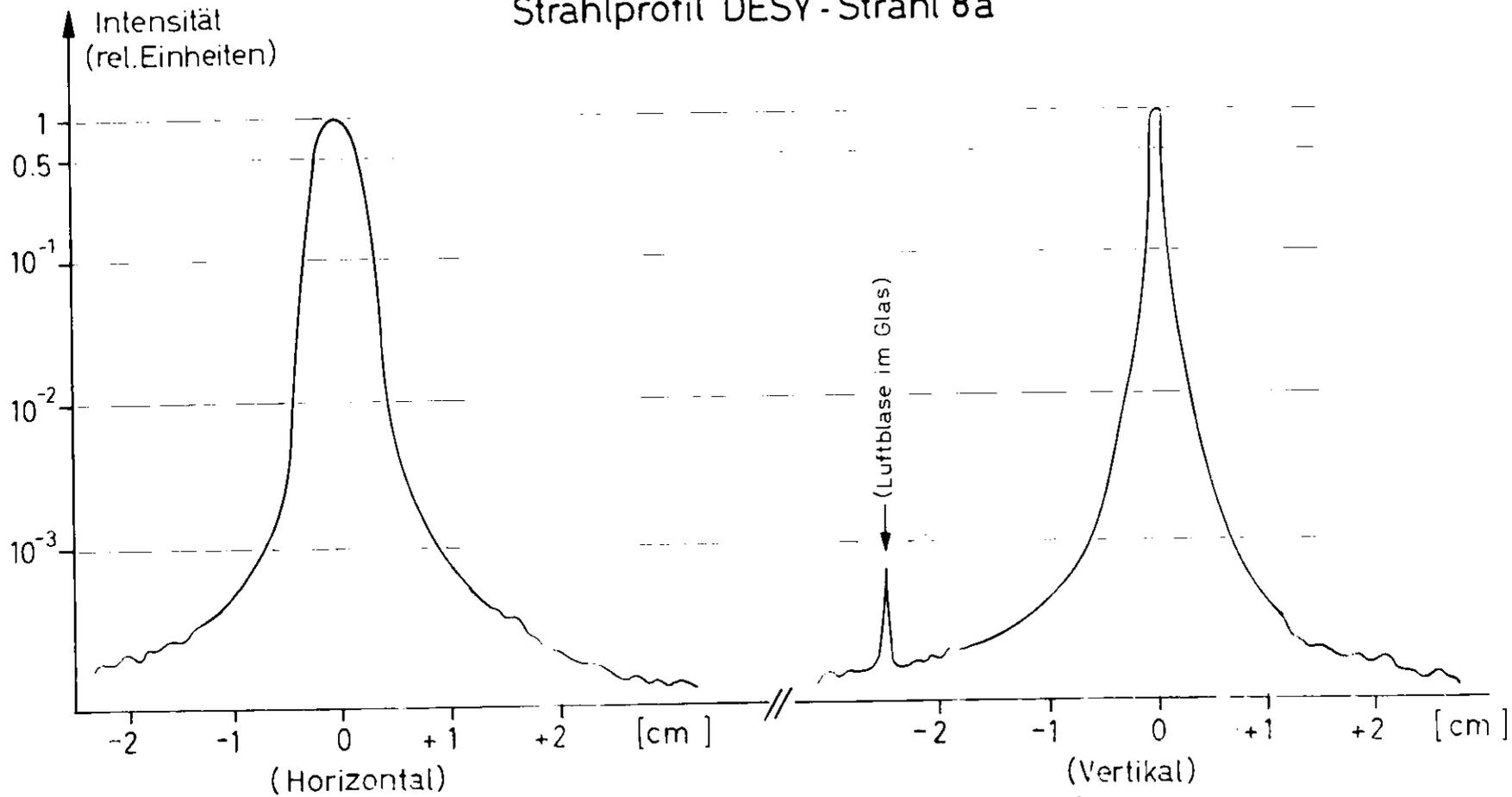


Abb. 5 Horizontales und vertikales Strahlprofil

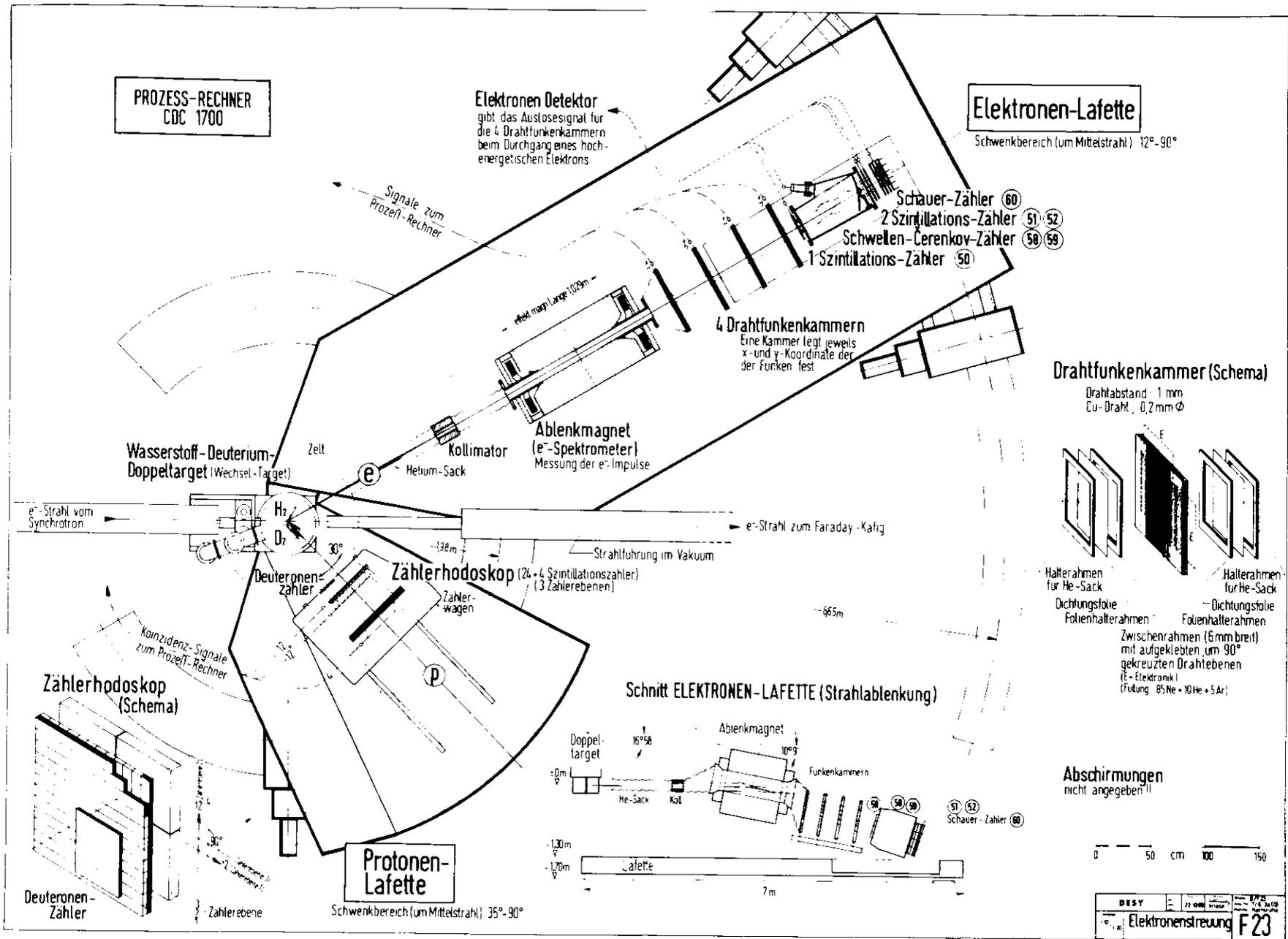
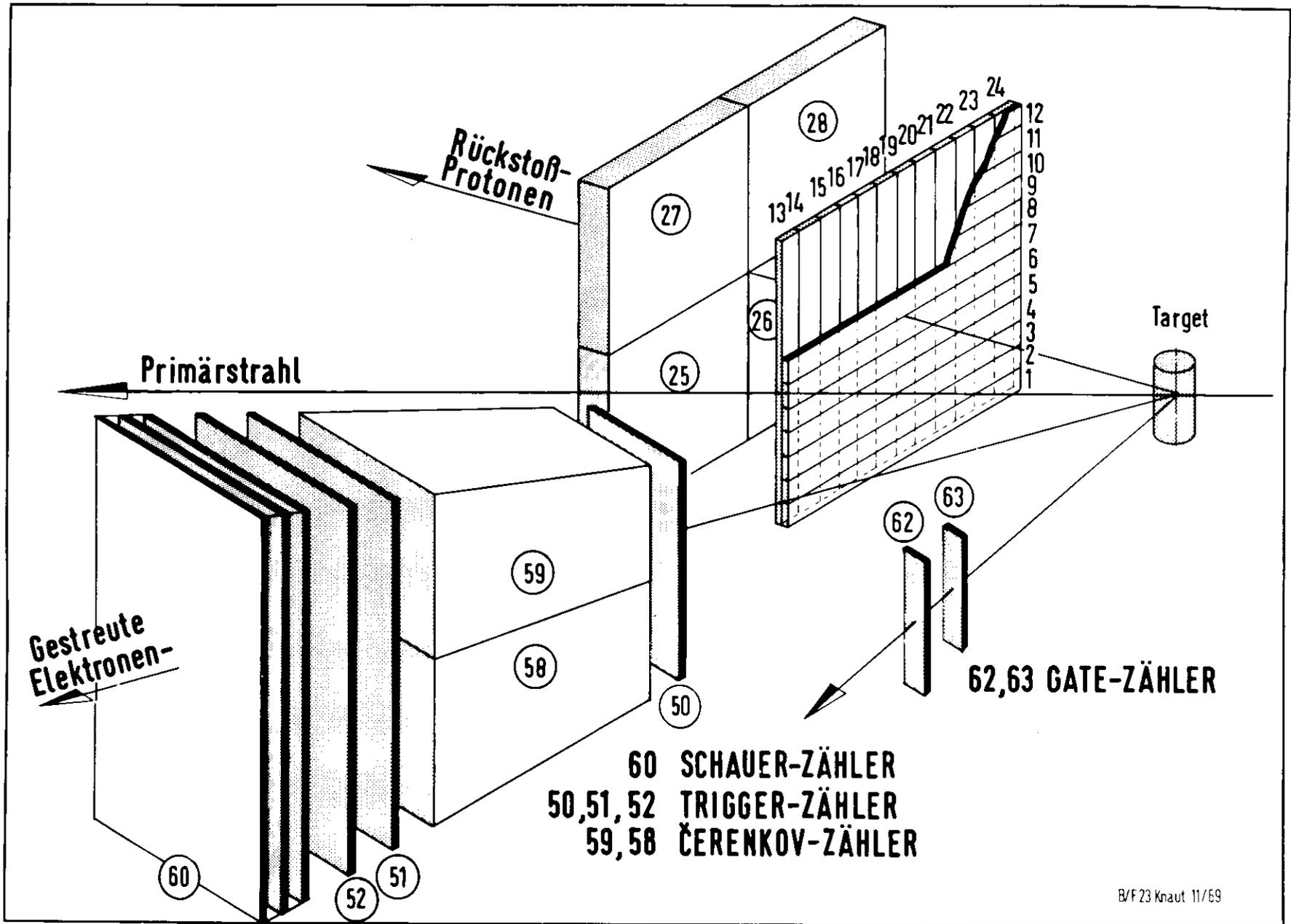


Abb. 6



B/F 23 Knaut 11/69

Abb. 7

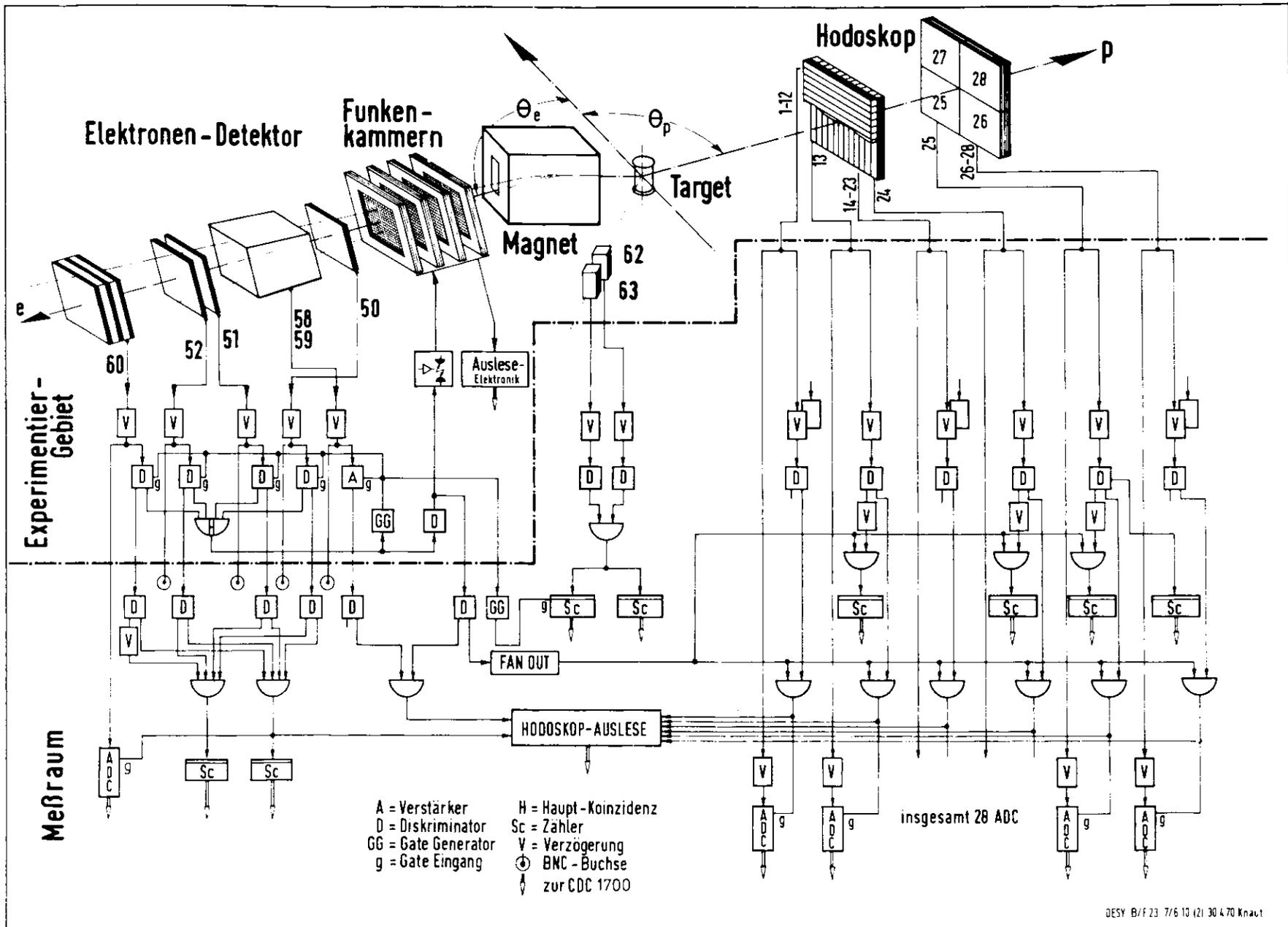


Abb. 8

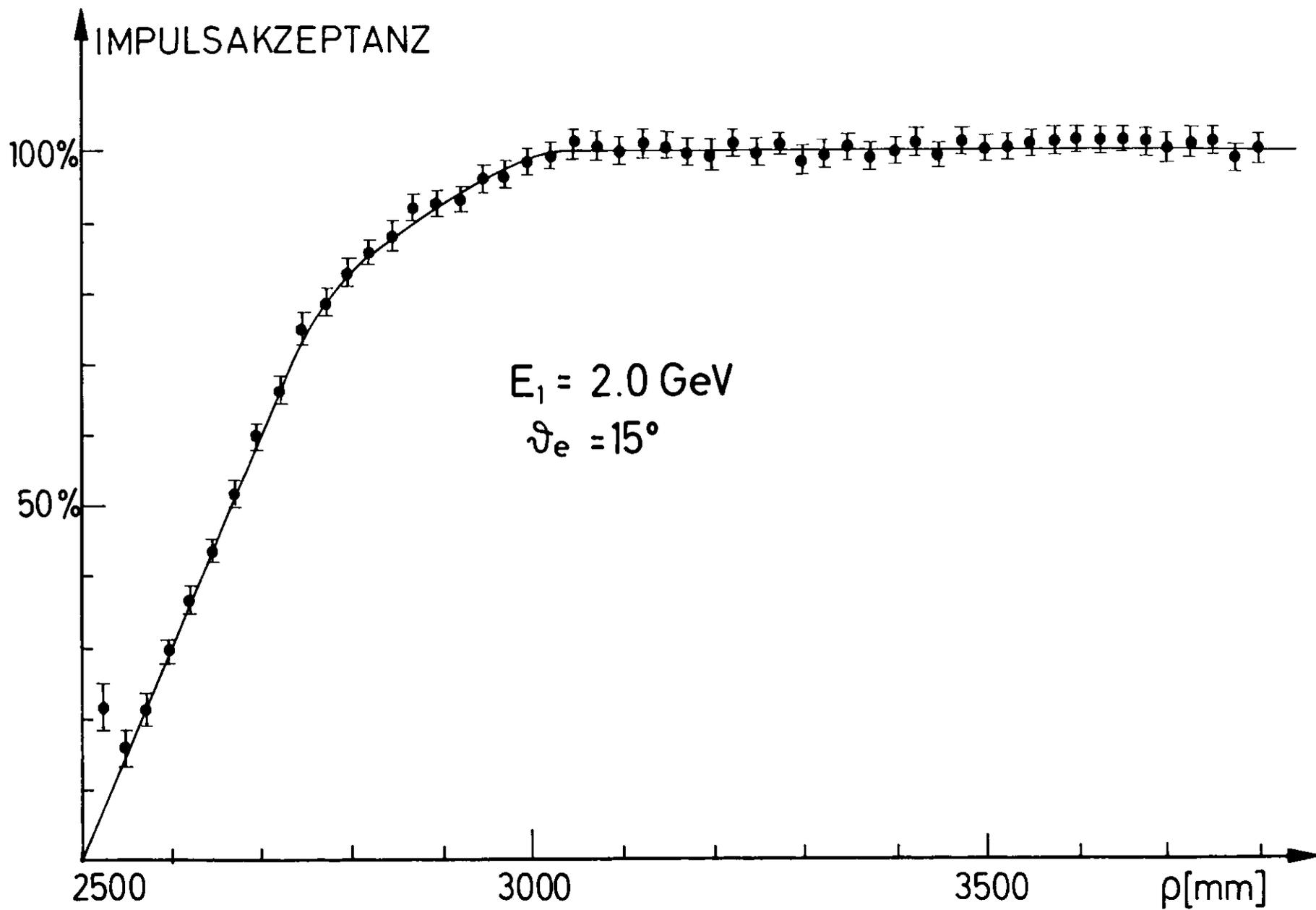
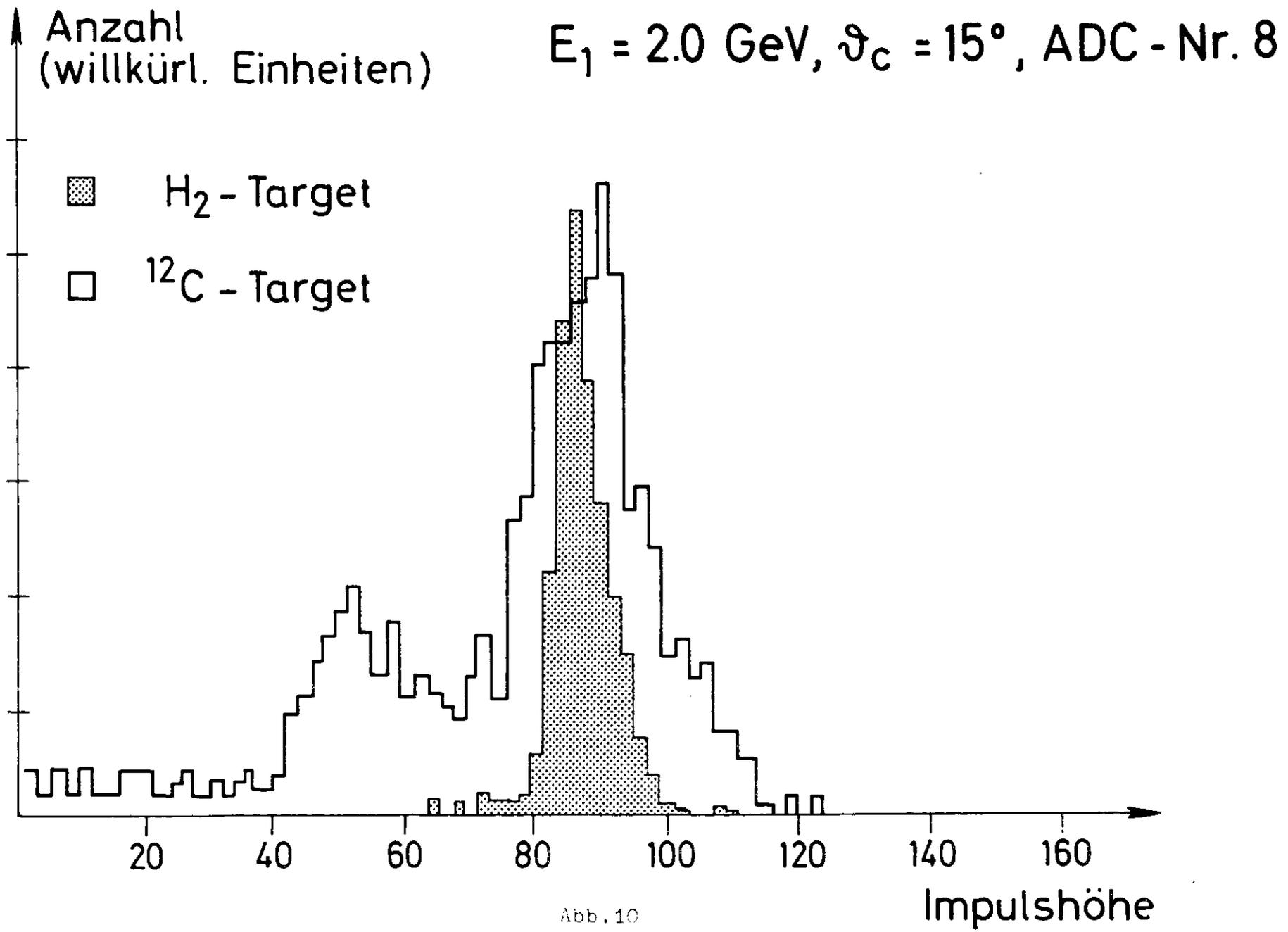


Abb. 9



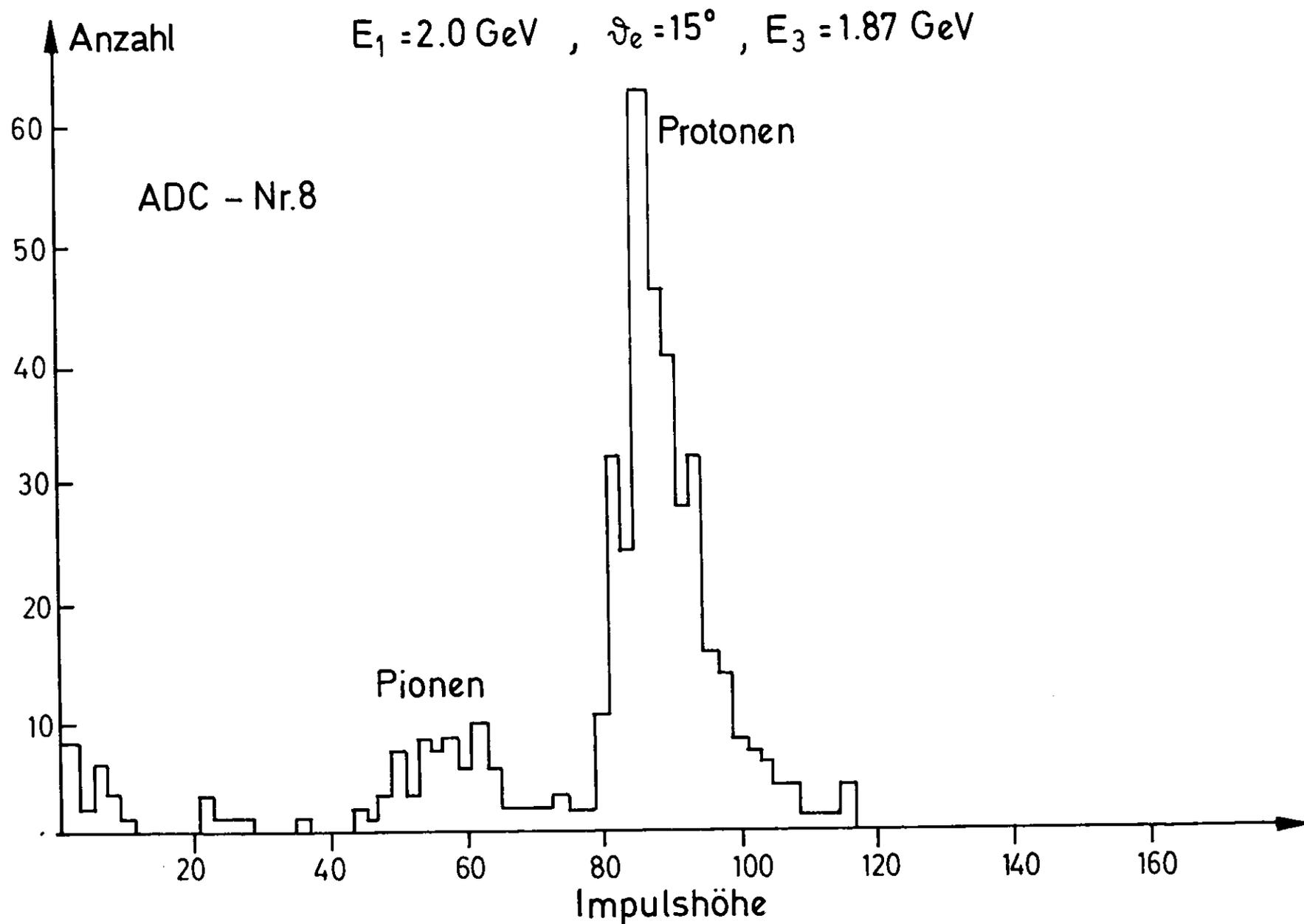


Abb. 11

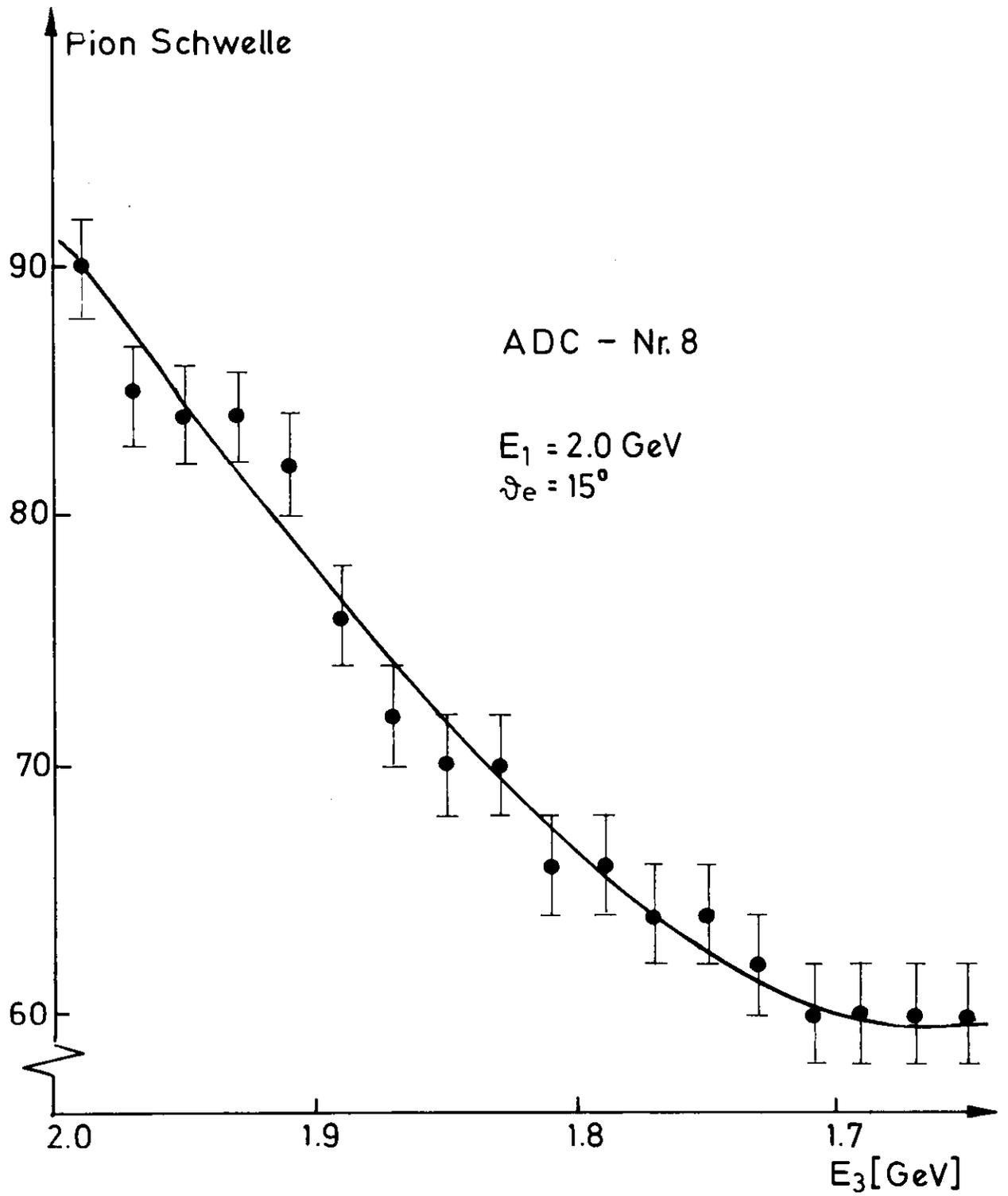


Abb. 12

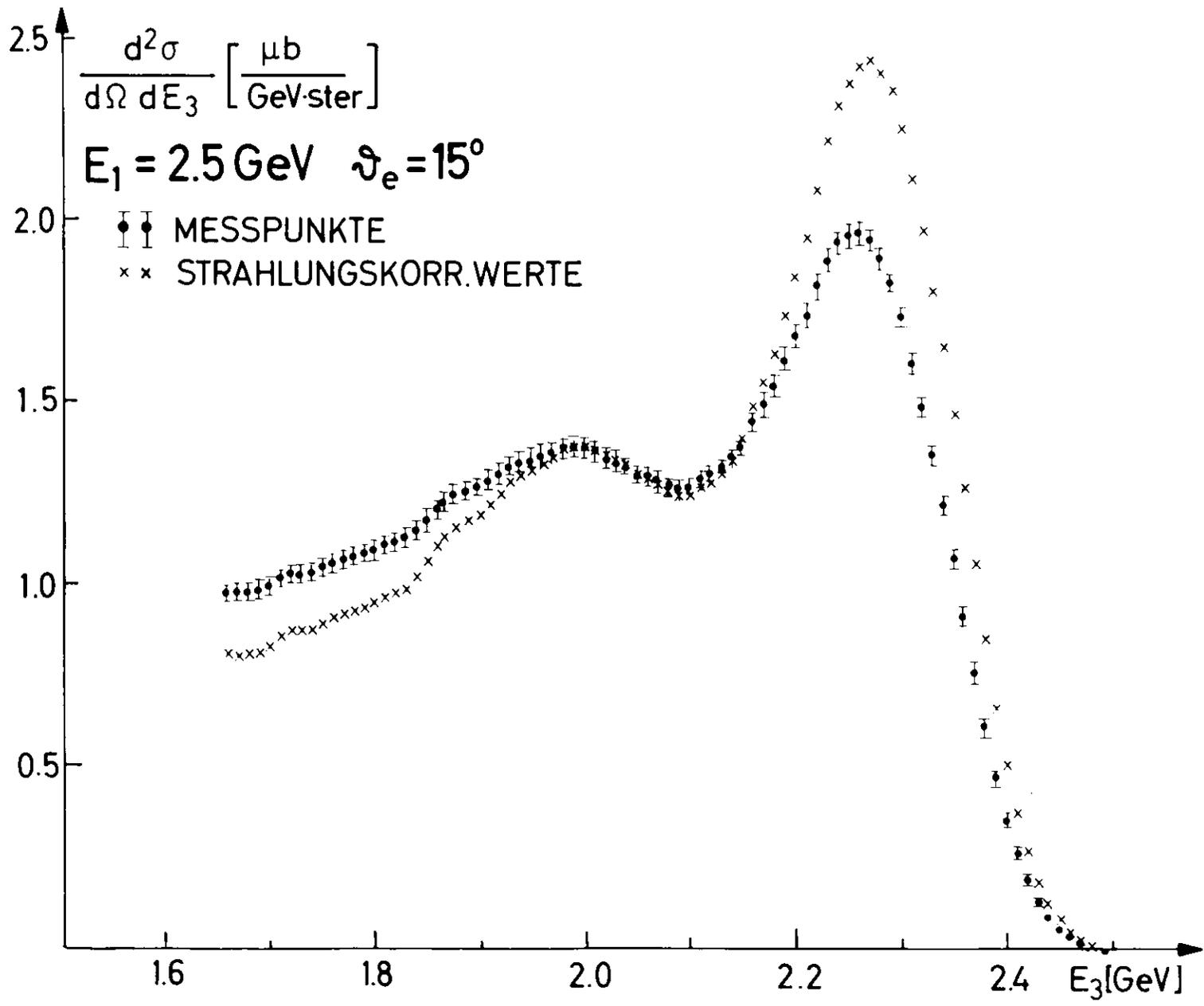


Abb. 13

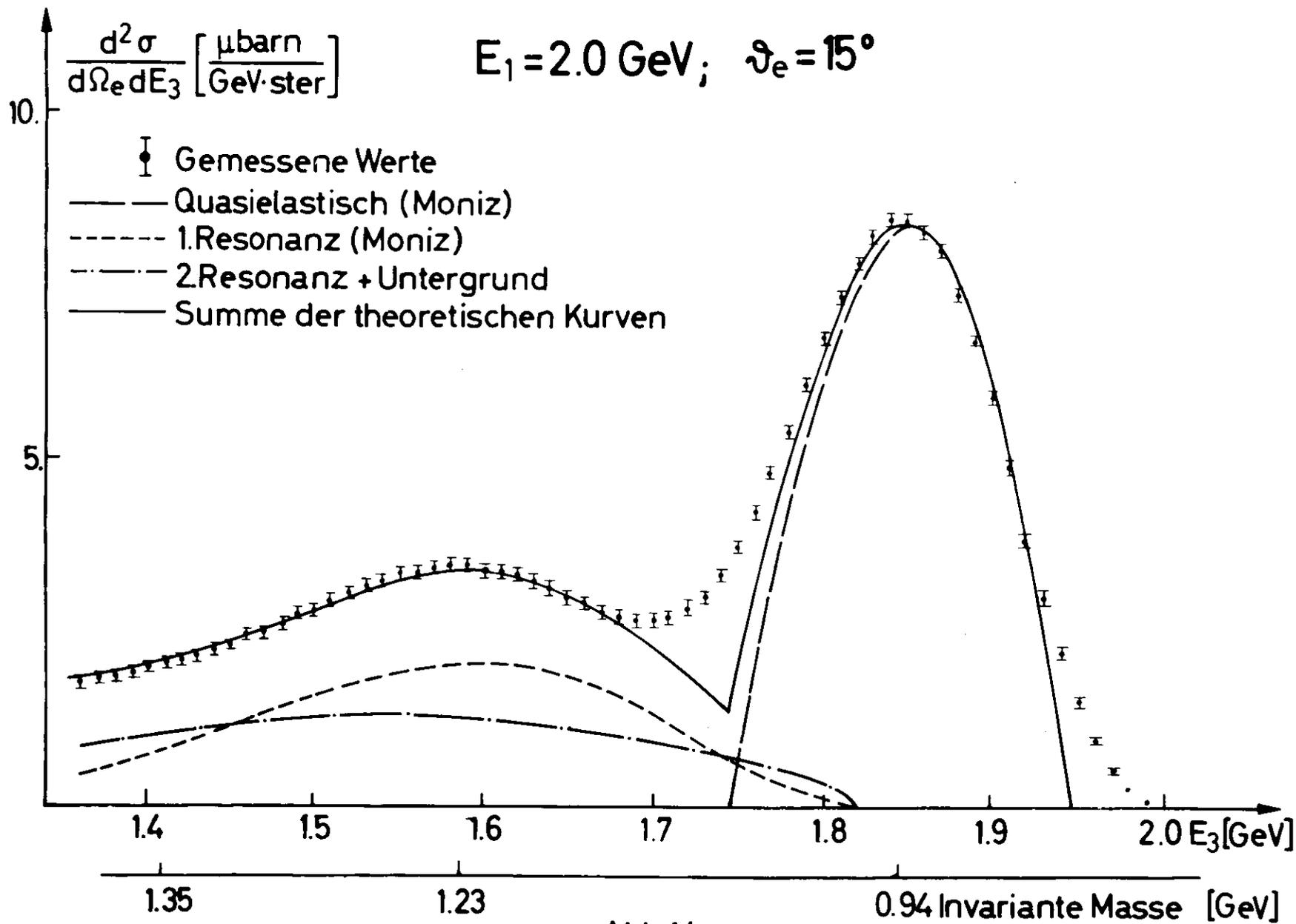
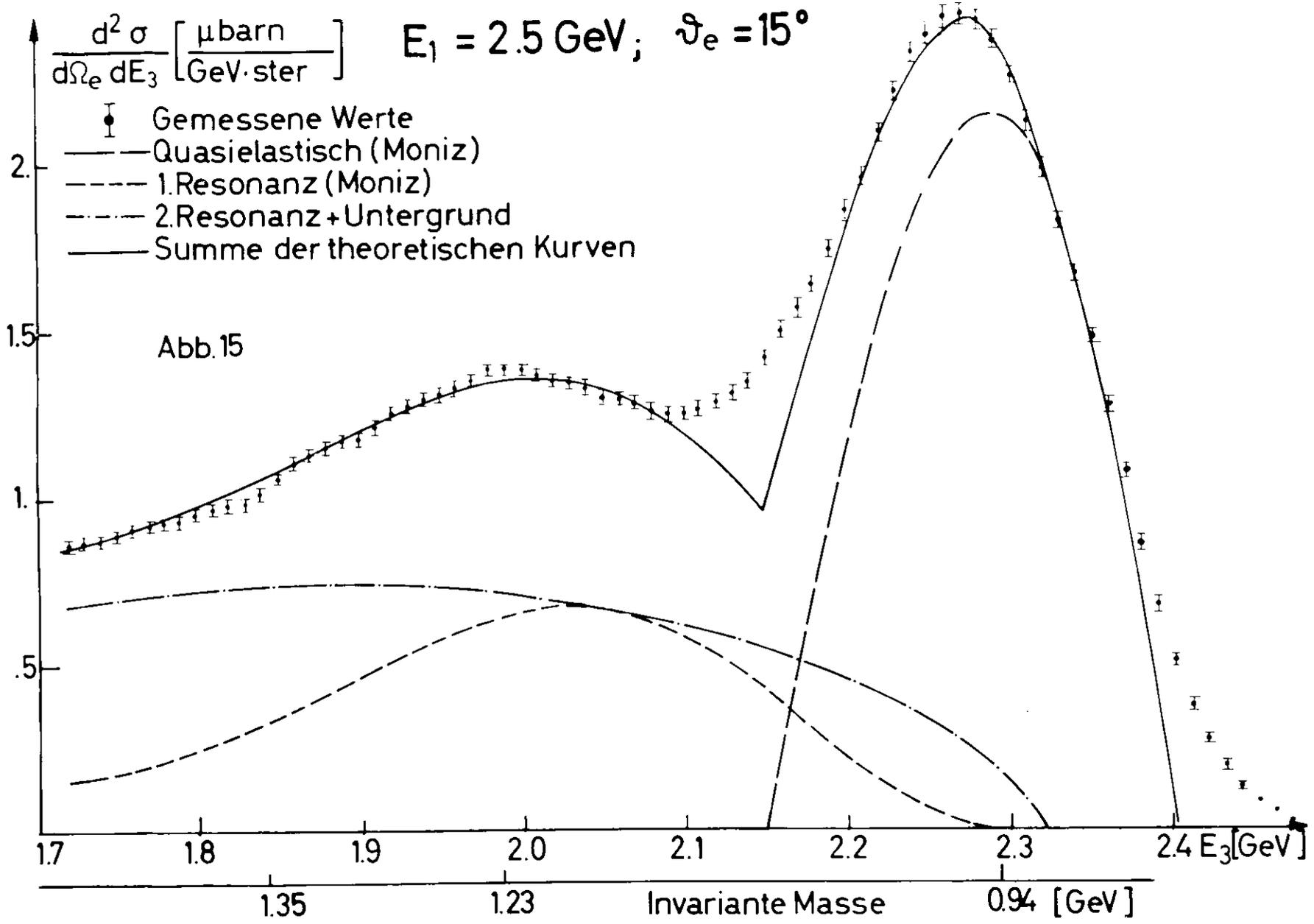
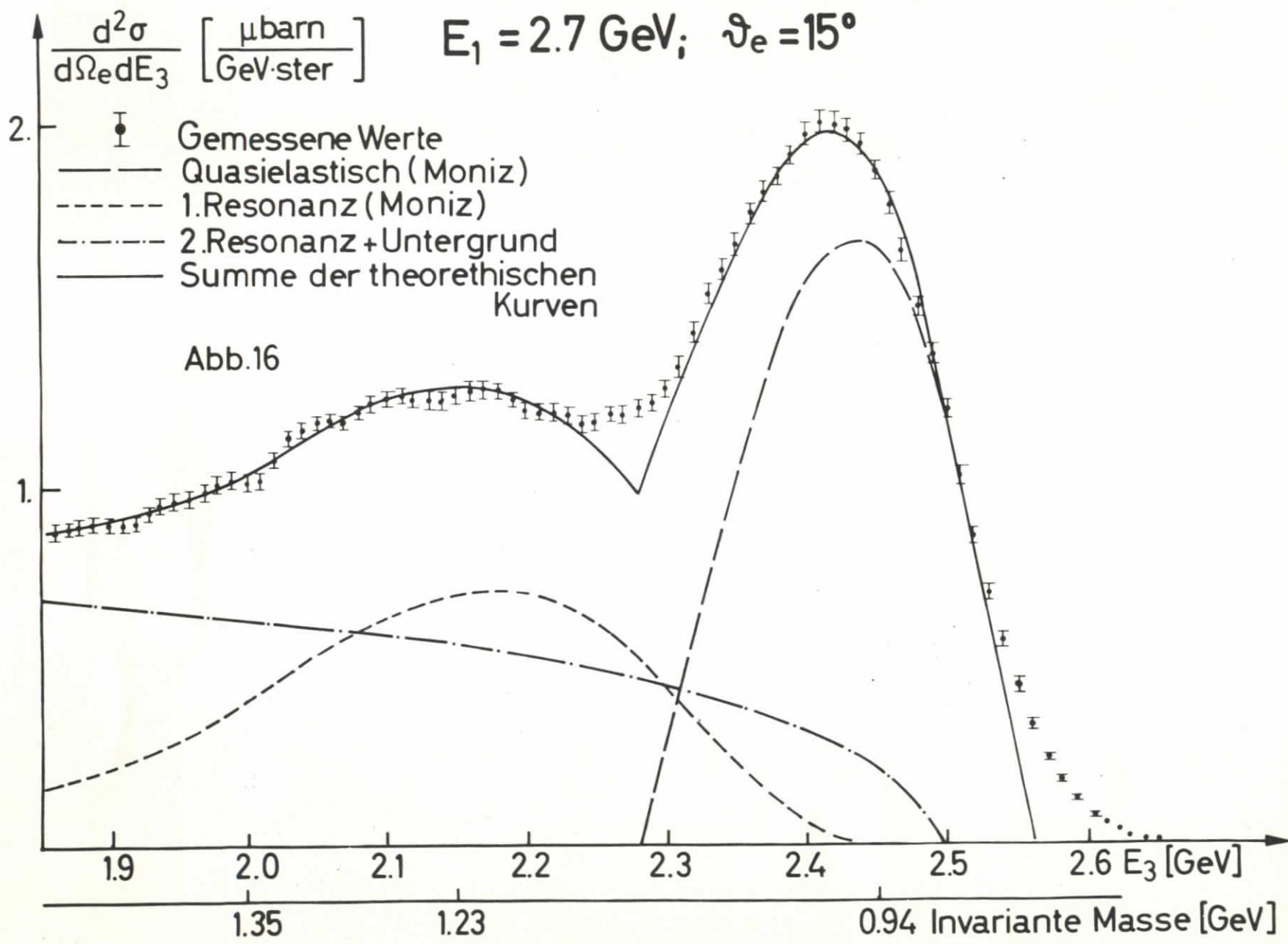


Abb.14





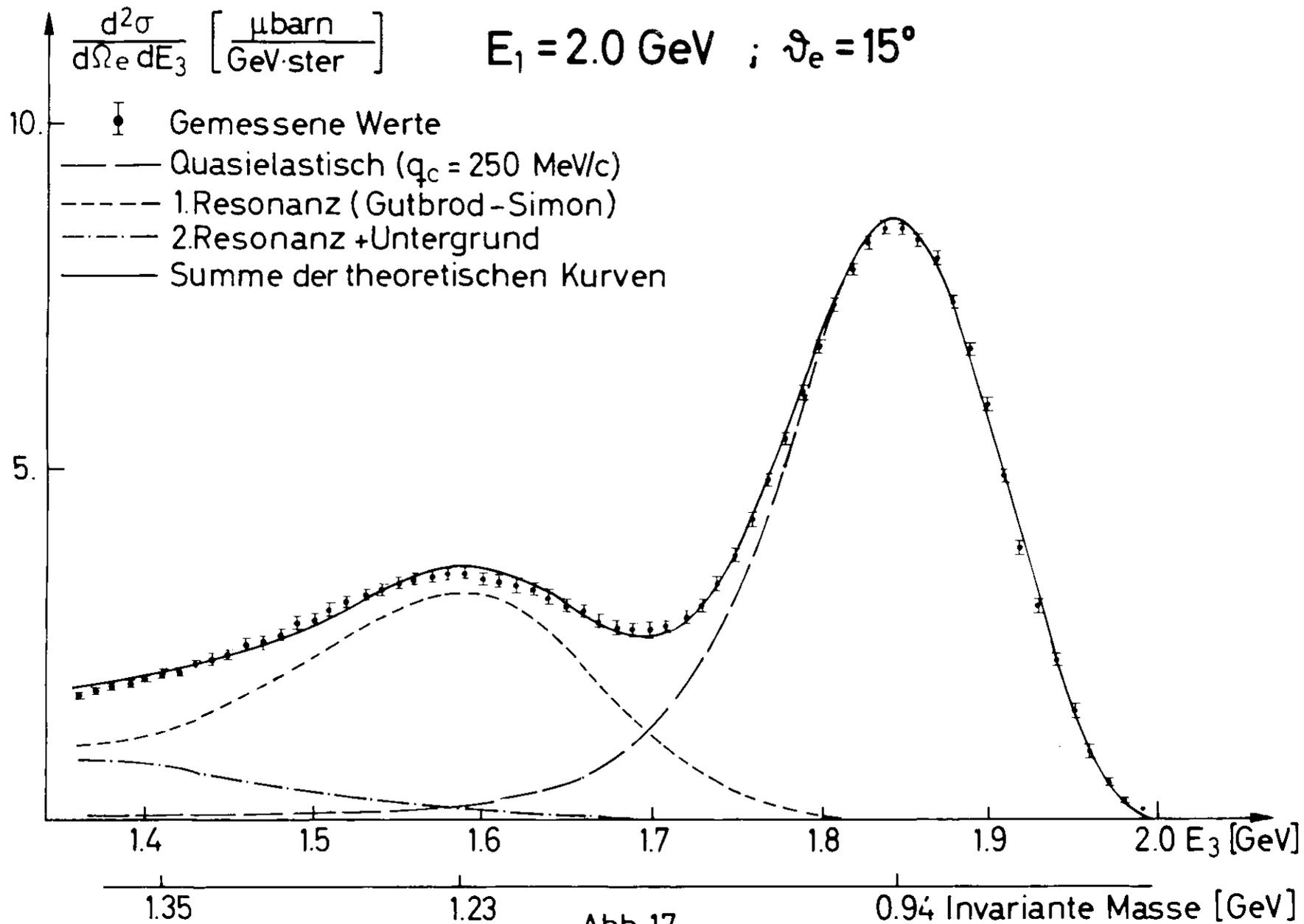
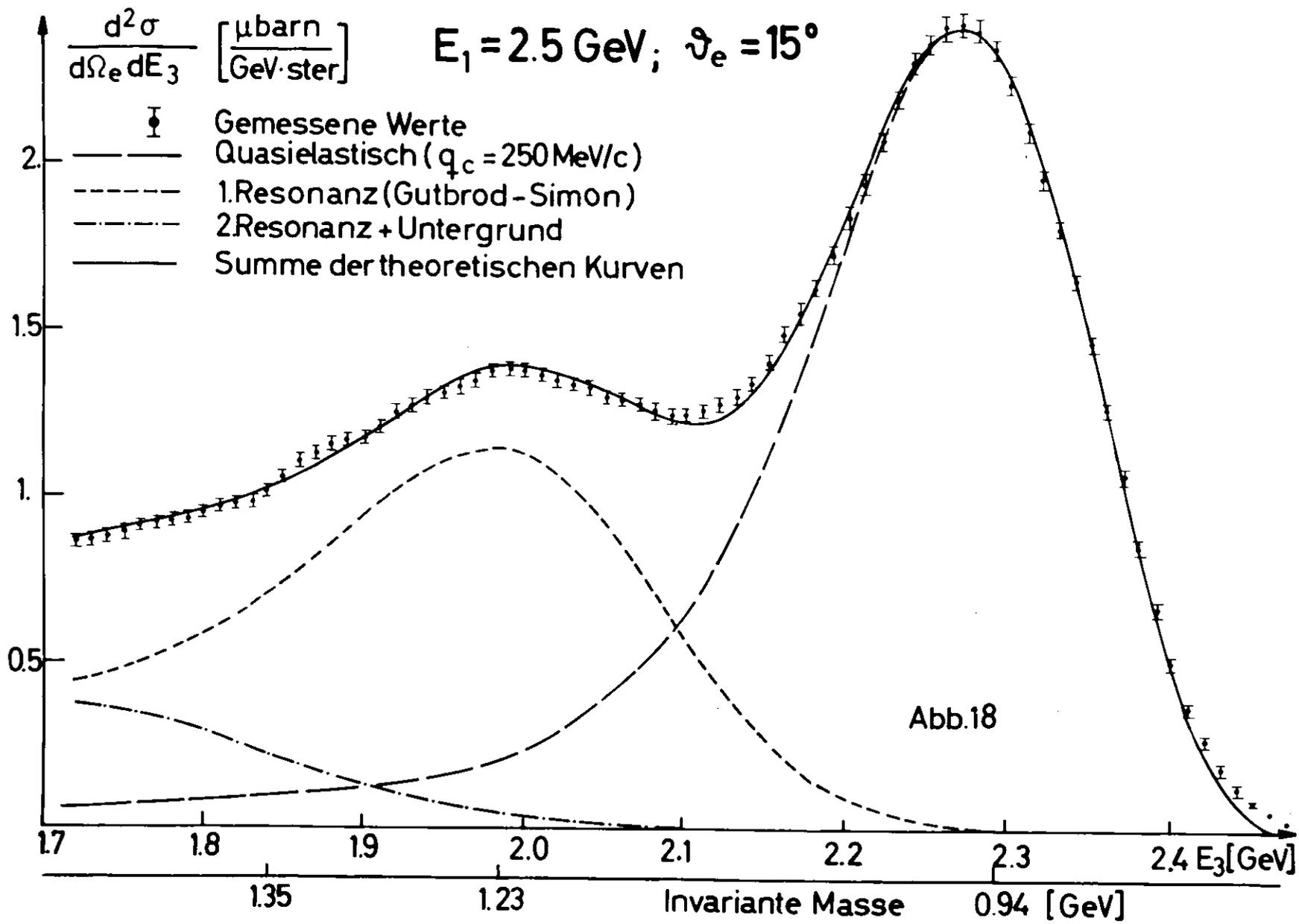


Abb.17



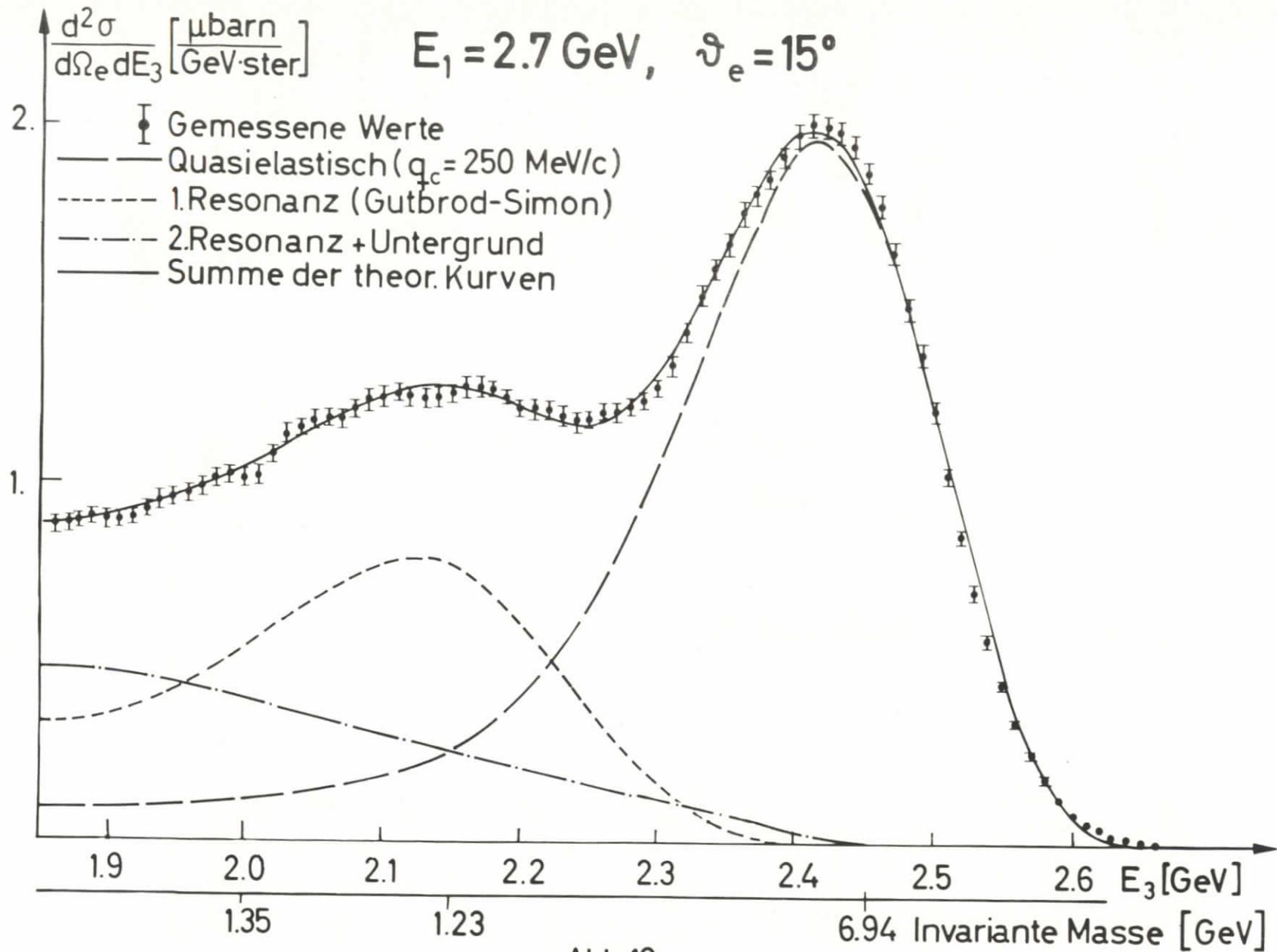


Abb. 19

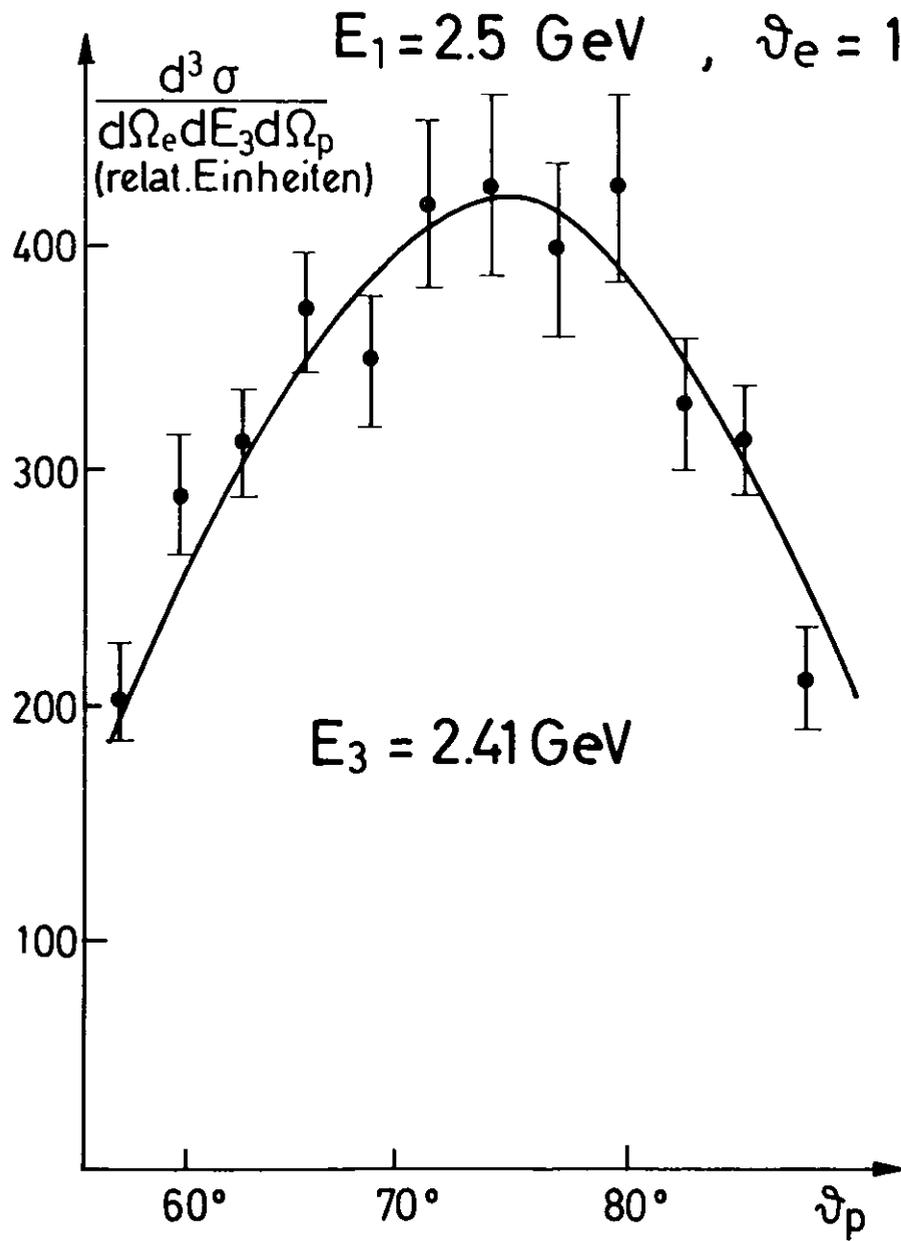


Abb. 20 a

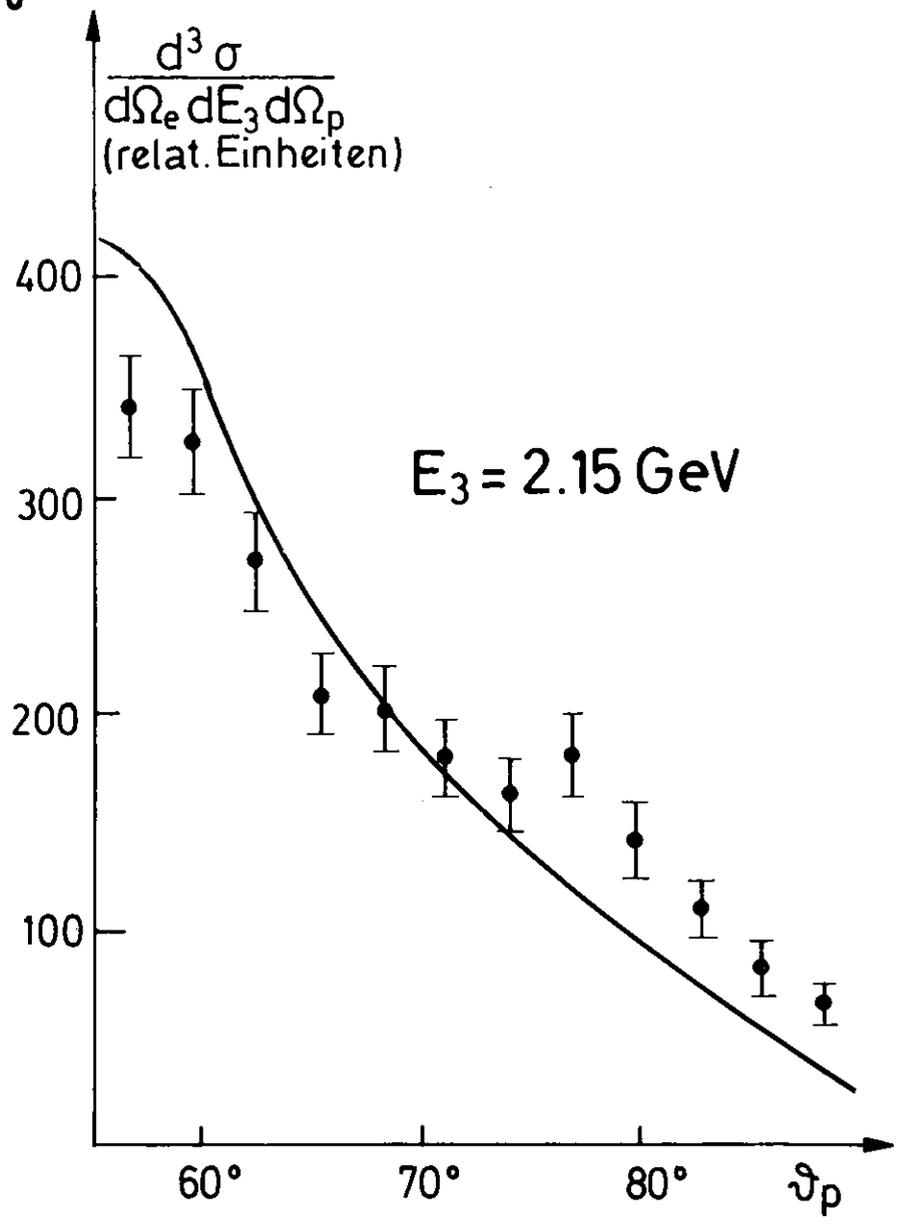
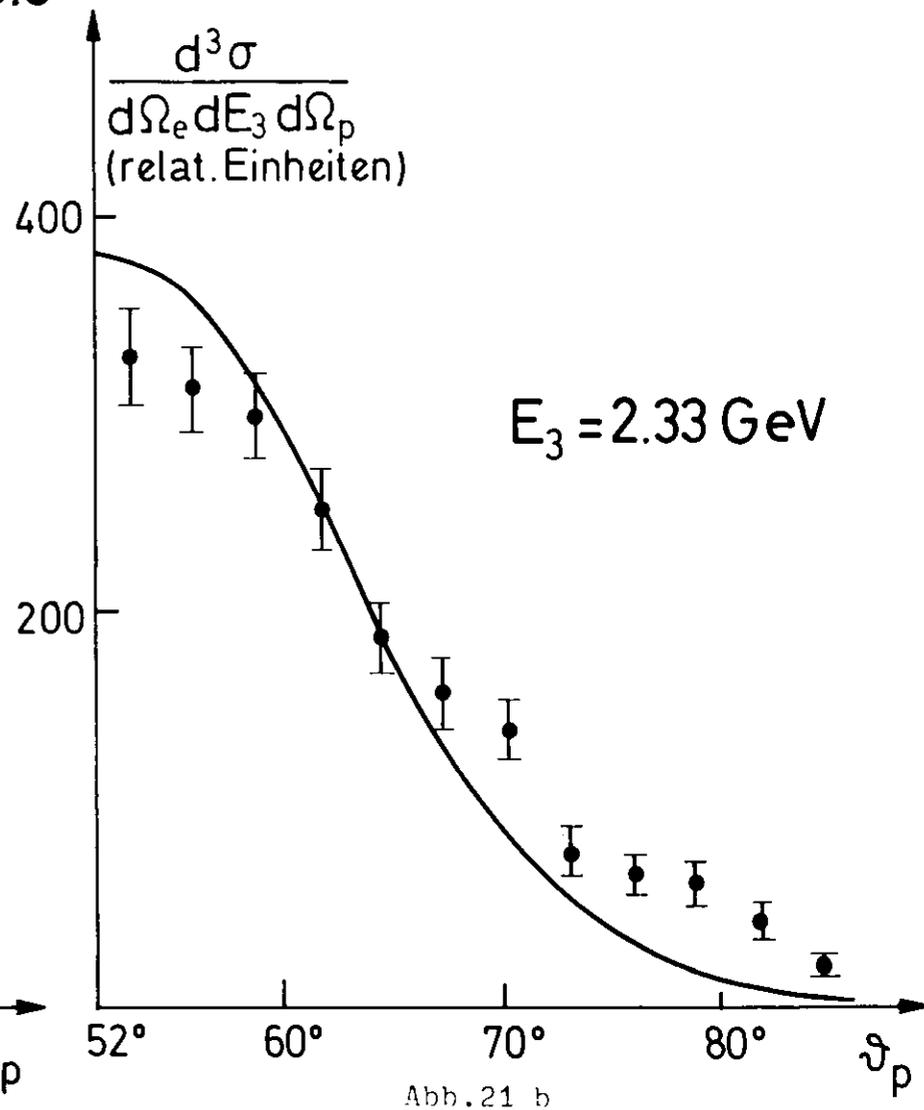
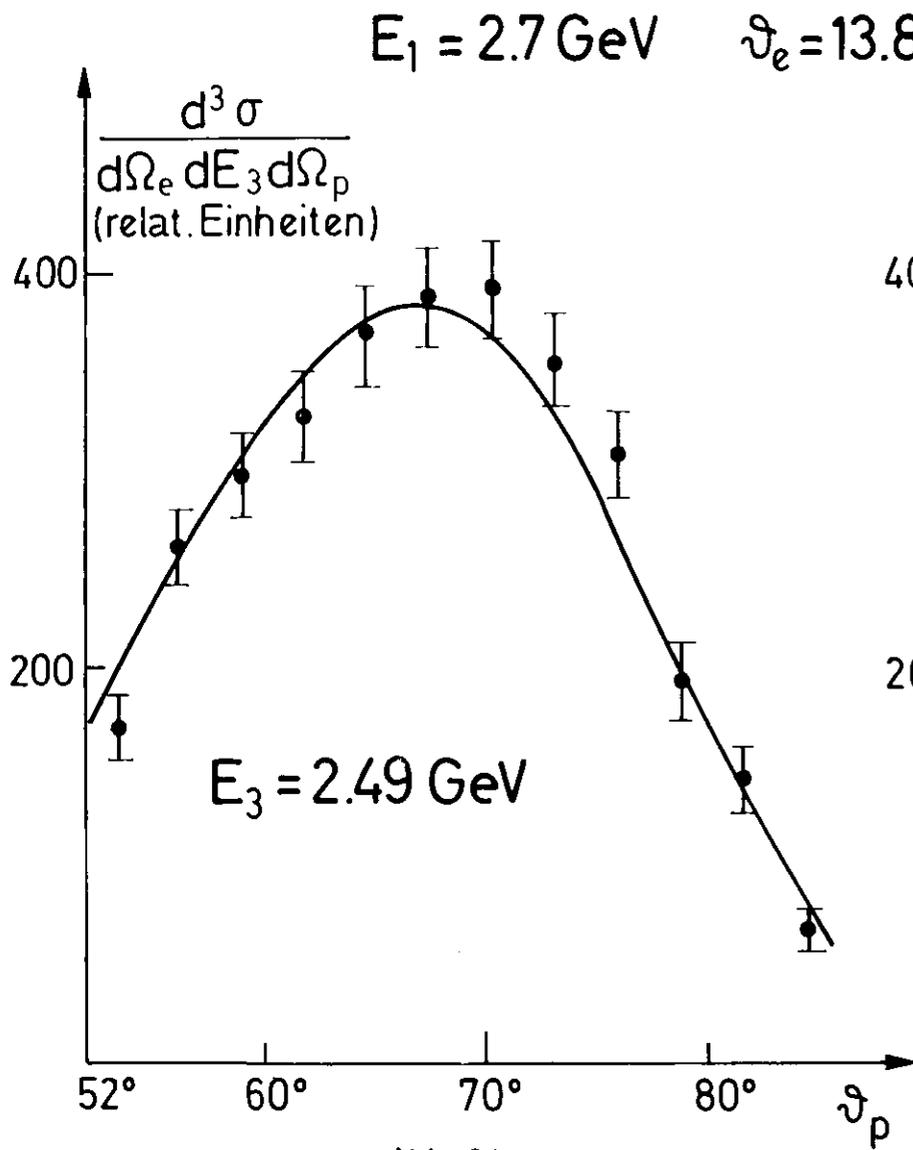


Abb. 20 b



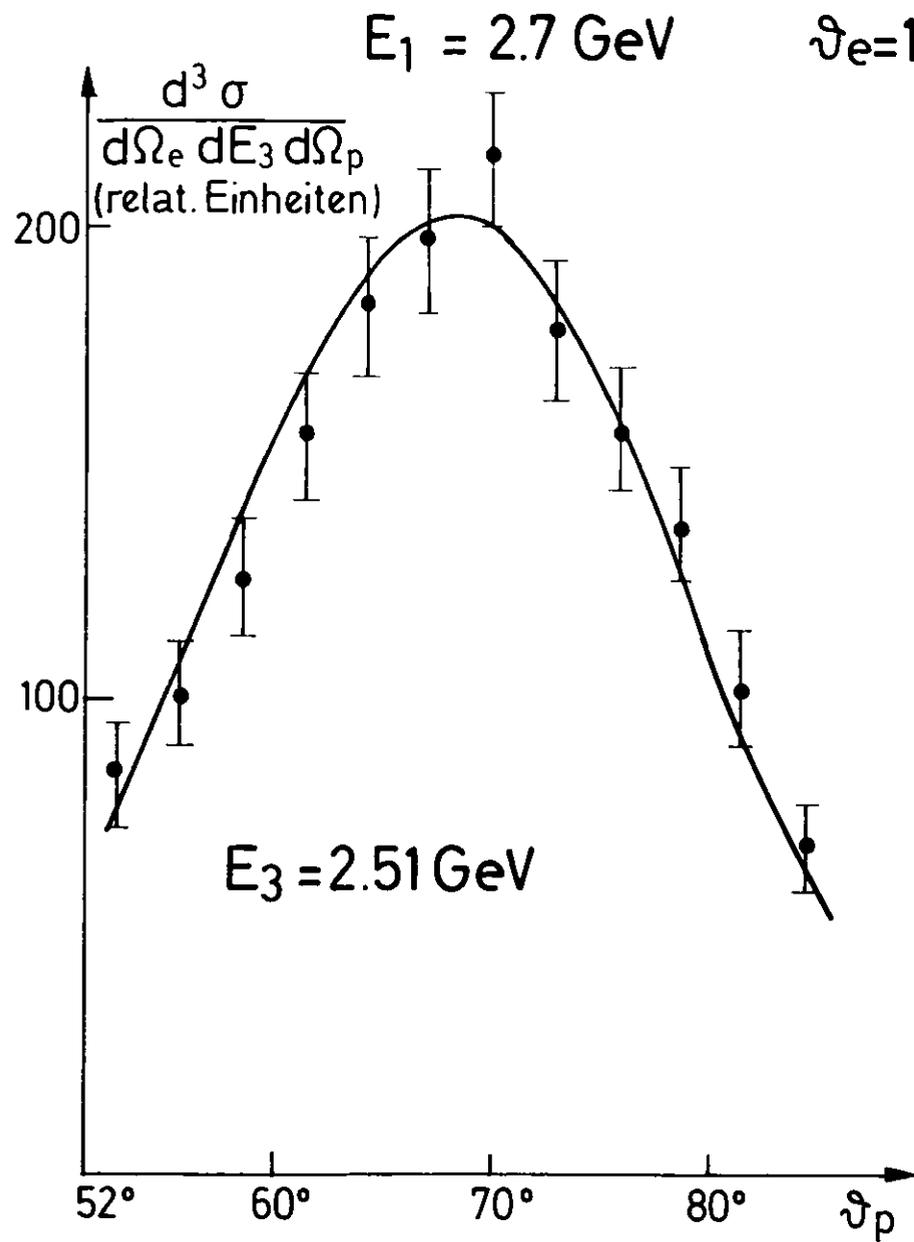


Abb. 22 a

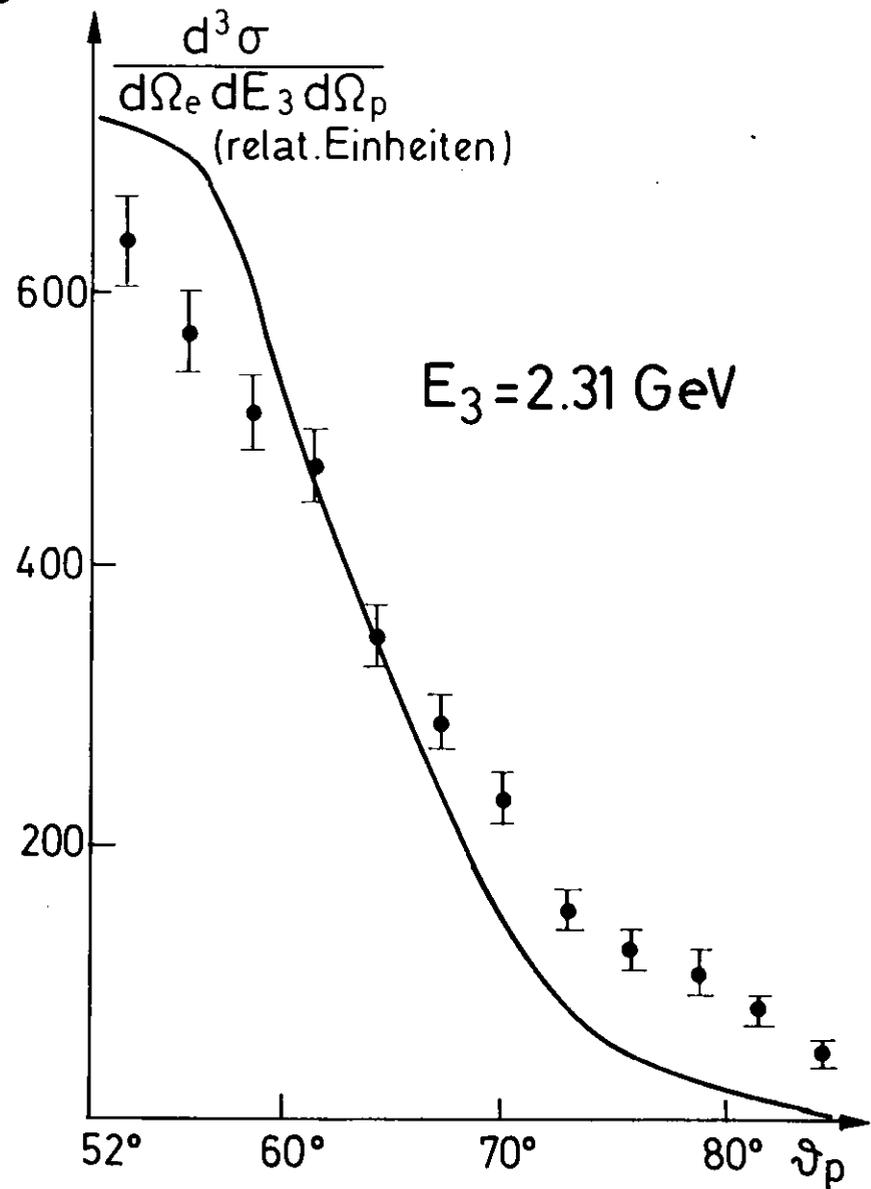


Abb. 22 b

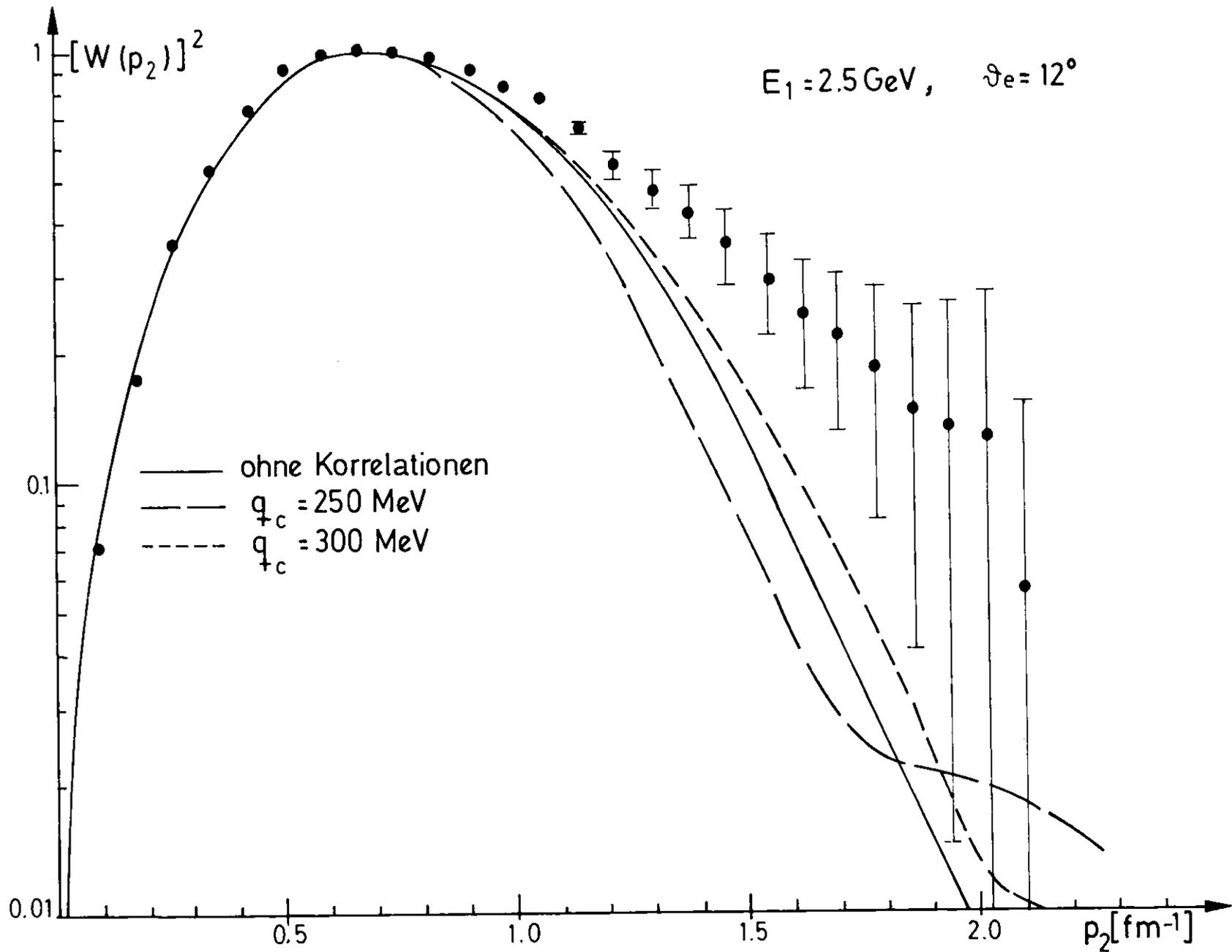
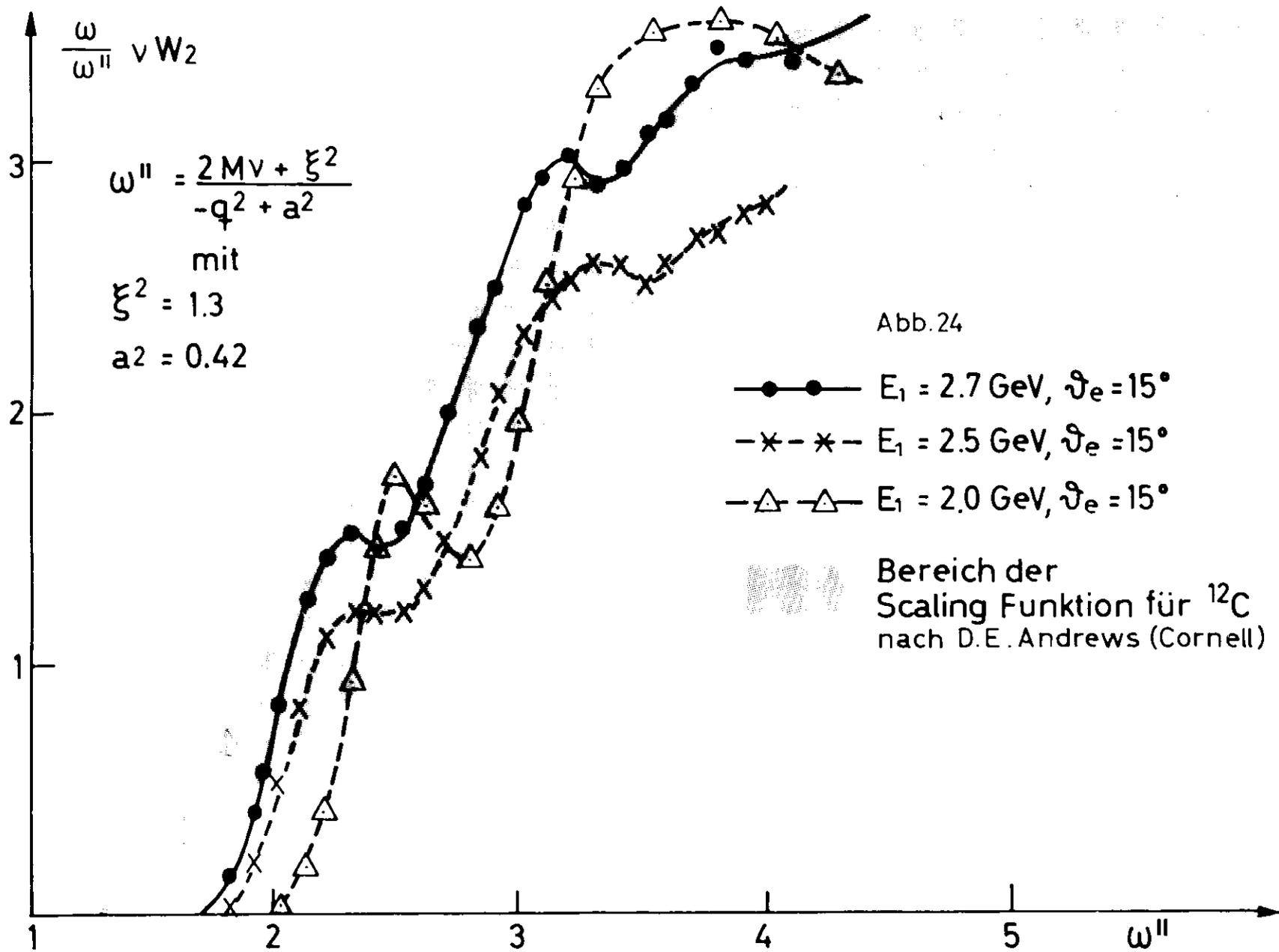


Abb. 23



LEBENS LAUF

Am 25. 9. 1942 wurde ich als fünftes Kind des Ingenieurs Otto Zeller und dessen Ehefrau Cläre, geb. Roos, in Korntal bei Stuttgart geboren. Von 1949 bis 1953 besuchte ich die Volksschule in Korntal. 1962 legte ich am Gymnasium Korntal das Abitur ab. Nach 6 Monaten Industriepraktikum im Ruhrgebiet begann ich im Wintersemester 1962/63 mit dem Studium der Physik in Marburg. 1965 setzte ich mein Studium an der Universität Hamburg fort und legte dort 1969 die Diplomprüfung für Physik ab. Seit 1969 bin ich Doktorand am Institut für Experimentelle Kernphysik der Universität Karlsruhe.