

Interner Bericht  
DESY F23-80/02  
Oktober 1980

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	4. JAN. 1981	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

INKLUSIVE WIRKUNGSQUERSCHNITTE FOR DIE  
STREUUNG VON ELEKTRONEN AN DEN KERNEN  
H<sub>2</sub>, D<sub>2</sub>, <sup>9</sup>Be, <sup>27</sup>Al UND <sup>28</sup>Si IM BEREICH W > 2 GeV

von

Gabriele Mecklenbrauck

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of apply for or grant of patents.**

**"DIE VERANTWORTUNG FOR DEN INHALT  
DIESES INTERNEN BERICHTES LIEGT  
AUSSCHLIESSLICH BEIM VERFASSER."**

Inklusive Wirkungsquerschnitte für die  
Streuung von Elektronen an den Kernen  
 $H_2$ ,  $D_2$ ,  $^9Be$ ,  $^{27}Al$  und  $^{28}Si$   
im Bereich  $W > 2$  GeV

Inauguraldissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
der  
Fakultät für Physik  
der  
Universität Freiburg/i.Br.

vorgelegt von  
Gabriele Hecklenbrauck, geb. Kallipke  
aus Bad Harzburg

Oktober 1980

## INHALTSVERZEICHNIS

A. Einleitung	1
B. Theorie	3
B.1. Kinematik	3
B.2. Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektronenstreuung	5
B.2.1. Wirkungsquerschnitte für freie Nukleonen	5
B.2.2. Inkohärente Kernwirkungsquerschnitte	8
B.3. Kohärente Effekte bei inklusiver Elektron-Kernstreuung für $W > 2$ GeV	10
B.3.1. Beschreibung des Schatteneffekts durch Vektormeson-Dominanz Modelle mit Hilfe des Glauberformalismus	11
B.3.2. Beschreibung des Schatteneffekts durch andere Modelle	18
C. Experiment	20
C.1. Beschreibung des experimentellen Aufbaus	20
C.1.1. Primärstrahl	20
C.1.2. Targets	21
C.1.3. Spektrometer	21
C.1.4. Datenaufnahme	23
C.2. Auswertung	25
C.2.1. Definition eines Ereignisses und Impulsbestimmung	26
C.2.2. Impulsakzeptanz des Spektrometers	27
C.2.3. Apparative Korrekturen	28
C.2.4. Physikalische Korrekturen	30
C.3. Strahlungskorrekturen	31
C.3.1. Kernelastische Strahlungskorrekturen	32
C.3.2. Quasielastische Strahlungskorrekturen	34
C.3.3. Inelastische Strahlungskorrekturen	35
D. Ergebnisse und Diskussion	37
D.1. Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektronenstreuung	37
D.1.1. Proton- und Neutronwirkungsquerschnitte	37
D.1.2. Kernwirkungsquerschnitte	41
D.2. Untersuchung kohärenter Effekte bei inklusiver Elektron-Kernstreuung für $W > 2$ GeV	44
D.2.1. Diskussion von $A_{eff}/A$ in Abhängigkeit von $Q^2$ , $\nu$ und $x'$	46
D.2.2. Abhängigkeit von $A_{eff}/A$ von der Nukleonenzahl	48
D.3. Interpretation der Ergebnisse	51
E. Zusammenfassung	53
Anhang A	54
Anhang B	57
Literaturliste	59
Tabelle der Wirkungsquerschnitte	i
Tabelle IV.a	ii
Tabelle IV.b	xvi
Tabelle V, Fitparameter	xliii

## A. EINLEITUNG

Reelle Photonen und Elektronen werden seit langem und in einem großen Energiebereich (von einigen MeV bis zu einigen GeV) zur Untersuchung der Eigenschaften hadronischer Materie verwendet. Sie sind dazu deshalb besonders geeignet, weil der elektromagnetische Anteil an der betrachteten Wechselwirkung mit sehr großer Genauigkeit im Rahmen der Quantenelektrodynamik beschrieben werden kann. Elektronen haben gegenüber reellen Photonen den Vorteil, daß der Vierer-Impulsübertrag  $q$  auf das Targetteilchen unabhängig vom Energieübertrag  $\nu$  variiert werden kann (Austausch eines virtuellen Photons der Masse  $\sqrt{Q^2} = \sqrt{-q^2}$ ).

In einem der ersten Experimente mit elastisch gestreuten hochenergetischen Elektronen an  $H_2$  konnte gezeigt werden, daß das Proton eine ausgedehnte Ladungsverteilung besitzt (Hof63). Aus der wesentlich schwächeren  $Q^2$ -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte der inelastischen Elektron-Nukleonstreuung für  $W > 2$  GeV ( $W$  ist die invariante Masse des Hadronensystems nach der Wechselwirkung) konnte man auf punktförmige Substrukturen (Partonen) innerhalb der Nukleonen schließen. Mit dem in der Folge entwickelten Partonmodell, bzw. dem detaillierteren Quarkmodell lassen sich zahlreiche experimentelle Ergebnisse der Hochenergiephysik erfolgreich erklären.

Mit Hilfe der Wechselwirkung hochenergetischer reeller oder virtueller Photonen mit komplexen Hadronensystemen, den Kernen, läßt sich nachprüfen, 1) ob die in Kernen gebundenen Nukleonen ihre Eigenschaften gegenüber den freien Nukleonen ändern und 2) ob Photon und Elektron tatsächlich ausschließlich elektromagnetisch mit der hadronischen Materie wechselwirken.

Im Hinblick auf den ersten Punkt wurden in (Gla80) für den Bereich  $W < 2$  GeV Rechnungen durchgeführt, die zeigten, daß sich die experimentellen Elektron-Kernwirkungsquerschnitte im Gegensatz zu früheren Ergebnissen anderer Autoren (Hei74) im GeV-Bereich als inkohärente Superposition der Nukleonenquerschnitte darstellen lassen.

Für den inelastischen Bereich  $W > 2$  GeV wurde dagegen bei der Wechselwirkung hochenergetischer reeller Photonen mit zahlreichen Kernen gefunden (Hey71, Bro73, Cal73, Crie77, Mich77), daß die Zahl der effektiv am Prozeß beteiligten Nukleonen  $A_{eff}$  kleiner ist als die Nukleonenzahl  $A$  der Kerne. Dieser sogenannte Schatteneffekt wird im Rahmen verschiedener Vektormeson-Dominanz Modelle durch das Auftreten einer hadronischen Komponente des Photons, einer Fluktuation in Vektormesonen, interpretiert.

Auch für die Wechselwirkung virtueller Photonen mit Kernen sagen die Vektormeson-Dominanz Modelle einen Schatteneffekt voraus, der mit wachsendem Massenquadrat  $Q^2$  des virtuellen Photons verschwindet. Verschiedene frühere Experimente fanden bei inklusiver Elektron-Kernstreuung im Bereich  $Q^2 > 0.2$  (GeV/c)<sup>2</sup> keinen signifikanten Hinweis auf einen Schatteneffekt (Ken71, Ditz75, Stei75). Eine Ausdehnung des untersuchten Bereichs zu noch kleineren  $Q^2$  ist deshalb wünschenswert, aber auf Grund der in diesem Gebiet stark anwachsenden Bremsstrahlungseffekte schwierig. Bisher gibt es nur wenige Experimente, die dort eine Aussage über  $A_{eff}$  machen, wobei die Behandlung der Strahlungskorrekturen unterschiedlich und mehr oder weniger vollständig ist. In einem Elektron-Hadron Koinzidenzexperiment (Eick76) wurde für festes  $Q^2 = 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup> ein nur sehr kleiner Schatteneffekt gefunden. - In inklusiver Elektron-Kernstreuung fanden Bailey et al. (Bai79) dagegen bei zahlreichen Kernen für  $Q^2 < 0.2$  (GeV/c)<sup>2</sup> einen deutlichen Schatteneffekt. Ein qualitativ ähnliches Ergebnis zeigen frühere Daten der an dem hier beschriebenen Experiment beteiligten Gruppe (Hub79).

In der vorliegenden Arbeit werden inklusive Wirkungsquerschnitte von Elektronen an verschiedenen Kernen vorgestellt und für  $W > 2$  GeV,  $Q^2 < 0.2$  (GeV/c)<sup>2</sup> im Hinblick auf den oben erwähnten Schatteneffekt untersucht. Besonderes Gewicht wird dabei auf eine möglichst vollständige Behandlung der Strahlungskorrekturen gelegt, so daß die angegebenen experimentellen Wirkungsquerschnitte direkt mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden können.

Als Targetkerne wurden die Kerne <sup>9</sup>Be, <sup>27</sup>Al und <sup>28</sup>Si gewählt, sowie  $H_2$  und  $D_2$  zur Gewinnung der elementaren Wirkungsquerschnitte, so daß das Verhältnis von Neutron- zu Protonwirkungsquerschnitt im Bereich kleiner  $Q^2$  und großer  $\nu$  bestimmt werden kann. Durch die Wahl von <sup>27</sup>Al als Targetkern ist der direkte Vergleich mit den älteren, an einem anderen Spektrometer gewonnenen Daten unserer Gruppe möglich (Hub79). <sup>28</sup>Si war wegen seiner ähnlichen Massen- aber anderen Kernladungszahl zur Überprüfung der internen Bremsstrahlungskorrekturen (ein wesentlicher Bestandteil davon ist proportional zu  $Z^2$ ) gewählt worden. Mit Hilfe des außerdem als Target verwendeten Kerns <sup>9</sup>Be ist eine Aussage über die Massenabhängigkeit des eventuell auftretenden Effekts möglich. Für dieses Target wurden zur Überprüfung der externen Strahlungskorrekturen Messungen bei drei verschiedenen Targetdicken durchgeführt.

Schwerere Targetkerne wurden in diesem Experiment wegen der stark mit der Kernladungszahl anwachsenden Strahlungskorrekturen nicht verwendet.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Daten wurden in enger Zusammenarbeit mit G.Guzielski ausgewertet. Teile dieser Arbeit, sowie hier nur kurz dargestellte Ergebnisse sind ausführlicher in (Guz80) beschrieben.

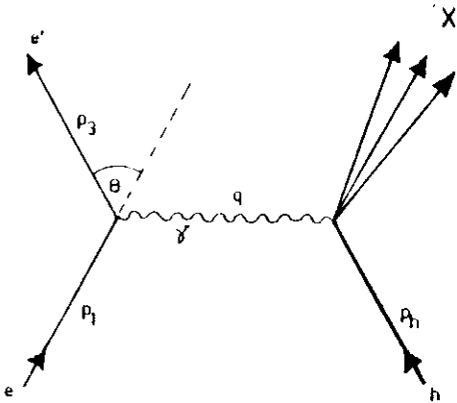


Abb. 1 Feynman-Graph für inklusive Elektronenstreuung

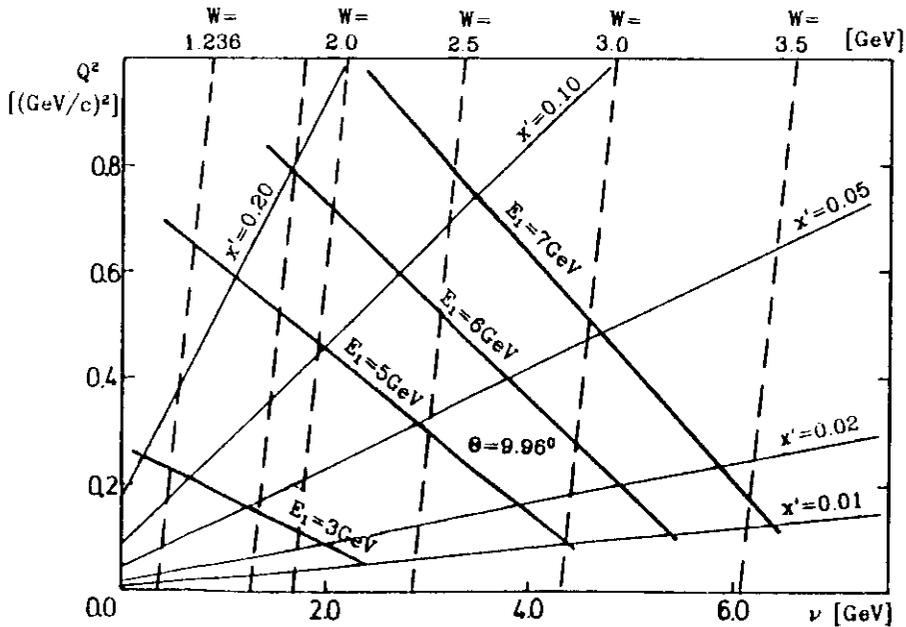


Abb. 2 Kinematische Ebene

## B. THEORIE

### B.1. Kinematik

Die Streuung eines Elektrons  $e$  an einem Hadron  $h$  läßt sich in der niedrigsten Ordnung der Störungsrechnung durch den Austausch eines virtuellen Photons  $\gamma$  beschreiben (Ein-Photon-Austauschnäherung), wie es in Abb.1 dargestellt ist. Dieser Ansatz ist auf Grund der kleinen elektromagnetischen Kopplungskonstante  $\alpha=1/137$  gerechtfertigt, und seine Güte wurde in Elektron-Positron Vergleichsmessungen für elastische und inelastische Streuung an  $H_2$ , sowie verschiedenen Kernen experimentell bis auf 1% genau überprüft (Fan76, Har76, Hub79). Die inklusive Elektronenstreuung kann daher auch als Absorption eines virtuellen Photons durch das Hadron aufgefaßt werden.

Die in dieser Arbeit für Vierervektoren  $a=(a_0, \vec{a})$  und  $b=(b_0, \vec{b})$  verwendete Metrik lautet:

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

Dabei stellen  $a_0$  und  $b_0$  die Energien der Teilchen dar,  $\vec{a}$  und  $\vec{b}$  beschreiben ihre Dreierimpulse. Es werden natürliche Einheiten mit  $\hbar=c=1$  verwendet.

Für die Viererimpulse des ein- und auslaufenden Elektrons, sowie des einlaufenden Hadrons gilt im Laborsystem:

$$\begin{aligned} p_1 &= (E_1, \vec{p}_1) \\ p_3 &= (E_3, \vec{p}_3) \\ p_h &= (E_h, \vec{p}_h) = (M, 0) \end{aligned}$$

Das virtuelle Photon wird beschrieben durch den Viererimpuls

$$q = (\nu, \vec{q})$$

wobei seine Energie  $\nu = E_1 - E_3$  beträgt.

Wir betrachten nur die inklusive Streuung von Elektronen an Hadronen und interessieren uns nicht für das auslaufende Hadronensystem nach der Wechselwirkung. Vernachlässigt man die Masse des Elektrons gegenüber der Hadronmasse, so erhält man:

$$\begin{aligned} |\vec{p}_1| &= E_1 \\ |\vec{p}_3| &= E_3 \end{aligned}$$

$$Q^2 = -q^2 = 4E_1 E_3 \sin^2(\theta/2) \quad \text{Impulsübertrag}$$

$\theta$  ist der Streuwinkel zwischen ein- und auslaufendem Elektron.

$$s = W^2 = (q + p_h)^2 = M^2 + 2M\nu + q^2$$

$W$  ist die Gesamtenergie des Hadronensystems und wird als invariante Masse bezeichnet.  $Q^2$ ,  $W$  und  $\nu$  sind lorentzinvariante Größen. Sind für festes  $\theta$  drei der fünf kinematischen Größen  $E_1, E_3, \nu, W$  und  $Q^2$  für einen Streuprozess bekannt, so lassen sich alle anderen daraus errechnen.

In Abb.2 ist der in unserem Experiment überstrichene kinematische Bereich in der  $Q^2 - \nu$ -Ebene dargestellt. Es wurden unter einem festen Streuwinkel von  $\theta = 9.96^\circ$  mit Elektronenenergien von  $E_1 = 3, 5, 6$  und  $7$  GeV Spektren

aufgenommen, deren Lage in der kinematischen Ebene eingezeichnet ist. Auf Grund der beschränkten Akzeptanz des Spektrometers konnte so ein kinematischer Bereich von  $0.08 (\text{GeV}/c)^2 < Q^2 < 1.0 (\text{GeV}/c)^2$  und  $0.3 \text{ GeV} < \nu < 0.45 \text{ GeV}$  erfaßt werden.

Eine weitere kinematische Größe, die in der vorliegenden Arbeit eine Rolle spielt, ist die Skalenvariable  $x'$ :

$$x' = \frac{Q^2}{2M\nu + M^2} = \frac{1}{\omega'}$$

Geraden, entlang denen  $x'$  eine Konstante ist, sind in Abb.2 eingezeichnet.

## B.2. Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektronenstreuung

### B.2.1 Wirkungsquerschnitte für freie Nukleonen

Der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt für die elastische oder inelastische Streuung eines Elektrons an einem freien Proton oder Neutron lautet:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \sigma_H \cdot \left\{ W_2^{p,n}(Q^2, \nu) + 2 \tan^2(\theta/2) W_1^{p,n}(Q^2, \nu) \right\} \quad (\text{B.1})$$

$d\Omega$  ist der Raumwinkel,  $\sigma_H$  ist der Mott-Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines punktförmigen Teilchens mit Spin  $1/2$  an einer Punktladung mit Masse  $\omega$ :

$$\sigma_H = \frac{\alpha^2 \cos^2(\theta/2)}{4E_1^2 \sin^4(\theta/2)}$$

Der Ausdruck der Form  $\sigma_H \{1 + 2 \tan^2(\theta/2)\}$  berücksichtigt zusätzlich den Spin  $1/2$  des punktförmigen Targets. In den beiden Strukturformfunktionen  $W_1^{p,n}$  und  $W_2^{p,n}$  ist die gesamte Information über die elektrischen und magnetischen Eigenschaften des Hadrons enthalten. Es gibt zur Beschreibung von  $W_1^{p,n}$  und  $W_2^{p,n}$  keine exakte, der Quantenelektrodynamik vergleichbare Theorie, daher werden die im jeweils interessierenden kinematischen Bereich experimentell bestimmten  $W_1^{p,n}$  und  $W_2^{p,n}$  verwendet.

- Für die elastische Streuung von Elektronen an Nukleonen ( $W=M$ =Masse des Nukleons) erhält man nach Integration über  $E_3$  [ $E_3^e = E_1 / (1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2(\theta/2))$ ] aus Gleichung (B.1) die bekannte Rosenbluth-Streuformel:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sigma_H \frac{1}{1 + \frac{2E_1}{M} \sin^2(\theta/2)} \left\{ \frac{G_E^{p,n}{}^2 + \tau G_M^{p,n}{}^2}{1 + \tau} + 2 \tan^2(\theta/2) \tau G_M^{p,n}{}^2(Q) \right\} \quad (\text{B.2})$$

$$\text{mit } \tau = \frac{Q^2}{4M^2}$$

$G_E^{p,n}$  heißt elektrischer-,  $G_M^{p,n}$  magnetischer Formfaktor des Protons, bzw. Neutrons. Für  $G_E^p$  und  $G_M^p$  sind die experimentellen Ergebnisse konsistent mit dem sogenannten Dipolfit:

$$G_E^p(Q^2) = \frac{1}{(1 + Q^2/0.71)^2}$$

und dem Skalenverhalten

$$G_n^p(Q^2) = G_p^p(Q^2) \cdot \mu_p$$

$\mu_p$  - magnetisches Moment des Protons

Für das Neutron gilt entsprechend:

$$G_n^n(Q^2) = \frac{-\mu_n \tau}{1 + 5.6 \tau} G_p^n(Q^2) \quad |Gal71|$$

$\mu_n$  - magnetisches Moment des Neutrons

$$G_n^n(Q^2) = \mu_n \frac{1}{(1 + Q^2/0.71)^2} = \mu_n \cdot G_p^n(Q^2)$$

Eine noch bessere Anpassung an die experimentellen Proton- bzw. Neutron-Formfaktoren liefert ein Polynomfit nach |Mil72|:

$$G_p^p(Q^2) = \frac{\sqrt{P(Q^2)}}{(1 + Q^2/0.71)^2}$$

$$\text{mit } P(Q^2) = \sum_{i=0}^5 (H_i \int_{-1}^1 [Q \cdot ] / (1 - ]))$$

$$H_0 = 1.0007 \quad H_1 = 1.0181 \quad H_2 = 1.0558 \\ H_3 = 0.8364 \quad H_4 = 0.6885 \quad H_5 = 0.6728$$

- Für die inelastische Elektron-Nukleonstreuung im kinematischen Bereich der Nukleonresonanzen ( $W < 2 \text{ GeV}$ ) erhält man  $W_1^{p,n}$  und  $W_2^{p,n}$  in parametrisierter Form aus Anpassungen an experimentelle Spektren |Gla80, Bra76|.

- Für tiefinelastische Elektronenstreuung ( $W > 2 \text{ GeV}$ ,  $Q^2 \gg 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ ) ist der Wirkungsquerschnitt strukturlos und zeigt das von Bjorken |Bjo69| im Grenzwert (sog. Bjorken-Limes)

$$\lim_{\nu \rightarrow \infty} \frac{Q^2 \nu}{Q^2} = \omega = \frac{1}{x} = \text{endlich}$$

vorausgesagte Skalenverhalten: Die Strukturfunktionen hängen nur noch von einer Variablen nämlich  $\omega$  ab und lassen sich durch Skalenfunktionen  $I(\omega) = \omega \nu W_2(Q^2, \nu)$  und  $f'(\omega) = 2M W_1(Q^2, \nu)$  beschreiben. Ein solches Verhalten der Strukturfunktionen läßt sich für den tiefinelastischen Bereich mit Hilfe des Quark-Parton Modells herleiten. Führt man modifizierte Skalenvariablen ein, die im Bjorken-Limes mit  $\omega$  identisch sind, so kann man den Wirkungsquerschnitt auch für kleinere  $Q^2$  und  $\nu$  (d.h. im von uns betrachteten kinematischen Bereich) durch Skalenfunktionen beschreiben. Es werden in der Literatur u.a. folgende Variable vorgeschlagen:

$$\omega' = \frac{1}{x'} = \frac{2M\nu + M^2}{Q^2} \quad |Blo70| \quad (B.3)$$

$$\omega_w = \frac{1}{x_w} = \frac{2M\nu + M_w^2}{Q^2 + a^2} \quad |Rit71| \quad (B.4)$$

$M_w^2$  und  $a^2$  wurden durch Anpassung an experimentelle Daten bestimmt.

Mit Hilfe der Variablen  $\omega_w$  kann eine Skalenfunktion definiert werden, die auch im Resonanzgebiet (d.h.  $W < 2 \text{ GeV}$ ) den Verlauf der Strukturfunktionen  $W_1$  und  $W_2$  mittelt und sogar den Nukleonspol sowie reelle Photonen mit einschließt. Dieses Ergebnis bestätigt die Dualitätshypothese, die besagt, daß die Anregung von Resonanzen im s-Kanal und der Austausch von Teilchen im t-Kanal äquivalente Beschreibungen der Streuamplitude in verschiedenen kinematischen Bereichen sind.

Eine andere Schreibweise des Wirkungsquerschnitts für inklusive Elektronenstreuung nach L.H. Hand |Han63| lautet:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \Gamma_t [\sigma_t(Q^2, \nu) + \epsilon \sigma_\epsilon(Q^2, \nu)] \quad (B.5)$$

$$\epsilon = \frac{1}{1 + 2 \tan^2(\theta/2) (1 + \frac{\nu^2}{Q^2})} \quad \Gamma_t = \frac{\alpha \cdot E_3 \cdot (W^2 - M^2)}{2\pi^2 \cdot Q^2 E_1 \cdot 2M \cdot (1 - \epsilon)}$$

$\epsilon$  heißt Polarisationsparameter und gibt den Grad der longitudinalen Polarisation der virtuellen Photonen an,  $\Gamma_t$  ist der Fluß der transversal polarisierten Photonen.  $\sigma_t$  und  $\sigma_\epsilon$  sind die totalen Wirkungsquerschnitte für die Absorption von transversal, bzw. longitudinal polarisierten Photonen durch das Nukleon.

Der Faktor  $R = \sigma_t / \sigma_\epsilon$  beschreibt das Verhältnis von longitudinalem zu transversalem Wirkungsquerschnitt ( $R$  ist für  $Q^2 = 0.0 \text{ (GeV/c)}^2$  gleich Null, für  $Q^2 > 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$  wird meist  $R = 0.18$  angenommen).

Einen Zusammenhang zwischen Gleichung (B.1) und Gleichung (B.5) erhält man aus den Beziehungen:

$$W_1(Q^2, \nu) = \frac{1}{4\pi^2 \alpha} \frac{W^2 - M^2}{2M} \sigma_t(Q^2, \nu)$$

$$W_2(Q^2, \nu) = \frac{1}{4\pi^2 \alpha} \frac{Q^2}{Q^2} (1 + R) \sigma_t(Q^2, \nu) \frac{W^2 - M^2}{2M}$$

Es folgt somit:

$$W_1(Q^2, \nu) = \frac{1}{1+R} \frac{\vec{q}^2}{Q^2} W_2(Q^2, \nu)$$

Die Beschreibung des Wirkungsquerschnitts mit Formel (B.5) zeigt die Analogie des betrachteten Prozesses zur Absorption reeller Photonen, die nur transversal polarisiert sein können.

### B.2.2 Inkohärente Kernwirkungsquerschnitte

Für die inklusive Streuung von Elektronen an Kernen mit der Massenzahl A läßt sich der Wirkungsquerschnitt in einer zu Gleichung (B.1) analogen Form angeben, da die gesamte Information über den Hadronenvertex allein in den Strukturfunktionen enthalten ist:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \sigma_H \cdot \left\{ W_2^A(Q^2, \nu) + 2 \tan^2(\theta/2) W_1^A(Q^2, \nu) \right\} \quad (B.6)$$

$W_{1,2}^A$  sind die Strukturfunktionen des Kerns, sie sind (außer bei Streuung am Gesamtkern - kohärenter Prozeß) bestimmt durch die Strukturfunktionen der einzelnen im Kern gebundenen Nukleonen. Wählt man als Koordinatensystem eines, bei dem die z-Richtung mit der Richtung von  $\vec{q}$  identisch ist und die Streuebene die x-z Ebene ist, so besitzen die Nukleonen einen Fermi-Impuls  $\vec{p} = (p_x, 0, p_z)$  und befinden sich wegen ihrer Bindungsenergie nicht auf der Massenschale (d.h. sie sind virtuell). Mit Hilfe folgender Modellannahmen lassen sich  $W_1^A$  und  $W_2^A$  aus den Strukturfunktionen der freien Nukleonen bestimmen (Gla80):

- Stoßnäherung: Das virtuelle Photon greift nur an einem der Nukleonen des Kerns an, während die anderen als "Zuschauer" an der Wechselwirkung nicht beteiligt sind.
- Die Impulsverteilung der Nukleonen im Kern läßt sich mit Schalenmodell-Wellenfunktionen beschreiben.
- Die Strukturfunktionen der virtuellen Nukleonen sind dieselben wie die der reellen Nukleonen.

Man erhält dann durch Integration über den Nukleonenimpuls  $\vec{p}$ :

$$\begin{aligned} W_1^A(Q^2, \nu) &= \int d^3p |\Phi(\vec{p})|^2 W_1^{fn}(Q^2, \nu') + (p_x^2/M^2) W_2^{fn}(Q^2, \nu') \\ W_2^A(Q^2, \nu) &= \int d^3p |\Phi(\vec{p})|^2 \tilde{F}(Q^2, \nu') W_2^{fn}(Q^2, \nu') \end{aligned} \quad (B.7)$$

wobei:  $\nu' = (E^{fn} - \nu/M) - (\vec{p} \cdot \vec{q}/M)$   
 $E^{fn}$  - Energie des betroffenen Nukleons

$$\tilde{F}(Q^2, \nu') = \left[ \frac{\nu'}{\nu} - \frac{p_x(Q^2)}{M\nu|\vec{q}|} \right]^2 - \frac{p_x^2}{M^2} \frac{Q^2}{|\vec{q}|^2}$$

$p_x$  - Impulskomponente des betroffenen Nukleons senkrecht zum einlaufenden virtuellen Photon

$p_x$  - Impulskomponente des betroffenen Nukleons parallel zum einlaufenden virtuellen Photon

$\tilde{F}$  ist eine Flußkorrektur, da ein bewegtes Nukleon einen anderen Fluß von Photonen sieht als ein ruhendes.

$W_{1,2}^{fn}(Q^2, \nu')$  sind die Strukturfunktionen der freien, aber bewegten Nukleonen (daher müssen sie an der Stelle  $\nu'$  und nicht an der Stelle  $\nu$  berechnet werden).

Die hier skizzierte Methode der inkohärenten Überlagerung von Strukturfunktionen freier Nukleonen wird im Folgenden mit FISH bezeichnet: "folding of incoherently superposed hadron structure functions".

Verwendet man für  $W_{1,2}^{fn}$  die in Abschnitt B.2.1. erwähnten Beschreibungen (d.h. für die quasielastische Streuung die Rosenbluthformel, für inelastische Streuung im Resonanzgebiet eine Parametrisierung aus Anpassungen an experimentelle Ergebnisse und für die inelastische Streuung bei großen invarianten Massen eine Skalenfunktion), so ist man in der Lage, in der gesamten uns interessierenden kinematischen Ebene Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektronenstreuung an verschiedenen Kernen zu berechnen. In (Gla80) wurde gezeigt, daß sich die experimentellen Wirkungsquerschnitte für  $W < 2$  GeV gut mit dem hier beschriebenen Ansatz wiedergeben lassen.

B.3. Kohärente Effekte bei inklusiver Elektron-Kernstreuung für  $W > 2 \text{ GeV}$

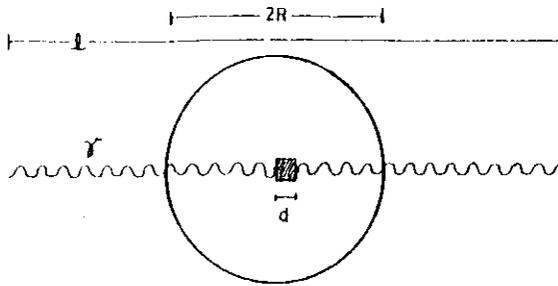


Abb. 3a Hadronische Fluktuation eines Photons im Kern  
 $R$  - Kernradius  
 $\lambda$  - mittlere freie Weglänge  
 $d$  - Länge der Fluktuation  
 $d \ll R \ll \lambda$

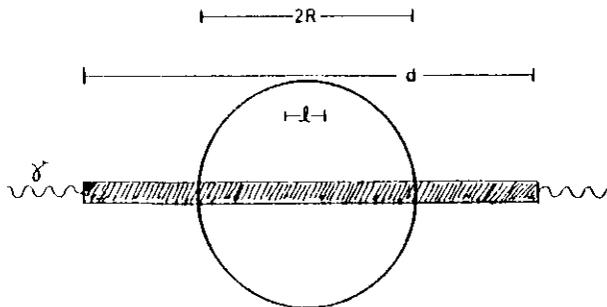


Abb. 3b Hadronische Fluktuation eines Photons im Kern  
 $\lambda \ll R \ll d$

Die einfache Annahme, daß sich die Strukturfunktionen für die Absorption von Photonen an Kernen als inkohärente Superposition von Nukleonstrukturfunktionen beschreiben lassen, ist nicht im gesamten betrachteten kinematischen Bereich richtig. Für reelle Photonen wurde im Bereich außerhalb der Nukleonresonanzen ( $W > 2 \text{ GeV}$ ) in verschiedenen Experimenten (Hey71, Bro73, Cal73, Crie77, Mich77) festgestellt, daß der Wirkungsquerschnitt an Kernen nicht proportional zu  $A$  sondern proportional zu einem  $A_{\text{eff}} < A$  ist. Ein solcher "Schatteneffekt" wurde für sehr kleine  $Q^2$  auch bei virtuellen Photonen in einigen Experimenten gefunden (Bai79, Hub79). Zur Erklärung dieses Verhaltens muß der Wechselwirkungsmechanismus zwischen Photon und Nukleon, bzw. Kern im GeV-Bereich näher betrachtet werden.

Ein Photon (reell oder virtuell) von einigen GeV Energie zeigt bei Wechselwirkung mit Hadronen ähnliche Eigenschaften wie eine rein hadronische Wechselwirkung (bis auf den Faktor  $\alpha = 1/137$ ). Dieses Phänomen erklärt sich damit, daß das Photon kein rein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen ist, sondern eine hadronische Komponente besitzt. Es kann sich im Rahmen der Unschärferelation in ein (virtuelles) Teilchen mit hadronischer Wechselwirkung verwandeln, das dieselben Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  hat. Die Vektormeson-Dominanz Modelle (VDM) machen die Annahme, daß ein Photon mit wachsender Energie  $\nu$  und abnehmendem  $Q^2$  zunehmend als Vektormeson ( $\rho, \omega, \phi, \psi \dots$ ) mit einem Kern wechselwirkt. Die Propagation des Vektormesons durch den Kern läßt sich dann im Rahmen der Glauber-Theorie (Glaue69) beschreiben, die die Streuamplitude am Gesamtkern aus einer kohärenten Überlagerung der Streuamplituden an den einzelnen Nukleonen herleitet.

Für die Länge  $d$  einer hadronischen Fluktuation eines virtuellen Photons (für reelle Photonen setze man  $Q^2 = 0.0 \text{ (GeV/c}^2\text{)}^2$ ) gilt als Folge der Unschärferelation:

$$d = 1/\Delta E = \Delta t = 2\nu / (m_v^2 + Q^2), \quad m_v - \text{Masse des Hadrons}$$

Die mittlere freie Weglänge eines Teilchens in Kernmaterie wird bestimmt durch seinen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ :

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad n - \text{Kerndichte}$$

- Bei kleiner Energie des Photons  $\nu$  und (oder) großem Impulsübertrag  $Q^2$  ist die Länge  $d$  der hadronischen Fluktuation des Photons kurz, d.h. es tritt den größten Teil der Zeit als rein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen auf, das einen kleinen Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  (einige  $\mu\text{b}$ ) mit Kernmaterie, also eine große mittlere freie Weglänge hat (Abb.3a):

$$\lambda \gg R \gg d \quad R - \text{Kernradius}$$

In diesem Fall "sieht" das Photon alle Nukleonen des Kerns und es gilt:

$$\sigma_A \propto A \cdot \sigma_N,$$

wobei  $\sigma_N$  der Wirkungsquerschnitt am einzelnen Nukleon ist. Es gibt also keinen Schatteneffekt.

- Wird  $d$  dagegen groß (bei wachsendem  $\nu$  und abnehmendem  $Q^2 < m_\pi^2$ ), so wird  $\sigma$  der Wirkungsquerschnitt eines Hadrons mit Kernmaterie (einige mb), dessen mittlere freie Weglänge klein ist (Abb.3b):

$$d \gg R \gg \ell$$

Die Wechselwirkung findet bereits an der bezüglich der Photonrichtung vorderen Oberfläche des Kerns statt, während die Nukleonen dahinter "abgeschattet" sind:

$$\sigma_A \propto A^{2/3} \sigma_N.$$

Man erhält in diesem Fall

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{A^{2/3}}{A} = \frac{\sigma_A}{A \sigma_N}$$

Mit Hilfe dieser einfachen Betrachtungen kann man sich das Auftreten eines Schatteneffekts plausibel machen, quantitative Aussagen darüber machen verschiedene Vektormeson-Dominanz Modelle, die anschließend im Zusammenhang mit der Glauber-Theorie kurz erläutert werden sollen.

### B.3.1. Beschreibung des Schatteneffekts durch Vektormeson-Dominanz Modelle mit Hilfe des Glauberformalismus

Um die Wechselwirkung eines Projektils (wir betrachten zunächst Hadronen) mit einem Kern beschreiben zu können, müssen verschiedene Näherungen und Modellannahmen gemacht werden:

1. Der Kern besteht aus  $A$  Nukleonen und wird durch eine nicht-relativistische Wellenfunktion beschrieben.
2. Die Streuamplitude der im Kern gebundenen Nukleonen ("off-shell"-Nukleonen) soll dieselbe sein wie die der freien Nukleonen. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da die Energie der Projektile ( $\sim \text{GeV}$ ) groß ist gegen die Bindungsenergie der Nukleonen ( $\sim \text{MeV}$ ).
3. Der Weg des Projektils durch den Kern sei annähernd geradlinig (Klein-Winkel-Näherung, ebenfalls durch die große Projektilenergie gerechtfertigt).
4. Die Phasenverschiebung, die das Projektil bei Propagation durch den Kern erleidet, berechnet sich als Summe der Phasenverschiebungen, die es bei Streuung an den einzelnen Nukleonen erleidet (Glauber-Näherung). Diese wichtige Annahme ergibt sich aus der ersten Bornschen Näherung und vereinfacht die Berechnung der

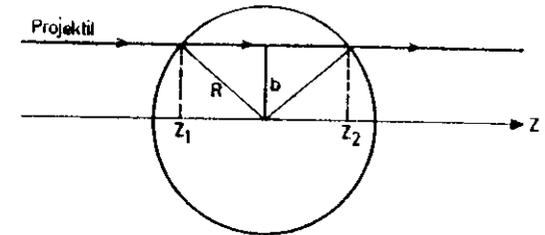


Abb. 4 Eikonalanalyse für ein mit einem Kern wechselwirkendes Teilchen  
 $R$  – Kernradius  
 $b$  – Stoßparameter

Streuamplitude sehr. Sie zeigt aber auch die Grenzen der Anwendbarkeit des Glauberformalismus:

- Es besteht die Möglichkeit, daß das Projektil kohärent mit mehr als einem Nukleon wechselwirkt, da der mittlere Abstand der Nukleonen im Kern nur etwa 1.8 fm beträgt, die Reichweite der Kernkräfte jedoch von vergleichbarer Größe ist (ca. 1 fm).
- Außerdem könnte das Projektil nach seiner Wechselwirkung mit dem ersten Nukleon mit einem zweiten Nukleon wechselwirken, bevor es nach der ersten Streuung in seinen asymptotischen Zustand übergeht, wie es bei der 1. Bornschen Näherung vorausgesetzt ist.

Zunächst wird die elastische Streuamplitude  $F(\Delta)$  eines Teilchens an einem Kern berechnet, die über das optische Theorem mit dem totalen Wirkungsquerschnitt verknüpft ist:

$$\sigma_A = (4\pi/k) \operatorname{Im} F(0)$$

$\vec{k}, \vec{k}'$  Dreier-Impuls des ein- und auslaufenden Teilchens  
 $\vec{\Delta} = \vec{k}' - \vec{k}$  Dreier-Impulsübertrag  
 $= (\Delta_x, \Delta_y, \Delta_z)$   
 $= (\Delta, \Delta_z)$   
 $= (\Delta, 0)$  Auf Grund der Kleinwinkel-Näherung können longitudinale Impulsüberträge vernachlässigt werden.

Das Projektil wird als ebene Welle  $\exp(ikz)$  mit Stoßparameter  $b = (b_x, b_y)$  beschrieben (Abb. 4). Nach Durchlaufen des Kerns erhält man in Eikonal-Näherung eine Welle der Form:

$$\Psi(b, z) = \exp[-(1/2ik) \int dz' 4\pi n(b, z') i \operatorname{Im} f_N(0)] \exp(ikz) \quad (\text{B.8})$$

$$= \exp(ikz) \exp(2i\delta(b))$$

$n(b, z')$  - Kerndichte am Ort  $(b, z')$   
 $f_N(0)$  - elastische Vorwärtsstreuamplitude des Projektils an einem Nukleon N  
 $\delta(b)$  - Phasenverschiebung, die die Welle nach Durchlaufen des Kerns erhalten hat.

Die Formel (B.8) läßt sich vereinfachen durch Einführen einer Profilmfunktion  $\Gamma_A(b)$  des Kerns:

$$\Gamma_A(b) = 1 - \exp[-(2\pi/ik) \int dz' n(b, z') f_N(0)]$$

Damit folgt für (B.8):

$$\Psi(b, z) = (1 - \Gamma_A(b)) \exp(ikz)$$

Die Profilmfunktion lautet also:

$$\Gamma_A(b) = 1 - \exp(2i\delta(b))$$

Aus der Partialwellenzerlegung der Streuamplitude

$$F(\Delta) = (-1/2ik) \sum_l (2l+1) [1 - \exp(2i\delta_l)] P_l(\cos(\theta))$$

$\delta_l$  - Streuphase zum Bahndrehimpuls l  
 $\theta$  - Streuwinkel  
 $P_l$  - Legendre Polynom der Ordnung l

folgt im Hochenergiegrenzwert

$$F(\Delta) = (ik/2\pi) \int d^2b \exp(-i\Delta b) [1 - \exp(2i\delta(b))] = (ik/2\pi) \int d^2b \exp(-i\Delta b) \Gamma_A(b) \quad (\text{B.9})$$

Die elastische Streuamplitude kann also als zweidimensionale Fouriertransformierte der Kern-Profilmfunktion interpretiert werden.

Für den totalen Wirkungsquerschnitt ergibt sich somit:

$$\sigma_A = 2 \int d^2b \operatorname{Re} \Gamma_A(b) \quad (\text{B.9a})$$

$\sigma_A$  läßt sich berechnen, wenn man die Profilmfunktion  $\Gamma_A(b)$  des Kerns kennt. Sie wird in der Glauberapproximation durch Addition der Phasenverschiebungen bei Streuung an den einzelnen Nukleonen bestimmt:

$$\Gamma_A(b) = 1 - \prod_{i=1}^A \exp(2i\delta_i(b)) \quad (\text{B.9b})$$

$$= 1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_N(b - s_i)]$$

$\vec{r}_i = (s_i, z_i)$  Ort des i-ten Nukleons im Kern  
 $\Gamma_N$ : Profilmfunktion des einzelnen Nukleons  
 $\delta_i$ : Phasenverschiebung, die die Welle bei Streuung am i-ten Nukleon erfährt.

Es muß noch berücksichtigt werden, daß der Kern sich vor und nach der Streuung im Grundzustand befindet und man erhält für die elastische Streuamplitude eines Hadrons an einem Kern:

$$F(\Delta) = (ik/2\pi) \int d^2b \exp(-i\Delta b) \langle (1 - \prod_{i=1}^A [1 - \Gamma_N(b - s_i)]) \rangle_0 \quad (\text{B.10})$$

$\langle \dots \rangle_0$  - Grundzustandsmatrixelement

Nimmt man den Kern als kugelförmig mit homogener Kerndichte an:

$$n(b, z') = n_0 = 3A/(4\pi R^3),$$

$R$  = Kernradius  
 $= r_0 A^{1/3}$ ,  $r_0 \approx 1.3$  fm

so ergibt sich durch Integration aus Formel (B.9a):

$$\sigma_A = G(R/\ell) \cdot A \sigma_N \quad (\text{B.10a})$$

Die Funktion G lautet:

$$G(x) = (3/x^3) [(1+x)\exp(-x) - 1 + 0.6 x^2]$$

$$x = R/\ell$$

Mit der Annahme  $\ell \gg R$ , d.h.  $x \rightarrow \infty$  (selbst für Hadronen als Projektile ist diese Annahme nicht ganz realistisch) kann man die Näherung

$$G(x) \rightarrow 3/2x$$

verwenden und erhält aus Formel (B.10a) das bereits oben

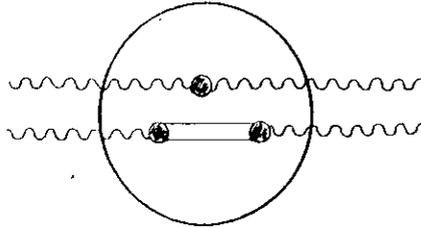


Abb. 5 "one-step"- und "two-step"-Amplitude

plausibel gemachte Verhalten des totalen Wirkungsquerschnitts:

$$\begin{aligned} \sigma_A &= G(R/l) A \sigma_N \\ &= 2\pi R^2 \\ &= 2\pi r_0^2 A^{2/3} \end{aligned} \quad (\text{B.10b})$$

Im Folgenden wird als einlaufendes Projektil ein reelles oder virtuelles Photon betrachtet. Es müssen in diesem Fall bei der Berechnung von  $F(\Delta)$  zwei Prozesse berücksichtigt werden (Abb.5):

1. "one-step" Prozeß: Compton-Streuung des Photons an einem Nukleon des Kerns,
2. "two-step" Prozeß: Produktion eines Hadrons (Vektormesons) an einem Nukleon, das durch den Kern propagiert und an einem anderen Nukleon in ein Photon zurückgestreut wird.

- Die Profilfunktion für den "one-step" Prozeß lautet:

$$\Gamma_{\gamma N}(b) = \langle (\sum_{i \in A} \Gamma_{\gamma N}(b-s_i) \rangle_0 + \text{Terme höherer Ordnung}$$

$$= A \langle \Gamma_{\gamma N}(b-s) \rangle_0,$$

wobei über die Stoßparameter der verschiedenen Nukleonen gemittelt wurde.

$\Gamma_{\gamma N}$  ist die Profilfunktion für die Compton-Streuung eines Photons am Nukleon und lautet:

$$\Gamma_{\gamma N} = \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \left( \frac{e}{ff_V} \right)^2 \Gamma_{VN}$$

$m_V$  - Masse des Vektormesons V

$\Gamma_{VN}$  - Profilfunktion für den Prozeß  $V+N \rightarrow V+N$

$(e/ff_V)$  - Kopplungskonstante des Photons an ein Vektormeson. Wurde experimentell in  $e^+e^- \rightarrow V$  -Experimenten bestimmt.

Setzt man die so berechnete Profilfunktion in Gleichung (B.10) ein, so ergibt sich als "one-step" -Streuamplitude  $F_1(\Delta)$ :

$$F_1(\Delta) = \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right)^2 \left( \frac{e}{ff_V} \right)^2 A \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \exp(-i\Delta b) \langle \Gamma_{\gamma N}(b-s) \rangle_0 \quad (\text{B.11})$$

Die "one-step" -Amplitude und somit der zugehörige Wirkungsquerschnitt ist proportional zur Massenzahl A des Kerns.

- Die Herleitung der Streuamplitude für den "two-step" -Prozeß ist ausführlich in [Gra78] beschrieben, es soll hier nur das Ergebnis angegeben werden. Man benötigt zusätzlich eine Profilfunktion, die die Kopplung eines Photons an ein Vektormeson beschreibt:

$$\Gamma_{\gamma V} = \Gamma_{V\gamma} = \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \frac{e}{ff_V} \Gamma_{VV}$$

Damit ergibt sich als "two-step"-Amplitude:

$$F_k(\Delta) = (-ikz/2\pi) \int d^2b \exp(-i\Delta b) \int dz \int dz' \cdot \underbrace{\sum_{i=1}^A \sum_{j=1}^A \langle \Gamma_{V_V}(b-s_i) \delta(z-z_i) \rangle}_3 \underbrace{\prod_{k=1}^A [1 - \Gamma_{V_V}(b-s_k) \Theta(z-z_k) \Theta(z_k-z')] ]}_2 \cdot \underbrace{\Gamma_{V_V}(b-s_i) \delta(z'-z'_i)}_1 >_0$$

Der Ausdruck 1 beschreibt die Erzeugung des Vektormesons am i-ten Nukleon (es muß über alle i Nukleonen summiert werden, da dieser Prozeß an jedem Nukleon stattfinden kann). Der Ausdruck 2 beschreibt seine Propagation durch den Kern, wobei die  $\Theta$ -Funktionen (Heavyside-Funktionen) sicherstellen, daß die einzelnen Streuprozesse örtlich nacheinander ablaufen. Der Ausdruck 3 beschreibt die Rückstreuung des Vektormesons in ein Photon an einem beliebigen Nukleon j≠i. Durch Integration über z und z' und Umordnung der Ausdrücke erhält man als "two-step"-Amplitude:

$$F_2(\Delta) = \left( \frac{m_V^2}{m_V^2 + Q^2} \right) \left( \frac{e}{ff_V} \right) \frac{ik}{2\pi} \int d^2b \exp(-i\Delta b) \langle 1 - \prod_k (1 - \Gamma_{V_V}(b-s_k)) \rangle_0 - A \int d^2b \exp(-i\Delta b) \langle \Gamma_{V_V}(b-s) \rangle_0 \quad (B.12)$$

Man erkennt hier einen Term proportional zu A, der mit umgekehrtem Vorzeichen genau der Streuamplitude des "one-step"-Prozesses entspricht und einen weiteren Ausdruck, der ähnlich wie Gleichung (B.10) aussieht, mit Ausnahme der Vorfaktoren für die Kopplung des Photons an ein Vektormeson und dessen Propagator.

Für die Berechnung des totalen Absorptionsquerschnitts der Photonen an einem Kern müssen  $F_1$  und  $F_2$  addiert werden, so daß man mit Ausnahme von Vorfaktoren einen Wirkungsquerschnitt erhält, der sich genauso verhält wie hadronische Wirkungsquerschnitte. Es folgt also mit der Annahme  $\ell \ll R$  (die sicher nicht ganz realistisch ist), sowie homogener Kerndichte und  $\sigma_N = 2\pi r_0^2$ :

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_A}{A\sigma_N} = \frac{A^{2/3}}{A}$$

Dieses Verhalten ergibt sich allerdings nur im Hochenergie-Grenzwert. Bei endlichen Energien wird die "one-step"-Amplitude nur teilweise von einem Term der "two-step"-Amplitude aufgehoben, da longitudinale Impulsüberträge nicht mehr vernachlässigt werden können.

Um quantitative Aussagen über die Wirkungsquerschnitte und damit  $A_{eff}/A$  in Abhängigkeit von  $Q^2$  machen zu können, muß man außer den Annahmen über die Kerndichten auch Annahmen über die hadronischen Zwischenzustände des Photons machen, sowie eine realistische Kernwellenfunktion einsetzen.

- Im  $\rho$ -Dominanz Modell nach Brodsky und Pumplin [Bro69] (es wird im Folgenden mit VDM bezeichnet) wird als einzig mögliche hadronische Fluktuation des Photons ein  $\rho$ -Meson zugelassen, sowie homogene Kerndichte vorausgesetzt. Es folgt:

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_A}{A\sigma_N} = 1 - \frac{1}{\text{Im } f_{\rho\rho}} \text{Im} \left| \frac{f_{\rho S}^2 (1-G(\xi))}{Q^2 + m_\rho^2 - 4\pi n_0 f_{\rho S}} \right| \quad (B.13)$$

$$\begin{aligned} m_\rho &= \text{Masse des } \rho\text{-Mesons} \\ f_{\rho S} &= f_{\rho S}(0) \quad \text{Vorwärtsstreuamplitude für den Prozeß } \rho N \rightarrow \rho N \\ f_{\rho\rho} &= (\alpha/ff_\rho^2) f_{\rho S} \\ f_{\rho S} &= \sqrt{(\alpha/ff_\rho^2)} f_{\rho S} \\ G(\xi) &= 2iR[|\vec{q}| - |\vec{k}| - (4\pi n_0/2|\vec{k}|) f_{\rho S}] \quad \text{vergl. Gleichung (B.10a)} \\ \xi &= \\ k &= (K, \vec{k}) \\ &\sim (m_\rho^2 + |\vec{q}|^2, \vec{k}) \quad \text{4-er-Impuls des } \rho\text{-Mesons} \end{aligned}$$

Für sehr hohe Energien erhält man wegen  $f_{\rho S}^2 = (-f_{\rho\rho})^2 = (-f_{\rho S})^2$  und wegen  $|\vec{k}|/\ell \gg Q^2 + m_\rho^2$  [ $\sigma_{\rho N} = (4\pi/|\vec{k}|) \text{Im} f_{\rho S}$ ,  $\ell = (1/n_0) \alpha_{\rho N}$ ]:

$$f_{\rho S} / (Q^2 + m_\rho^2 - 4\pi n_0 f_{\rho S}) \sim 1$$

und es ergibt sich das bereits oben abgeleitete Verhalten

$$A_{eff}/A = G(\xi)$$

Dieses Modell ist jedoch sicher nicht sehr realistisch, da die hineingesteckten Annahmen zu einfach sind.

- Im generalisierten Vektormeson-Dominanz Modell nach Schildknecht [Schil73] (es wird mit GVDM bezeichnet) werden zusätzlich zum  $\rho$ -Meson das  $\omega$ - und das  $\varphi$ -Meson als hadronische Fluktuationen zugelassen, außerdem ab  $m_V \geq 1.4$  GeV ein Kontinuum von Vektormesonen. In Gleichung (B.13) werden in diesem Fall die Beiträge der einzelnen Vektormesonen durch Summation berücksichtigt, bzw. der Beitrag des Kontinuums durch Integration über die Masse. Die Kerndichte wird auch in diesem Modell als homogen angenommen.
- Eine noch realistischere Beschreibung der ablaufenden Prozesse bei Absorption von Photonen durch Kerne liefert ein generalisiertes Vektormeson-Dominanz Modell mit "nicht-diagonalen Termen" nach Ditsas und Shaw [Dit75]. Als hadronische Zwischenzustände werden Vektormesonen und angeregte Zustände der Vektormesonen zugelassen, für deren Massen folgende Gesetzmäßigkeit angenommen wird:
 
$$m_V^2 = m_0^2 (1+2 \cdot n) \quad n=0,1,2,3,\dots$$

$$m_0$$
 ist die Masse eines Vektormesons im Grundzustand, z.B.  $m$ . Bei der Propagation durch den Kern kann ein

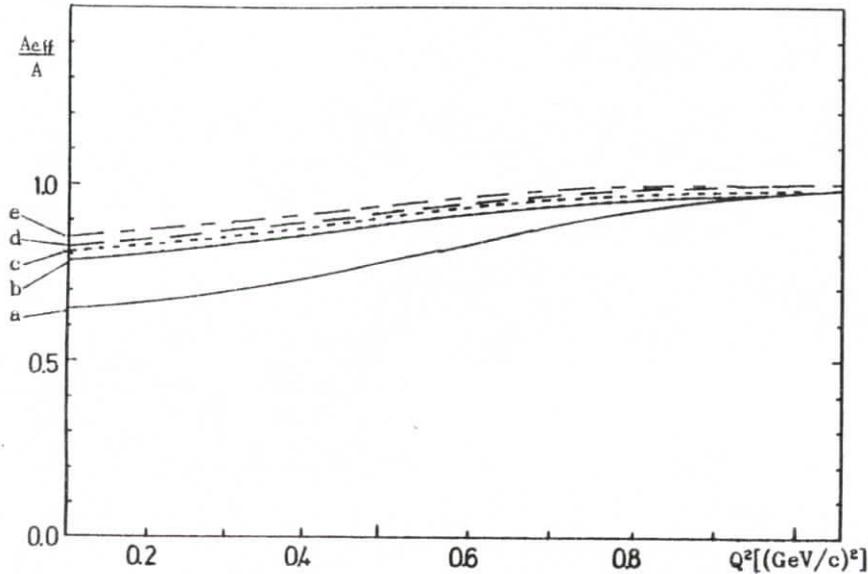


Abb. 6 Rechnungen nach Vektordominanzmodellen  
 — a VDM nach [Bro69]  
 — b GVDM nach [Schil73]  
 - - - c GVDM mit "nicht-diagonalen Termen" nach [Dit75]  
 - - - d GVDM mit  $l_c = 0.44$  fm nach [Dit76]  
 - - - e GVDM mit  $l_c = 0.74$  fm nach [Mon71]

Vektormeson von einem Anregungszustand in einen anderen übergehen, also z.B.  $\rho'' \rightarrow \rho' \rightarrow \rho$ , jedoch stets nur in seinen energetisch nächstliegenden Nachbarzustand. Statt der Streuamplitude  $f_{33}$  (bzw.  $\sum f_{\nu\nu}$  im GVDM) erhält man in diesem Modell in Matrixschreibweise:

$$\begin{pmatrix} f_{\nu\nu} & f_{\nu\nu'} & 0 & 0 & 0 & \dots & \dots \\ f_{\nu'\nu} & f_{\nu'\nu'} & f_{\nu'\nu''} & 0 & 0 & \dots & \dots \\ 0 & f_{\nu''\nu} & f_{\nu''\nu'} & f_{\nu''\nu''} & 0 & \dots & \dots \\ 0 & 0 & f_{\nu'''\nu} & f_{\nu'''\nu'} & f_{\nu'''\nu''} & \dots & \dots \\ \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots & \dots \end{pmatrix}$$

$f_{\nu\nu'}$  usw. sind die sogenannten "nicht-diagonalen" Terme  
 Es gilt:

$$f_{\nu'\nu} = f_{\nu\nu'} = -0.5(m_\nu / m_{\nu'}) (1 - 2 \cdot 0.28 m_0^2 / m_\nu^2) f_{\nu\nu}$$

Mit diesen Voraussetzungen läßt sich für homogene Kerndichte  $A_{\text{eff}}/A$  nach Formel (B.13) berechnen.

- Eine realistischere Kerndichte als die in Formel (B.10a) verwendete homogene konstante Dichte  $n_0$  erhält man durch Berücksichtigung von Korrelationen zwischen den einzelnen Nukleonen, wobei man sich bei der Rechnung auf 2-Teilchen Korrelationen beschränkt [Dit76, Mon71b]. Die 2-Teilchendichte eines Kerns läßt sich schreiben:

$$n^{(2)}(\vec{r}_1, \vec{r}_2) = n(\vec{r}_1) n(\vec{r}_2) g(\vec{r})$$

$\vec{r}_{1,2}$  - Ort der Teilchen im Kern  
 $\vec{r} = (s, z) = (s_x, s_y, z)$

Dabei beschreibt  $g(\vec{r})$  die Korrelationen zwischen den beiden Teilchen (bei  $g(\vec{r})=1$  sind die Teilchen unabhängig). Mit der Annahme  $D \ll L \ll R$ , wobei  $D$  die Reichweite der Kernkraft und  $L$  der Abstand ist, über den sich  $g(\vec{r})$  stark ändert, kann man die 2-Teilchendichte des Kerns durch eine Korrelationslänge  $l_c$  ausdrücken:

$$l_c = - \int [g(\vec{r}) - 1] d\vec{r} = \text{konstant}$$

Die Vorwärtsstreuamplitude  $f_{\nu\nu} = f_{\nu\nu}(0)$  wird dann modifiziert durch eine multiplikative Korrektur:

$$f_{\nu\nu} = f_{\nu\nu}^* (1 + (l_c / 2L)) \quad (\text{B.14})$$

$l$  - mittlere freie Weglänge

Die Einführung von  $l_c$  zur Berücksichtigung von Korrelationseffekten korrigiert nachträglich die Annahme des Glauber-Modells, daß die Streuung des Mesons an den einzelnen Nukleonen in 1. Bornscher Näherung berechnet werden kann. Es ist allerdings nur eine sehr pauschale Korrektur, zumal die Angaben über das phänomenologisch zu bestimmende  $l_c$  sehr stark schwanken, das Verhältnis  $A_{\text{eff}}/A$  aber empfindlich auf eine Änderung von  $l_c$  reagiert.

In Abb.6 sind die oben beschriebenen Modellrechnungen für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=7$  GeV als Funktion von  $Q^2$  dargestellt. Es ist an allen Kurven zu erkennen, daß der Schatteneffekt für abnehmendes  $Q^2$  größer wird. Am deutlichsten zeigt Kurve a dieses Verhalten, die einer VDM-Rechnung nach Brodsky und

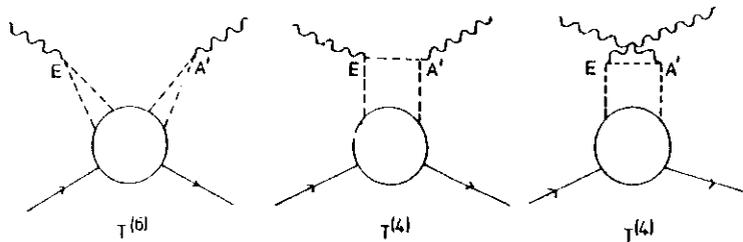


Abb. 7  $T^{(4)}$ - und  $T^{(6)}$ -Diagramme nach [Bro72]  
 E - Emissionspunkt A'-Absorptionspunkt  
 der Partonen

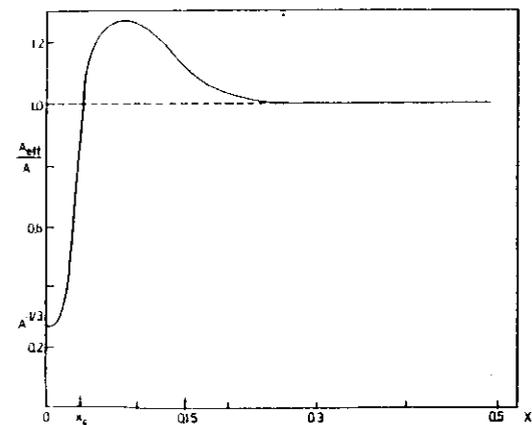


Abb. 8  $A_{eff}/A$  nach den Überlegungen von [Zak75]

Pumplin [Bro69] entspricht. Kurve b stellt eine Rechnung nach dem GVDM nach Schildknecht [Schil73] dar, Kurve c entspricht dem GVDM mit "nicht-diagonalen" Termen nach Ditsas und Shaw [Dit75]. Die Kurven d und e sind GVDM-Rechnungen nach Schildknecht unter Berücksichtigung einer Korrelationslänge von  $l_c=0.44$  fm [Dit76], bzw.  $l_c=0.74$  fm [Mon71b]. Ein Vergleich der Kurven a bis c ergibt, daß der vorhergesagte Schatteneffekt desto kleiner wird, je realistischer die Modellannahmen sind. Die Berücksichtigung von Korrelationseffekten zwischen den Nucleonen des Kerns bewirkt eine noch stärkere Annäherung von  $A_{eff}/A$  an Eins.

### B.3.2. Beschreibung des Schatteneffekts durch andere Modelle

Eine andere Methode zur Beschreibung des Schatteneffekts erhält man mit Hilfe des Partonmodells [Bro72], wobei man sich alle Hadronen aus punktförmigen Konstituenten, den Partonen aufgebaut denkt. Im Quark-Parton-Modell werden sie mit den bis jetzt bekannten Quarks identifiziert. Man unterscheidet dabei zwischen den Valenzquarks, die die äußeren Eigenschaften der Hadronen bestimmen, und einem "Quark-See". Der Absorptionsquerschnitt eines Photons an einem Nucleon läßt sich durch die in Abb.7 gezeigten  $T^{(4)}$ - und  $T^{(6)}$ -Diagramme darstellen, wobei die  $T^{(6)}$ -Diagramme als Streuung leichter Vektormesonen interpretiert werden können, während im  $T^{(4)}$ -Diagramm ein Parton zwischen Emissionspunkt E und Absorptionspunkt A' frei propagiert. Die Erweiterung dieser Betrachtung zu Nucleonensystemen geschieht mit Hilfe des Glaubermodells. Die  $T^{(6)}$ -Beiträge werden auf die in Abschnitt B.3.1. beschriebene Weise unterdrückt und bewirken einen Schatteneffekt, während die  $T^{(4)}$ -Beiträge Skalenverhalten zeigen und proportional zu A beitragen. Es stellt sich heraus, daß die eben geschilderte Betrachtung zu denselben Ergebnissen führt wie das in Abschnitt B.3.1. beschriebene generalisierte Vektormeson-Dominanz Modell. Das GVDM und die Beschreibung des Schatteneffekts nach [Bro72] mit Hilfe des Partonmodells sind nur verschiedene Beschreibungen derselben physikalischen Zusammenhänge.

Die bisher bei allen Betrachtungen verwendete Glaubernäherung, daß sich die Propagation eines Hadrons durch den Kern durch die Summe der an den einzelnen Nucleonen erlittenen Phasenverschiebungen beschreiben läßt, versagt, wenn das Hadron mit einem zweiten Nucleon wechselwirkt, bevor es seinen asymptotischen Zustand erreicht hat (siehe 1. Bornsche Näherung). Dies ist ein Ansatzpunkt zur Beschreibung des Schatteneffekts im Partonmodell mit Hilfe des im sogenannten multiperipheren Modell beschriebenen Reaktionsmechanismus [Zak75]. Im Breit-System ( $q=(\nu, \vec{q})=(0,0,0,q_z)$ ) läßt sich herleiten, daß die longitudinalen Aufenthaltsgebiete zweier zu verschiedenen Nucleonen gehörenden Partonen für  $x < n_T/M \sim 0.15$

überlappen ( $m_\pi$ -Pionmasse,  $M$ -Nukleonmasse,  $x=Q^2/2M\nu$ -Skalenvariable). Der Impuls der Nukleonen beträgt in diesem System  $p=q_L/2x$ , während die Partonen Bruchteile dieses Impulses, nämlich  $x \cdot p = q_L/2$  besitzen. Der im multiperipheren Modell beschriebene Reaktionsmechanismus hat zur Konsequenz, daß Partonen verschiedener Nukleonen, wenn sie ungefähr denselben Impuls besitzen und ihre Aufenthaltsgebiete überlappen, stark miteinander wechselwirken und somit für das Projektilteilchen in longitudinaler Richtung als ein einziges Parton erscheinen. Für  $x < x_c \sim 0.15 \cdot A^{-1/3}$  befinden sich alle Partonen des Kerns in einem Gebiet, dessen longitudinale Ausdehnung der eines einzelnen Partons entspricht, das transversal jedoch unverändert bleibt. Man erhält daher, wenn diese Partonen stark miteinander wechselwirken (in der Sprechweise des multiperipheren Modells heißt es: die Partonenleitern der verschiedenen Nukleonen fallen zusammen) das Ergebnis:

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_A}{A\sigma_N} = \frac{A^{2/3}}{A} = A^{-1/3}$$

Abb.8 zeigt den von [Zak75] vorhergesagten Verlauf des Verhältnisses  $A_{eff}/A$ . Es ist allein eine Funktion der Skalenvariablen  $x$ , d.h. der Schatteneffekt zeigt hier im Gegensatz zu allen anderen bisher erwähnten Modellen Skalenverhalten. Man erkennt ein sehr plötzliches Einsetzen des Schatteneffekts bei  $x \sim 0.15 \cdot A^{-1/3}$ , für etwas größere  $x$  einen "Anti-Schatteneffekt". Der letztere Effekt ergibt sich aus der Impulserhaltung, wenn man fordert, daß der Gesamtimpuls größtenteils von den Partonen selber, also nicht von den neutralen Gluonen, die die Wechselwirkung zwischen den Partonen vermitteln, aufgenommen wird.

## C. EXPERIMENT

### C.1. Beschreibung des experimentellen Aufbaus

#### C.1.1 Primärstrahl

Für die Messungen zur vorliegenden Arbeit wurde der externe Elektronenstrahl Nr. 20 des DESY 7 GeV Synchrotrons benutzt. Das Synchrotron liefert einen mit 50 Hz gepulsten Strahl mit 3ms Pulslänge und einer Intensität von  $0.5-2.5 \cdot 10^{10}$  Elektronen pro Puls. Die Energie des Elektronenstrahls betrug bei unseren Messungen 3, 5, 6 und 7 GeV und war während eines Pulses nahezu konstant ( $\Delta E/E \sim 0.25\%$ , "flat-top" Betrieb).

Mit Hilfe eines Strahltransportsystems bestehend aus 2 Ablenkmagneten und 6 Quadrupolmagneten (Gau73) wird der Strahl auf das ca. 43 m vom Extraktionspunkt entfernte Target fokussiert. Dort hat er eine Ausdehnung von 15 mm volle Halbwertsbreite in der Horizontalen und 5 mm in der Vertikalen.

Der größte Teil des Strahls durchquert das Target reaktionslos und wird mit Hilfe zweier weiterer Quadrupole auf einen Faraday-Käfig (FC) fokussiert. Aus der dort akkumulierten Ladung kann die Primärstrahlintensität bis auf 1% genau bestimmt werden. Zwischen Target und FC befindet sich außerdem ein Sekundär-Emissions-Monitor (SEM), der ebenfalls zur Ladungsmessung dient und folgende Aufgaben erfüllt:

- Aus dem Verhältnis  $R=Q(FC)/Q(SEM)$  der Ladungen kann man Abweichungen des Strahls von seiner optimalen Lage erkennen.
- Bei hohen Energien (6 und 7 GeV) und Intensitäten des Elektronenstrahls muß der Faraday-Käfig mit Hilfe eines Kupferblocks zeitweise gegen Überhitzung geschützt werden. Die Ladungsmessung erfolgt in diesem Fall mit dem SEM, wobei jedoch das Verhältnis  $R$  in kurzen Zeitabständen kontrolliert wird, so daß weiterhin eine Genauigkeit von besser als 1% bei der Ladungsmessung erreicht wird.

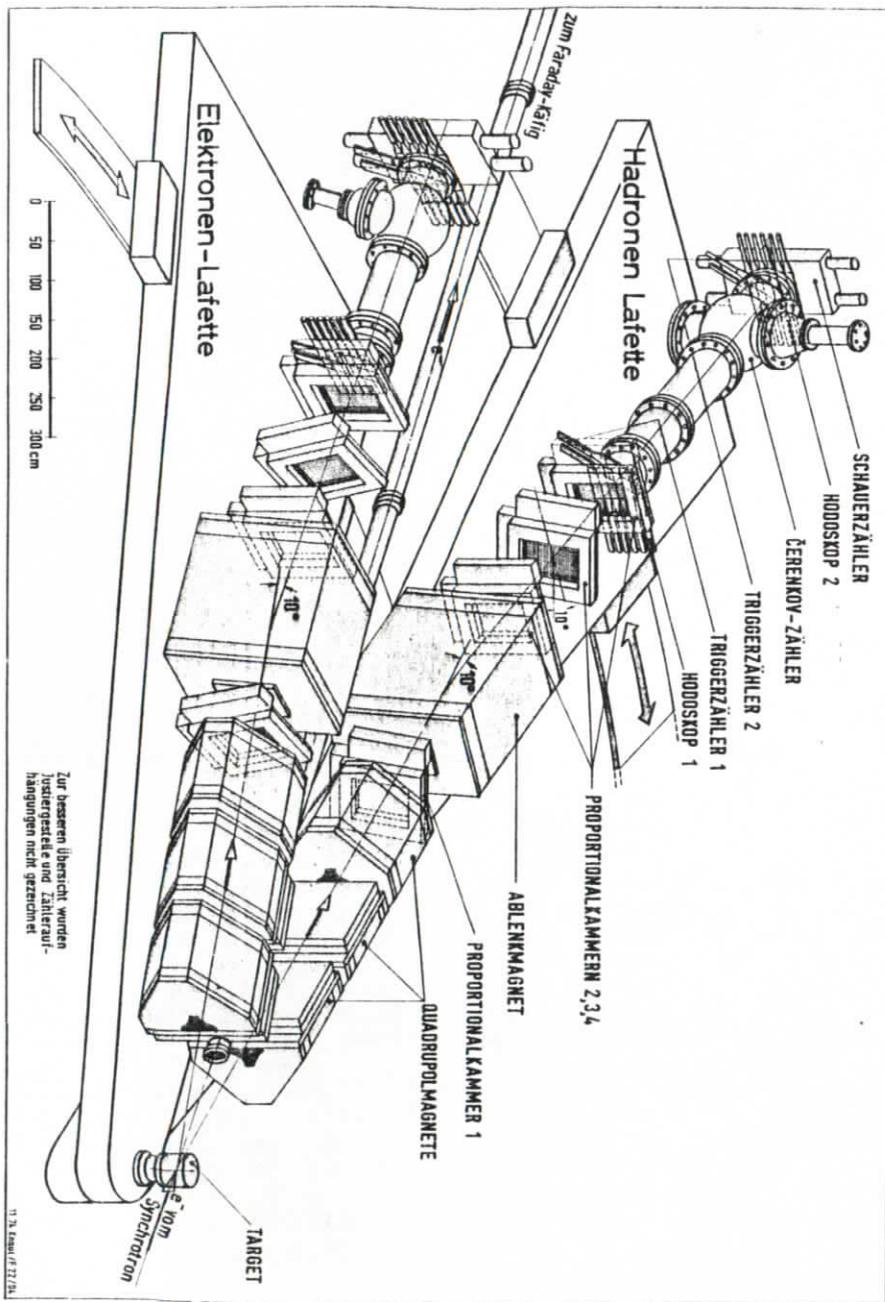


Abb. 9 Spektrometer der Gruppe F22

### C.1.2 Targets

Die bei diesem Experiment verwendeten Targets waren flüssiger Wasserstoff ( $H_2$ ), flüssiges Deuterium ( $D_2$ ) und die Feststofftargets  ${}^9Be$ ,  ${}^{27}Al$  und  ${}^{28}Si$ . Die Dicken aller Targets betragen etwa 0.3% Strahlungslängen, ihre genauen Parameter sind in Tabelle 1 zusammengestellt. Die Flüssig-Targets wurden mit Hilfe eines speziellen Kühlsystems hergestellt (Cryo-Tip Refrigerator Target) (Keß68). Damit konnte die Targetzelle, ein vertikaler Zylinder von 30 mm Durchmesser, bestehend aus 0.05 mm Kapton-H-Folie, in verhältnismäßig kurzer Zeit (etwa 20 bis 40 min) geleert und gefüllt werden. Die Dichteschwankung der Flüssig-Targets betrug weniger als 1%. - Alle Targets befanden sich in einer evakuierten Streukammer und konnten, ohne das Vakuum zu brechen, nach Bedarf in den Strahl gefahren werden. - Zur Überprüfung der externen Strahlungskorrekturen wurden Messungen mit zwei weiteren  ${}^9Be$ -Targets von ungefähr 1.4% und 2.8% Strahlungslänge durchgeführt.

### C.1.3 Spektrometer

Zum Nachweis der gestreuten Teilchen diente das Zweiarmspektrometer der DESY-Gruppe F22, das für die Messung von Elektron-Hadron Koinzidenzen konzipiert war (Kol76, Can77, Guz76). Das Einarmspektrometer unserer Gruppe F23 (Gal69), es war zur Messung inklusiver Wirkungsquerschnitte errichtet worden, wurde 1976 bei einem Brand größtenteils zerstört.

Wir verwendeten nur den Elektronenarm des in Abb.9 dargestellten Spektrometers (beide Arme sind bis auf den Čerenkovzähler identisch). Das Magnetsystem jedes Spektrometerarmes besteht aus 3 Quadrupolmagneten (DESY Typ QC (DES)) und einem vertikal ablenkenden Dipolmagneten (DESY Typ MA (DES)). - Im hier verwendeten Koordinatensystem ist die z-Richtung mit der Achse des Spektrometerarmes identisch, die y-Richtung zeigt vertikal nach oben. - Die Quadrupolmagnete dienen zur Vergrößerung der Akzeptanz und schirmen durch ihre horizontal versetzte Aufstellung die Nachweisapparatur vor im Target erzeugten reellen Photonen ab. Die ersten beiden Quadrupolmagnete hinter dem Target sind halbiert und mit einer Spiegelplatte versehen, um einen möglichst kleinen Streuwinkel einstellen zu können. In unserem Experiment wählten wir den kleinstmöglichen Winkel von  $9.96^\circ$ , um den von uns gewünschten kinematischen Bereich sehr kleiner  $Q^2$  zu überstreichen. - Der Dipolmagnet soll die geladenen Teilchen um  $10^\circ$  nach oben ablenken und ist zur optimalen Ausnutzung seiner Akzeptanz um  $5^\circ$  nach oben gekippt aufgestellt. Zur Herabsetzung der Coulombvielfachstreuung ( $\propto Z^2$ ) befinden sich in den Quadrupol- und im Dipolmagneten mit Helium gefüllte Säcke.

Target	Z	N	Atom- gewicht	Dichte (g/cm <sup>3</sup> )	Dicke (mm)	Strahlungslänge (%)
H <sub>2</sub>	1	0	1.008	0.071	28.170	0.3165
D <sub>2</sub>	1	1	2.010	0.163	28.170	0.3687
BeI	4	5	9.012	1.848	1.500	0.4249
BeII	4	5	9.012	1.848	5.000	1.4164
BeIII	4	5	9.012	1.848	10.000	2.8329
Al	13	14	26.980	2.700	0.345	0.3876
Si	14	14	28.090	2.420	0.350	0.3838
Strahlungslänge vor dem Target bei						
Flüssig-Targets						0.0636
Feststoff-Targets						0.0634
Strahlungslänge hinter der Target bei						
Flüssig-Targets						1.0192
Feststoff-Targets						1.0194

Raumwinkel	0.2307	msr
Winkelauflösung	0.17	mrad
Impulsauflösung $\Delta p$	0.050	GeV
Impulsbereich mit konstanter Akzeptanz pro Magnetstromeinstellung gesamter meßbarer Impulsbereich mit konstanter Akzeptanz	±19.5%	
Maximale Zählrate	0.5-4.6	GeV
Ansprechwahrscheinlichkeit für Elektronen	50/sec	
	> 98 %	

Mit Hilfe dreier Proportionaldrahtkammern hinter- und einer vor dem Dipolmagneten ist es möglich, die Flugbahn eines Teilchens durch das Spektrometer festzulegen und aus dem Bahnradius im Dipolmagneten bei bekanntem Magnetfeld seinen Impuls zu bestimmen. Die Kammern bestehen aus 3 Hochspannungsebenen, sowie einer horizontalen (384 Drähte) und einer vertikalen (256 Drähte) Signaldrahtebeune mit je 2 mm Abstand der Signaldrähte. Die Raumkoordinate eines durch die Kammer geflogenen Teilchens wird durch das Ansprechen von vertikalen und horizontalen Signaldrähten definiert.

An diese Spektrometerelemente zur Teilchenbahn- und -impulsbestimmung schließen sich mehrere Szintillationszähler-Einheiten, sowie ein Čerenkov- und ein Schauerzähler zur Teilchenidentifikation an. Mit Hilfe einer Koinzidenz der 4 Szintillationszähler-Einheiten Hodoskop 1 und 2, Triggerzähler 1 und 2 können "gute" Ereignisse schnell vom Untergrund unterschieden werden. Die Hodoskope bestehen aus 6 waagerechten, schmalen Szintillationszählerstreifen und die Triggerzähler aus 2 nebeneinander angeordneten breiteren Szintillatoren. Der Schwellen-GasČerenkovzähler war zum Nachweis von Elektronen mit Äthylen (C<sub>2</sub>H<sub>2</sub>) bei einem Druck von 1 atm gefüllt, so daß Elektronen der betrachteten Energie darin stets Čerenkovlicht erzeugen, während dies für Pionen jedoch erst bei einem Impuls  $p > 3.7$  GeV möglich wird. Eine zusätzliche Möglichkeit zur Teilchenidentifizierung bietet der Schauerzähler am Ende der Lafette. Er besteht aus 12 Schichten Blei und Szintillationsmaterial, das sandwichartig zu einer Dicke von 6.4 Strahlungslängen zusammengesetzt ist.

Für unsere Messungen wurde am Elektronenarm des F22-Spektrometers eine kleine Änderung vorgenommen, indem vor dem ersten Quadrupolmagneten ein Bleikollimator mit der Öffnung 1.5 cm horizontal mal 4.5 cm vertikal angebracht wurde. Auf diese Weise beschränken wir zwar die Raumwinkelakzeptanz des Spektrometers auf 0.231 msr, erhalten aber einen optimal großen Impulsbereich, in dem die Transmission des Spektrometers 100% beträgt. So kann die gesamte Spektrometerakzeptanz von 0.5 bis 4.6 GeV durch nur 6 verschiedene Einstellungen der Magnetströme überstrichen werden.

Die wichtigsten Eigenschaften des Spektrometers sind noch einmal in Tabelle II zusammengestellt.

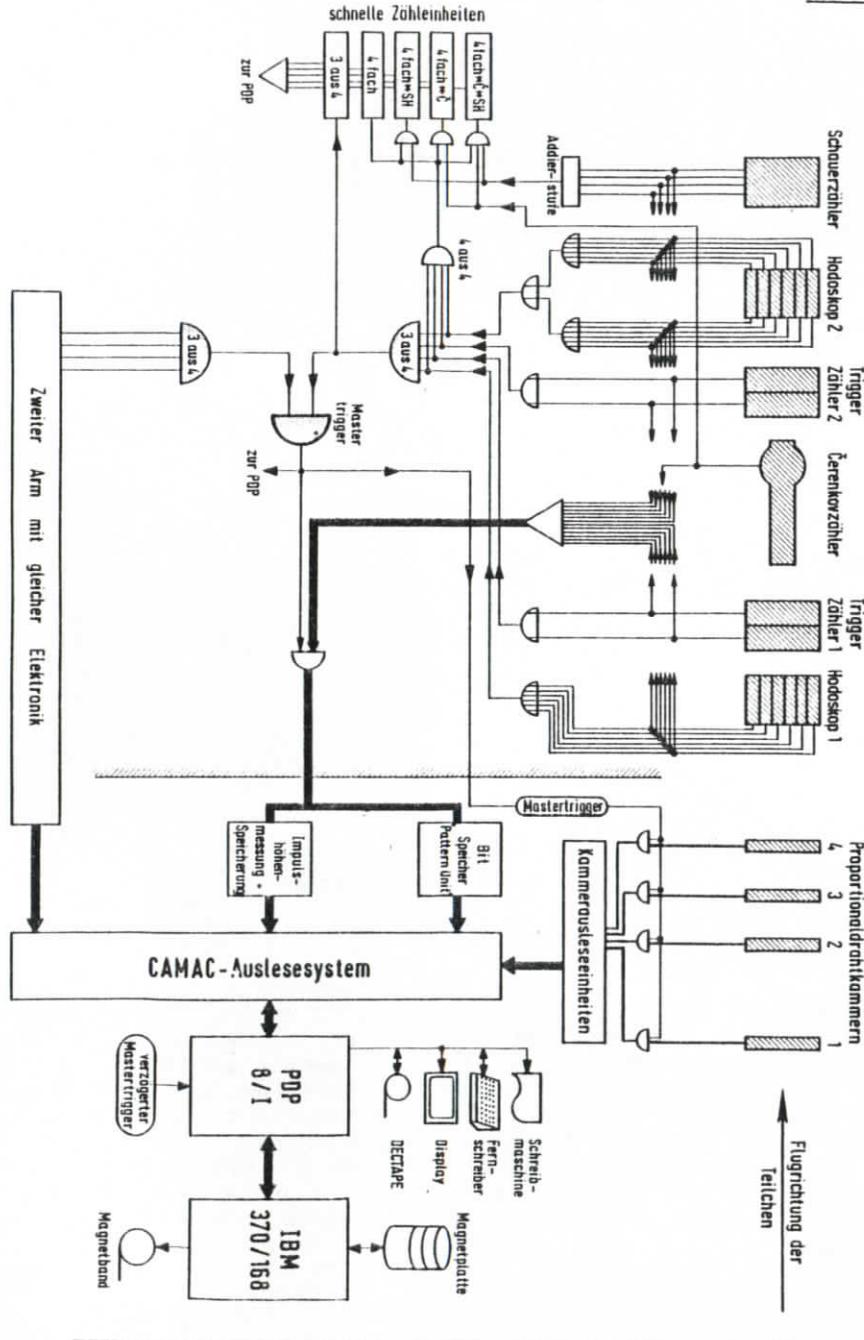


Abb.10 Elektronik und Datenaufnahmesystem

In Abb.10 ist das gesamte Datenaufnahmesystem für dieses Experiment schematisch dargestellt. Mit Hilfe schneller elektronischer Schaltungen werden aus den Signalen der beiden Hodoskope und Triggerzähler, sowie des Čerenkov- und Schauerzählers verschiedene Koinzidenzen gebildet und in speziellen Zählleinheiten gezählt. Die Impulse der Photomultiplier eines Hodoskops bzw. Triggerzählers werden dazu nach Durchlaufen von Diskriminatoren und Impulsformern zunächst über ein logisches "ODER" verknüpft. Die Signale der verschiedenen Multiplier des Schauerzählers werden vorher auf eine Addierstufe gegeben. Eine Koinzidenz zwischen 3 der 4 Szintillationszähler-Einheiten und dem Čerenkovzähler definiert bei dem vorliegenden Experiment den Nachweis eines sogenannten "guten" Teilchens. Eine solche Koinzidenz wurde mit Hilfe der "Masterbox" festgestellt, die dann über einen Steuerimpuls ("strobe" oder "Mastertrigger") die Auslese sämtlicher Spektrometerkomponenten bewirkte:

1. Der Zustand jedes Szintillationszählers wird festgestellt und als "bit" in einem besonderen Speicher, der "pattern-unit", zwischengespeichert.
2. Die Impulshöhen der Čerenkov- und Schauerzählersignale werden über Analog-Digital-Wandler (ADC) gemessen und gespeichert.
3. Der Status der Proportionaldrahtkammern wird festgestellt, indem die Adressen der angesprochenen Drähte bestimmt und für die Weiterverarbeitung aufbereitet werden [Schä74].
4. Außerdem werden bei einem "strobe"-Signal die Energie des Elektronenstrahls und die zeitliche Lage des Ereignisses im Ejektionspuls aufgezeichnet.

Zur weiteren Verarbeitung der in den Zwischenspeichern abgelegten Daten und zur Kontrolle des Experimentablaufs (z.B. der Magnetströme) dient ein Prozeßrechner des Typs PDP 8/1 (Digital Equipment Corporation), der über ein CAMAC-Auslesesystem [Rab74] mit der Experiment-Elektronik verbunden ist. Außerdem ist der Prozeßrechner über das DESY-"Online"-Netz an die zentrale DESY Großrechenanlage angeschlossen (zum Zeitpunkt des Experiments waren es zwei Rechner des Typs IBM 370/168). Die in den Zwischenspeichern vorliegende Information wird programmgesteuert in den Prozeßrechner gelesen und anschließend in Blöcken von nur 50 Ereignissen (wegen der geringen Kernspeichergröße der PDP 8 von 16K Worten zu 12 bit) zur IBM übertragen. In periodischen Abständen (am Ende jedes Meßlaufs) werden die Zählraten der speziellen Koinzidenzzählleinheiten ausgelesen und zur späteren Bestimmung der Normierung, der Totzeit und

der zufälligen Koinzidenzen ebenfalls zur IBM geschickt. (Eine detaillierte Beschreibung des Programmsystems zur Datenaufnahme findet man in IBrau78.)

Dort werden die Daten, nach einer weiteren Zwischenspeicherung auf Magnetplatten, auf Magnetbänder aufgezeichnet. Parallel zum laufenden Experiment werden die eben aufgenommenen Daten mit Hilfe eines synchron auf der IBM laufenden Programms voranalysiert und die Ergebnisse wieder zur PDP 8 zurückgeschickt, wo sie auf einem Bildschirm dargestellt werden können. So ist während der Messung eine ständige Überwachung der Apparatur gewährleistet, außerdem erhält man bereits erste Impulsspektren der aufgenommenen Ereignisse.

## C.2. Auswertung

Im folgenden Abschnitt wird die endgültige Auswertung der auf Magnetband gespeicherten Daten bis zum Erhalt des gemessenen Wirkungsquerschnitts beschrieben, an dem anschließend noch Strahlungskorrekturen angebracht werden müssen. Die Auswertung wurde am DESY-Rechenzentrum mit Hilfe des Programmsystems "RECON" (Kol76, Guz76, Gro75) durchgeführt.

Der zweifach differentielle experimentelle Wirkungsquerschnitt für die inklusive Streuung von Elektronen lautet:

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \frac{\Delta N}{\Delta\Omega\Delta E_3} \frac{1}{\frac{L}{M} \cdot \frac{Q}{e} \cdot \rho \cdot d} \quad (C.1)$$

$\Delta N$	:	Zählrate im Energieintervall	$d$	:	Targetdicke
$\Delta E_3$	:	Energieintervall	$L$	:	Loschmidt'sche Zahl
$\Delta\Omega$	:	Raumwinkel	$M$	:	Molekulargewicht
$\rho$	:	Dichte des Targets	$e$	:	Elementarladung
			$Q$	:	aufintegrierte Ladung des Primärstrahls

Als Energieintervallbreite wurde entsprechend der Impulsauflösung des Spektrometers  $\Delta E_3=0.05$  GeV gewählt. Die Auswertung gliedert sich schwerpunktmäßig in zwei Blöcke:

1. Identifikation der gestreuten Elektronen aus der Zahl der aufgezeichneten "guten" Ereignisse und Bestimmung ihres Impulses (Abschnitt C.2.1.).
2. Ermittlung der Nachweiswahrscheinlichkeit des Spektrometers für die gestreuten Elektronen.

Der zweite Punkt gliedert sich nochmals in die Untersuchung der Spektrometertransmission für Elektronen mit unterschiedlichen Impulsen bei verschiedenen Spektrometereinstellungen (Abschnitt C.2.2. Impulsakzeptanz), in die Untersuchung der Effektivität einzelner Spektrometerelemente und der Auswertprogramme (Abschnitt C.2.3. Apparative Korrekturen) und die Elimination von Elektronen aus hier nicht interessierenden Streu- und Zerfallsprozessen (Abschnitt C.2.4 Physikalische Korrekturen).

## C.2.1 Definition eines Ereignisses und Impulsbestimmung

Ein "gutes" Ereignis, d.h. ein Ereignis für das sämtliche Spektrometerkomponenten ausgelesen und auf Band geschrieben wurden, war vom Experimentaufbau her festgelegt als eine Koinzidenz von 3 der 4 Szintillationszähler-Einheiten und des Čerenkovzählers.

Bei der endgültigen Auswertung wurde für ein "Elektronen-Ereignis" eine Koinzidenz zwischen allen 4 Szintillationszähler-Einheiten gefordert, außerdem Koinzidenz mit dem Čerenkov- und dem Schauerzähler.

Zusätzlich wurde mit folgendem Verfahren eine Abschätzung über den Pionenanteil an den registrierten Ereignissen durchgeführt:

Im Schauerzähler-Impulshöhenspektrum (ADC-Spektrum) wurde bei großen Impulsen (Teilchen mit großem Impulsverlust im Schauerzähler sind mit Sicherheit Elektronen) eine Schwelle gesetzt und das zu dem verbliebenen Teilchenrest koinzidente Čerenkovzähler-ADC-Spektrum verglichen mit dem gesamten Čerenkovzähler-Impulshöhenspektrum. Nach entsprechender Normierung ergab sich ein Pionenanteil von weniger als 1%. Die gleiche Zahl von Pionen-Ereignissen erhielt man auch bei Messungen mit 5 und 10 cm Blei zur Abschirmung aller Elektronen vor dem Eingangskollimator des Spektrometers.

Von den so eindeutig als Elektronen identifizierten "guten" Ereignissen war nun der Impuls zu bestimmen. Dazu wurde ihre Spur durch das Spektrometer und speziell deren Krümmungsradius im Feld des Dipolmagneten rekonstruiert. Diese Prozedur ist ausführlich in [Guz80] beschrieben und sei hier deshalb nur kurz skizziert.

An die Raumkoordinaten in den 3 Proportionaldrahtkammern hinter dem Dipolmagneten wurde eine gerade Teilchenbahn angepaßt. Wurden in einer Proportionaldrahtkammer mehrere Durchfluggpunkte registriert, so wurden aus den möglichen Kombinationen von Koordinaten diejenigen herausgesucht, bei denen die von ihnen aufgespannte Dreiecksfläche kleiner war als ein Maximalwert. Von den so ausgewählten Bahnen wurde weiter verlangt, daß sie durch die beiden Triggerzähler hindurchgingen (die voraussetzungsgemäß angesprochen hatten) und daß es in der Proportionaldrahtkammer vor dem nur in  $y$ -Richtung ablenkenden Dipolmagneten einen Koordinatenpunkt gab, dessen  $x$ -Wert auf der Verlängerung der Bahnen lag. Die Kammer vor dem Dipolmagneten und die mittlere Kammer dahinter sind um  $10^\circ$  in der  $x$ - $y$ -Ebene gedreht aufgestellt, so daß eine eindeutige Zuordnung von  $x$ - und  $y$ -Werten zu einem Koordinatenpunkt möglich wurde. Mit Hilfe der geraden Spur in den Kammern 2-4 und dem Punkt in Kammer 1 kann die Krümmung der Teilchenbahn im Dipolmagneten berechnet werden. Dabei wurden neben dem

homogenen Magnetfeld noch inhomogene Randfelder iterativ berücksichtigt. Aus dem Bahnradius läßt sich der Impuls des Teilchens berechnen. Die jetzt bis zur Proportionaldrahtkammer 1 bekannte Bahn kann rechnerisch durch die Quadrupolmagnete bis zum Kollimator und zum Target zurückverfolgt werden. Erhält man für ein "gutes" Ereignis rekonstruierbare Bahnen, so handelt es sich in 98% der Fälle um eine einzige, in 0.8% der Fälle um mehr als zwei Bahnen.

Ein Teilchen, das genau um den eingestellten Spektrometerwinkel von  $0.96^\circ$  in der  $x$ - $z$ -Ebene gestreut wurde und durch die Mitte aller Kammern und Szintillationszählereinheiten geflogen ist, bewegte sich auf der sogenannten Sollbahn durch das Spektrometer und besaß den Sollimpuls  $p_0$ . Für jede Magnetstromeinstellung gibt es einen genau definierten Sollimpuls gemäß der Gleichung:

$$p = e \cdot B \cdot R \quad \begin{array}{l} B : \text{Magnetfeld} \\ R : \text{Bahnradius} \end{array}$$

## C.2.2 Impulsakzeptanz des Spektrometers

Die Impulsspektren der gestreuten Elektronen (und damit die Wirkungsquerschnitte) mußten wegen der räumlich begrenzten Spektrometerakzeptanz aus einzelnen Teilspektren bei verschiedenen Magnetstromeinstellungen, bzw. Sollimpulsen zusammengesetzt werden. Um Normierungsunsicherheiten und Korrekturen klein zu halten, sollte die Transmission des Spektrometers bei einer Magnetstromeinstellung in einem möglichst großen Impulsbereich 100% betragen. Dazu wurde die Lage und Größe des Eingangskollimators mit Hilfe einer Monte-Carlo-Akzeptanzrechnung [Guz76] für das F22 Spektrometer vor Beginn dieser Messungen festgelegt.

Die für die endgültige Datenauswertung benötigte Spektrometerakzeptanz wurde mit folgendem Verfahren aus der Gesamtmenge der für einen festen Sollimpuls vorhandenen Ereignisse mit rekonstruierbaren Bahnen berechnet:

- Für jedes Impulsintervall wurde die zweidimensionale Teilchenbelegung des Kollimators ermittelt. Obwohl die Teilchenimpulse nur aus der  $y$ -Ablenkung des Dipolmagneten bestimmt wurden, ist diese Belegung wegen der Quadrupole eine Funktion von  $x$  und  $y$ .
- Es wurde eine zusammenhängende Fläche (Plateau) gesucht, deren Flächenbelegungsdichte größer war als 90% der Maximaldichte. Bei Impulsen in der Nähe des Sollimpulses erstreckte sich eine solche Fläche mit Ausnahme der Randbezirke über den ganzen Kollimator, bei Impulsen sehr viel größer oder kleiner als der Sollimpuls engte sie sich stets auf den oberen Teil des

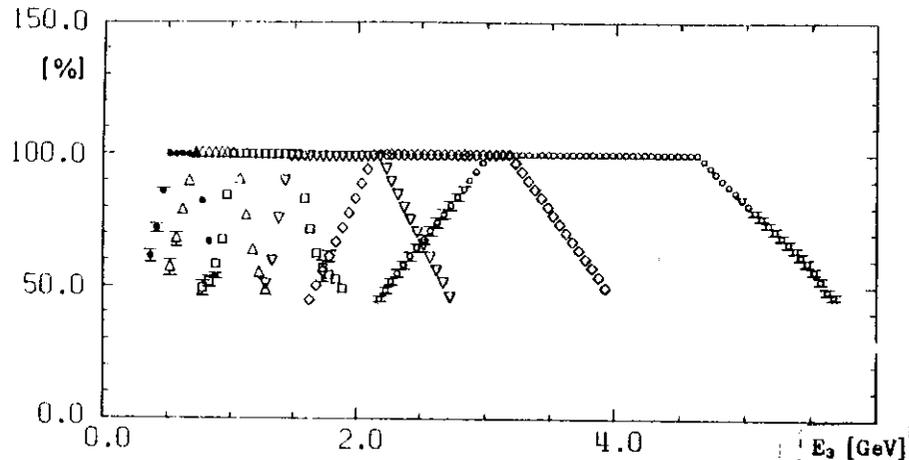


Abb.11 Akzeptanzfunktionen für verschiedene Sollimpulse

- $p_0 = 0.60 \text{ GeV}$
- ▲  $p_0 = 0.85 \text{ GeV}$
- ◻  $p_0 = 1.20 \text{ GeV}$
- ▽  $p_0 = 1.72 \text{ GeV}$
- ◇  $p_0 = 2.50 \text{ GeV}$
- $p_0 = 3.60 \text{ GeV}$

Kollimators ein.

- Aus dem Verhältnis dieser Fläche zur größten, im betrachteten Teilspektrum auftretenden Plateaufäche wurde die Akzeptanz für das ausgewählte Impulsintervall bestimmt.

Man erhält für die Teilspektren (im Folgenden auch mit Impulsfenster bezeichnet) die in Abb.11 dargestellten Akzeptanzfunktionen. Die einzelnen 100%-Bereiche überlappen stets um mindestens ein Impulsintervall. Je kleiner der Sollimpuls wird, desto schmaler wird der 100%-Bereich der Akzeptanz und desto steiler werden die Flanken. Für die Berechnung der Wirkungsquerschnitte werden nur solche Ereignisse verwendet, die im 100%-Bereich der Akzeptanz liegen, da außerhalb dieses Bereichs die statistischen Fehler besonders bei kleinen Sollimpulsen stark anwachsen.

### C.2.3 Apparative Korrekturen

Um die Zählraten  $\Delta N$  in Formel (C.1) zu erhalten, müssen die bisher beschriebenen Werte noch in Bezug auf die Ansprechwahrscheinlichkeit der einzelnen Spektrometerkomponenten korrigiert werden.

- Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszähler-Einheiten ließ sich auf Grund der elektronisch geforderten 3 aus 4-Koinzidenzen errechnen. Es wurden dazu die Koinzidenzen von 3 der 4 Szintillationszähler-Einheiten, dem Čerenkov- und dem Schauerzähler mit den Koinzidenzen zwischen allen 4 Szintillationszähler-Einheiten, dem Čerenkov- und dem Schauerzähler verglichen. Die Ansprechwahrscheinlichkeit betrug stets 100%.
- Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers wurde mit Hilfe gesonderter Meßläufe bestimmt, bei denen sich der Čerenkovzähler nicht mit in der Ereignis-definierenden Koinzidenz befand. Es wurde im Schauerzähler-ADC-Spektrum eine hohe Schwelle gesetzt und 4-fach Koinzidenz der Szintillationszähler gefordert. Aus der Ansprechrate des Čerenkovzählers bei dieser Auswahl von Ereignissen (bei denen es sich mit Sicherheit um Elektronen handelte) ergab sich für alle Impulsintervalle eine Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers von besser als 99%.
- Die Effektivität des Schauerzählers wurde in analoger Weise durch eine hohe Schwelle im Čerenkovzähler-ADC-Spektrum zu ebenfalls besser als 99% bestimmt.

- Als letzte Korrektur muß an der Zählrate im Energieintervall  $\Delta E_3$  ein Faktor angebracht werden, der den Wirkungsgrad des Rekonstruktionsalgorithmus, sowie die Totzeit des Datenaufnahmesystems samt Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionaldrahtkammern beschreibt.  
Es gilt:

$$\Delta N = \frac{1}{C} \Delta N_{rec}$$

Dabei ist  $\Delta N_{rec}$  die Anzahl der im Energieintervall  $\Delta E_3$  rekonstruierten Teilchen.  $C$  enthält die Totzeitkorrektur und die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit. Mit der Annahme, daß  $C$  nicht vom Teilchenimpuls abhängig ist, ergibt sich:

$$C = \frac{\int \Delta N_{rec} dE_3}{\int \Delta N dE_3}$$

Der Nenner dieser Formel beschreibt die Gesamtzahl der pro Impulsfenster aufgenommenen Koinzidenzen der 4 Szintillationszähler, des Čerenkov- und Schauerszählers. Diese Zahl wurde mit einer speziellen Zähleinheit direkt gemessen. Es konnten je nach den Experimentierbedingungen 40% bis 70% der Koinzidenzereignisse eines Impulsfensters rekonstruiert werden.

Diese integrale Berechnung bestimmt nur den Mittelwert der Korrekturfaktoren  $C$  für ein einzelnes Impulsfenster. Dieser Mittelwert reichte zur Korrektur jedoch nicht aus, da sich eine Impulsabhängigkeit von  $C$  innerhalb eines Fensters feststellen ließ. Dazu mußte für mindestens zwei Impulsintervalle innerhalb eines Fensters die Zahl der Elektron-Ereignisse mit und ohne rekonstruierbare Bahn ermittelt werden.

Zur Bestimmung des Impulses der Teilchen ohne rekonstruierbare Bahn ordnet man jedem der sechs waagerechten Streifen des Hodoskop 1 mit Hilfe der "rekonstruierbaren" Teilchen einen mittleren Impuls  $\bar{p}$  zu. Für die Auswertung waren nur die beiden mittleren Streifen 3 und 4 von Bedeutung, denn die äußeren sind zum Teil überhaupt nicht belegt, oder die zugeordneten Impulse liegen nicht im 100% Akzeptanzbereich des Spektrometers. Aus dem Verhältnis der rekonstruierbaren Teilchen zur Gesamtzahl der "guten" Teilchen pro Streifen wird der Faktor  $C(\bar{p}_3)$ , bzw.  $C(\bar{p}_4)$  für den zugeordneten mittleren Impuls bestimmt.  $C(\bar{p}_3)$  und  $C(\bar{p}_4)$  werden durch eine Gerade verbunden, so daß für jeden Impuls  $p$  der Wirkungsgrad des Rekonstruktionsalgorithmus samt Totzeitkorrektur (siehe oben) bestimmt werden kann. Der oben definierte integrale Korrekturfaktor  $C$  muß auf Grund der beschriebenen Prozedur impulsabhängig um maximal 6.5% verändert werden.

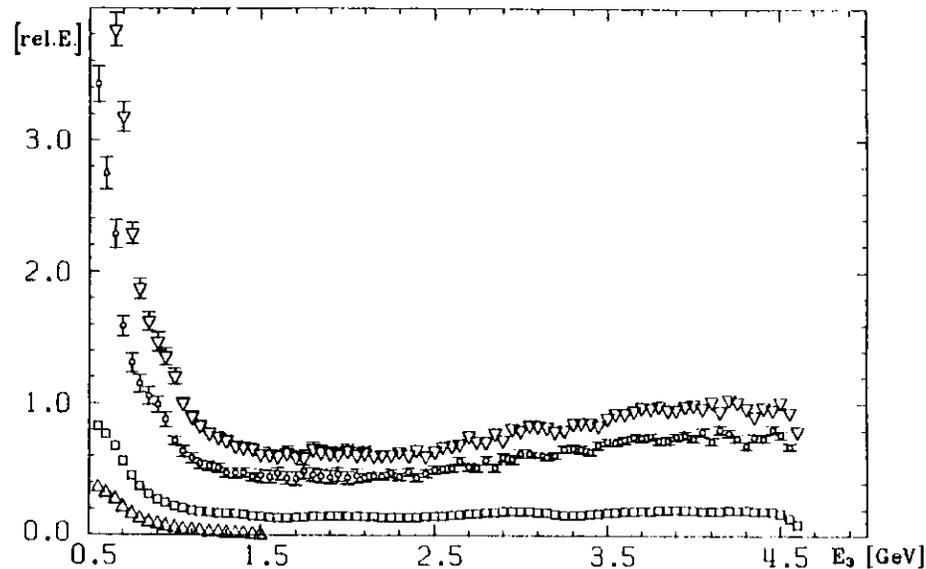


Abb.12 Rohspektren für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=5$  GeV

- ▼ Elektronenzählrate
- Zählraten der Leermessung
- △ Zählraten des Untergrunds an Dalitzpaaren
- nach Abzug der Korrekturen resultierender Wirkungsquerschnitt

## C.2.4 Physikalische Korrekturen

Die Streuung der im Spektrometer nachgewiesenen Elektronen kann außer an den Kernen des Targets auch an der anderen vom Elektronenstrahl durchsetzten Materie, wie Streukammerfolie, Zellenwand der Flüssig-Targets oder Restgas in der Streukammer stattgefunden haben. Um diesen Untergrund abzugleichen, wurden für die flüssigen Targets Meßläufe mit leerer Targetzelle und für die Feststofftargets Meßläufe ohne Target bei allen Spektrometereinstellungen durchgeführt. Die Zählrate dieser Leermessungen betrug etwa 10–20% der Gesamtzählrate (Abb.12).

Abb.12 zeigt außerdem den Elektronenuntergrund der sogenannten Dalitzpaare. Darunter versteht man Elektron-Positron Paare, die beim Zerfall neutraler Pionen entstehen. Durch Umpolung der Spektrometernagnete wurde die Anzahl der so erzeugten Positronen gemessen, die wegen der Symmetrie des Zerfallsprozesses gleich der entsprechenden Elektronenzählrate ist.

Die Zahl der zufälligen Koinzidenzen unter denjenigen, die ein Elektron-Ereignis definieren, wurde auf zwei verschiedene Arten bestimmt.

- Die Impulse des Čerenkovzählers wurden deutlich (ca. 65 nsec) gegenüber den Impulsen der Szintillationszähler-Einheiten verzögert, bevor daraus eine Koinzidenz gebildet wurde. Es wurde so eine "Zufälligen-Zählrate" von weniger als 0.5% registriert.
- Es wurden gesonderte Meßläufe durchgeführt, bei denen die Auslese aller Spektrometerkomponenten nicht durch Koinzidenzen zwischen den Szintillationszählern und dem Čerenkovzähler, sondern durch kosmische Teilchen initiiert wurde. Bei keinem dieser zufälligen Ereignisse konnte eine Teilchenspur rekonstruiert werden.

In Abb.12 ist außerdem der Wirkungsquerschnitt für inklusive Elektronenstreuung an  $^{27}\text{Al}$  bei der Einschubenergie  $E_1 = 5 \text{ GeV}$  nach Berücksichtigung aller in diesem Abschnitt beschriebenen Korrekturen dargestellt.

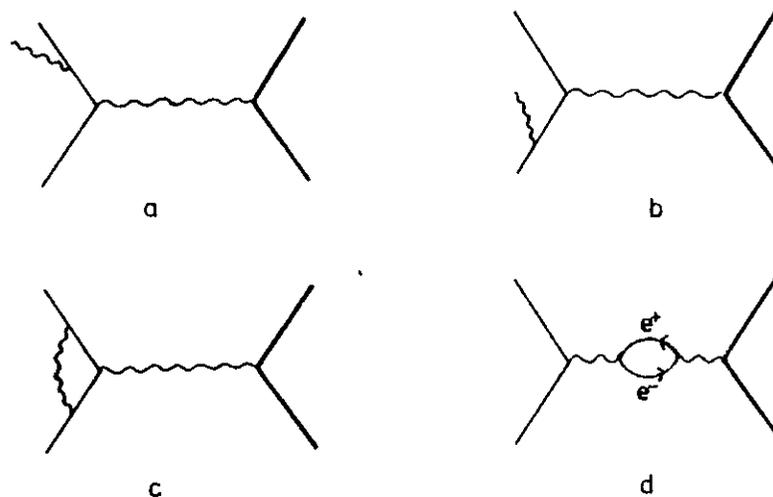


Abb.13 Feynman-Graphen für interne Bremsstrahlung

### C.3. Strahlungskorrekturen

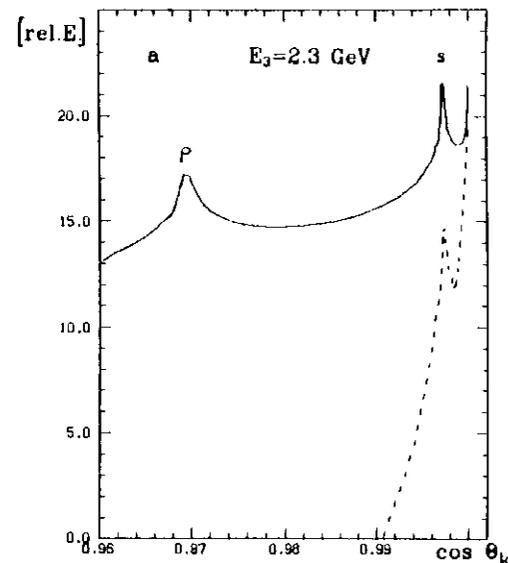
Eines der schwierigsten Probleme bei der Analyse von Elektronen-Streueperimenten ist die Behandlung der Strahlungskorrekturen. Elektronen können beim Durchgang durch Materie Energie durch Abstrahlen reeller Bremsquanten verlieren. (Bremsstrahlung von Hadronen kann wegen der sehr viel größeren Masse der Hadronen vernachlässigt werden.) Geschieht dies vor dem eigentlichen Streuprozess, so ist die Energie des mit dem Targetkern wechselwirkenden Elektrons kleiner als die nominelle Einschubenergie. Geschieht dies danach, so ist die Energie des im Spektrometer nachgewiesenen Elektrons kleiner als seine Energie direkt nach dem Streuprozess. Der für eine Einschubenergie und eine Streuenergie gemessene Wirkungsquerschnitt ist somit eine Überlagerung von Wirkungsquerschnitten verschiedener Einschub- und Streuenergien. Er muß in Bezug auf alle Prozesse, bei denen reelle Bremsquanten abgestrahlt wurden, korrigiert werden. Man unterscheidet dabei zusätzlich zwischen externer und interner Bremsstrahlung:

Bei der internen Bremsstrahlung wird das reelle Photon während des Elektron-Streuprozesses am selben Wechselwirkungsvertex abgestrahlt. Solche Prozesse sind als Feynman-Graphen höherer Ordnung in Abb.13a und b dargestellt. Außerdem müssen Vertexkorrekturen für das Elektron (Abb.13c) und Vakuumfluktuationen (z.B. in  $e^+e^-$ -Paare, sogenannte Vakuumpolarisation) des virtuellen Photons (Abb.13d) berücksichtigt werden. Die bei den in Abb.13a und b dargestellten Abstrahlprozessen für  $K \rightarrow 0.0$  GeV ( $K$  sei die Energie des abgestrahlten Photons) auftretenden "Infrarotdivergenzen" (d.h. die Matrixelemente divergieren bei Integration über den Phasenraum der Photonen) werden durch gleichfalls divergierende Terme bei Berechnung der Vertexkorrektur und der Vakuumfluktuationen aufgehoben. Bei der externen Bremsstrahlung erfolgt die Abstrahlung bei Durchgang des Elektrons durch das Coulomb-Feld eines Targetkerns vor oder nach dem eigentlichen Streuprozess oder im Feld eines anderen Kerns der Materie vor oder nach dem Target.

Bei der hier betrachteten inelastischen Elektronenstreuung an Kernen für  $W > 2$  GeV müssen Bremsstrahlungskorrekturen, die aus verschiedenen kinematischen Bereichen herrühren berücksichtigt werden. Dies sind

1. die kohärente elastische Streuung des Elektrons am Gesamtkern (kernelastische Strahlungskorrekturen),
2. die quasielastische Streuung des Elektrons an einem Nukleon des Kerns (quasielastische Strahlungskorrekturen),

$\ln(\text{Integrand})$



$\ln(\text{Integrand})$

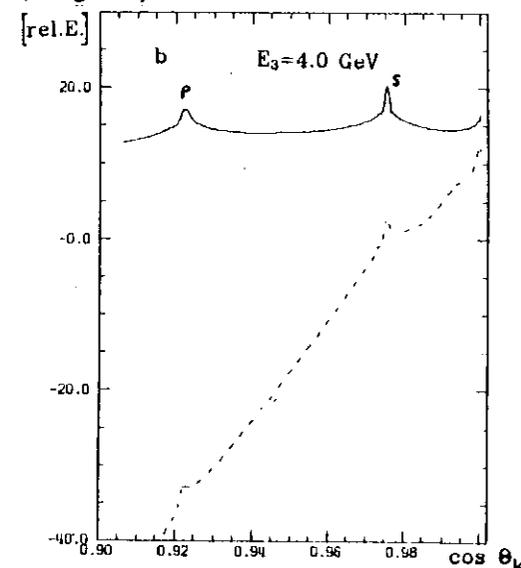


Abb.14 Integrand der Formel (B.5) aus Mo691

—————  $F = 1.0$   
 - - - - -  $F = F(^{27}\text{Al})$

3. die inelastische Streuung des Elektrons an einem Nukleon des Kerns (inelastische Strahlungskorrekturen),
4. andere kohärente Effekte, wie z.B. inelastische Kernstreuung des Elektrons, wobei der gesamte Kern angeregt wird, oder Streuung des Elektrons an "Nukleonenclustern" im Kern.

Im Folgenden werden die an den gemessenen Wirkungsquerschnitten angebrachten Korrekturen beschrieben. Dabei kann man sich auf die in Punkt 1) bis Punkt 3) genannten Prozesse beschränken, da denen gegenüber die in Punkt 4) erwähnten im von uns überstrichenen kinematischen Bereich vernachlässigt werden können. Die Anteile dieser zu korrigierenden Prozesse am gemessenen Querschnitt werden Strahlungsschwänze ("radiation tail") genannt.

Nach diesen Korrekturen erhalten wir Wirkungsquerschnitte, die direkt mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden können.

### C.3.1. Kernelastische Strahlungskorrekturen

Der starke Anstieg des gemessenen Wirkungsquerschnitts bei kleinen Streuenergien (Abb.12) wird hauptsächlich durch den kernelastischen Strahlungsschwanz  $^4S$  verursacht. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten kernelastischer Streuprozesse nimmt zu, je kleiner die Energie des Elektrons ist, d.h. je größer die vom Elektron abgestrahlte Energie ist. Der kernelastische Wirkungsquerschnitt wird mit Formel (B.1) beschrieben, wobei für  $W_2$  und  $W_1$  die entsprechenden elektrischen und magnetischen Formfaktoren  $F_E$  und  $F_M$  einzusetzen sind:

$$W_2 \rightarrow Z^2 F_E(Q^2)$$

$$W_1 \rightarrow Z^2 F_M(Q^2), \quad Z - \text{Kernladungszahl}$$

Da der Beitrag des magnetischen Formfaktors bei kleinen Streuwinkeln vernachlässigt werden kann, ist der kernelastische Wirkungsquerschnitt abgesehen von  $\sigma_M$  allein durch den elektrischen Kernformfaktor bestimmt.  $F_E$  ist für  $Q^2=0$  auf Eins normiert und fällt für wachsendes  $Q^2$  (d.h. hier für wachsendes  $E_3$ ) stark ab. Die Kernformfaktoren sind bei kleinem  $Q^2$ , wo die kernelastischen Strahlungskorrekturen einen großen Beitrag liefern, experimentell sehr gut bekannt. Wir verwenden für die Berechnung der Strahlungskorrekturen an experimentelle Daten angepaßte Kurven, die für die verschiedenen Targetkerne im Anhang A aufgeführt sind. Der Fehler der experimentellen Formfaktoren kann für  $Q^2 < 0.2(\text{GeV}/c)^2$  zu kleiner als 4% abgeschätzt werden (D<sub>2</sub>:Gle62!, Be:Berh67!, Al:Sto67!, Si:Dzh75!).

Eine einfache Beschreibung des kernelastischen Strahlungsschwanzes erhält man mit Hilfe der sogenannten "peaking approximation". Hier wird angenommen, daß die

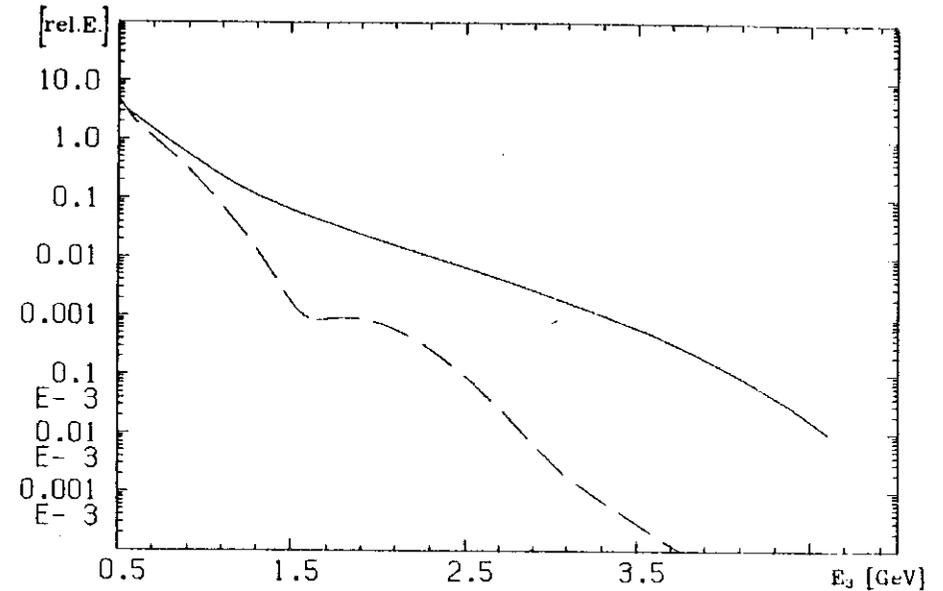


Abb.15 Kernelastischer Strahlungsschwanz für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=7$  GeV  
 --- in "peaking approximation" und  
 ————— "exakt" berechnet.

reellen Bremsquanten nur in Richtung des ein- oder auslaufenden Elektrons emittiert werden (Formel (C.11) aus Mo und Tsai [Mo69]). Da jedoch der Beitrag der kernelastischen Strahlungskorrekturen am gemessenen Wirkungsquerschnitt bei kleinen  $E_3$  sehr groß ist, reicht diese Näherung nicht, zumal dieser kinematische Bereich später genauer untersucht wird. - Wir verwenden bei der Auswertung statt dessen die "exakte" Formel (III.1) aus [Mo69] zur Berechnung des kernelastischen Strahlungsschwanzes. Bei dieser Rechnung wird über alle Abstrahlrichtungen der emittierten Bremsquanten integriert, so daß sie im Rahmen der Ein-Photon-Austauschnäherung "exakt" ist. In Abb.14a und b ist der Logarithmus des Integranden der Formel (B.5) aus [Mo69], die die internen Strahlungskorrekturen beschreibt, für  $E_1=7$  GeV,  $\theta=9.96^\circ$  und zwei verschiedene Streuenergien ( $E_3=2.3$  und  $4.0$  GeV) dargestellt.  $\theta_k$  ist der Winkel zwischen dem abgestrahlten reellen Bremsquant und dem virtuellen Photon in der Streuebene. Die Integration über den Azimutwinkel ist bereits ausgeführt. Die durchgezogene Linie zeigt die Winkelverteilung der emittierten Bremsquanten für  $F_2(Q^2)=1.0$ , die gestrichelte Linie gibt eine Rechnung mit dem Al-Kernformfaktor wieder. Man erkennt stets zwei Maxima, die der Abstrahlung des Bremsquants in Richtung des ein- (s-Peak), bzw. auslaufenden (p-Peak) Elektrons entsprechen und somit in der "peaking approximation" allein berücksichtigt werden. Es tritt jedoch zusätzlich nahe  $\cos\theta_k=1.$ , d.h. bei minimalem Impulsübertrag auf den Kern, ein drittes Maximum auf, das von Prozessen herrührt, bei denen das Bremsquant in Richtung des virtuellen Photons emittiert wird (Weit-Winkel-Bremsstrahlung, im Folgenden mit WWB bezeichnet). Solche Prozesse treten, wie man beim Vergleich der durchgezogenen Linien in Abb.14a und b feststellt, desto häufiger auf, je kleiner die Streuenergie  $E_3$  ist. Durch den stark mit  $Q^2$  abfallenden Kernformfaktor werden der s- und der p-Peak unterdrückt, während der WWB-Peak fast unverändert bleibt. Somit kann bei kernelastischen Strahlungsschwänzen die Abweichung der "peaking approximation" von der exakten Rechnung sehr groß werden. In Abb.15 ist dies für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=7$  GeV und  $\theta=9.96^\circ$  dargestellt.

Deshalb wird der kernelastische Strahlungsschwanz trotz der zeitaufwendigen numerischen Integration für alle Targetkerne "exakt" berechnet. Der gesamte systematische Fehler des Strahlungsschwanzes beträgt dann weniger als 5%. Er setzt sich zusammen aus dem Fehler der Formfaktoren ( $< 4\%$ ) und der Genauigkeit mit der die Ein-Photon-Austauschnäherung für Kerne bestätigt wurde ( $< 1\%$ , [Har79]).

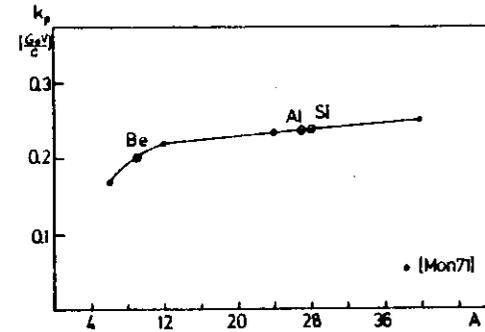


Abb.16 Fermiimpulse  $k_F$  in Abhängigkeit von A

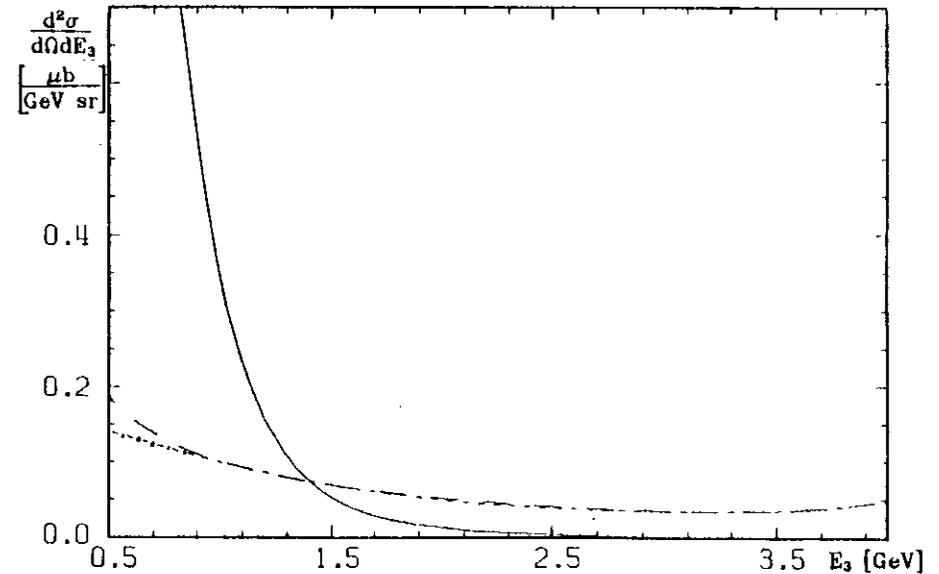


Abb.17  $^{12}\text{C}$ ,  $E_1=5$  GeV,  $\theta=10^\circ$ .

- kernelastischer Strahlungsschwanz
- - - quasielastischer Strahlungsschwanz nach "Fermi"
- · - · quasielastischer Strahlungsschwanz nach "Bernabeu"

### C.3.2. Quasielastische Strahlungskorrekturen

Der quasielastische Strahlungsschwanz  ${}^A S$  wurde im Rahmen der Stoßnäherung ebenfalls "exakt" mit der Formel (III.1) aus [Mo69] berechnet, wobei für die Formfaktoren von Proton und Neutron der korrigierte Dipolfit [Mil72] bzw. das Skalenverhalten (vergl. Abschnitt B.2.1) verwendet wurde. Zusätzlich wurden noch folgende Effekte berücksichtigt:

1. Der Phasenraum ist für die im Kern gebundenen Nukleonen nach der Streuung auf Grund des Pauli-Prinzips eingeschränkt (kohärenter Effekt).
2. Die Nukleonen im Kern befinden sich wegen ihrer Bindungsenergie nicht auf der Massenschale.
3. Die Nukleonen bewegen sich im Ruhesystem des Kerns mit dem Impuls  $\vec{\beta}$ .

Der erste Effekt bewirkt, daß der Wirkungsquerschnitt, bzw. die Formfaktoren der quasielastischen Elektronenstreuung für kleine  $Q^2$  unterdrückt sind gegenüber der Streuung am freien Nukleon. Diese Unterdrückung läßt sich im Rahmen des einfachen Fermigas-Modells berechnen. Hierzu benötigte Fermi-Impulse  $k_F$  findet man in [Mon71a]. Für unsere Targets mußte zwischen den dort angegebenen Fermi-Impulsen interpoliert werden (Abb.16).

Realistischere Berechnungen der Pauli-Unterdrückung führte Bernabeu [Ber72] für einige einfach gebaute Kerne ( $D_2$ ,  ${}^4\text{He}$ ,  ${}^{12}\text{C}$ ) durch, wobei er Korrelationen zwischen den einzelnen Nukleonen mit Hilfe von Schalenmodell-Wellenfunktionen berücksichtigte. Abb.17 zeigt für  ${}^{12}\text{C}$  bei  $E_1=5$  GeV,  $\theta=10^\circ$  die Auswirkung der nach Fermi (gestrichelte Linie), bzw. Bernabeu (strich-punktierte Linie) berechneten Unterdrückungsfaktoren auf den quasielastischen Bremsstrahlungsschwanz. Zum Vergleich ist außerdem der kernelastische Strahlungsschwanz für  ${}^{12}\text{C}$  eingezeichnet, wobei der Kernformfaktor der Referenz [Hof57] entnommen wurde. Die Abweichung der beiden Rechnungen ist nur bei kleinem  $Q^2$ , bzw.  $E_3$  wesentlich und beträgt höchstens, d.h. bei der kleinsten experimentell erreichbaren Streuenergie von  $E_3=0.5$  GeV, 25%. Betrachtet man den quasielastischen im Vergleich zum kernelastischen Strahlungsschwanz, so beträgt sie jedoch maximal nur 1.5%, so daß die Pauli-Unterdrückung in ausreichender Genauigkeit für die von uns verwendeten Targets  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$  und  ${}^{28}\text{Si}$  mit dem Fermigas-Modell berechnet werden kann. Für  $D_2$  bestimmen wir den Unterdrückungsfaktor nach der Methode von Bernabeu.

Um die Bindungsenergie und die Bewegung der Nukleonen im Kern zu berücksichtigen (Effekt 2. und 3.), wird an dem oben beschriebenen quasielastischen Strahlungsschwanz - er wird mit  ${}^A S_f^{\text{ex}}$  abgekürzt (der Index "f" bezieht sich auf freie

Nukleonen, "ex" drückt aus, daß er exakt berechnet wurde) - für jedes betrachtete Energieintervall ein Korrekturfaktor angebracht, der folgendermaßen berechnet wurde:

Mit der in Abschnitt B.2.2. skizzierten Methode der inkohärenten Überlagerung von Strukturfunktionen freier Nukleonen (FISH) erhält man die Strukturfunktionen für quasielastische Streuung an bewegten und in Kernen gebundenen Nukleonen in der ganzen kinematischen Ebene. Damit kann in "peaking approximation" der Strahlungsschwanz der bewegten Nukleonen mit Hilfe von Formel (IV.1) aus [Mo69] berechnet werden. Er wird mit  ${}^A S_b^f$  bezeichnet (der Index "b" kennzeichnet die bewegten Nukleonen, "p" bezieht sich auf "peaking approximation"). Der Korrekturfaktor für den oben beschriebenen Strahlungsschwanz  ${}^A S_f^{\text{ex}}$  ist dann das Verhältnis von  ${}^A S_b^f$  zum in "peaking approximation" berechneten quasielastischen Strahlungsschwanz des freien Nukleons  ${}^A S_f^f$ :

$${}^A S_b^{\text{ex}} = {}^A S_f^{\text{ex}} \frac{{}^A S_b^f}{{}^A S_f^f}$$

Auf diese Weise haben wir den wegen zu langer Rechenzeit zunächst unzugänglichen "exakten" quasielastischen Strahlungsschwanz für gebundenen Nukleonen dadurch erhalten, daß der entsprechende Strahlungsschwanz  ${}^A S_f^{\text{ex}}$  für freie Nukleonen mit dem Verhältnis  ${}^A S_b^f / {}^A S_f^f$  der genäherten Strahlungsschwänze korrigiert wurde.

Der gesamte systematische Fehler der Strahlungsschwanzes  ${}^A S_b^{\text{ex}}$  errechnet sich aus dem Fehler der Formfaktoren für die im Kern gebundenen Nukleonen und dem Fehler der Ein-Photon-Austauschnäherung. Er beträgt nach [Gla80] 8%. Zusätzlich geht der Fehler des Fermi-Unterdrückungsfaktors ein, der für  ${}^{12}\text{C}$  aus der Abweichung zum Bernabeu-Unterdrückungsfaktor zu maximal 25% abgeschätzt wurde.

### C.3.3. Inelastische Strahlungskorrekturen

Da die Strukturfunktionen  $W_2$  und  $W_1$  für inelastische Elektronenstreuung in der  $Q^2-\nu$ -Ebene im Vergleich mit der elastischen Streuung keine starken Variationen aufweisen [Gla80], erwartet man einen über das gesamte Spektrum in etwa konstanten inelastischen Bremsstrahlungsschwanz  ${}^A S$ , der sich für Kerne kaum von dem für freie Nukleonen unterscheiden wird. Daher wurde er bei früheren Darstellungen des Verhältnisses  $A_{\text{tot}}/A = \sigma_A/A\sigma_N$  stets vernachlässigt. Im Rahmen der vorliegenden Arbeit wurde dieses mehr qualitative Argument rechnerisch nachgeprüft und festgestellt, daß sich das Verhältnis  $A_{\text{tot}}/A$  beim Berücksichtigen des inelastischen Strahlungsschwanzes dann ändert, wenn dieser merklich zum gemessenen Streuquerschnitt beiträgt. Außerdem erhält man so vollständig strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitte, die

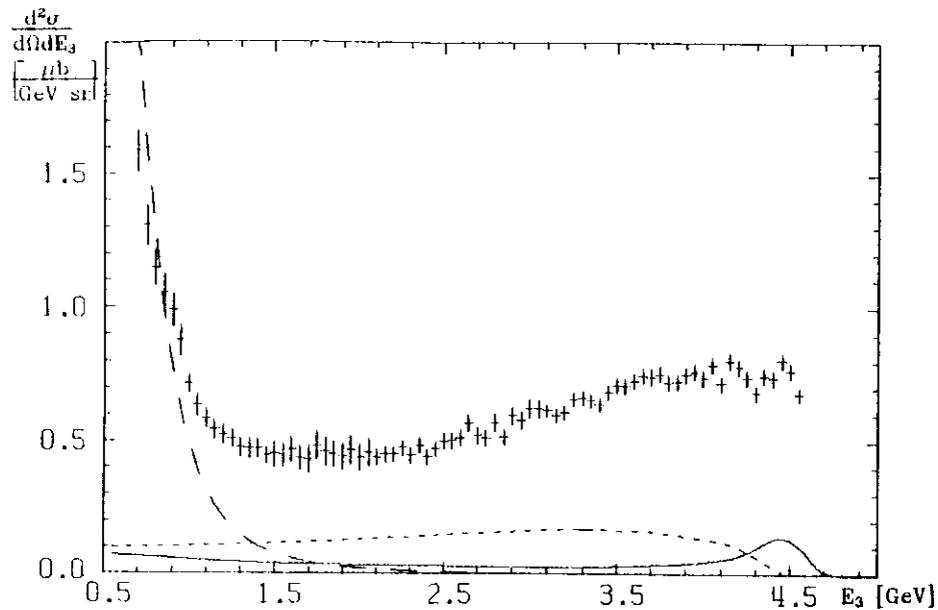


Abb.18 Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=5$  GeV  
 ————— kernelastischer Strahlungsschwanz  
 ————— quasielastischer Strahlungsschwanz  
 - - - - - inelastischer Strahlungsschwanz

direkt mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden können.

Die Berechnung des inelastischen Strahlungsschwanzes wurde auf folgende Weise durchgeführt: Mit Hilfe der Methode FISH lassen sich die Strukturfunktionen für inelastische Elektronenstreuung an Kernen in Stoßnäherung in der gesamten kinematischen Ebene berechnen. Der inelastische Bremsstrahlungsschwanz kann dann mit Formel (IV.1) aus [Mo69] in "peaking approximation" bestimmt werden. Die "peaking approximation" ist, wie in Abb.14 gezeigt wurde, bei konstanten Strukturfunktionen eine gute Näherung, so daß hier auf sehr zeitaufwendige numerische Integrationen verzichtet wurde.

Der systematische Fehler des inelastischen Strahlungsschwanzes wird auf Grund des Fehlers der Strukturfunktionen [Gla80] und der Ein-Photon-Austauschnäherung zu 12% abgeschätzt.

Der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  wird nun mit Hilfe der in Formel IV.1 aus [Mo69] angedeuteten Prozedur strahlungskorrigiert und man erhält den Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ , der direkt mit theoretischen Vorhersagen verglichen werden kann:

$$\sigma = [\sigma_T - kS - q^2S - \omega^2S] \cdot \exp(-\delta_e - \delta_r)$$

Der Faktor  $\exp(-\delta_e - \delta_r)$  (er beträgt bei kleinen Streuenergien  $E_3$  ungefähr 1.25) berücksichtigt, daß der gemessene Wirkungsquerschnitt an der betrachteten Stelle  $E_3$  durch interne ( $\delta_r$ ) und externe ( $\delta_e$ ) Bremsstrahlung geschwächt wurde und deshalb hochkorrigiert werden muß

In Abb.18 ist  $\sigma_T$  zusammen mit den drei in Abschnitt C.3.1. bis C.3.3. beschriebenen Bremsstrahlungsschwänzen für das Beispiel  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=5$  GeV dargestellt. Den kleinsten Beitrag liefert der quasielastische Strahlungsschwanz (durchgezogene Linie). Der inelastische Bremsstrahlungsschwanz ist wie erwartet entlang des Spektrums annähernd konstant und hat einen deutlichen Einfluß auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt. Bei kleinen Streuenergien steigt der kernelastische Strahlungsschwanz sehr stark an und man erkennt, daß er für  $E_3 \leq 0.8$  GeV sogar größer wird als der gemessene Wirkungsquerschnitt. Dieses Ergebnis wird später ausführlich diskutiert. Wie man jedoch aus der richtigen Lage des elastischen  $H_2$ -Peaks im bei  $E_1=3$  GeV gemessenen Spektrum (vergl. [Guz80]) und der richtigen Lage der  $\Delta_{33}$ -Resonanz im bei  $E_1=5$  GeV gemessenen Spektrum (vergl. Abb.19) ersieht, läßt es sich nicht durch eine Verschiebung der  $E_3$ -Skala erklären. Es wird somit deutlich, wie wichtig eine sorgfältige Behandlung vor allem der kernelastischen Strahlungskorrekturen ist.

## D. ERGEBNISSE UND DISKUSSION

### D.1. Wirkungsquerschnitte für inklusive Elektronenstreuung

#### D.1.1 Proton- und Neutronwirkungsquerschnitte

In Abb.19a ist der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  und in Abb.19b der vollständig strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  für inklusive Elektron-Proton-Streuung bei  $E_1=5$  GeV,  $\theta=9.96^\circ$  dargestellt. Die Abbildungen aller von uns gemessenen Proton-Wirkungsquerschnitte findet man in [Guz80], eine vollständige Liste in Tabelle IV a. In den folgenden Abbildungen aller strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte  $\sigma$  sowie in der entsprechenden Tabelle sind diejenigen Datenpunkte, bei denen der Anteil der Strahlungskorrekturen größer ist als 80% des gemessenen Wirkungsquerschnitts  $\sigma_T$  durch eine senkrechte Linie von den übrigen Punkten abgetrennt.

Man erkennt in beiden hier gezeigten Abbildungen für  $E_3 > 3.5$  GeV die bekannten Nukleonenresonanzen (der elastische Peak befindet sich nicht mehr im 100%-Bereich der Akzeptanz), für kleinere  $E_3$  zeigt der Wirkungsquerschnitt einen glatten Verlauf. Der starke Anstieg von  $\sigma_T$  bei kleinen  $E_3$  ist allein auf Bremsstrahlungseffekte zurückzuführen, wie ein Vergleich von Abb.19a und b zeigt. Die senkrechten Fehlerbalken in Abb.19a entsprechen dem statistischen Fehler der Meßpunkte und enthalten außerdem den Fehler der Ladungsmessung, sowie den Fehler bei der Dichteangabe der Targets, die waagerechten Fehlerbalken berücksichtigen eine Unsicherheit in der Impulsbestimmung von  $\pm 25$  MeV, die sich aus der Impulsauflösung des Spektrometers ergibt und über die Halbwertsbreite des elastischen  $H_2$ -Peaks direkt gemessen werden konnte. Für den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt erhält man dadurch einen Fehler, der proportional der Steigung von  $\sigma_T$  an der betrachteten Stelle ist und in Abb.19b als zusätzlicher äußerer Fehlerbalken eingezeichnet ist.

Die durchgezogene Linie in Abb.19b entspricht einem gemäß den Ausführungen in Abschnitt B.2.1. berechneten Elektron-Protonwirkungsquerschnitt, gefaltet mit der experimentellen Impulsauflösung. Für den inelastischen Bereich  $W > 1.8$  GeV wurde die Skalenfunktion

$$f^P(\omega_w) = 2M W_1 = \omega_w W_2 = \omega_w \sum_{n=1}^7 b_n \left(1 - \frac{1}{\omega_w}\right)^n \quad (D.1)$$

$$\omega_w = (2M\nu + M_w^2) / (Q^2 + a^2)$$

verwendet. Die freien Parameter  $b$ ,  $a^2$  und  $M_w^2$  sind in Tabelle III zusammengestellt und ergaben sich aus einer von Brasse et al. [Bra72] durchgeführten Anpassung an die "Weltdaten". Im Bereich der Nukleonenresonanzen wurde die in [Gla80] beschriebene Parametrisierung von  $W_2^P$  und  $W_1^P$

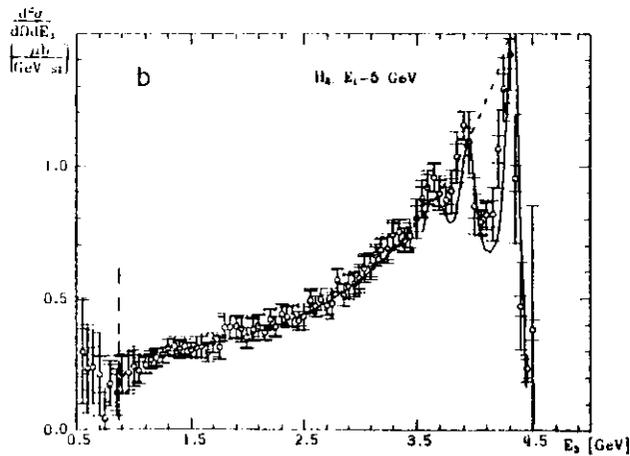
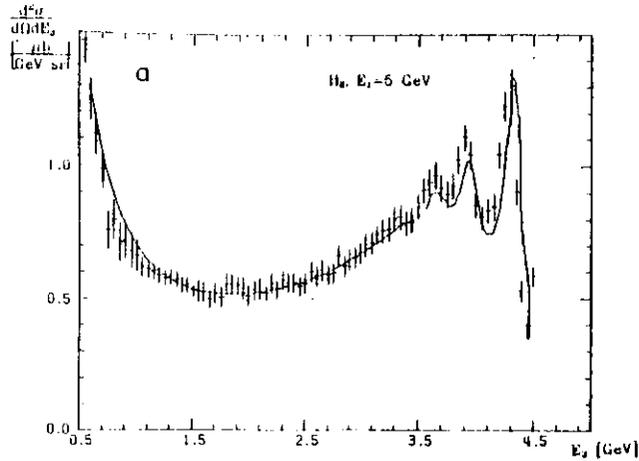


Abb 19 Wirkungsquerschnitt für  $H_2$ ,  $E_1=5$  GeV

a -  $\sigma_T$ , gemessen

b -  $\sigma$ , strahlungskorrigiert

----- Rechnung gemäß Abschnitt B.2.2

----- Schnitt für Daten mit  
Strahlungskorrekturen > 80% von  $\sigma_T$

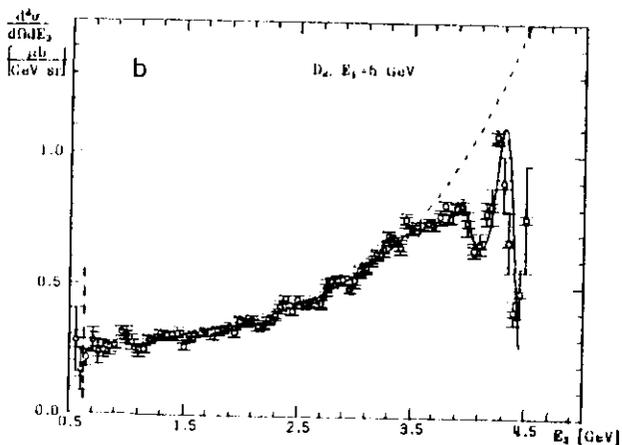
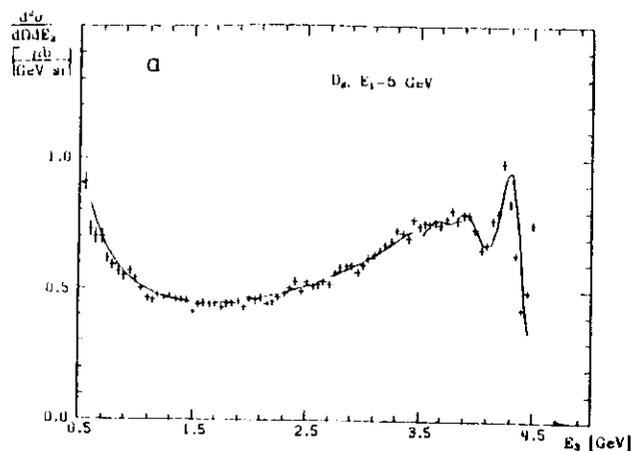


Abb.20 wie Abb.19, jedoch  $D_2$ ,  $E_1=5$  GeV

verwendet. Der Anschluß an den mit  $f^p(\omega_w)$  berechneten Wirkungsquerschnitt ist nicht immer stetig, wie man durch Vergleich mit dessen Fortsetzung ins Resonanzgebiet (gestrichelte Linie) erkennt. Dem dadurch in einigen folgenden Abbildungen entstehenden "Knick" ist keine physikalische Bedeutung beizumessen.

Tabelle III Parameter für  $f^p(\omega_w)$

Fit	$M_w^2$	$a^2$	$b_3$	$b_4$	$b_5$	$b_6$	$b_7$
für	[GeV <sup>2</sup> ]	[GeV <sup>2</sup> ]					
$\omega W_2$	1.43	0.42	0.933	-1.494	9.021	-14.50	6.453
$2MW_1$	1.95	0.37	1.565	-8.995	30.740	-39.51	16.570

Im Bereich  $W < 2$  GeV existiert eine andere Parametrisierung von  $W_2^p$  und  $W_1^p$ , die sich aus Anpassungen an die "Weltdaten" der Elektron-Proton-Streuung ergab (Bra76). Glawe et al. (Gla80) berücksichtigt in seiner Parametrisierung zwar nur einen Teil dieser Daten (Köb74), gibt aber zusätzlich auch Strukturfunktionen für Elektron-Neutron-Streuung an. Ein Vergleich der verschiedenen Parametrisierungen wird in (Guz80) durchgeführt. Es ergibt sich, daß die berechneten Proton-Wirkungsquerschnitte bei der in diesem Experiment gewählten Kinematik stets um weniger als 10% voneinander abweichen, was innerhalb des bei (Gla80) angegebenen systematischen Fehlers liegt. Somit werden im Folgenden für  $W_{1,2}^p$  und  $W_{1,2}^n$  im Bereich  $W < 1.8$  GeV stets die Parametrisierungen nach (Gla80) verwendet.

In Abb.19a ist die erwähnte theoretische Berechnung nach Hinzufügen der in Abschnitt C.3 beschriebenen Strahlungsschwänze eingezeichnet. Die Übereinstimmung mit den gemessenen Daten ist sehr gut, vor allem im uns besonders interessierenden Bereich großer invarianter Massen  $W$ , d.h. kleiner  $E_3$ . Dieses Ergebnis erhielten wir für alle Einschüßenergien (vgl. (Guz80)). Es zeigt die Zuverlässigkeit der Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte, sowie die Richtigkeit und Güte der durchgeführten Strahlungskorrekturen.

Zur Bestimmung experimenteller Elektron-Neutronwirkungsquerschnitte  $\sigma_n$  wurden bei allen Einschüßenergien Deuteriumwirkungsquerschnitte gemessen, die ebenfalls in Tabelle IV.a aufgeführt sind. Ein Beispiel für den gemessenen und den strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitt pro Nukleon zeigt Abb.20a, bzw. b (auf die eingezeichnete Kurve wird später eingegangen).  $\sigma_n$  wurde aus den strahlungskorrigierten  $H_2^-$  und  $D_2^-$  Wirkungsquerschnitten folgendermaßen extrahiert:

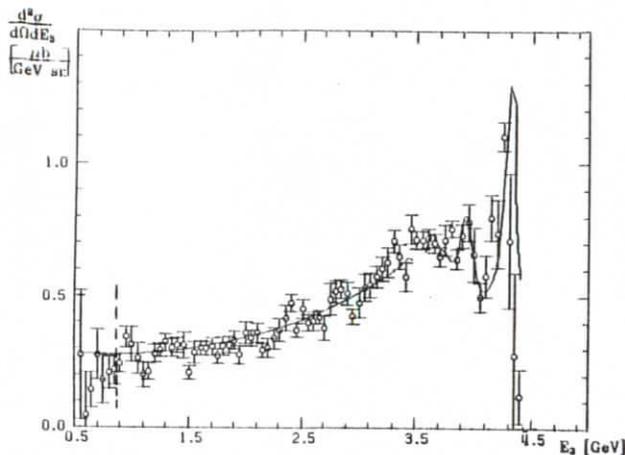


Abb.21 wie Abb.19, Neutronwirkungsquerschnitt,  $E_1=5$  GeV

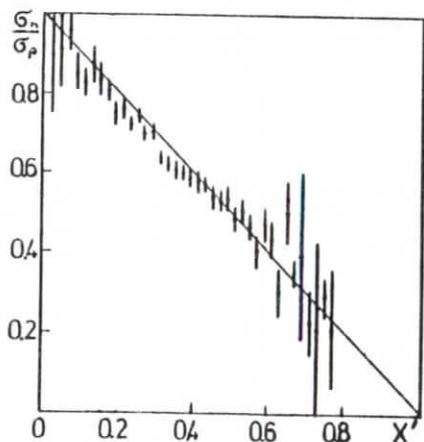


Abb.22  $\sigma_n/\sigma_p$  aus [Ken71]  
 — Funktion  $f^*(x')=(1-x')$

Man berechnet zunächst den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{p,b}$  für das im Deuterium gebundene und bewegte Proton durch Faltung der Strukturfunktionen  $W_1^p$  und  $W_2^p$  des Protons mit der Deuterium-Wellenfunktion [Sch80] nach der in Abschnitt B.2.2. beschriebenen Methode FISH. Der Wirkungsquerschnitt für das gebundene, bewegte Neutron lautet dann bei Vernachlässigung der Glauberkorrektur:

$$\sigma_{n,b} = \sigma_d - \sigma_{p,b}$$

wobei  $\sigma_d$  der strahlungskorrigierte  $D_2$ -Wirkungsquerschnitt ist. Mit der Annahme, daß die Einflüsse von Bindungsenergie und Fermibewegung auf Proton und Neutron gleich sind, ergibt sich der Wirkungsquerschnitt des freien Neutrons zu:

$$\sigma_n = \frac{\sigma_p}{\sigma_{p,b}} \sigma_{n,b}$$

Dabei ist  $\sigma_p$  der experimentelle Protonwirkungsquerschnitt. Abb.21 zeigt  $\sigma_n$  für  $E_1=5$  GeV, eine Liste aller Neutron-Wirkungsquerschnitte findet man in Tabelle IV.a.

Mit diesen vollständig strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitten kann das Verhältnis  $\sigma_n/\sigma_p$  der inelastischen Elektron-Nukleonstreuung ( $W>2$  GeV) gebildet und mit den Meßergebnissen anderer Autoren verglichen werden.

Dieses Querschnittsverhältnis kann für verschiedene Einschüßenergien in einer Darstellung zusammengefaßt werden, wenn man die Einzelkurven als Funktion der Skalenvariable  $x'=Q^2/(2M\nu+M^2)$  aufträgt. In [Ken71] sind sämtliche Daten für  $\sigma_n/\sigma_p$  zusammengetragen, die bis 1971 bekannt waren (Abb.22). Im von uns überstrichenen kinematischen Bereich  $x'<0.2$  existierten zu diesem Zeitpunkt nur sehr wenige Daten mit großen Fehlern. Die Autoren [Ken71] geben als sehr gute Anpassung an die Daten die Funktion

$$f^*(x') = (1-x')$$

an. Sie ist in Abb.22 als durchgezogene Linie dargestellt. Aus dem Quark-Parton Modell erhält man mit den bisher bekannten Quarkladungen die Vorhersage  $4 < \sigma_n/\sigma_p < 1/4$ , was mit den experimentellen Ergebnissen übereinstimmt.

Das von uns erhaltene Verhältnis  $\sigma_n/\sigma_p$  ist in Abb.23 für die Einschüßenergie  $E_1=5$  GeV gegen die Skalenvariable  $x'$  aufgetragen. Wieder sind Punkte, bei denen die Strahlungskorrekturen mehr als 80% von  $\sigma_T$  betragen wie oben beschrieben gekennzeichnet. Die eingezeichnete Linie zeigt die erwähnte Funktion  $f^*(x')=(1-x')$ , sie ist auch für unsere experimentellen Daten eine gute Beschreibung. Bei sehr kleinen  $x'$  ( $x'<0.02$ ) erkennt man eine systematische Abweichung von  $f^*$ , die bei allen Einschüßenergien auftritt. Eine solche Abnahme von  $\sigma_n/\sigma_p$  läßt sich durch das Auftreten eines kohärenten-Effekts im  $D_2$ -Wirkungsquerschnitt erklären, möglicherweise durch den in Abschnitt B.3 beschriebenen Schatteneffekt. Dieses Verhalten wird in Abschnitt D.2 genauer untersucht.

Abb.24 zeigt die von uns erhaltenen Meßergebnisse für  $\sigma_n/\sigma_p$ , wobei die Daten sämtlicher Einschüßenergien, die zu demselben  $x'$ -Intervall gehören (es wurde  $\Delta x'=0.01$  gewählt),

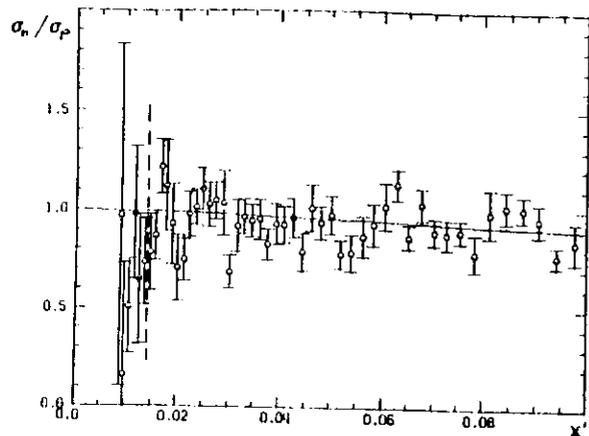


Abb.23 experimentelles Verhältnis  $\sigma_n/\sigma_p$  für  $E_1=5$  GeV  
 ----- Funktion  $f^*=(1-x')$

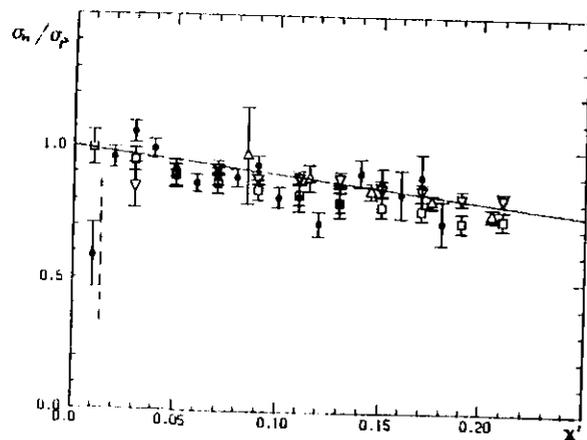


Abb.24 Daten für  $\sigma_n/\sigma_p$   
 • diese Arbeit  
 ▽ Daten aus [Pou74]  
 □ Daten aus [Ste75]  
 △ Daten aus [Bod79]  
 ----- Funktion  $f^*=(1-x')$

zusammengefaßt wurden, zusammen mit den Ergebnissen von [Pou74], [Ste75] und [Bod79]. Unsere Meßergebnisse für  $\sigma_n/\sigma_p$  stimmen sehr gut mit den Daten der anderen Autoren überein, und es zeigt sich, daß die eingezeichnete Funktion  $f^*=(1-x')$  auch im Bereich kleiner  $x'$  eine gute Beschreibung von  $\sigma_n/\sigma_p$  ist. Der Meßpunkt bei  $x'=0.01$  spiegelt die bereits in Abb.23 beobachtete Abnahme von  $\sigma_n/\sigma_p$  wider.

Das in Abb.24 gezeigte Ergebnis erlaubt es, für die Neutron-Strukturfunktionen  $W_1^n$  und  $W_2^n$  im Bereich  $W>2$  GeV folgenden Ansatz zu machen:

$$f^n(\omega_w) = 2M W_1 = \omega_1 W_2 = (1-x') \cdot f^p(\omega_w) \quad (D.2)$$

Man erhält dann zusammen mit der in [Gla80] beschriebenen Parametrisierung von  $W_{1,2}^n$  im Resonanzgebiet den in Abb.21 als durchgezogene Linie dargestellten Verlauf, der sehr gut mit den experimentellen Neutron-Wirkungsquerschnitten übereinstimmt (mit Ausnahme des Bereichs sehr kleiner  $E_3$ , wie oben erwähnt wurde).

Setzt man nun den angegebenen Zusammenhang zwischen den Strukturfunktionen von Proton und Neutron voraus und berechnet damit nach der Methode FISH den  $D_2$ -Wirkungsquerschnitt, so erhält man die in Abb.20 gezeigte Kurve. Sie stimmt mit den experimentellen Daten gut überein.

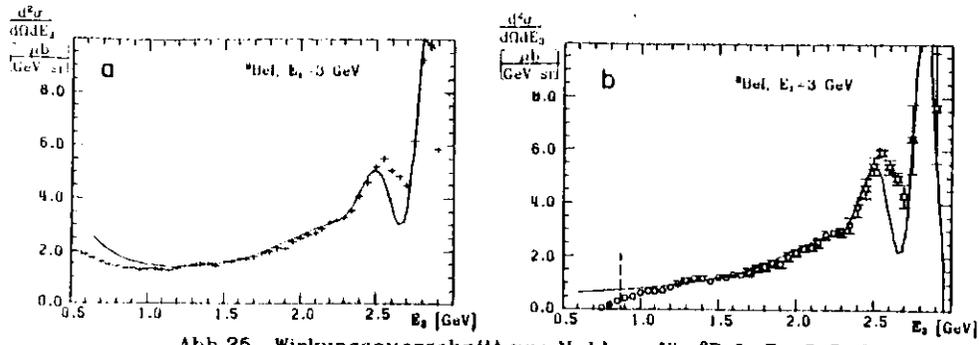


Abb.25 Wirkungsquerschnitt pro Nukleon für <sup>9</sup>BeI., E<sub>1</sub>=3 GeV  
 a -  $\sigma_r$ , gemessen  
 b -  $\sigma$ , strahlungskorrigiert  
 — Rechnung gemäß Abschnitt B.2.2.

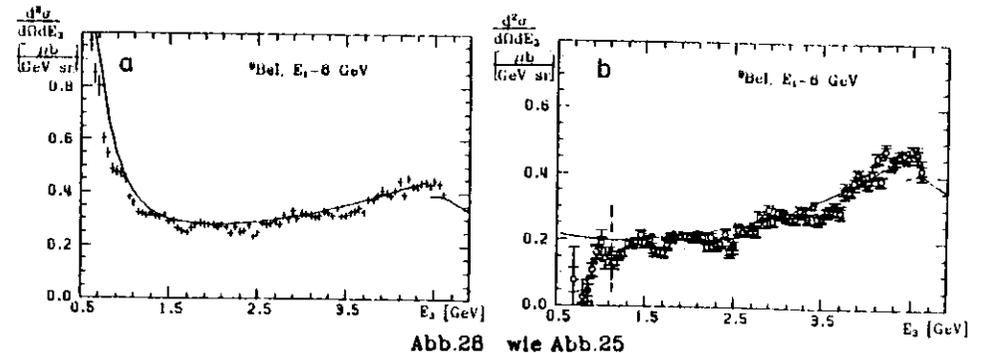


Abb.28 wie Abb.25

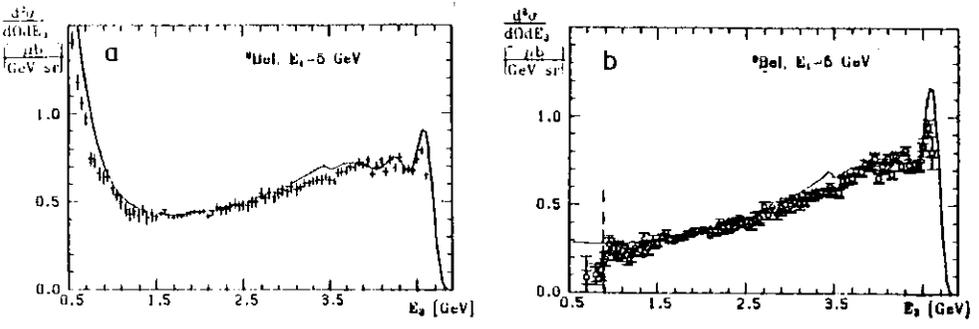


Abb.26 wie Abb.25

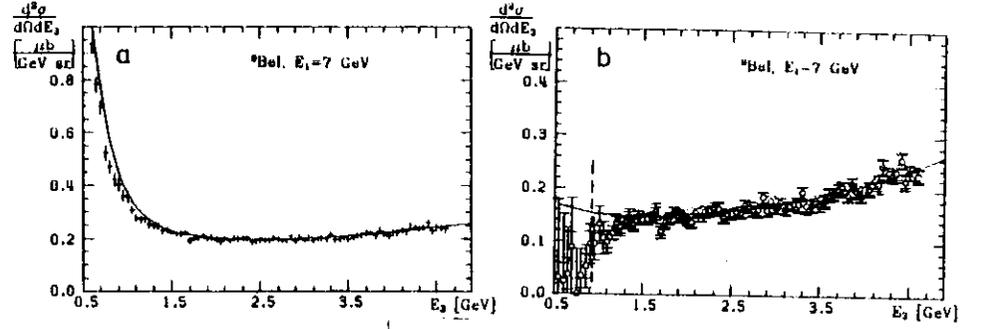


Abb.29 wie Abb.25

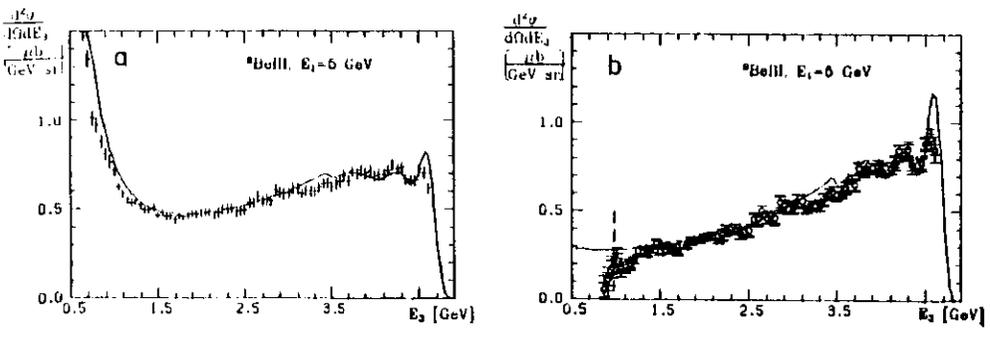


Abb.27 wie Abb.25

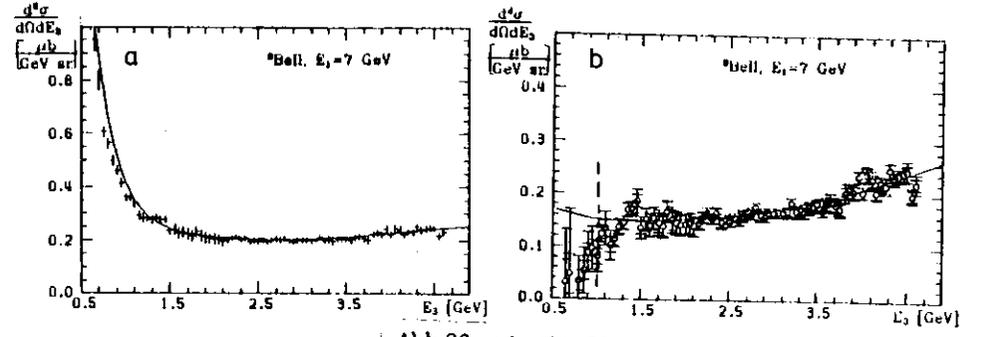


Abb.30 wie Abb.25

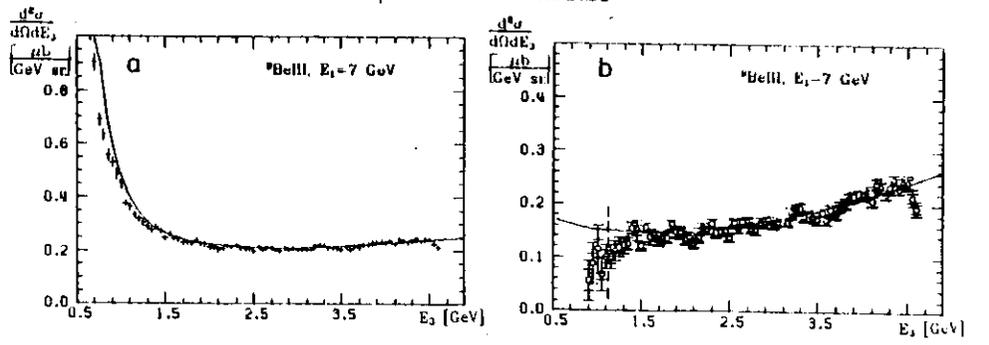


Abb.31 wie Abb.25

## D.1.2 Kernwirkungsquerschnitte

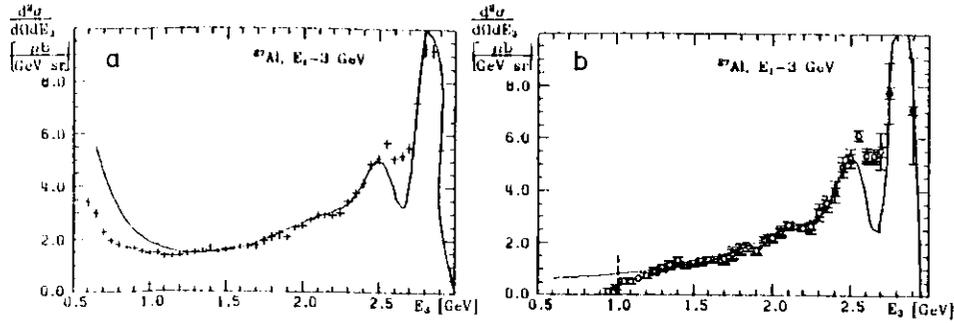


Abb.32 wie Abb.25

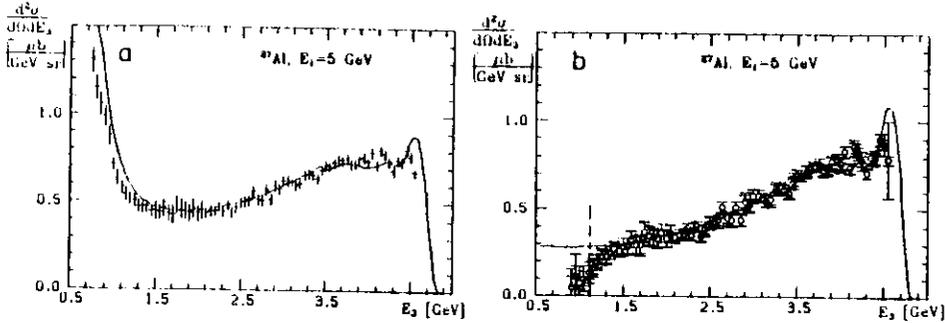


Abb.33 wie Abb.25

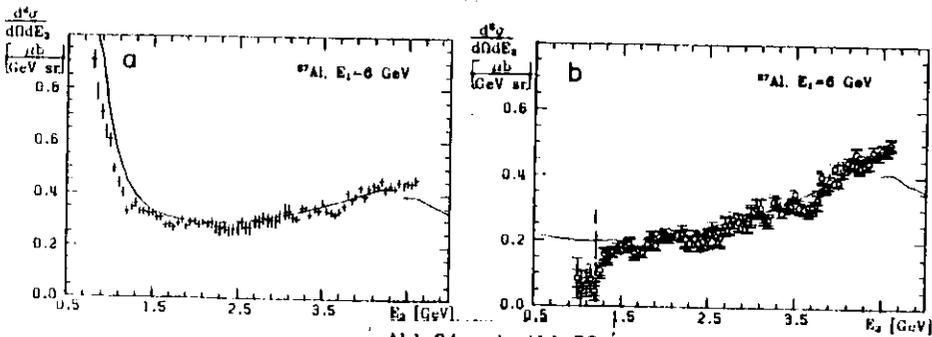


Abb.34 wie Abb.25

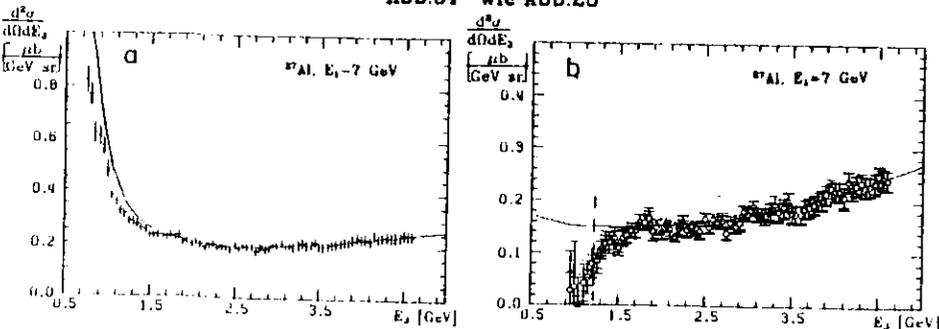


Abb.35 wie Abb.25

Die Wirkungsquerschnitte pro Nukleon für inklusive Elektronenstreuung an den Kernen  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$  und  ${}^{28}\text{Si}$  sind in Abb.25 bis 39 dargestellt. Mit "a" gekennzeichnete Abbildungen zeigen die gemessenen, und mit "b" gekennzeichnete Abbildungen die vollständig strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte. In Tabelle IV.b sind die zugehörigen Zahlenwerte zusammengefaßt. Zusätzlich sind in allen Abbildungen Kurven eingezeichnet, die sich aus Rechnungen nach der in Abschnitt B.2.2. beschriebenen Methode FISH ergeben. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben die in Abschnitt D.1.1. beschriebenen Fehler wieder. Man erkennt, daß sich der Fehler, der von der Unsicherheit in der Impulsbestimmung herrührt, besonders bei kleinen Streuenergien bemerkbar macht, da dort die gemessenen Wirkungsquerschnitte auf Grund wachsender kernelastischer Strahlungseffekte stark ansteigen.

Bei den Einschußenergien 3 und 5 GeV lassen sich bei großen  $E_3$  die Resonanzstrukturen (bei  $E_1=3$  GeV auch der quasielastische Peak) erkennen. Sie treten jedoch um so weniger deutlich hervor, je größer die Targetmasse ist. In der "theoretischen Kurve" ist dieselbe Tendenz sichtbar, jedoch ist dort die "Verschmierung" geringer, ein Effekt, der auch bei Gläwe et al. (Gla80) andeutungsweise zu erkennen ist. Der quantitative Vergleich der experimentellen Daten mit der "Theorie" im Resonanzgebiet ergibt für  $E_1=5$  GeV stets eine systematische Abweichung, die mit wachsender Targetmasse immer größer wird. Eine solche Abweichung ist bereits in Abb.19 für  $\text{H}_2$  zu erkennen. Daraus ist zu schließen, daß der Grund für diesen Effekt in einer unterschiedlichen Normierung der von (Gla80) verwendeten Daten für die Proton- und Neutron-Strukturfunktionen und der von uns gemessenen Daten zu suchen ist.

Vergleicht man die Proton-Wirkungsquerschnitte für  $E_1=5$  GeV mit der Parametrisierung von (Gla80) und die mit der Parametrisierung von (Bra76), so erkennt man, daß diejenigen nach (Bra76) größer sind, im Maximum der  $\Delta_{33}$ -Resonanz z.B. um etwa 7%. Mit der Parametrisierung nach (Bra76) würden also unsere experimentellen Wirkungsquerschnitte für  $E_1=5$  GeV besser wiedergegeben werden.

Für  $E_1=3$  GeV ist die Übereinstimmung von Experiment und Theorie im Resonanzgebiet besser, wenn man eine Verschiebung der  $E_3$ -Skalen um ein Intervall gegeneinander zuläßt, was innerhalb der Fehlerbreite in der Energieskala liegt. Bei diesen Querschnitten fällt jedoch besonders auf, daß die starke Auffüllung des Minimums zwischen quasielastischem Peak und  $\Delta_{33}$ -Resonanz von der theoretischen Kurve nicht wiedergegeben wird.

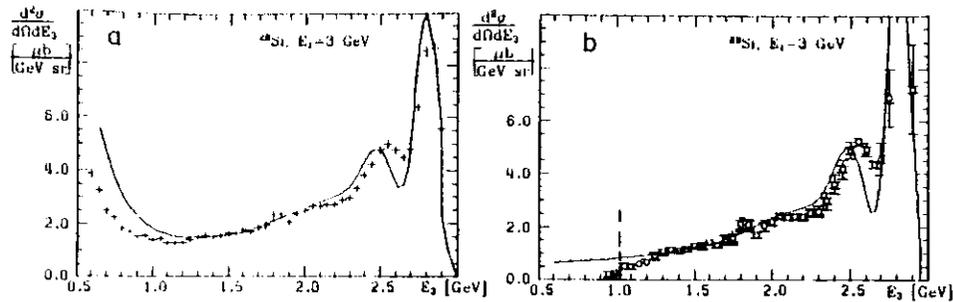


Abb.36 wie Abb.25

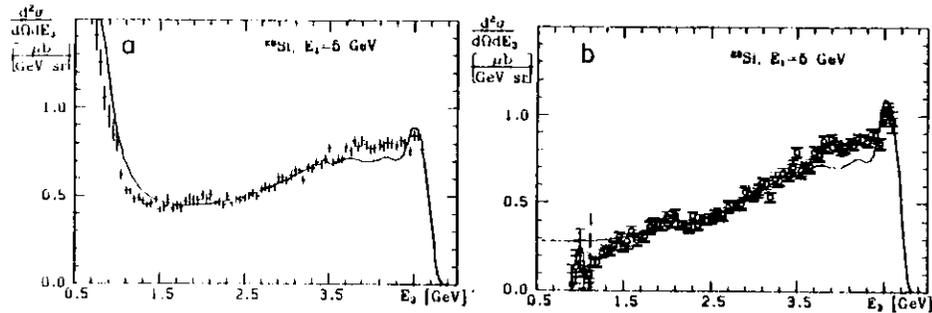


Abb.37 wie Abb.25

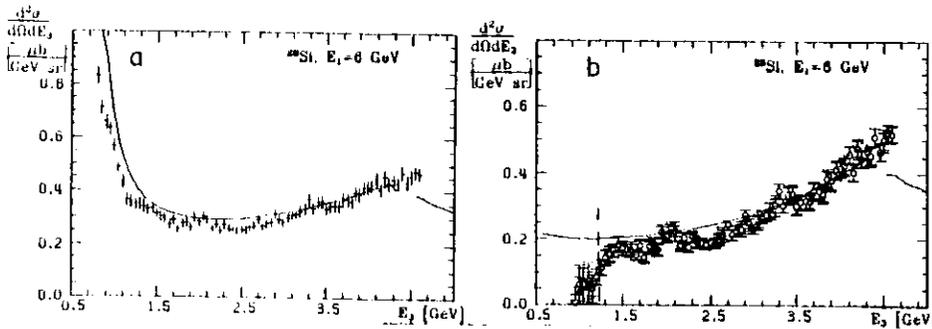


Abb.38 wie Abb.25

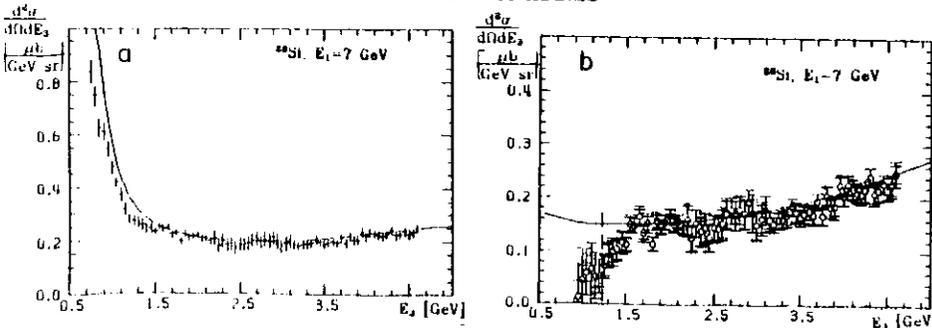


Abb.39 wie Abb.25

Außerhalb des Resonanzgebiets ( $W > 2$  GeV), d.h. für  $E_1 = 6$  und  $7$  GeV also im gesamten hier dargestellten Spektrum, zeigen alle Wirkungsquerschnitte einen glatten Verlauf und lassen sich mit Ausnahme des Bereichs sehr kleiner  $E_2$  durch inkohärente Überlagerung von Nukleonstrukturfunktionen sehr gut beschreiben. Für  $W_{1,2}^2$  wurden in diesem Bereich die Skalenfunktionen (D.1), bzw. (D.2) verwendet, auf eine Faltung mit der Kernwellenfunktion konnte hier formal verzichtet werden, da sie auf Grund des glatten Kurvenverlaufs keine Veränderung liefert.

Bei allen strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitten fällt auf, daß sie für sehr kleine Streuenergien plötzlich stark abnehmen. Dieses Verhalten wird von der Rechnung nach der Methode FISH nicht wiedergegeben und muß demnach auf kohärente Effekte zurückzuführen sein. Ein Vergleich mit Abb.18 zeigt, daß der genannte Effekt dort auftritt, wo kernelastische Strahlungseffekte wesentlich zum gemessenen Wirkungsquerschnitt beitragen. Im Extremfall können sie sogar größer werden als der gemessene Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$ . Dieses Ergebnis macht eine genaue Überprüfung vor allem der kernelastischen Strahlungskorrekturen erforderlich.

Zur Überprüfung der externen Bremsstrahlungskorrekturen wurden für  $E_1 = 5$  und  $7$  GeV für  $^{28}\text{Si}$  Wirkungsquerschnitte bei verschiedenen Targetdicken gemessen (Bel: 0.3%, Beil: 1.4% und Bell: 2.8% Strahlungslängen). Ein Vergleich der Abb.26 und 27 für  $E_1 = 5$  GeV und der Abb.29, 30 und 31 für  $E_1 = 7$  GeV ergibt Folgendes:

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_T$  der verschiedenen Targetdicken unterscheiden sich auf Grund der Strahlungslängen vor allem bei kleinen  $E_2$  stark voneinander, während die strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte stets an derselben Stelle in  $E_2$  die oben beschriebene Abnahme in etwa gleicher Stärke aufweisen. Dieses Ergebnis zeigt die Zuverlässigkeit der externen Bremsstrahlungskorrekturen

Wie im "Proposal" für das beschriebene Experiment dargelegt wurde (Blo76), sollte ein Vergleich der Wirkungsquerschnitte von  $^{27}\text{Al}$  und  $^{28}\text{Si}$  eine Überprüfung der angebrachten internen kernelastischen Strahlungskorrekturen ermöglichen, da der kernelastische Wirkungsquerschnitt proportional zu  $Z^2$  ist, der inelastische Wirkungsquerschnitt wegen der fast identischen Massenzahl sich jedoch kaum unterscheiden dürfte. Abb.40 zeigt die kernelastischen Strahlungsschwänze von  $^{27}\text{Al}$  (durchgezogene Linie) und  $^{28}\text{Si}$  (strich-punktierte Linie) für  $E_1 = 7$  GeV, sowie das Verhältnis der Strahlungsschwänze von  $^{27}\text{Al}$  und  $^{28}\text{Si}$  (gestrichelte Linie) für den uns experimentell zugänglichen Bereich  $0.5 \text{ GeV} < E_2 < 4.6 \text{ GeV}$ . Man erkennt, daß sich die beiden Strahlungsschwänze in dem Bereich, wo sie einen wesentlichen Beitrag zum experimentellen Wirkungsquerschnitt liefern (d.h. für  $E_2 < 1.3$  GeV), um weniger als 5% voneinander unterscheiden, was innerhalb des systematischen Fehlers der kernelastischen Strahlungsschwänze liegt. Diese geringen Abweichungen erklären sich dadurch, daß die

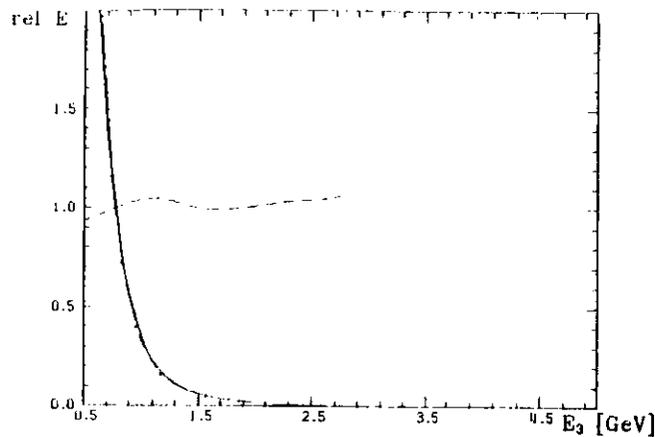


Abb.40 kernelastische Strahlungsschwänze  $^kS$  für  
 —  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1 = 7$  GeV  
 - - -  $^{28}\text{Si}$ ,  $E_1 = 7$  GeV  
 ····· Verhältnis von  $^kS$  ( $^{27}\text{Al}$ ) zu  $^kS$  ( $^{28}\text{Si}$ )

Kernmasse in die Berechnung der Strahlungsschwänze mit eingeht, so daß sich nur für  $Q^2=0.0$  (GeV/c) $^2$  die maximale Abweichung der auf die Nukleonenzahl normierten Bremsstrahlungsschwänze von 11% ergibt. (Die Formfaktoren für Al und Si sind nahezu identisch außer im Bereich der Diffraktionsminima -vergl. Anhang A.-, was wegen der Integration über die Abstrahlrichtungen der Photonen kaum Einfluß auf die Strahlungsschwänze hat.) Eine Überprüfung der internen Bremsstrahlungskorrekturen ist daher auf diese Art nicht möglich.

Vergleicht man die in Abb.32 bis 35 bzw. Abb.36 bis 39 dargestellten Wirkungsquerschnitte für  $^{27}\text{Al}$  und  $^{28}\text{Si}$ , so ergibt sich demnach, daß sowohl die gemessenen als auch die strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte innerhalb der angegebenen Fehler übereinstimmen.

Die starke Abnahme der inklusiven Wirkungsquerschnitte tritt für alle Kerne bei sehr kleinen Streuenergien, d.h. für kleine  $Q^2$  und große  $\nu$  auf (vergl. Abb.2). In diesem kinematischen Bereich wird, wie in Abschnitt B.3. ausgeführt ist, ein Schatteneffekt für virtuelle Photonen erwartet. Im Folgenden werden die Kernwirkungsquerschnitte daher für  $W > 2$  GeV im Hinblick auf diesen Effekt untersucht.

D.2. Untersuchung kohärenter Effekte bei inklusiver Elektron-Kernstreuung für  $W > 2$  GeV

Das Auftreten kohärenter Effekte bei inklusiver Elektron-Kernstreuung, also z.B. des in Abschnitt B.3 beschriebenen Schatteneffekts, läßt sich mit Hilfe des Verhältnisses  $A_{eff}/A$  quantitativ erfassen:

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_A}{A\sigma_N} = \frac{\sigma_A}{Z\sigma_p + N\sigma_n} \quad (D.3)$$

$A_{eff}$  ist die Anzahl der effektiv an der betrachteten Streuung teilnehmenden Nucleonen,  $Z$  die Protonen-,  $N$  die Neutronenzahl des Kerns. Für  $\sigma_A$ ,  $\sigma_p$  und  $\sigma_n$  sind die strahlungskorrigierten Kern- bzw. Proton- und Neutron-Wirkungsquerschnitte einzusetzen.

Die Größe  $A_{eff}/A$  beschreibt Eigenschaften der Elektron-Kern-Streuung und sollte deshalb frei von statistischen Schwankungen der elementaren Wirkungsquerschnitte  $\sigma_p$  und  $\sigma_n$  sein. In Abschnitt D.1.1. wurde gezeigt, daß sich der experimentelle strahlungskorrigierte Proton- Wirkungsquerschnitt für  $W > 2$  GeV sehr gut durch die Skalenfunktion  $f^*(\omega_\omega)$  beschreiben läßt und der Neutron- Wirkungsquerschnitt durch die Funktion  $f^*(\omega_\omega) = (1-x') \cdot f^*(\omega_\omega)$ . Die obige Forderung läßt sich also erfüllen, indem man anstelle von Gleichung (D.3.) schreibt:

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_A}{Z\sigma_p + N(1-x')\sigma_p} = \frac{\sigma_A}{\sigma_p(A - N \cdot x')} \quad (D.4)$$

wobei  $\sigma_p = \sigma_n \cdot f^*(\omega_\omega) \left\{ \frac{1}{\omega\nu} + \frac{1}{2M} \tan^2(\theta/2) \right\}$   
(vergl. Gleichung (B.1) und (D.1))

Dieses Verhältnis ist in Abb.41 für  $^{27}\text{Al}$  bei  $E_1 = 5$  GeV gegen die Streuenergie  $E_3$  aufgetragen. Man erkennt, daß für  $E_3 > 1.5$  GeV innerhalb der Fehler  $A_{eff} = A$  ist, der Kernwirkungsquerschnitt sich also als inkohärente Summe der Nucleonenwirkungsquerschnitte darstellen läßt. Für kleine  $E_3$  wird das Verhältnis  $A_{eff}/A$  kleiner als 1. Entsprechende Ergebnisse erhielten wir für sämtliche Targets und Einschußenergien, wie man Tabelle IV.b entnehmen kann, in der die Werte für  $A_{eff}/A$  für  $W > 2\text{GeV}$  aufgelistet sind. Die Datenpunkte in Abb.41 sind mit drei Fehlerbalken dargestellt:

- Der innere Fehlerbalken entspricht dem statistischen Fehler der Datenpunkte und enthält außerdem den Fehler der Ladungsmessung und der Dichte des Targets.

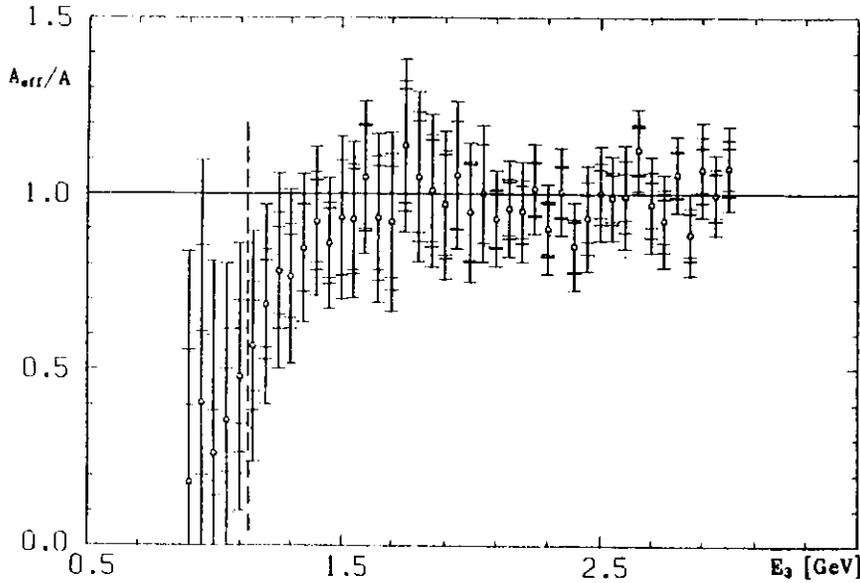


Abb.41  $A_{eff}/A$  für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1 = 5$  GeV gegen  $E_3$

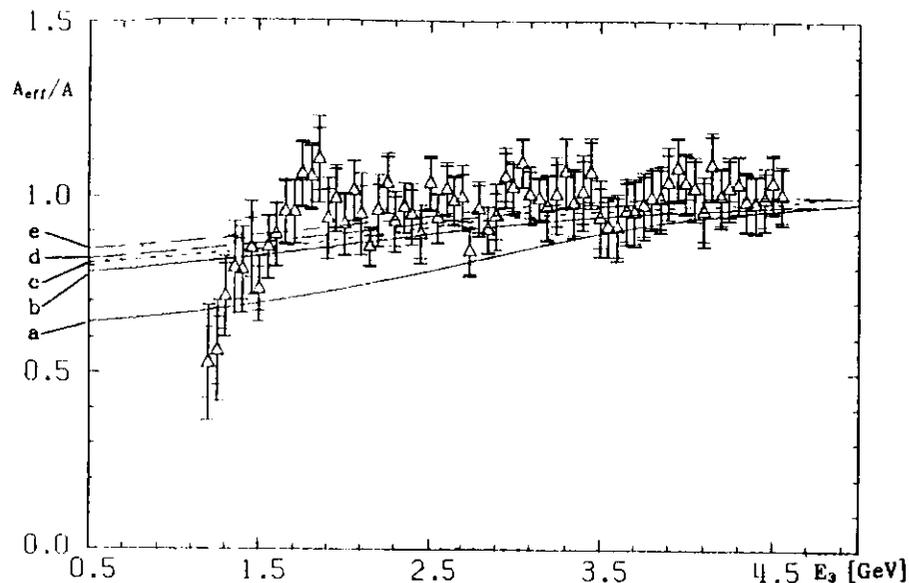


Abb.42  $A_{eff}/A$  für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=7$  GeV gegen  $E_3$  mit folgenden theoretischen Rechnungen:

- a VDM nach [Bro89]
- - - b GVDM nach [Schil73]
- · · c GVDM mit "nicht-diagonalen Termen nach [Dit75]
- - - - d GVDM mit  $l_c=0.44$  fm nach [Dit76]
- · - e GVDM mit  $l_c=0.74$  fm nach [Mon71]

- Der mittlere Fehlerbalken berücksichtigt zusätzlich den durch Unsicherheit in der Impulsbestimmung verursachten Fehler (vergl. Abschnitt D.1.1.).
- Der äußere Fehlerbalken enthält außerdem den systematischen Fehler der angebrachten Strahlungskorrekturen, der als Summe der in Abschnitt C.3. angegebenen Fehler berechnet wurde:
  - 5% Fehler des kernelastischen Strahlungsschwanzes
  - 8% Fehler des quasielastischen Strahlungsschwanzes, zusätzlich ein Fehler von maximal 25% für die Unterdrückungsfaktoren der quasielastischen Formfaktoren
  - 12% Fehler des inelastischen Strahlungsschwanzes.
 Wenn kohärente Effekte bei inklusiver Elektron-Kernstreuung auftreten, so daß  $A_{eff} < A$  wird, ist der inelastische Strahlungsschwanz bei unserer Rechnung zu groß angenommen. Um eine obere Grenze des durch einen solchen Effekt am inelastischen Strahlungsschwanz auftretenden Fehlers abzuschätzen, lassen wir die zur Berechnung des Strahlungsschwanzes benötigten inelastischen Wirkungsquerschnitte von  $Q^2=0.2$   $(\text{GeV}/c)^2$  bis  $Q^2=0.0$   $(\text{GeV}/c)^2$  linear bis Null abnehmen. Die Abweichung des mit dieser Annahme berechneten inelastischen Strahlungsschwanzes zum inkohärent berechneten Strahlungsschwanz ist in dem eingezeichneten systematischen Fehler mit enthalten.

Im Folgenden werden in allen Abbildungen und Tabellen diejenigen Datenpunkte zur Berechnung von  $A_{eff}/A$  weggelassen, für die der Anteil aller Strahlungskorrekturen am gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_r$  mehr als 80% beträgt (siehe senkrechter Strich in Abb.41). Für diese Punkte wird der systematische Fehler des berechneten strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitts  $\sigma$  100%. In allen folgenden Abbildungen enthalten die eingezeichneten Fehlerbalken nur den statistischen Fehler und den auf Grund der Unsicherheit in der Impulsbestimmung verursachten Fehler.

In Abb.42 werden die von uns erhaltenen Meßergebnisse für das Verhältnis  $A_{eff}/A$  für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=7$  GeV mit den in Abschnitt B.3.1. beschriebenen theoretischen Vorhersagen verglichen. Die Bezeichnungen der verschiedenen Kurven haben folgende Bedeutung: Kurve a- VDM, Kurve b- GVDM, Kurve c- GVDM mit "nicht-diagonalen" Termen, Kurve d und e- GVDM mit Korrelationen (siehe auch Abb.6). Man erkennt, daß für  $E_3 > 1.9$  GeV (d.h.  $Q^2 > 0.4$   $(\text{GeV}/c)^2$ ) unsere Daten mit den Vorhersagen der realistischeren Modelle (Kurven d-e) verträglich sind, d.h. sowohl die Datenpunkte als auch diese theoretischen Berechnungen zeigen hier  $A_{eff}/A \sim 1$  und haben mit kleiner werdendem  $E_3$  eine leicht abfallende Tendenz. Für  $E_3 < 1.7$  GeV nimmt das experimentelle Verhältnis  $A_{eff}/A$  deutlicher ab, ein Effekt, der in keiner der theoretischen Berechnungen nach den Vektormeson-Dominanz Modellen wiederzufinden ist. Man erkennt dagegen eine Ähnlichkeit mit

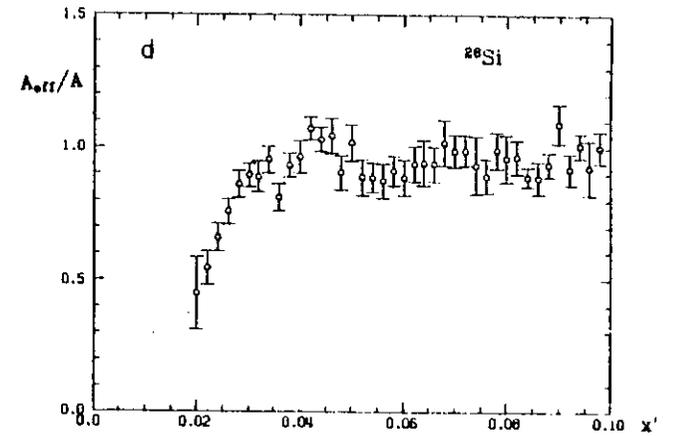
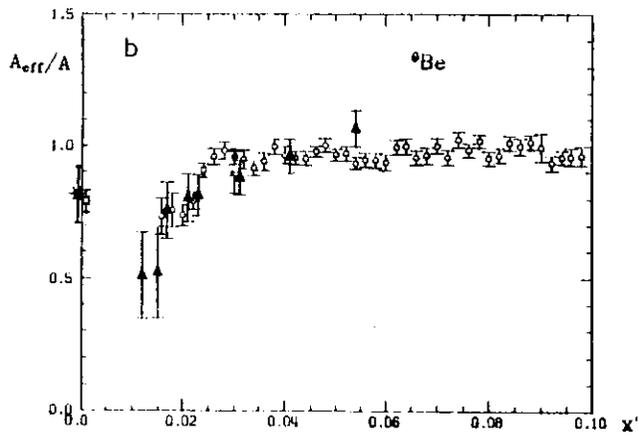
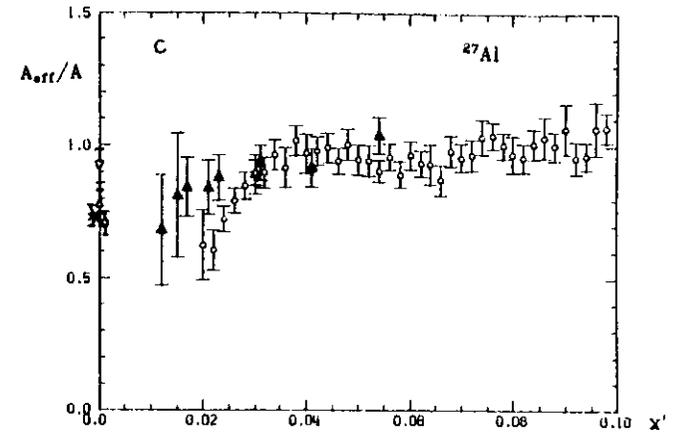
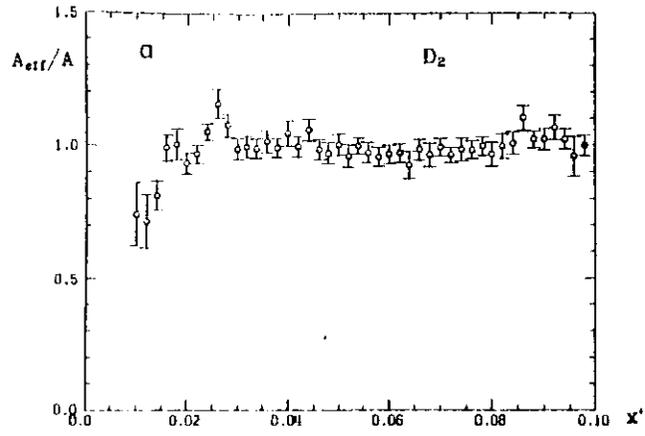


Abb.43 zusammengefaßte Daten für  $A_{eff}/A$  gegen  $x'$

a:  $D_2$       b:  ${}^9Be$

○ diese Arbeit

▲ Datenpunkte aus [Bai79]

$A_{eff}/A$  für reelle Photonen folgender Autoren

✱ [Hey71:DESY 71

△ [Bro73:Daresbury 73

▽ [Mich77: Cornell 77

□ [Crie77:DESY 77

Abb.43 zusammengefaßte Daten für  $A_{eff}/A$  gegen  $x'$

c:  ${}^{27}Al$       d:  ${}^{28}Si$

○ diese Arbeit

▲ Datenpunkte aus [Bai79]

$A_{eff}/A$  für reelle Photonen folgender Autoren

✱ [Hey71:DESY 71

△ [Bro73:Daresbury 73

▽ [Mich77: Cornell 77

□ [Crie77:DESY 77

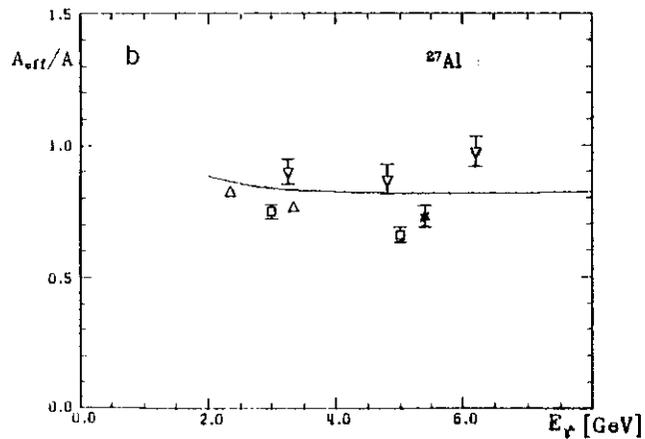
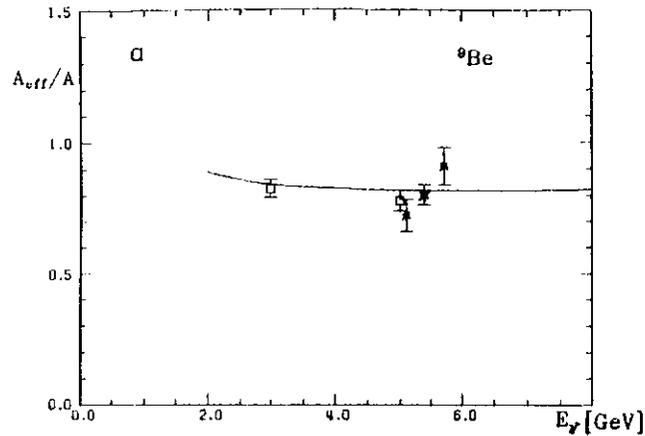


Abb. 44  $A_{eff}/A$  für reelle Photonen gegen  $E_\gamma$   
 Kennzeichnung der verschiedenen  
 Experimente wie Abb. 43  
 ———— GVDM nach [Schil73]

dem von Zakharov und Nikolaev [Zak75] im Parton-Modell vorhergesagten Verlauf von  $A_{eff}/A$  (Abb.8). Nach neueren experimentellen Ergebnissen ist jedoch der "Parton-See" oder "Quark-See" eines Nukleons sehr viel kleiner als früher angenommen wurde, so daß ein starker Effekt auf Grund des in Abschnitt B.3.2. beschriebenen Mechanismus nicht zu erwarten ist [Zak80].

Vergleiche der Meßergebnisse für  $A_{eff}/A$  mit theoretischen Vorhersagen nach dem Vektormeson-Dominanz- und Glauberformalismus werden im Folgenden stets exemplarisch für das GVDM nach [Schil73] durchgeführt, da dieses Modell rechnerisch leicht zu handhaben ist und sich quantitativ nicht wesentlich von realistischeren Modellen unterscheidet (siehe Abb.42).

#### D.2.1 Diskussion von $A_{eff}/A$ in Abhängigkeit von $Q^2, \nu$ und $x'$

In [Guz80] wird die Abhängigkeit des experimentellen Verhältnisses  $A_{eff}/A$  von den kinematischen Variablen  $Q^2$  und  $\nu$  ausführlich dargestellt. Es ergibt sich für feste Parameter  $\nu$  eine starke Variation von  $A_{eff}/A$  mit  $Q^2$ , d.h.  $A_{eff}/A$  nimmt für  $Q^2 \rightarrow 0.0$  (GeV/c)<sup>2</sup> stark ab. Für feste Parameter  $Q^2$  findet man bei kleinen Werten von  $Q^2$  eine starke  $\nu$ -Abhängigkeit, die jedoch bei wachsendem  $Q^2$  verschwindet, so daß  $A_{eff}/A \sim 1$  wird. Da für  $W > 2$  GeV die elementaren Wirkungsquerschnitte Skalenverhalten zeigen, untersuchen wir  $A_{eff}/A$  zusätzlich in Abhängigkeit von der Skalenvariablen  $x'$ . Es ergibt sich (vergl. [Guz80]), daß  $A_{eff}/A$  für feste Parameter  $x'$  innerhalb der experimentellen Fehler keine Variation mit  $Q^2$  zeigt,  $A_{eff}/A$  weist also ebenfalls Skalenverhalten auf. Außerdem zeigt sich, daß die Abweichung des Verhältnisses  $A_{eff}/A$  von Eins bei abnehmendem  $x'$  immer größer wird.

Auf Grund dieses Ergebnisses wurden für jedes Target die  $A_{eff}/A$ -Daten verschiedener Einschußenergien zusammengefaßt, die in dasselbe  $x'$ -Intervall fielen ( $\Delta x' = 0.002$ ). Somit erhalten wir für jedes Target ein Verhältnis  $A_{eff}/A$  in Abhängigkeit von  $x'$ , das in Abb.43 dargestellt ist. (Die eingezeichneten Fehlerbalken entsprechen der Summe aus statistischem Fehler und Fehler bei der Impulsbestimmung.) Man erkennt, daß für  $x' > 0.04$  die effektive Nukleonenzahl  $A_{eff}$  bei allen Targetkernen ungefähr gleich der tatsächlichen Nukleonenzahl  $A$  ist, wobei mit kleiner werdendem  $x'$  eine leicht abfallende Tendenz der Datenpunkte zu erkennen ist. Für  $x' < 0.04$  zeigt sich eine deutliche Abnahme des Verhältnisses  $A_{eff}/A$  mit abnehmendem  $x'$ , die bei desto kleinerem  $x'$  einsetzt, je kleiner die Nukleonenzahl  $A$  des Targets ist. Es ist jedoch selbst bei  $D_2$  noch ein solcher Verlauf zu erkennen.

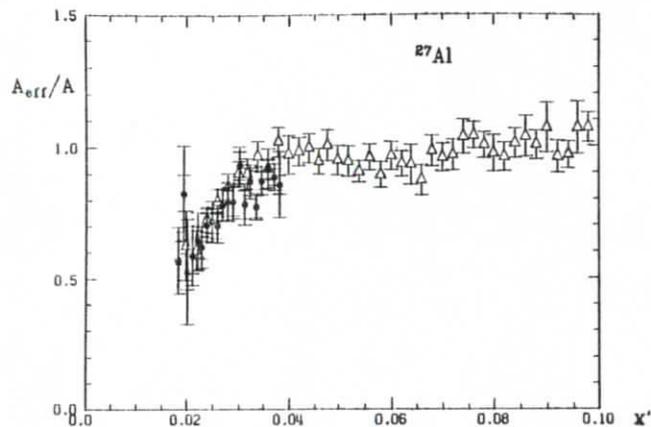


Abb.45  $A_{eff}/A$  für  $^{27}\text{Al}$  gegen  $x'$   
 $\triangle$  zusammengefaßte Daten dieser Arbeit  
 $\bullet$  Daten aus [Hub79],  $E_1=7\text{ GeV}$ ,  $\theta=9^\circ$

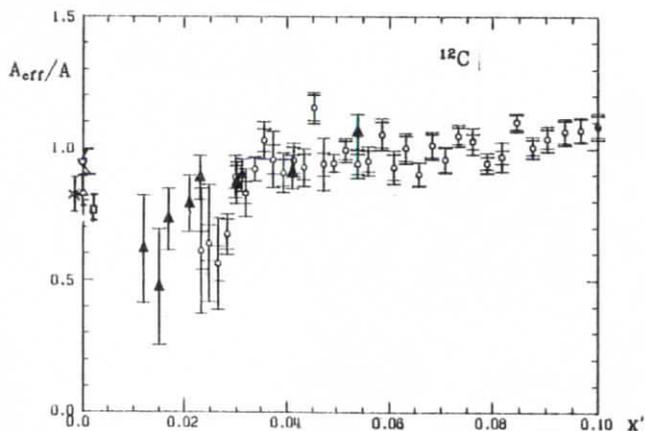


Abb.46  $A_{eff}/A$  für  $^{12}\text{C}$  gegen  $x'$   
 $\circ$  Daten von [Hub79],  $E_1=6\text{ GeV}$ ,  $\theta=13^\circ$   
 $\blacktriangle$  Daten von [Bai79]

Daten aus Messungen mit reellen Photonen wie Abb.43

Für die Kerne  $^{9}\text{Be}$  und  $^{27}\text{Al}$  existieren experimentelle Daten für das mit reellen Photonen bestimmte Verhältnis  $A_{eff}/A$  [Hey71, Bro73, Mich77, Crie77]. Sie sind in Abb.44a bzw. b in Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Einschubenergie dargestellt, zusammen mit einer GVDM-Rechnung nach [Schil73]. Die Datenpunkte zeigen alle  $A_{eff}/A < 1$  und stimmen in etwa mit der GVDM-Vorhersage überein. Sie streuen jedoch stark und es ist keine systematische Energieabhängigkeit zu erkennen. Daher wurden zum Vergleich mit unseren Meßergebnissen für jedes Target jeweils die Mittelwerte aus den Daten der einzelnen Experimente gebildet und in Abb.43 an der Stelle  $x'=0.0$  eingetragen. Man sieht, daß sich die Werte von  $A_{eff}/A$  für reelle Photonen nicht durch einfache Fortsetzung der von uns gemessenen Daten zu  $x'=0.0$  erreichen lassen.

In Abb.43b und c sind außerdem die neuesten Meßergebnisse für  $A_{eff}/A$  aus Daresbury [Bai79] eingezeichnet. Für  $^{9}\text{Be}$  stimmen diese Daten sehr gut mit unseren Ergebnissen überein. Für  $^{27}\text{Al}$  zeigen sie ebenfalls den gleichen relativen Verlauf, nämlich ein Abnahme von  $A_{eff}/A$  für abnehmendes  $x'$  ab ungefähr  $x' < 0.04$ . Die Diskrepanz im absoluten Verlauf liegt möglicherweise darin begründet, daß die Autoren annehmen:

$$\sigma_n = \sigma_d - \sigma_p$$

und somit das Verhältnis  $A_{eff}/A$  folgendermaßen berechnen:

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_A}{N\sigma_d - (N-Z)\cdot\sigma_p} \quad (D.5)$$

Dieser Ansatz hat den Vorteil, daß alle Wirkungsquerschnitte bei gleicher Kinematik gewonnen wurden, ist aber gerade im hier interessierenden kinematischen Bereich fragwürdig, da sich bereits bei  $D_2$  ein  $A_{eff}/A < 1$  ergeben kann, wie bei unseren Ergebnissen in Abb.43a zu erkennen ist. Außerdem wurde auf inelastische Bremsstrahlungskorrekturen bei der Berechnung von  $\sigma_A$ ,  $\sigma_p$  und  $\sigma_n$  verzichtet, was zu einem veränderten Wert für  $A_{eff}/A$  führen kann, wenn  $A_{eff}$  signifikant von  $A$  abweicht (vergl. Abschnitt C.3.3.).

Theoretische Vorhersagen lassen sich in Abb.43 nicht einzeichnen, da alle quantitativen Modelle kein Skalenverhalten zeigen, sich also 4 verschiedene Kurven auf Grund der 4 Einschubenergien ergeben würden.

Unsere experimentellen Ergebnisse für  $A_{eff}/A$  können außerdem mit älteren Daten unserer Gruppe verglichen werden [Hub79], die an einem anderen Spektrometer gemessen wurden (vergl. Abschnitt C.1.3.). Dazu wurden die "alten" Elektron-Kernwirkungsquerschnitte ebenfalls mit der in Abschnitt C.3. beschriebenen Methode strahlungskorrigiert. Abb.45 zeigt das anschließend nach Gleichung (D.4) berechnete Verhältnis  $A_{eff}/A$  für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=7\text{ GeV}$ ,  $\theta=9^\circ$  aus [Hub79] zusammen mit unseren neuen, bereits in Abb.43c gezeigten Ergebnissen. Man erkennt eine gute Übereinstimmung der Daten. Es zeigt sich also in den

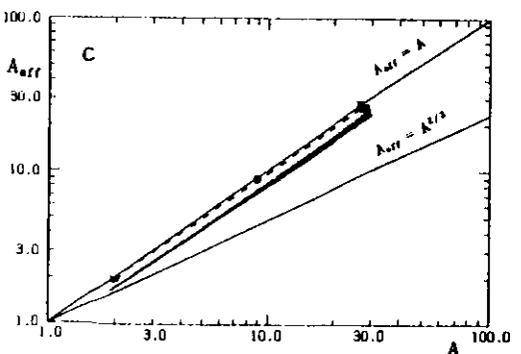
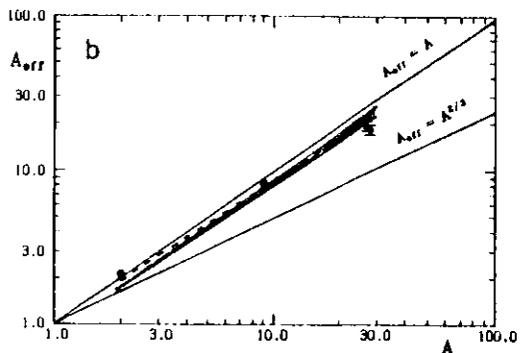
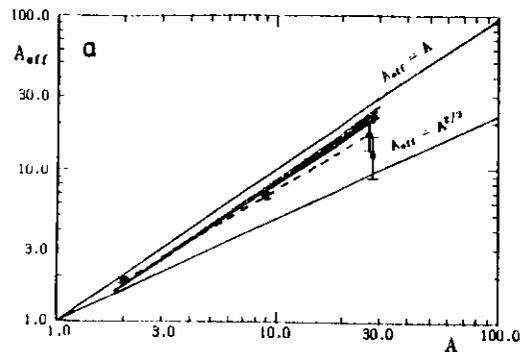


Abb.47 Datenpunkte für  $A_{eff}$  gegen  $A$   
 schraffiertes Gebiet - GVDM nach [Schil73]  
 - - - - Anpassungsrechnung gemäß  $A_{eff}/A = A^\epsilon$   
 a:  $x'=0.020$  b:  $x'=0.024$  c:  $x'=0.038$

Ergebnissen von [Hub79] die gleiche Abnahme von  $A_{eff}/A$  für  $x' < 0.04$ , wenn man die gleichen Strahlungskorrekturen am Wirkungsquerschnitt anbringt.

Abb.46 zeigt die entsprechend behandelten Daten aus [Hub79] für  $^{12}C$ ,  $E_1=8$  GeV,  $\theta=13^\circ$  zusammen mit den  $^{12}C$ -Ergebnissen aus [Bai79] und den Datenpunkten für reelle Photonen nach [Hey71, Bro73, Mich77, Crie77]. Wieder zeigt sich, daß  $A_{eff}$  für  $x' > 0.04$  in etwa gleich der Nucleonenzahl  $A$  ist, für  $x' < 0.04$  dagegen deutlich abnimmt. Der relative Verlauf der neu strahlungskorrigierten Daten aus [Hub 79] stimmt mit dem von [Bai79] erhaltenen Verlauf überein; die Diskrepanz der absoluten Werte für  $A_{eff}/A$  kann aus den bereits oben genannten Gründen zustande kommen.

### D.2.2 Abhängigkeit von $A_{eff}/A$ von der Nucleonenzahl

Aus Abb.43a bis d ersieht man, daß für ein festes  $x' < 0.04$  das experimentelle Verhältnis  $A_{eff}/A$  desto kleiner wird, je größer die Massenzahl  $A$  ist. In Abb.47a bis c sind für  $x'=0.02$ ,  $x'=0.024$  und  $x'=0.038$  die experimentellen Werte von  $A_{eff}$  gegen die Massenzahl  $A$  in doppelt logarithmischem Maßstab aufgetragen. Zur Orientierung sind zusätzlich jeweils zwei durchgezogene Linien eingezeichnet, die eine entspricht  $A_{eff} = A$ , die andere  $A_{eff} = A^{2/3}$ , d.h. einer totalen Abschätzung der bezüglich der Photonrichtung hinteren Nucleonen (vergl. Abschnitt B.3.). Das schraffierte Gebiet gibt die Vorhersagen nach dem GVDM [Schil73] für  $E_1=3$  GeV bis  $E_1=7$  GeV wieder. Man sieht, daß für  $x'=0.038$   $A_{eff}$  für alle von uns betrachteten Kerne gleich der Massenzahl  $A$  ist. Für kleinere  $x'$  weicht  $A_{eff}$  desto stärker von  $A$  ab, je größer die Massenzahl des Kerns ist. Dieser Effekt wird mit abnehmendem  $x'$  größer und ist für  $x'=0.02$  stärker als die Rechnungen nach dem GVDM voraussagen. Für  $x'=0.038$  sagt das GVDM  $A_{eff} < A$  voraus, während die Daten  $A_{eff} \sim A$  zeigen. Diese Diskrepanz ist jedoch bei den realistischeren Vektormesondominanz-Modellen nicht mehr vorhanden (vergl. Abb.42).

Um die  $A$ -Abhängigkeit des Verhältnisses  $A_{eff}/A$  quantitativ zu erfassen, passen wir für jedes  $x'$ -Intervall an die vier experimentellen  $A_{eff}$ -Werte eine Funktion  $f(A) = A_{eff} = A^{\epsilon+1}$  (d.h.  $A_{eff} = A \rightarrow \epsilon=0.0$ ) an, wobei  $\epsilon$  ein freier Parameter ist. Die Funktion  $f(A)$  ist in Abb.47 jeweils als gestrichelte Linie eingezeichnet. Dieser in der Literatur übliche Ansatz ist rein phänomenologisch und hat keinerlei theoretischen Hintergrund. So sind die in Abb.47 eingezeichneten GVDM-Kurven keine Geraden in der gewählten Darstellung, sie gehorchen diesem einfachen Ansatz nicht.

In Abb.48 ist der durch die Anpassung bestimmte Parameter  $\epsilon$  für alle  $x'$  eingetragen. Für  $x' > 0.04$  ist  $\epsilon \sim 0.0$ , d.h. es gilt  $A_{eff} = A$  für alle Massenzahlen. Für  $x' < 0.04$  tritt ein kohärenter Effekt auf,  $\epsilon$  wird für abnehmendes  $x'$  schnell kleiner. Die

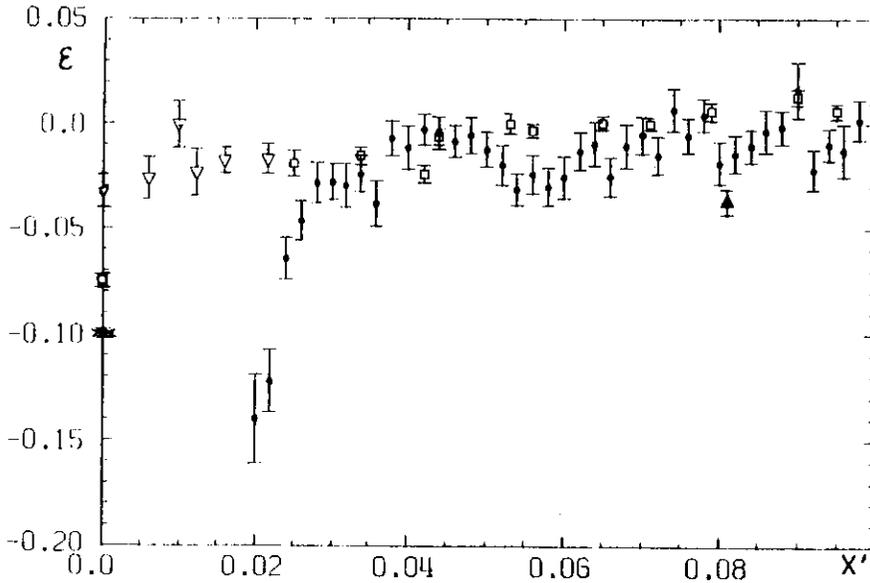


Abb.48 Fitparameter  $\epsilon$  gegen  $x'$

- diese Arbeit
- Daten aus [Stei75]
- ▽ Daten aus [Eick76]
- ▲ Daten aus [May75]

Daten für reelle Photonen wie Abb.43

Fitparameter  $\epsilon$  sind mit ihren Fehlern und  $\chi^2$ -Werten in Tabelle V aufgeführt.

An der Stelle  $x'=0.0$  sind in Abb.48 die von verschiedenen Autoren erhaltenen  $\epsilon$ -Werte für reelle Photonen eingetragen ([Hey71, Cal73, Crie77, Mich77]). Der mit "Cornell77" bezeichnete Datenpunkt aus [Mich77] wurde von uns durch die oben beschriebene Anpassung an die in dieser Quelle angegebenen  $A_{eff}/A$ -Werte für verschiedene Kerne bestimmt. Man erkennt, wie schon in Abb.43, daß für reelle Photonen  $\epsilon < 0.0$  gilt, d.h.  $A_{eff} < A$ , jedoch ist die Abweichung von  $A_{eff}$  von der Massenzahl  $A$  weniger stark als der Verlauf der von uns erhaltenen  $\epsilon$ -Werte andeutet.

Zusätzlich sind in Abb.48 die Ergebnisse für den Fitparameter  $\epsilon$  aus anderen Messungen mit virtuellen Photonen eingetragen. Die neuesten SLAC-Daten ([Ste75]) zeigen in Übereinstimmung mit unseren Ergebnissen für  $x' > 0.04$   $A_{eff}/A \sim 1$ . Dagegen erhält man aus den mit inklusiver Myon-Kernstreuung gemessenen Daten ([May75]) bereits für  $x' \sim 0.08$ , sowie für weitere hier nicht dargestellte Punkte mit noch größerem  $x'$ , ein  $A_{eff}$ , das kleiner ist als  $A$ . Auf Grund der etwa 200 mal so großen Myonmasse sind hier die Strahlungskorrekturen sehr viel kleiner und daher weniger problematisch als bei Elektron-Kernstreuexperimenten.

Bei sehr kleinen Werten von  $x'$  und festem  $Q^2=0.1$  ( $\text{GeV}/c^2$ ) wurde in einem Elektron-Hadron Koinzidenzexperiment in Cornell ([Eick76]) ein  $A_{eff}$  gemessen, das im Gegensatz zu unseren Ergebnissen in diesem Bereich nur wenig kleiner ist als  $A$ . (Die in Abb.48 eingezeichneten  $\epsilon$ -Werte erhielten wir durch die oben beschriebene Anpassung der Funktion  $f(A)$  an die in [Eick76] für  $A_{eff}/A$  angegebenen Werte.)

Auf Grund der geforderten Koinzidenz zwischen dem nachgewiesenen Elektron und einem unter beliebigem Winkel emittierten Hadron kann bei diesem Meßverfahren auf interne Bremsstrahlungskorrekturen verzichtet werden, jedoch ist die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte schwierig. Das Verhältnis  $A_{eff}/A$  wurde in [Eick76] mit Gleichung (D.5) berechnet, wobei eine möglicherweise schon bei  $D_2$  auftretende Abweichung des Verhältnisses  $A_{eff}/A$  von Eins vernachlässigt wurde. Sie ist jedoch in unseren Ergebnissen bei kleinen  $x'$  deutlich sichtbar. Zusätzlich ist zu bemerken, daß auch der mit derselben Apparatur und Methode bestimmte  $A_{eff}/A$ -Wert für reelle Photonen ([Mich77]) deutlich größer ist als die Meßergebnisse anderer Autoren (Abb.48, Abb.43).

Ein Vergleich mit Ergebnissen von Bailey et al. ([Bai79]) wird in der in Abb.48 gewählten Darstellung aus folgendem Grund nicht durchgeführt: Die in [Bai79] gefundene Abhängigkeit von  $A_{eff}/A$  von der Nukleonenzahl ist für das Beispiel  $x'=0.012$  in Abb.49 dargestellt. Man erkennt, daß sich  $A_{eff}$  desto mehr der tatsächlichen Nukleonenzahl  $A$  nähert, je größer  $A$  wird (mit Ausnahme von  $D_2$ ), d.h.  $A_{eff}/A$  ist für  ${}^9\text{Be}$  am kleinsten, für  ${}^{93}\text{Nb}$  am größten. Eine solche  $A$ -Abhängigkeit wird durch den

Ansatz  $A_{eff}/A = A^\epsilon$  nicht wiedergegeben.

Die Ergebnisse für den Fitparameter  $\epsilon$  werden in Abb.48 nicht mit theoretischen Vorhersagen verglichen, da diese kein Skalenverhalten zeigen (es ergab sich daher in Abb.47 wegen der verschiedenen Einschußenergien ein ganzer "Bereich" für die theoretischen Vorhersagen) und, wie oben erwähnt wurde, nicht durch den einfachen Ansatz  $A_{eff}/A = A^\epsilon$  beschrieben werden können.

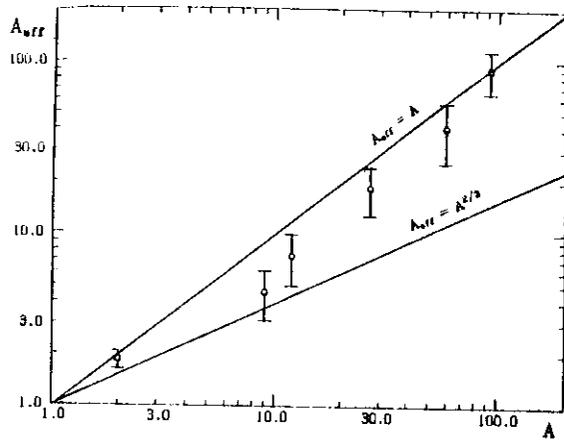


Abb.49  $A_{eff}$  gegen  $A$  von [Bal79] für  $x'=0.012$

### D.3. Interpretation der Ergebnisse

Wie für alle Targets und in allen Darstellungen zu beobachten ist, nimmt das gemessene Verhältnis  $A_{\text{eff}}/A$  für abnehmendes  $x'$  ab etwa  $x' < 0.04$  deutlich ab. Es soll im Folgenden diskutiert werden, ob dieser Effekt als der in Abschnitt B.3. beschriebene Schatteneffekt interpretiert werden kann.

Ein Vergleich der Abbildungen 25 bis 39 a und b zeigt, daß in vielen Fällen für sehr kleine  $E_3$  (d.h. kleine  $x'$ ) die Strahlungskorrekturen größer sind als der gemessene Wirkungsquerschnitt. Daher müssen die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte und die Strahlungskorrekturen eingehend auf ihre Zuverlässigkeit überprüft werden.

- Die Absolutnormierung der Wirkungsquerschnitte wurde durch Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen nach der Methode FISH überprüft (Abb.35 bis 39 b im Bereich größerer  $E_3$ ). Eine weitere Bestätigung der Zuverlässigkeit der experimentellen Wirkungsquerschnitte auch für kleine  $x'$  liefert der Vergleich mit den an einem anderen Spektrometer gemessenen Werten für  $A_{\text{eff}}/A$  (Hub79), vergl. Abschnitt D.2.1.), die mit unseren Ergebnissen übereinstimmen. Auch in den Daten von Bailey et. al. (Bai79) ist eine starke Abnahme von  $A_{\text{eff}}/A$  ab  $x' < 0.04$  zu erkennen.
- Im Anhang B werden die Strahlungskorrekturen, vor allem die kernelastischen, die für kleine  $x'$  den wesentlichen Beitrag zum gemessenen Wirkungsquerschnitt liefern, eingehend auf ihre Richtigkeit überprüft. Es zeigt sich, daß sie gemäß der in (Mo69) angegebenen Prozedur richtig durchgeführt wurden.

Das oben beschriebene unphysikalische Ergebnis weist somit darauf hin, daß die inkohärente Behandlung der Strahlungskorrekturen aus den verschiedenen kinematischen Bereichen für sehr kleine  $x'$  nicht mehr ausreichend ist. In diesem Zusammenhang sind beispielsweise Prozesse vorstellbar, bei denen nach Statfinden des inelastischen Streuprozesses ein abgestrahltes reelles weiches Bremsquant anschließend von demselben gesamten Kern absorbiert wird, an dessen einzelner Nukleon der inelastische Streuprozess stattgefunden hat (dies wird von uns als inelastische Strahlungskorrektur behandelt). Solche Prozesse lassen sich nicht unterscheiden von anderen, bei denen ein hartes reelles Bremsquant mit einem einzelnen Nukleon des Kerns wechselwirkt, an dem eine kernelastische Streuung des nach der Emission dieses Bremsquants verbliebenen weichen Elektrons stattfindet (dies wird hier als kernelastische Strahlungskorrektur behandelt). Beide Prozesse lassen sich als eine Art Zwei-Photon-Austausch interpretieren, wobei eines der Photonen reell, das andere virtuell ist.

Es ist daher zur Zeit nicht möglich zu entscheiden, ob oder in welchem Maße der gefundene Effekt, also die deutliche Abnahme von  $A_{\text{eff}}/A$  bei kleinen Werten von  $x'$ , auf den in Abschnitt B.3. geschilderten Schatteneffekt zurückzuführen ist oder auf eine den physikalischen Gegebenheiten nicht mehr entsprechende inkohärente Behandlung der Strahlungskorrekturen. Man kann aber in jedem Fall sagen, daß die deutliche Abnahme von  $A_{\text{eff}}/A$  auf das Auftreten eines kohärenten Effekts bei sehr kleinen  $x'$  zurückzuführen ist.

Zur experimentellen Klärung dieser Frage wären vor allem Myonen-Streuexperimente geeignet, da hier die Bremsstrahlungseffekte wegen der viel größeren Myon-Masse weit kleiner sind. Auf Grund experimenteller Schwierigkeiten bei der Herstellung intensiver monoenergetischer Myonenstrahlen gibt es bisher nur ein einziges solches Experiment (May75), das jedoch nur Datenpunkte für  $x' > 0.08$  lieferte.

Auch Koinzidenzexperimente in der von (Eick76) durchgeführten Art sind wegen der Reduzierung der durchzuführenden Strahlungskorrekturen geeignet, eine Aussage über einen Schatteneffekt zu machen. Hierbei treten jedoch andere experimentelle Probleme auf.

Ein weiterer wichtiger Punkt wäre die Überprüfung der Gültigkeit der Ein-Photon-Austauschnäherung für Kerne im Bereich sehr kleiner  $x'$  mit Elektron-Positron Vergleichsmessungen. Es existieren bisher hier nur sehr wenige Daten (Har79). Der Anteil der oben geschilderten "spekulativen" Prozesse am Wirkungsquerschnitt müßte sich mit derartigen Messungen abschätzen lassen.

## E. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wurden gemessene und vollständig strahlungskorrigierte inklusive Wirkungsquerschnitte von Elektronen an der Kernen  $H_2$ ,  $D_2$ ,  ${}^9Be$ ,  ${}^{27}Al$  und  ${}^{28}Si$  im kinematischen Bereich  $0.08 \text{ (GeV/c)}^2 < Q^2 < 1.0 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $0.3 \text{ GeV} < \nu < 6.45 \text{ GeV}$  vorgestellt.

Es ergab sich, daß das Verhältnis von Neutron- zu Proton-Wirkungsquerschnitt in Übereinstimmung mit den Ergebnissen anderer Autoren gut durch die empirische Funktion  $f^{\pm} = (1-x')$  beschrieben werden kann.

Die Wirkungsquerschnitte aller gemessenen Kerne wurden mit "theoretischen" Vorhersagen gemäß der in (Gla80) beschriebenen inkohärenten Superposition von Nukleonenstrukturfunktionen verglichen. Für die Nukleonenstrukturfunktionen wurden dabei empirische Funktionen aus Anpassungen an experimentelle Daten verwendet (im Bereich  $W > 2 \text{ GeV}$  die bekannten Skalenfunktionen). Es ergab sich insgesamt für alle Kerne gute Übereinstimmung, außer im Bereich kleiner  $x'$ , d.h. kleiner  $Q^2$  und großer  $\nu$ -Werte.

Für den Bereich  $W > 2 \text{ GeV}$  wurden die Elektron-Kernwirkungsquerschnitte im Hinblick auf eine Abschätzung der bezüglich der Photonrichtung hinteren Nukleonen von den vorderen untersucht. Es ergab sich für  $x' > 0.04$ , daß die Anzahl der effektiv am Streuprozeß beteiligten Nukleonen  $A_{eff}$  innerhalb der experimentellen Fehler gleich der Nukleonenzahl  $A$  des Kerns ist. Dieses Ergebnis stimmt mit früheren Ergebnissen anderer Autoren überein und ist nicht im Widerspruch zu den Vorhersagen der erweiterten Vektormeson-Dominanz Modelle.

Für  $x' < 0.04$  war bei allen Kernen und Experiment-Parametern eine Abnahme des Verhältnisses  $A_{eff}/A$  zu beobachten, jedoch derart, daß eine einfache Extrapolation der Daten bis  $x'=0.0$  nicht zu den für reelle Photonen gemessenen Werten für  $A_{eff}/A$  führt. Dieser von uns gemessene kohärente Effekt zeigt Skalenverhalten und eine Massenabhängigkeit, die sich in etwa durch den einfachen Ansatz  $A_{eff}/A = A^\epsilon$  wiedergeben läßt.

Auf Grund des großen Beitrags der Bremsstrahlungseffekte zum gemessenen experimentellen Wirkungsquerschnitt läßt sich nicht entscheiden, in welchem Maße der gefundene kohärente Effekt auf eine Abschätzung der hinteren Nukleonen zurückzuführen ist oder auf eine in diesem kinematischen Bereich nicht mehr ausreichende inkohärente Behandlung der Strahlungskorrekturen.

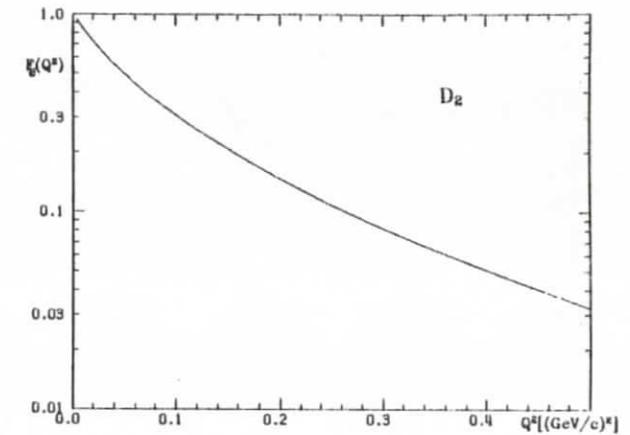


Abb.A.1 Formfaktor für  $D_2$

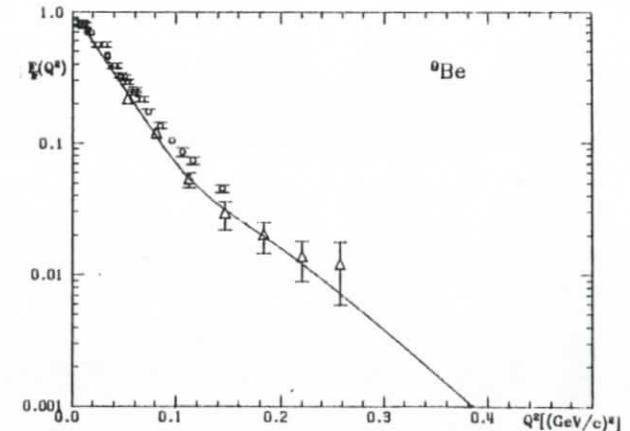


Abb.A.2 Formfaktor für  ${}^9Be$

- $\Delta$  Daten aus |Berh67|
- $\circ$  Daten aus |Mey59|

**ANHANG A:** Kernformfaktoren für  $D_2$ ,  ${}^9\text{Be}$ ,  ${}^{27}\text{Al}$  und  ${}^{28}\text{Si}$

Im Folgenden sind die bei der Auswertung verwendeten Formfaktoren der elastischen Elektron-Kernstreuung angegeben. Es handelt sich dabei um Anpassungen an experimentelle Daten verschiedener Autoren.

1. Deuterium

Wir verwenden den häufig benutzten Formfaktor nach (Gle62):

$$F^2 = F_d^2 [G_p^2 + (2/3)\tau G_s^2 (1 + 2\tan^2(\theta/2))]$$

$$\tau = (Q^2/4M^2)$$

$$F_d = \frac{1.68Q}{Q} (\tan^{-1}(Q/0.930) - 2\tan^{-1}(Q/3.19) + \tan^{-1}(Q/5.45))$$

$$[Q] = \text{fm}^{-1} \quad |\text{McIn56}|$$

$$G_p = \frac{G_e^p + \tau(G_n^p + G_n^r)}{1 + \tau}$$

$$G_s = \frac{(G_n^p + G_n^r) + \tau(G_n^p + G_n^r)}{1 + \tau}$$

$G_e^p$  und  $G_n^p$  siehe Abschnitt B.2.1.

In Abb.A.1 ist der bei unserem Streuwinkel von  $\theta = 9.96^\circ$  stark überwiegende elektrische Formfaktor  $F_d^2 G_p^2$  als Funktion von  $Q^2$  dargestellt. Wie man entsprechenden Darstellungen in (Hof57) und (McIn57) entnehmen kann, ist die Übereinstimmung dieses Formfaktors mit experimentellen Daten sehr gut.

2. Beryllium

Der Formfaktor für  ${}^9\text{Be}$  wurde (Berh67) entnommen und lautet:

$$F^2 = |F_0|^2 + ((1/6)Q^2)^2 + (Q'/Z)^2 |F_2|^2$$

$$F_0 = (1 - (1/12)Q^2 a_0^2) \exp(-0.25Q^2 a_0^2)$$

$$F_2 = \exp(-0.25Q^2 a_0^2)$$

$$[Q^2] = \text{fm}^{-2}$$

$$Q' = 3.8 \text{ fm}^{-2}$$

$$a_0 = 1/\sqrt{2} \cdot 2.5 \text{ fm}$$

$$Z = 4 \quad \text{Kernladungszahl}$$

Abb.A.2 zeigt einen Vergleich dieses Formfaktors mit experimentellen Daten aus (Berh67) und (Mey59). Die Übereinstimmung im Bereich kleiner  $Q^2$  ist gut, vor allem mit den neueren Daten von (Berh67).

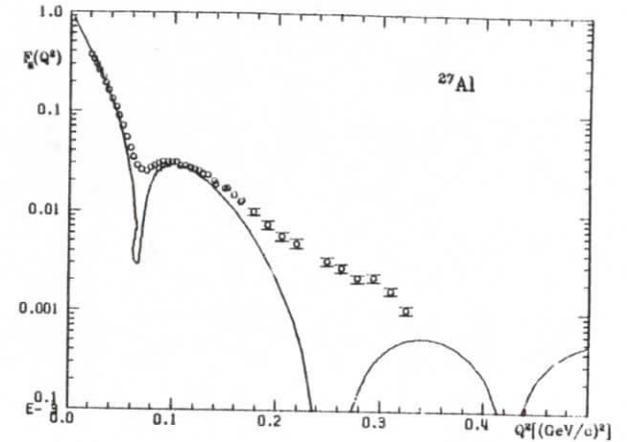


Abb.A.3 Formfaktor für  ${}^{27}\text{Al}$

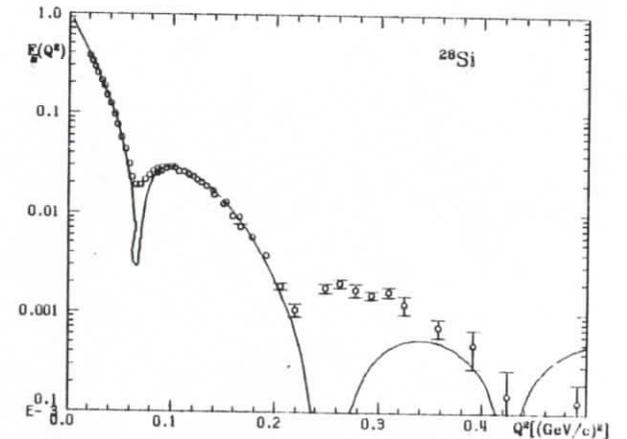


Abb.A.4 Formfaktor für  ${}^{28}\text{Si}$

### 3. Aluminium

Der von uns verwendete Formfaktor für  $^{27}\text{Al}$  ist eine Anpassung von [Sto67] an experimentelle Ergebnisse von [Lom67]:

$$F^2 = |F_0|^2 + (7/450)Q^4(Q'/Z)^2|F_2|^2$$

$$F_0 = 1/Z[Z - (4/3)(Z-5)(1/4)a_0^2Q^2 + (4/15)(Z-8)(1/16)a_0^4Q^4] \exp(-0.25a_0^2Q^2)$$

$$F_2 = (1 - (2/7)(1/4)a_0^2Q^2) \exp(-0.25a_0^2Q^2)$$

$$[Q^2] = \text{fm}^{-2}$$

$$Q' = 14.6 \text{ fm}^{-2}$$

$$a_0 = 1.76 \text{ fm}$$

$$Z = 14 \quad \text{Kernladungszahl}$$

In Abb.A.3. ist dieser Formfaktor dargestellt. Die eingezeichneten experimentellen Daten sind neuere Meßergebnisse von [Li74], sie stimmen mit dem verwendeten Formfaktor für kleine  $Q^2$  gut überein.

### 4. Silizium

Für  $^{28}\text{Si}$  wählen wir den bei [Dzh75] angegebenen Formfaktor, wo angenommen wird, daß sich der Si-Kern aus 7 "α-Clustern" aufbaut:

$$F^2 = (1/N) f_{\alpha}(Q) [A \cdot j_0(QR_1) + B \cdot j_0(QR_2)]^2$$

$$N = 7 \quad \text{Anzahl der } \alpha\text{-Cluster}$$

$$A = 2$$

$$B = 5 \quad \text{Fitparameter}$$

$$R_1 = 1.75 \text{ fm}$$

$$R_2 = 2.76 \text{ fm}$$

$$j_0 - \text{sphärische Besselfunktion}$$

$f_{\alpha}(Q)$  - Formfaktor eines α-Clusters

$$f_{\alpha}(Q) = G_E^p(Q) \exp(Q^2/16\alpha^2) \cdot \{ \exp(-0.5x^2) + 1.5\sqrt{2}(\alpha r_c)^3 \cdot [\exp(-0.5x^2) - \exp(-u^2 - 0.5y^2)] + (16\sqrt{3}/Q)(\alpha r_c)^6 \cdot \exp(-u^2 - 0.5z^2)(\exp(-u^2) - 1) \}$$

$G_E^p$  - Proton-Formfaktor

$$r_c = 0.73 \text{ fm} \quad \alpha = 0.73 \text{ fm}^{-1}$$

$$x = \sqrt{2}/2 (Q/\alpha) \quad y = 1/2 (Q/\alpha)$$

$$z = 1/\sqrt{6} (Q/\alpha) \quad u = 1/4 Q \cdot r_c$$

Ein Vergleich dieses Formfaktors mit den experimentellen Ergebnissen von [Li74] ist in Abb.A.4 dargestellt und zeigt sehr gute Übereinstimmung.

Die Formfaktoren für elastische Elektron-Kernstreuung sind im Bereich  $Q^2 < 0.2 \text{ (GeV/c)}^2$  sehr gut experimentell vermessen. Die von uns ausgewählten Anpassungsrechnungen für diese Formfaktoren zeigen für kleine  $Q^2$  gute Übereinstimmung mit den Daten. Es wird daher für alle Formfaktoren ein Fehler von 4% angenommen, der sich aus den Fehlern der für die Anpassungen verwendeten Meßdaten bei kleinen  $Q^2$  ergibt. Je

größer die Massenzahl des Kerns wird, desto deutlicher werden die Diffraktionsminima im Formfaktor sichtbar. Die Formfaktoren für  $^{27}\text{Al}$  und  $^{28}\text{Si}$  weichen für  $Q^2 < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ , also dort, wo der kernelastische Strahlungsschwanz wesentlich wird, nur sehr wenig voneinander ab, wie ein Vergleich der Abb.A.3 und A.4 zeigt.

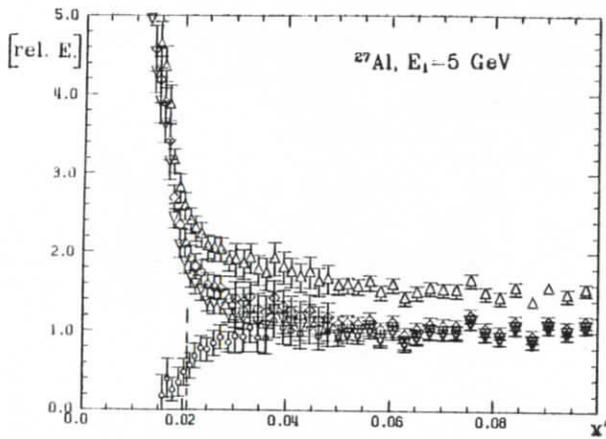


Abb.B.1 folgende Verhältnisse für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=5 \text{ GeV}$

- $\Delta$   $\sigma_r e^{-\delta_L - \delta_r} / \sigma_p(A-Nx')$
- $\diamond$   $^{14}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r} / \sigma_p(A-Nx')$
- $\nabla$   $^{34}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r} / \sigma_p(A-Nx')$
- $\circ$   $^{32}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r} / \sigma_p(A-Nx')$

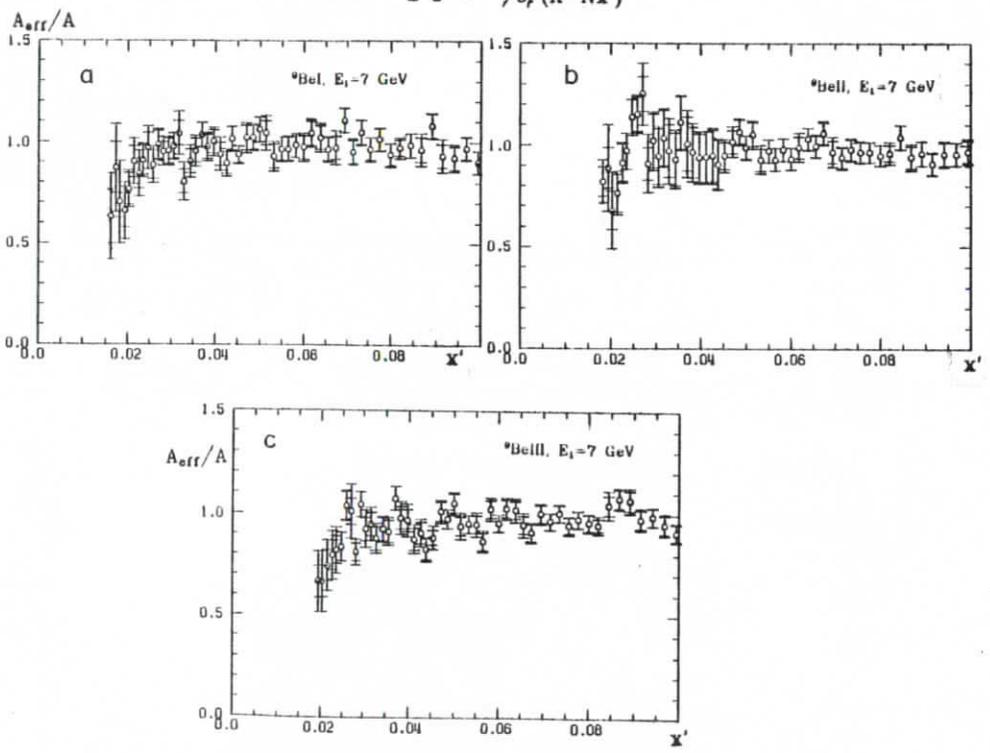


Abb.B.2  $A_{\text{eff}}/A$  für  $^9\text{Be}$ ,  $E_1=7 \text{ GeV}$  gegen  $x'$

a : Bel    b : Bell    c : Belll

**ANHANG B: Überprüfung der Strahlungskorrekturen**

Das Verhältnis  $A_{\text{eff}}/A$  wird nach Gleichung (D.4) folgendermaßen berechnet:

$$\frac{A_{\text{eff}}}{A} = \frac{\sigma_A}{\sigma_p(A-Nx')}$$

$$= \frac{\sigma_{r,A} e^{-\delta_L - \delta_r}}{\sigma_p(A-Nx')} - \frac{^{14}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r}}{\sigma_p(A-Nx')} - \frac{^{34}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r}}{\sigma_p(A-Nx')} - \frac{^{32}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r}}{\sigma_p(A-Nx')}$$

$$\sigma_p = \sigma_n \cdot f^p(\omega_n) \left\{ \frac{1}{\omega v} + \frac{1}{2M} \tan^2(\theta/2) \right\}$$

$\sigma_A$  ist der experimentelle strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt  
 $\sigma_{r,A}$  ist der experimentelle nicht strahlungskorrigierte Wirkungsquerschnitt  
 $^{14}\text{S}, ^{34}\text{S}, ^{32}\text{S}$  sind die in Abschnitt C.3. beschriebenen Strahlungsschwänze  
 $e^{-\delta_L - \delta_r}$  ist der Korrekturfaktor für Bremsstrahlungsverluste an der betrachteten Stelle  $E_3$

Die einzelnen Strahlungsschwänze werden also nach [Mo69] inkohärent vom gemessenen Wirkungsquerschnitt abgezogen. Abb.B.1. zeigt  $[\sigma_{r,A} e^{-\delta_L - \delta_r} / \sigma_p(A-Nx')]$  pro Nukleon für  $^{27}\text{Al}$ ,  $E_1=5 \text{ GeV}$  (Dreiecke mit der Spitze nach oben) als Funktion von  $x'$ , wovon nacheinander die drei oben angegebenen Anteile 1 - 3 abgezogen werden:

Anteil 1 (Rhomben), dann zusätzlich Anteil 2 (Dreiecke mit der Spitze nach unten) und schließlich Anteil 3 (Kreise). Die Kreise zeigen demnach das Verhältnis  $A_{\text{eff}}/A$ . Es ist zu erkennen, daß erst nach Abziehen von  $^{32}\text{S} e^{-\delta_L - \delta_r} / \sigma_p(A-Nx')$  eine starke Veränderung im Verlauf des betrachteten Verhältnisses eintritt. Um die Abnahme von  $A_{\text{eff}}/A$  für  $x' < 0.04$  richtig interpretieren zu können, müssen daher vor allem die kernelastischen Strahlungskorrekturen gründlich überprüft werden.

1. Die externen Strahlungskorrekturen sind vernünftig, wie ein Vergleich der mit verschiedenen Targetdicken erhaltenen Ergebnisse für  $A_{\text{eff}}/A$  zeigt (Abb.B.2. a,b,c). Die nicht strahlungskorrigierten Wirkungsquerschnitte sind vor allem bei kleinen  $E_3$ , d.h. kleinen  $x'$  verschieden groß (vergl. Abb.29a, 30a und 31a), während  $A_{\text{eff}}/A$  innerhalb der Fehler sehr gut übereinstimmt.
2. Die internen kernelastischen Strahlungskorrekturen lassen sich für  $\text{H}_2$  sehr gut überprüfen. Zunächst wird die Programmierung der Formel (B.4.) aus [Mo69] durch Vergleich mit den dort angegebenen Werten für  $E_1=20 \text{ GeV}$ ,  $\theta=5^\circ$  kontrolliert:

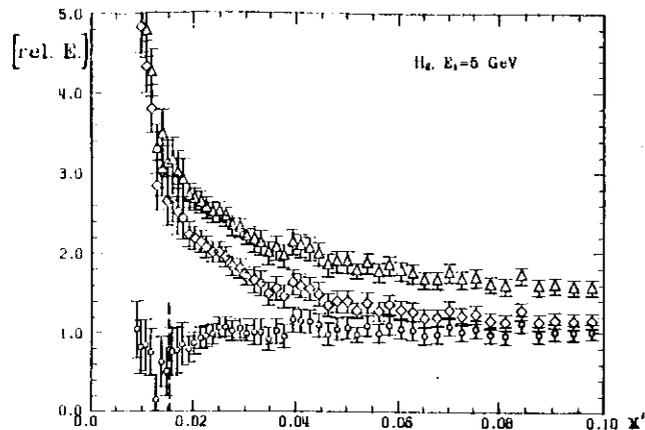


Abb.B.3 wie Abb.B.1., jedoch für  $H_2$ ,  $E_1=5$  GeV

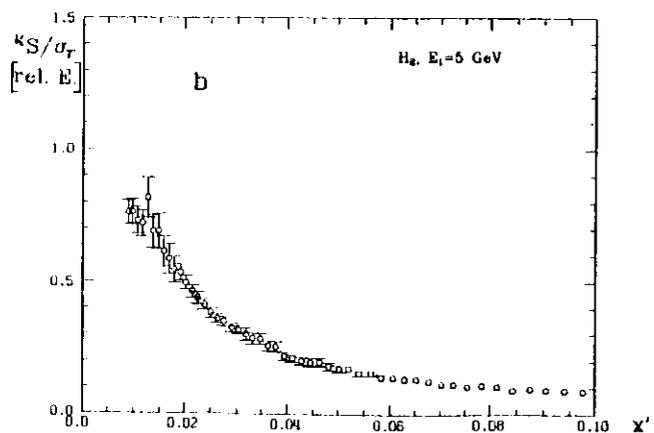
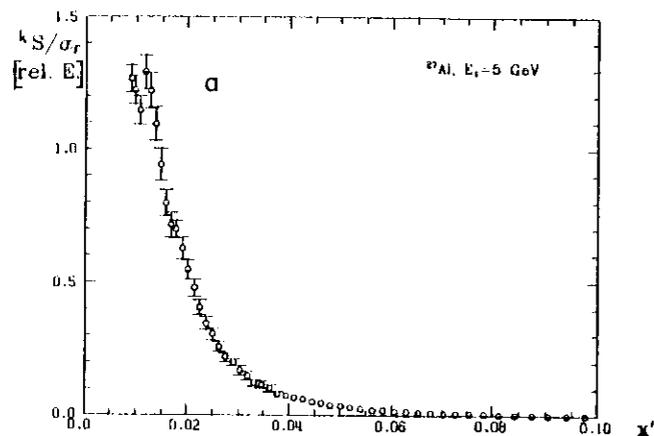


Abb.B.4  $kS/\sigma_r$   
 a : für  $^{27}Al$ ,  $E_1=5$  GeV  
 b : für  $H_2$ ,  $E_1=5$  GeV

$E_3$ [GeV]	$kS$ (Mo69) [nb GeV]	$kS$ (berechnet) [nb GeV]	Abweichung [%]
----------------	----------------------------	---------------------------------	-------------------

1.5	581.900	580.5500	0.23
5.0	42.700	42.7240	0.08
10.0	5.011	5.0152	0.08
16.5	1.246	1.2472	0.10
17.5	1.884	1.8903	0.33
18.4	15.850	15.9310	0.51

Die Abweichungen sind kleiner als 0.5% und kommen durch die numerische Integration zustande.

Eine weitere Kontrolle des kernelastischen Strahlungsschwanzes liefert das analog zu den schwereren Kernen bestimmte Verhältnis  $A_{eff}/A$  für  $H_2$ , das definitionsgemäß mit Eins verträglich sein muß:

$$\frac{A_{eff}}{A} = \frac{\sigma_{H_2}}{\sigma_p} = \frac{\sigma_{r,H_2} e^{-\delta_e \cdot \delta_r}}{\sigma_p} = \frac{kS \cdot e^{-\delta_e \cdot \delta_r}}{\sigma_p}$$

$\sigma_{r,H_2}$ ,  $kS$  und  ${}^{Lk}S$  sind der experimentelle  $H_2$ -Wirkungsquerschnitt, bzw. der elastische- und inelastische Strahlungsschwanz (bei  $H_2$  gibt es keinen quasielastischen Strahlungsschwanz). Abb.B.3 zeigt  $\sigma_{r,H_2} e^{-\delta_e \cdot \delta_r} / \sigma_p$ , sowie die sich ergebenden Verhältnisse nach Subtraktion der beiden Anteile analog zu Abb.B.1 für  $E_1=5$  GeV. Man erkennt, daß  $\sigma_{H_2} / \sigma_p$  für alle  $x'$  innerhalb der experimentellen Fehler gut mit Eins verträglich ist. Dieses Ergebnis erhält man für alle Einschußenergien. Auch hier wird die wesentliche Änderung im Verlauf des betrachteten Verhältnisses durch Abziehen des kernelastischen Strahlungsschwanzes bewirkt.

- Die kernelastischen Strahlungskorrekturen für  $A > 1$  unterscheiden sich von denen für  $H_2$  nur durch andere Formfaktoren, die im Anhang A beschrieben sind. Ihr Anteil am gemessenen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{r,A}$  ist von vergleichbarer Größe wie der des  $H_2$ -kernelastischen Strahlungsschwanzes an  $\sigma_{r,H_2}$ , wie in Abb. B4.a bzw. b gezeigt wird. Wäre somit trotz allem noch ein wesentlicher Fehler in der Behandlung der kernelastischen Strahlungsschwänze, so müßte er sich auch für  $H_2$  erkennbar auswirken. Das ist jedoch nicht der Fall.

Aus den vorangegangenen Überlegungen kann gefolgert werden, daß die am gemessenen Wirkungsquerschnitt angebrachten kernelastischen Strahlungskorrekturen gemäß der in (Mo69) beschriebenen Prozedur richtig durchgeführt wurden.

LITERATURLISTE

- {Bai79} J.Bailey et al.  
Nucl.Phys. B151(1979),279
- {Berh67} M.Bernheim, T.Stovall, D.Vinciguerra  
Nucl.Phys. A97(1967),488
- {Ber72} J.Bernabeu  
Nucl.Phys. B49(1972),186
- {Bjo69} J.D.Bjorken  
Phys.Rev. 179(1969),1547
- {Blo70} E.D.Bloom, F.J.Gilman  
Phys.Rev.Lett. 25(1970),1140
- {Blo76} J.Blomquist et al.  
DESY Proposal 141(1976)
- {Bod79} A.Bodek et. al.  
SLAC-PUB 2248 (1979)
- {Bra72} F.W.Brasse et al.  
Nucl.Phys. B39(1972),421
- {Bra76} F.W.Brasse et al.  
Nucl.Phys. B110(1976),413
- {Brau78} P.Brauel  
Dissertation Hamburg 1978  
DESY Int.Bericht F22-78/04 (1978)
- {Bro69} S.J.Brodsky, J.Pumplin  
Phys.Rev. 182(1969),1794
- {Bro72} S.J.Brodsky, F.E.Close, J.F.Gunion  
Phys.Rev. D6(1972),177
- {Bro73} G.R.Brooks et al.  
Phys.Rev. D8(1973),2828 : Daresbury 73
- {Cal73} D.O.Caldwell et al.  
Phys.Rev. D7(1973),1382 : UCSB 73
- {Can77} T.Canzler  
Dissertation Hamburg 1977  
DESY Int.Bericht F22-77/1 (1977)
- {Crie77} L.Criegee et al.  
Nucl.Phys. B121(1977),38 : DESY 77  
ausführlicher in:  
T.Kahl, Dissertation Hamburg 1976  
DESY Int. Bericht F33-76/01(1976)
- {DESI} DESY-Handbuch
- {Dit75} P.Ditsas, B.J.Read, G.Shaw  
Nucl.Phys. B99(1975),85
- {DiU76} P.Ditsas, G.Shaw  
Nucl.Phys. B113(1976),246
- {Ditz75} W.R.Ditzler et al.  
Phys.Lett. 57B(1975),201
- {Dzh75} R.I.Dzhibuti, R.Y.Kezerashvili  
Sov.J.Nucl Phys. 20(1975),181
- {Eick76} J.Eickmeyer et al.  
Phys.Rev.Lett. 36(1976),289
- {Fan76} D.L.Fancher et al.  
Phys.Rev.Lett. 37(1976),1323
- {Gal69} S.Galster et al.  
Nuc.Instr.Meth. 76(1969),337
- {Gal71} S.Galster et al.  
Nucl.Phys. B32(1971),221
- {Gau73} J.Gauwerky  
Diplomarbeit Hamburg 1973  
DESY Int.Bericht F22-73/1 (1973)
- {Gla80} U.Glawe  
Dissertation Hamburg 1980  
DESY Int.Bericht F23-80/01 (1980)  
U.Glawe et al.  
Phys.Lett. 89B(1979),44
- {Gla69} R.J.Glauber  
Proc.of the 3rd Int.Conf.on High Energy Physics  
and Nuclear Structure, New York 1969
- {Gle62} N.K.Glendenning et al.  
Phys.Rev. 126(1962),2159
- {Gra78} G.Grammer, J.D.Sullivan in  
A.Donnachie,G.Shaw: Electromagnetic Interactions  
of Hadrons, Vol. II New York (1978),195
- {Gro75} H.Grote  
Diplomarbeit Hamburg 1975
- {Guz76} G.Guzielski  
Diplomarbeit Hamburg 1976

- |Guz80| G.Guzielski  
Dissertation Freiburg 1980
- |Han63| L.N.Hand  
Phys.Rev. 129(1963),1834
- |Har76| S.Hartwig et al.  
Lett. Nuovo Cim. 16(1976),429
- |Har79| S.Hartwig et al.  
Phys.Lett. 82B(1979),297
- |Hei74| F.H.Heimlich et al.  
Nucl.Phys. A231(1974),509
- |Hey71| V.Heynen et al.  
Phys.Lett. 34B(1971),651 : DESY 71
- |Hof57| R.Hofstadter  
Ann.Rev.Nucl.Sci. 7(1957),231
- |Hof67| R.Hofstadter  
Electron Scattering and Nuclear and  
Nucleon Structure, 1963 Benjamin, New York
- |Hub79| G.Huber et al.  
Zeitschr.f.Physik C(1979),279
- |Ken71| H.E.Kendall  
Proc. of the Int. Symp. on Electron  
Interactions at High Energy Physics, Ithaca 1971
- |Keß68| G.Keßler  
DESY Int.Bericht B2-68/1 (1968)
- |Kob74| M.Kobberling et al.  
Nucl.Phys. B82(1974),201  
Kernforschungszentrum Karlsruhe  
KFK 1822(1973)
- |Kol76| W.D.Kollmann  
Dissertation Hamburg 1976  
DESY Int.Bericht F22-76/01 (1976)
- |Li74| G.C.Li, M.R.Yearian  
Phys.Rev. C9(1974),1861
- |Lom67| R.M.Lombard, G.R.Bishop  
Nucl.Phys. A101(1967),601
- |May75| M.May et al.  
Phys.Rev.Lett. 35(1975),407
- |McIn56| J.A.McIntyre  
Phys.Rev. 103(1956),1464
- |McIn57| J.A.McIntyre, S.Dhar  
Phys.Rev. 106(1957),1074
- |Mey59| U.Meyer-Berkhout et al.  
Ann. of Phys. 8(1959),119
- |Mich77| S.Michalowski et al.  
Phys.Rev.Lett. 39(1977),737 : Cornell 77
- |Mil72| G.Miller et al.  
Phys.Rev. D5(1972),528
- |Mo69| L.W.Mo, Y.S.Tsai  
Rev.Mod.Phys. 41(1969),205
- |Mon71a| E.J.Moniz et al.  
Phys.Rev.Lett. 26(1971),445
- |Mon71b| E.J.Moniz, G.D.Nixon  
Ann. of Phys. 67(1971),58
- |Pou74| J.S.Poucher et al.  
Phys.Rev.Lett. 32(1974),118
- |Rab74| G.Rabe  
Diplomarbeit Hamburg 1974  
DESY Int.Bericht F22-74/6 (1974)
- |Rit71| V.Rittenberg, H.R.Rubinstein  
Phys.Lett. 35B(1971),50
- |Sch80| L.Schmitt, private Mitteilung  
es wurde zur Berechnung der  $D_2$ -Wellenfunktion  
ein Potential verwendet nach  
R.Vinh Mau et al.,Preprint IPNO/TH 78-48(1978)
- |Schä74| M.Schädlich  
Diplomarbeit Hamburg 1974  
DESY Int.Bericht F22-74/5 (1974)
- |Schil73| D.Schildknecht  
Nucl.Phys. B66(1973),398
- |Ste75| S.Stein et al.  
Phys.Rev. D12(1975),1884
- |Sto67| T.Stovall, M.Bernheim, D.Vinciguerra  
Nucl.Phys. A91(1967),513
- |Zak75| V.I.Zakharov, N.N.Nikolaev  
Sov.J.Nucl.Phys. 21(1975),227
- |Zak80| V.I.Zakharov  
Private Mitteilung

TABELLE DER WIRKUNGSQUERSCHNITTE

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \sigma$$

Wirkungsquerschnitt pro Nukleon ohne Strahlungskorrekturen

$\Delta\sigma$

relativer Fehler des unkorrigierten Wirkungsquerschnitts

$$\frac{d^2\sigma}{d\Omega dE_3} = \sigma$$

Wirkungsquerschnitt pro Nukleon mit Strahlungskorrekturen

$\Delta\sigma$

relativer Fehler des korrigierten Wirkungsquerschnitts

Tabelle IV a		Wasserstoff		$E_1 = 3.0$ (GeV)		$\theta = 9.96^\circ$				
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	$\%$	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	$\%$	$\frac{\%}{A}$
0.60	0.054	2.40	2.31	0.0120	0.0101	2.408	2.8	0.517	20.8	0.78
0.65	0.059	2.35	2.29	0.0133	0.0111	2.327	2.7	0.676	18.9	1.00
0.70	0.063	2.30	2.27	0.0147	0.0122	2.150	2.8	0.670	17.4	0.97
0.75	0.068	2.25	2.24	0.0161	0.0133	2.102	2.8	0.779	11.7	1.10
0.80	0.072	2.20	2.22	0.0175	0.0144	2.018	2.8	0.812	13.4	1.11
0.85	0.077	2.15	2.20	0.0191	0.0156	1.889	2.0	0.767	12.8	1.02
0.90	0.081	2.10	2.18	0.0207	0.0169	1.777	2.9	0.723	11.2	0.94
0.95	0.086	2.05	2.15	0.0223	0.0182	1.774	2.9	0.795	6.9	1.00
1.00	0.090	2.00	2.13	0.0241	0.0195	1.789	2.9	0.875	6.0	1.07
1.05	0.095	1.95	2.11	0.0259	0.0209	1.775	2.9	0.910	6.6	1.07
1.10	0.099	1.90	2.08	0.0279	0.0224	1.757	3.0	0.930	5.6	1.06
1.15	0.104	1.85	2.06	0.0300	0.0239	1.778	2.9	0.989	6.0	1.09
1.20	0.109	1.80	2.04	0.0321	0.0255	1.729	2.5	0.958	4.8	1.01
1.25	0.113	1.75	2.01	0.0344	0.0271	1.766	3.9	1.023	8.0	1.04
1.30	0.118	1.70	1.99	0.0369	0.0289	1.679	4.0	0.951	8.6	
1.35	0.122	1.65	1.96	0.0394	0.0307	1.815	3.9	1.108	10.3	
1.40	0.127	1.60	1.94	0.0422	0.0326	1.852	3.9	1.158	8.8	
1.45	0.131	1.55	1.91	0.0451	0.0346	1.694	2.8	0.962	5.6	
1.50	0.136	1.50	1.89	0.0482	0.0367	1.879	2.7	1.187	8.7	
1.55	0.140	1.45	1.86	0.0515	0.0389	1.908	2.6	1.214	5.7	
1.60	0.145	1.40	1.83	0.0551	0.0412	1.955	2.6	1.258	5.0	
1.65	0.149	1.35	1.81	0.0589	0.0437	1.955	2.6	1.243	7.7	
1.70	0.154	1.30	1.78	0.0630	0.0463	2.132	3.4	1.434	10.3	
1.75	0.158	1.25	1.75	0.0675	0.0491	2.253	3.4	1.543	11.6	
1.80	0.163	1.20	1.72	0.0723	0.0520	2.542	3.2	1.869	10.3	
1.85	0.167	1.15	1.69	0.0775	0.0551	2.692	3.2	2.038	6.3	
1.90	0.172	1.10	1.67	0.0832	0.0583	2.712	2.1	2.048	5.3	
1.95	0.176	1.05	1.64	0.0895	0.0619	2.892	2.1	2.246	5.9	
2.00	0.181	1.00	1.60	0.0964	0.0656	3.000	2.0	2.340	5.5	
2.05	0.185	0.95	1.57	0.1040	0.0696	3.160	2.0	2.481	9.4	
2.10	0.190	0.90	1.54	0.1124	0.0739	3.683	1.9	3.108	7.8	
2.15	0.194	0.85	1.51	0.1219	0.0785	3.859	1.8	3.337	5.2	
2.20	0.199	0.80	1.48	0.1325	0.0835	4.092	2.4	3.621	3.5	
2.25	0.203	0.75	1.44	0.1446	0.0889	3.745	2.4	3.144	6.6	
2.30	0.208	0.70	1.41	0.1583	0.0948	3.622	2.5	2.902	3.7	
2.35	0.213	0.65	1.37	0.1742	0.1012	3.683	2.5	2.866	8.5	
2.40	0.217	0.60	1.34	0.1927	0.1082	4.234	2.4	3.385	15.6	
2.45	0.222	0.55	1.30	0.2146	0.1158	5.395	2.1	4.663	21.6	
2.50	0.226	0.50	1.26	0.2409	0.1243	7.805	1.8	7.646	13.6	
2.55	0.231	0.45	1.22	0.2731	0.1337	8.989	1.7	9.414	5.6	
2.60	0.235	0.40	1.18	0.3132	0.1442	6.320	2.0	6.272	23.2	
2.65	0.240	0.35	1.14	0.3648	0.1559	3.685	2.7	2.846	36.2	
2.70	0.244	0.30	1.10	0.4337	0.1692	2.595	3.3	0.895	16.3	
2.75	0.249	0.25	1.05	0.5300	0.1843	3.446	2.9	0.944	235.0	
2.80	0.253	0.20	1.00	0.6745	0.2016	11.067	1.6	8.036	131.3	
2.85	0.258	0.15	0.95	0.9154	0.2218	44.932	1.1	26.360	4.1	
2.90	0.262	0.10	0.90	1.3971	0.2455	8.719	1.8	11.280	161.9	

Tabelle IV a Wasserstoff $E_1 = 5.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$											
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{d\Gamma}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV} \cdot \text{sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV} \cdot \text{sr}}$	%	A	A
0.55	0.083	4.45	3.02	0.0099	0.0090	1.469	5.8	0.296	66.7	1.04	
0.60	0.090	4.40	3.01	0.0110	0.0099	1.246	6.4	0.231	72.1	0.82	
0.65	0.098	4.35	2.99	0.0120	0.0108	1.119	6.8	0.238	58.7	0.81	
0.70	0.105	4.30	2.97	0.0131	0.0118	0.990	7.0	0.210	75.2	0.75	
0.75	0.113	4.25	2.96	0.0142	0.0128	0.764	9.4	0.043277	6	0.15	
0.80	0.121	4.20	2.94	0.0153	0.0138	0.802	9.0	0.175	48.2	0.62	
0.85	0.128	4.15	2.92	0.0164	0.0148	0.716	9.7	0.141	63.2	0.50	
0.90	0.136	4.10	2.90	0.0176	0.0158	0.723	9.4	0.211	35.9	0.75	
0.95	0.143	4.05	2.89	0.0188	0.0169	0.685	9.7	0.216	37.2	0.76	
1.00	0.151	4.00	2.87	0.0201	0.0180	0.667	9.2	0.240	32.2	0.84	
1.05	0.158	3.95	2.85	0.0213	0.0191	0.622	5.7	0.223	22.0	0.78	
1.10	0.166	3.90	2.83	0.0227	0.0202	0.613	5.2	0.246	14.6	0.86	
1.15	0.173	3.85	2.82	0.0240	0.0214	0.605	5.2	0.266	13.9	0.92	
1.20	0.181	3.80	2.80	0.0254	0.0226	0.591	5.3	0.274	13.6	0.94	
1.25	0.188	3.75	2.78	0.0268	0.0238	0.581	5.0	0.284	10.8	0.97	
1.30	0.196	3.70	2.76	0.0282	0.0250	0.586	5.1	0.311	10.1	1.05	
1.35	0.203	3.65	2.74	0.0297	0.0263	0.575	5.1	0.315	11.9	1.06	
1.40	0.211	3.60	2.72	0.0312	0.0276	0.554	5.2	0.304	11.4	1.01	
1.45	0.219	3.55	2.71	0.0328	0.0290	0.552	5.3	0.316	10.9	1.04	
1.50	0.226	3.50	2.69	0.0344	0.0304	0.532	4.5	0.303	9.7	0.98	
1.55	0.234	3.45	2.67	0.0361	0.0318	0.530	7.6	0.312	13.4	1.00	
1.60	0.241	3.40	2.65	0.0378	0.0332	0.525	7.4	0.316	14.7	1.00	
1.65	0.249	3.35	2.63	0.0396	0.0347	0.500	7.2	0.293	12.6	0.91	
1.70	0.256	3.30	2.61	0.0414	0.0362	0.522	7.3	0.330	11.8	1.01	
1.75	0.264	3.25	2.59	0.0432	0.0378	0.503	7.5	0.314	14.8	0.95	
1.80	0.271	3.20	2.57	0.0452	0.0394	0.556	7.4	0.388	13.7	1.15	
1.85	0.279	3.15	2.55	0.0472	0.0411	0.552	7.0	0.389	10.3	1.14	
1.90	0.286	3.10	2.53	0.0492	0.0428	0.550	7.1	0.392	10.8	1.13	
1.95	0.294	3.05	2.51	0.0513	0.0445	0.540	7.4	0.384	13.0	1.09	
2.00	0.301	3.00	2.49	0.0535	0.0463	0.510	7.5	0.350	11.5	0.97	
2.05	0.309	2.95	2.47	0.0558	0.0482	0.532	7.2	0.382	12.1	1.04	
2.10	0.316	2.90	2.45	0.0582	0.0501	0.540	7.4	0.395	11.0	1.06	
2.15	0.324	2.85	2.43	0.0606	0.0520	0.518	5.2	0.369	8.3	0.97	
2.20	0.332	2.80	2.41	0.0631	0.0540	0.555	6.8	0.419	9.8	1.08	
2.25	0.339	2.75	2.39	0.0657	0.0561	0.533	6.7	0.392	10.0	0.99	
2.30	0.347	2.70	2.37	0.0684	0.0583	0.568	6.5	0.439	9.8	1.09	
2.35	0.354	2.65	2.34	0.0712	0.0605	0.558	6.6	0.429	9.1	1.04	
2.40	0.362	2.60	2.32	0.0741	0.0628	0.559	6.7	0.432	9.5	1.02	
2.45	0.369	2.55	2.30	0.0772	0.0652	0.544	6.5	0.413	8.8	0.96	
2.50	0.377	2.50	2.28	0.0803	0.0676	0.556	6.6	0.430	11.9	0.98	
2.55	0.384	2.45	2.26	0.0836	0.0702	0.601	6.6	0.488	9.6	1.08	
2.60	0.392	2.40	2.23	0.0870	0.0728	0.585	6.7	0.467	8.6	1.01	
2.65	0.399	2.35	2.21	0.0906	0.0755	0.606	6.6	0.494	8.3	1.05	
2.70	0.407	2.30	2.19	0.0943	0.0783	0.589	6.3	0.472	8.5	0.97	
2.75	0.414	2.25	2.17	0.0982	0.0812	0.595	6.6	0.479	12.0	0.96	
2.80	0.422	2.20	2.14	0.1022	0.0843	0.662	6.2	0.567	8.4	1.11	
2.85	0.430	2.15	2.12	0.1065	0.0874	0.621	6.5	0.513	8.7	0.98	
2.90	0.437	2.10	2.09	0.1109	0.0907	0.646	6.3	0.544	8.9	1.01	

Tabelle IV a Wasserstoff $E_1 = 5.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$											
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{d\Gamma}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV} \cdot \text{sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV} \cdot \text{sr}}$	%	A	A
2.95	0.445	2.05	2.07	0.1156	0.0940	0.654	6.2	0.554	8.5	1.00	
3.00	0.452	2.00	2.04	0.1205	0.0976	0.671	6.2	0.576	9.3	1.01	
3.05	0.460	1.95	2.02	0.1256	0.1013	0.701	6.2	0.614	8.7	1.05	
3.10	0.467	1.90	1.99	0.1310	0.1051	0.709	6.1	0.622	8.5		
3.15	0.475	1.85	1.97	0.1367	0.1091	0.740	4.2	0.663	6.4		
3.20	0.482	1.80	1.94	0.1428	0.1133	0.756	5.6	0.681	7.0		
3.25	0.490	1.75	1.92	0.1492	0.1176	0.762	5.8	0.689	8.0		
3.30	0.497	1.70	1.89	0.1559	0.1222	0.801	5.5	0.740	7.5		
3.35	0.505	1.65	1.86	0.1631	0.1270	0.809	5.7	0.751	6.7		
3.40	0.512	1.60	1.84	0.1707	0.1320	0.786	5.6	0.721	6.6		
3.45	0.520	1.55	1.81	0.1788	0.1372	0.795	5.7	0.739	8.3		
3.50	0.527	1.50	1.78	0.1874	0.1427	0.849	5.5	0.803	9.4		
3.55	0.535	1.45	1.75	0.1966	0.1486	0.911	5.1	0.876	7.9		
3.60	0.543	1.40	1.72	0.2065	0.1547	0.942	5.3	0.920	6.9		
3.65	0.550	1.35	1.69	0.2171	0.1611	0.966	5.2	0.958	5.9		
3.70	0.558	1.30	1.66	0.2286	0.1680	0.918	5.2	0.898	7.3		
3.75	0.565	1.25	1.63	0.2409	0.1752	0.896	5.5	0.872	5.9		
3.80	0.573	1.20	1.60	0.2543	0.1828	0.926	5.2	0.906	8.9		
3.85	0.580	1.15	1.57	0.2689	0.1910	1.026	4.9	1.034	9.3		
3.90	0.588	1.10	1.54	0.2847	0.1996	1.110	4.5	1.154	4.3		
3.95	0.595	1.05	1.50	0.3021	0.2088	1.045	5.1	1.090	10.7		
4.00	0.603	1.00	1.47	0.3212	0.2187	0.855	5.4	0.850	12.5		
4.05	0.610	0.95	1.43	0.3424	0.2292	0.808	5.4	0.788	6.2		
4.10	0.618	0.90	1.40	0.3659	0.2405	0.835	5.5	0.817	6.8		
4.15	0.625	0.85	1.36	0.3921	0.2527	0.848	5.8	0.820	12.5		
4.20	0.633	0.80	1.32	0.4216	0.2658	1.047	5.0	1.065	13.8		
4.25	0.641	0.75	1.28	0.4551	0.2800	1.231	4.5	1.291	9.3		
4.30	0.648	0.70	1.24	0.4933	0.2954	1.307	4.4	1.424	9.7		
4.35	0.656	0.65	1.20	0.5374	0.3122	0.906	5.5	0.954	25.6		
4.40	0.663	0.60	1.16	0.5889	0.3305	0.527	7.3	0.471	35.3		
4.45	0.671	0.55	1.11	0.6497	0.3507	0.395	9.0	0.234	21.5		
4.50	0.678	0.50	1.07	0.7227	0.3729	0.586	6.6	0.382	122.8		
4.55	0.686	0.45	1.02	0.8120	0.3976	2.117	3.4	2.216	31.5		
4.60	0.693	0.40	0.97	0.9235	0.4250	3.092	3.0				

Tabelle IV a Wasserstoff  $E_1 = 6.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{\text{eff}}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	A	
0.55	0.099	5.45	3.32	0.0097	0.0090	1.222	4.2	0.268	65.2	1.25	
0.60	0.109	5.40	3.30	0.0107	0.0099	0.975	4.5	0.140	94.5	0.66	
0.65	0.118	5.35	3.29	0.0117	0.0108	0.871	4.7	0.147	60.5	0.70	
0.70	0.127	5.30	3.27	0.0127	0.0117	0.783	4.8	0.148	55.3	0.71	
0.75	0.136	5.25	3.26	0.0138	0.0126	0.695	4.3	0.131	52.4	0.63	
0.80	0.145	5.20	3.24	0.0148	0.0136	0.629	4.4	0.123	43.4	0.60	
0.85	0.154	5.15	3.22	0.0159	0.0146	0.591	4.4	0.137	29.1	0.67	
0.90	0.163	5.10	3.21	0.0170	0.0156	0.573	4.3	0.167	16.2	0.82	
0.95	0.172	5.05	3.19	0.0181	0.0166	0.600	4.1	0.244	11.2	1.20	
1.00	0.181	5.00	3.18	0.0193	0.0176	0.584	4.1	0.263	17.6	1.30	
1.05	0.190	4.95	3.16	0.0204	0.0187	0.511	2.8	0.206	21.7	1.02	
1.10	0.199	4.90	3.14	0.0216	0.0197	0.463	3.7	0.175	19.3	0.87	
1.15	0.208	4.85	3.13	0.0229	0.0208	0.444	3.7	0.176	15.5	0.87	
1.20	0.217	4.80	3.11	0.0241	0.0219	0.419	3.8	0.168	12.9	0.83	
1.25	0.226	4.75	3.09	0.0254	0.0231	0.420	3.7	0.189	12.7	0.93	
1.30	0.235	4.70	3.08	0.0267	0.0242	0.453	3.6	0.247	7.3	1.21	
1.35	0.244	4.65	3.06	0.0280	0.0254	0.413	3.7	0.213	12.9	1.04	
1.40	0.253	4.60	3.04	0.0293	0.0266	0.404	3.7	0.216	7.8	1.05	
1.45	0.262	4.55	3.03	0.0307	0.0278	0.406	3.7	0.230	11.0	1.12	
1.50	0.271	4.50	3.01	0.0321	0.0291	0.363	2.9	0.187	11.8	0.90	
1.55	0.280	4.45	2.99	0.0336	0.0304	0.360	4.2	0.193	10.5	0.92	
1.60	0.289	4.40	2.97	0.0350	0.0317	0.342	4.3	0.180	8.8	0.86	
1.65	0.298	4.35	2.96	0.0366	0.0330	0.355	4.2	0.206	8.3	0.97	
1.70	0.307	4.30	2.94	0.0381	0.0344	0.334	4.4	0.187	12.5	0.88	
1.75	0.316	4.25	2.92	0.0397	0.0357	0.320	4.5	0.175	10.9	0.82	
1.80	0.326	4.20	2.90	0.0413	0.0372	0.354	4.3	0.226	11.0	1.04	
1.85	0.335	4.15	2.89	0.0430	0.0386	0.359	4.2	0.238	7.3	1.09	
1.90	0.344	4.10	2.87	0.0447	0.0401	0.363	4.2	0.249	7.3	1.13	
1.95	0.353	4.05	2.85	0.0464	0.0416	0.347	4.4	0.234	7.9	1.05	
2.00	0.362	4.00	2.83	0.0482	0.0431	0.349	4.4	0.241	6.8	1.07	
2.05	0.371	3.95	2.81	0.0500	0.0447	0.342	4.4	0.236	7.8	1.04	
2.10	0.380	3.90	2.80	0.0519	0.0463	0.335	4.4	0.231	7.1	1.01	
2.15	0.389	3.85	2.78	0.0538	0.0480	0.349	3.1	0.252	6.6	1.09	
2.20	0.398	3.80	2.76	0.0558	0.0497	0.357	4.5	0.267	6.8	1.14	
2.25	0.407	3.75	2.74	0.0578	0.0514	0.340	4.6	0.247	8.2	1.05	
2.30	0.416	3.70	2.72	0.0599	0.0532	0.339	4.6	0.248	8.1	1.04	
2.35	0.425	3.65	2.70	0.0621	0.0550	0.322	4.7	0.229	10.0	0.95	
2.40	0.434	3.60	2.68	0.0643	0.0568	0.308	4.8	0.214	7.9	0.87	
2.45	0.443	3.55	2.66	0.0665	0.0587	0.314	4.8	0.223	7.1	0.90	
2.50	0.452	3.50	2.65	0.0688	0.0607	0.311	4.8	0.222	9.8	0.89	
2.55	0.461	3.45	2.63	0.0712	0.0627	0.340	4.7	0.262	7.2	1.03	
2.60	0.470	3.40	2.61	0.0737	0.0648	0.324	4.8	0.242	7.3	0.94	
2.65	0.479	3.35	2.59	0.0762	0.0669	0.349	4.6	0.277	8.3	1.06	
2.70	0.488	3.30	2.57	0.0789	0.0690	0.351	4.6	0.280	6.9	1.06	
2.75	0.497	3.25	2.55	0.0815	0.0713	0.337	4.7	0.263	6.6	0.98	
2.80	0.506	3.20	2.53	0.0843	0.0735	0.356	4.6	0.290	8.0	1.06	
2.85	0.515	3.15	2.51	0.0872	0.0759	0.364	4.6	0.302	5.7	1.09	
2.90	0.524	3.10	2.48	0.0902	0.0783	0.358	4.6	0.295	6.2	1.05	

Tabelle IV a Wasserstoff  $E_1 = 6.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{\text{eff}}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	A	
2.95	0.534	3.05	2.46	0.0932	0.0808	0.357	4.6	0.294	7.0	1.03	
3.00	0.543	3.00	2.44	0.0964	0.0833	0.374	4.6	0.318	7.5	1.09	
3.05	0.552	2.95	2.42	0.0996	0.0860	0.385	4.5	0.332	5.7	1.12	
3.10	0.561	2.90	2.40	0.1030	0.0887	0.368	4.6	0.310	7.4	1.03	
3.15	0.570	2.85	2.38	0.1065	0.0915	0.361	3.4	0.301	4.5	0.98	
3.20	0.579	2.80	2.36	0.1101	0.0943	0.373	4.7	0.318	6.7	1.02	
3.25	0.588	2.75	2.34	0.1139	0.0973	0.375	4.8	0.320	5.6	1.01	
3.30	0.597	2.70	2.31	0.1178	0.1004	0.374	4.8	0.319	6.7	0.99	
3.35	0.606	2.65	2.29	0.1218	0.1035	0.389	4.7	0.340	5.7	1.03	
3.40	0.615	2.60	2.27	0.1260	0.1068	0.371	4.8	0.316	7.1	0.94	
3.45	0.624	2.55	2.25	0.1304	0.1101	0.370	4.7	0.314	6.7	0.92	
3.50	0.633	2.50	2.22	0.1349	0.1136	0.357	4.9	0.296	6.5	0.85	
3.55	0.642	2.45	2.20	0.1396	0.1172	0.363	4.8	0.303	7.5	0.85	
3.60	0.651	2.40	2.18	0.1446	0.1209	0.378	4.8	0.324	7.7	0.89	
3.65	0.660	2.35	2.15	0.1497	0.1248	0.390	4.6	0.339	6.8	0.92	
3.70	0.669	2.30	2.13	0.1550	0.1288	0.399	4.6	0.352	6.5	0.93	
3.75	0.678	2.25	2.10	0.1606	0.1329	0.408	4.6	0.363	7.9	0.94	
3.80	0.687	2.20	2.08	0.1665	0.1372	0.438	4.5	0.404	7.3	1.02	
3.85	0.696	2.15	2.05	0.1726	0.1417	0.448	4.4	0.418	5.9	1.03	
3.90	0.705	2.10	2.03	0.1790	0.1463	0.457	4.4	0.430	4.7	1.04	
3.95	0.714	2.05	2.00	0.1857	0.1511	0.450	4.4	0.420	5.8	1.00	
4.00	0.723	2.00	1.98	0.1927	0.1561	0.474	4.4	0.452	6.3		
4.05	0.732	1.95	1.95	0.2002	0.1613	0.481	4.3	0.461	6.1		
4.10	0.741	1.90	1.92	0.2080	0.1668	0.503	4.1	0.491	4.7		
4.15	0.751	1.85	1.90	0.2162	0.1725	0.470	4.3	0.447	5.9		
4.20	0.760	1.80	1.87	0.2249	0.1784	0.528	4.1	0.528	4.7		
4.25	0.769	1.75	1.84	0.2341	0.1846	0.456	4.4	0.431	5.0		
4.30	0.778	1.70	1.81	0.2438	0.1910	0.523	4.2	0.526	7.0		
4.35	0.787	1.65	1.79	0.2541	0.1978	0.517	4.2	0.515	6.2		
4.40	0.796	1.60	1.76	0.2650	0.2049	0.565	3.9	0.575	7.1		
4.45	0.805	1.55	1.73	0.2767	0.2124	0.592	3.9	0.614	4.1		
4.50	0.814	1.50	1.70	0.2891	0.2202	0.573	4.0	0.593	6.6		
4.55	0.823	1.45	1.67	0.3024	0.2285	0.527	4.0	0.539	8.1		
4.60	0.832	1.40	1.64	0.3167	0.2372	0.483	4.1	0.483	8.7		

Tabelle IV a Wasserstoff $E_1 = 7.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$											
$E_0$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{d\sigma}{dA}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%		A
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	1.059	4.7	0.256	59.6	1.51	
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	0.854	5.0	0.155	86.7	0.93	
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	0.695	5.4	0.076	112.5	0.46	
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	0.662	5.3	0.129	58.0	0.80	
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.534	4.9	0.051	112.3	0.37	
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.539	4.5	0.119	28.4	0.75	
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.496	4.6	0.119	29.5	0.76	
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.490	4.5	0.156	18.2	1.01	
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.470	4.5	0.170	22.3	1.10	
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.423	4.7	0.144	25.8	0.94	
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.400	3.9	0.145	22.5	0.95	
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.355	6.6	0.113	27.9	0.74	
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.367	6.3	0.151	15.3	0.99	
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.355	6.7	0.154	17.8	1.02	
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.352	6.6	0.168	18.7	1.11	
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.323	6.7	0.147	20.0	0.97	
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.321	6.8	0.158	15.0	1.05	
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.330	6.7	0.182	13.0	1.20	
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.315	6.6	0.174	17.0	1.15	
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.295	4.1	0.159	10.9	1.05	
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.294	4.5	0.167	10.1	1.10	
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.280	4.6	0.157	10.9	1.04	
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.277	4.7	0.162	11.1	1.06	
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.261	4.8	0.148	11.6	0.97	
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.259	4.8	0.152	9.6	1.00	
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.252	4.9	0.148	9.5	0.97	
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.252	4.8	0.154	9.1	1.00	
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.259	4.8	0.169	7.9	1.10	
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.248	4.9	0.160	10.5	1.03	
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.241	5.0	0.154	8.2	0.99	
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.251	4.9	0.172	7.7	1.10	
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.244	5.0	0.167	10.9	1.06	
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.227	6.4	0.148	11.6	0.94	
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.233	12.1	0.159	21.2	1.00	
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.249	11.3	0.182	17.7	1.15	
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.249	11.0	0.186	16.4	1.16	
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.236	11.1	0.172	20.7	1.07	
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.212	11.4	0.143	18.8	0.88	
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.226	11.5	0.163	19.0	1.00	
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.233	11.5	0.174	15.8	1.06	
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.223	10.3	0.163	15.2	0.99	
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.225	11.4	0.168	17.9	1.01	
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.241	11.4	0.191	16.3	1.14	
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.240	11.4	0.192	18.1	1.13	
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.211	12.1	0.155	20.9	0.90	
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.213	11.7	0.159	20.9	0.92	
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.244	11.5	0.202	16.9	1.16	
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.237	12.2	0.194	17.3	1.10	

Tabelle IV a Wasserstoff $E_1 = 7.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$											
$E_0$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{d\sigma}{dA}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%		A
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.225	12.4	0.179	16.5	1.01	
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.244	11.3	0.206	14.9	1.15	
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.213	11.6	0.165	17.0	0.92	
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.230	11.7	0.189	16.6	1.04	
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.230	6.1	0.190	7.5	1.03	
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.230	6.3	0.190	8.0	1.02	
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.228	6.2	0.188	8.1	1.00	
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.226	6.4	0.186	9.2	0.98	
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.238	6.2	0.204	9.2	1.06	
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.242	6.4	0.210	7.8	1.07	
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.242	6.2	0.210	8.2	1.06	
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.234	6.3	0.199	7.8	1.00	
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.246	6.3	0.216	7.2	1.07	
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.234	6.3	0.200	8.4	0.97	
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.238	6.3	0.205	9.8	0.99	
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.254	6.1	0.228	6.9	1.09	
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.238	5.9	0.206	7.8	0.97	
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.246	6.2	0.218	9.0	1.01	
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.256	6.1	0.231	7.5	1.06	
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.239	6.4	0.209	7.7	0.94	
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.259	6.0	0.236	6.9	1.05	
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.242	6.6	0.213	8.6	0.93	
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.269	6.0	0.250	9.6	1.08	
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.274	5.8	0.256	6.5	1.09	
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.266	5.9	0.246	6.9	1.03	
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.269	6.0	0.250	6.7	1.03	
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.268	5.9	0.249	6.4	1.01	
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.269	5.9	0.251	7.1	1.01	
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.275	6.1	0.259	7.9	1.02	
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.285	5.8	0.272	6.9	1.06	
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.284	5.8	0.272	6.6	1.04	
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.290	5.7	0.280	6.2	1.06	
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.280	5.7	0.266	8.4	0.99	
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.265	5.5	0.245	9.1	0.90	

Tabelle IV.a Deuterium  $E_d = 3.0$  (GeV)  $\theta = 0.96^\circ$

$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
1.20	0.109	1.80	2.04	0.0521	0.0255	1.678	7.6	1.265	22.0	1.35
1.25	0.113	1.75	2.01	0.0544	0.0271	1.577	8.4	0.901	18.2	0.93
1.30	0.118	1.70	1.99	0.0569	0.0289	1.488	8.2	1.040	15.2	
1.35	0.122	1.65	1.96	0.0594	0.0307	1.522	8.2	1.081	15.0	
1.40	0.127	1.60	1.94	0.0422	0.0326	1.640	7.9	1.223	11.8	
1.45	0.131	1.55	1.91	0.0451	0.0346	1.583	4.9	1.146	8.5	
1.50	0.136	1.50	1.89	0.0482	0.0367	1.722	4.6	1.310	7.3	
1.55	0.140	1.45	1.86	0.0515	0.0389	1.645	4.7	1.202	8.0	
1.60	0.145	1.40	1.83	0.0551	0.0412	1.800	4.6	1.380	7.3	
1.65	0.149	1.35	1.81	0.0589	0.0437	1.715	4.7	1.256	6.9	
1.70	0.154	1.30	1.78	0.0630	0.0463	1.777	4.6	1.308	8.5	
1.75	0.158	1.25	1.75	0.0675	0.0491	1.831	4.5	1.348	12.5	
1.80	0.163	1.20	1.72	0.0723	0.0520	2.124	4.3	1.691	10.6	
1.85	0.167	1.15	1.69	0.0775	0.0551	2.188	4.2	1.751	7.1	
1.90	0.172	1.10	1.67	0.0832	0.0583	2.257	2.7	1.816	6.4	
1.95	0.176	1.05	1.64	0.0895	0.0619	2.404	2.7	1.974	7.7	
2.00	0.181	1.00	1.60	0.0964	0.0656	2.609	2.5	2.199	7.7	
2.05	0.185	0.95	1.57	0.1040	0.0696	2.812	2.5	2.423	7.0	
2.10	0.190	0.90	1.54	0.1124	0.0739	3.011	2.4	2.652	5.7	
2.15	0.194	0.85	1.51	0.1219	0.0785	3.130	2.4	2.796	4.2	
2.20	0.199	0.80	1.48	0.1325	0.0835	3.183	3.0	2.856	5.1	
2.25	0.203	0.75	1.44	0.1446	0.0889	2.927	3.1	2.502	6.4	
2.30	0.208	0.70	1.41	0.1583	0.0948	2.909	3.1	2.421	7.9	
2.35	0.213	0.65	1.37	0.1742	0.1012	3.329	3.0	2.869	10.8	
2.40	0.217	0.60	1.34	0.1927	0.1082	3.741	2.8	3.286	14.9	
2.45	0.222	0.55	1.30	0.2146	0.1158	4.867	2.6	4.641	16.2	
2.50	0.226	0.50	1.26	0.2409	0.1243	6.246	2.3	6.459	8.2	
2.55	0.231	0.45	1.22	0.2731	0.1337	6.417	2.3	6.915	6.5	
2.60	0.235	0.40	1.18	0.3132	0.1442	5.040	2.5	5.370	17.0	
2.65	0.240	0.35	1.14	0.3648	0.1559	3.269	3.1	3.083	21.4	
2.70	0.244	0.30	1.10	0.4337	0.1692	2.814	3.4	2.200	16.0	
2.75	0.249	0.25	1.05	0.5300	0.1843	4.296	2.8	3.503	63.6	
2.80	0.253	0.20	1.00	0.6746	0.2016	11.246	1.9	10.900	29.4	
2.85	0.258	0.15	0.95	0.9154	0.2218	16.255	1.7	2.608	76.3	
2.90	0.262	0.10	0.90	1.3971	0.2455	4.391	2.7	5.537	109.2	

Tabelle IV.a Deuterium  $E_d = 5.0$  (GeV)  $\theta = 0.96^\circ$

$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
0.55	0.083	4.45	3.02	0.0099	0.0090	0.908	3.5	0.279	43.9	0.99
0.60	0.090	4.40	3.01	0.0110	0.0099	0.727	3.8	0.164	48.8	0.58
0.65	0.098	4.35	2.99	0.0120	0.0108	0.700	3.9	0.213	15.8	0.76
0.70	0.105	4.30	2.97	0.0131	0.0118	0.701	3.8	0.279	17.0	1.00
0.75	0.113	4.25	2.96	0.0142	0.0128	0.616	3.0	0.232	20.0	0.83
0.80	0.121	4.20	2.94	0.0153	0.0138	0.590	3.0	0.244	12.6	0.87
0.85	0.128	4.15	2.92	0.0164	0.0148	0.565	3.0	0.251	10.8	0.89
0.90	0.136	4.10	2.90	0.0176	0.0158	0.550	3.0	0.263	6.7	0.94
0.95	0.143	4.05	2.89	0.0188	0.0169	0.569	3.0	0.313	6.2	1.12
1.00	0.151	4.00	2.87	0.0201	0.0180	0.539	3.0	0.300	10.9	1.07
1.05	0.158	3.95	2.85	0.0213	0.0191	0.502	2.1	0.274	10.6	0.97
1.10	0.166	3.90	2.83	0.0227	0.0202	0.464	2.8	0.244	9.8	0.86
1.15	0.173	3.85	2.82	0.0240	0.0214	0.458	2.8	0.251	6.2	0.88
1.20	0.181	3.80	2.80	0.0254	0.0226	0.475	2.7	0.286	5.7	1.00
1.25	0.188	3.75	2.78	0.0268	0.0238	0.472	2.7	0.293	4.5	1.01
1.30	0.196	3.70	2.76	0.0282	0.0250	0.476	2.7	0.309	5.0	1.06
1.35	0.203	3.65	2.74	0.0297	0.0263	0.462	2.8	0.300	5.5	1.02
1.40	0.211	3.60	2.72	0.0312	0.0276	0.461	2.8	0.307	4.6	1.03
1.45	0.219	3.55	2.71	0.0328	0.0290	0.457	2.8	0.309	8.0	1.03
1.50	0.226	3.50	2.69	0.0344	0.0304	0.413	2.1	0.260	4.9	0.85
1.55	0.234	3.45	2.67	0.0361	0.0318	0.440	2.9	0.299	6.9	0.97
1.60	0.241	3.40	2.65	0.0378	0.0332	0.446	2.9	0.311	4.4	1.00
1.65	0.249	3.35	2.63	0.0396	0.0347	0.443	2.9	0.311	4.2	0.99
1.70	0.256	3.30	2.61	0.0414	0.0362	0.445	2.9	0.318	5.2	0.99
1.75	0.264	3.25	2.59	0.0432	0.0378	0.430	3.0	0.302	4.3	0.93
1.80	0.271	3.20	2.57	0.0452	0.0394	0.445	2.9	0.324	5.3	0.98
1.85	0.279	3.15	2.55	0.0472	0.0411	0.446	3.0	0.328	4.7	0.98
1.90	0.286	3.10	2.53	0.0492	0.0428	0.454	3.0	0.340	4.9	1.00
1.95	0.294	3.05	2.51	0.0513	0.0445	0.433	3.1	0.315	5.3	0.91
2.00	0.301	3.00	2.49	0.0535	0.0463	0.467	3.0	0.361	5.8	1.03
2.05	0.309	2.95	2.47	0.0558	0.0482	0.461	3.1	0.353	4.2	0.99
2.10	0.316	2.90	2.45	0.0582	0.0501	0.471	3.0	0.368	4.7	1.01
2.15	0.324	2.85	2.43	0.0606	0.0520	0.447	2.0	0.338	4.0	0.91
2.20	0.332	2.80	2.41	0.0631	0.0540	0.453	2.6	0.346	5.1	0.92
2.25	0.339	2.75	2.39	0.0657	0.0561	0.470	2.6	0.369	5.5	0.96
2.30	0.347	2.70	2.37	0.0684	0.0583	0.485	2.6	0.388	5.5	0.99
2.35	0.354	2.65	2.34	0.0712	0.0605	0.506	2.5	0.416	5.8	1.04
2.40	0.362	2.60	2.32	0.0741	0.0628	0.530	2.5	0.448	3.5	1.10
2.45	0.369	2.55	2.30	0.0772	0.0652	0.495	2.6	0.401	3.2	0.96
2.50	0.377	2.50	2.28	0.0803	0.0676	0.530	2.5	0.447	4.1	1.05
2.55	0.384	2.45	2.26	0.0836	0.0702	0.515	2.5	0.426	3.6	0.98
2.60	0.392	2.40	2.23	0.0870	0.0728	0.521	2.5	0.433	4.1	0.97
2.65	0.399	2.35	2.21	0.0906	0.0755	0.532	2.5	0.447	3.0	0.98
2.70	0.407	2.30	2.19	0.0943	0.0783	0.521	2.6	0.432	5.2	0.93
2.75	0.414	2.25	2.17	0.0982	0.0812	0.568	2.5	0.493	6.1	1.03
2.80	0.422	2.20	2.14	0.1022	0.0843	0.585	2.5	0.514	4.1	1.05
2.85	0.430	2.15	2.12	0.1065	0.0874	0.594	2.5	0.525	3.3	1.05
2.90	0.437	2.10	2.09	0.1109	0.0907	0.595	2.5	0.525	4.0	1.02

Tabelle IV a Deuterium				$E_1 = 50 \text{ (GeV)}$		$\theta = 90^\circ$					
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$	
2.95	0.445	2.05	2.07	0.1156	0.0940	0.569	2.5	0.489	5.0	0.95	
3.00	0.452	2.00	2.04	0.1205	0.0976	0.595	2.5	0.523	5.5	0.97	
3.05	0.460	1.95	2.02	0.1256	0.1013	0.624	2.5	0.560	4.5	1.01	
3.10	0.467	1.90	1.99	0.1310	0.1051	0.635	2.4	0.573	4.0		
3.15	0.475	1.85	1.97	0.1367	0.1091	0.655	1.6	0.598	3.3		
3.20	0.482	1.80	1.94	0.1428	0.1133	0.674	2.0	0.623	3.6		
3.25	0.490	1.75	1.92	0.1492	0.1176	0.691	2.0	0.645	4.3		
3.30	0.497	1.70	1.89	0.1559	0.1222	0.729	2.0	0.695	3.0		
3.35	0.505	1.65	1.86	0.1631	0.1270	0.716	2.0	0.678	3.3		
3.40	0.512	1.60	1.84	0.1707	0.1320	0.696	2.0	0.652	4.2		
3.45	0.520	1.55	1.81	0.1788	0.1372	0.770	1.9	0.754	3.6		
3.50	0.527	1.50	1.78	0.1874	0.1427	0.746	2.0	0.721	2.5		
3.55	0.535	1.45	1.75	0.1966	0.1486	0.757	1.9	0.734	2.4		
3.60	0.543	1.40	1.72	0.2065	0.1547	0.757	2.0	0.735	2.2		
3.65	0.550	1.35	1.69	0.2171	0.1611	0.762	2.0	0.746	2.2		
3.70	0.558	1.30	1.66	0.2286	0.1680	0.750	2.0	0.733	2.4		
3.75	0.565	1.25	1.63	0.2409	0.1752	0.774	2.0	0.768	3.8		
3.80	0.573	1.20	1.60	0.2543	0.1828	0.806	1.9	0.812	2.1		
3.85	0.580	1.15	1.57	0.2689	0.1910	0.767	2.0	0.763	2.4		
3.90	0.588	1.10	1.54	0.2847	0.1996	0.792	1.9	0.804	2.6		
3.95	0.595	1.05	1.50	0.3021	0.2088	0.789	2.0	0.810	3.7		
4.00	0.603	1.00	1.47	0.3212	0.2187	0.734	2.0	0.745	6.4		
4.05	0.610	0.95	1.43	0.3424	0.2292	0.657	2.1	0.642	4.4		
4.10	0.618	0.90	1.40	0.3659	0.2405	0.677	2.1	0.665	6.3		
4.15	0.625	0.85	1.36	0.3921	0.2527	0.769	2.0	0.782	5.7		
4.20	0.633	0.80	1.32	0.4216	0.2658	0.795	2.0	0.809	8.6		
4.25	0.641	0.75	1.28	0.4551	0.2800	0.985	1.8	1.073	2.6		
4.30	0.648	0.70	1.24	0.4933	0.2954	0.835	1.9	0.897	11.4		
4.35	0.656	0.65	1.20	0.5374	0.3122	0.640	2.2	0.673	17.2		
4.40	0.663	0.60	1.16	0.5889	0.3305	0.428	2.6	0.404	11.5		
4.45	0.671	0.55	1.11	0.6497	0.3507	0.498	2.4	0.479	19.6		
4.50	0.678	0.50	1.07	0.7227	0.3729	0.756	2.0	0.763	26.5		
4.55	0.686	0.45	1.02	0.8120	0.3976	1.244	1.7	1.267	8.9		
4.60	0.693	0.40	0.97	0.9235	0.4250	1.124	1.7	0.352	22.6		

Tabelle IV a Deuterium				$E_1 > 60 \text{ (GeV)}$		$\theta = 90^\circ$					
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$	
0.55	0.099	5.45	3.32	0.0097	0.0090	0.714	4.0	0.196	39.3	0.92	
0.60	0.109	5.40	3.30	0.0107	0.0099	0.617	4.2	0.167	37.8	0.79	
0.65	0.118	5.35	3.29	0.0117	0.0108	0.565	4.3	0.172	27.9	0.82	
0.70	0.127	5.30	3.27	0.0127	0.0117	0.521	4.3	0.174	33.8	0.84	
0.75	0.136	5.25	3.26	0.0138	0.0126	0.420	3.8	0.097	40.6	0.47	
0.80	0.145	5.20	3.24	0.0148	0.0136	0.426	3.6	0.142	14.1	0.69	
0.85	0.154	5.15	3.22	0.0159	0.0146	0.402	3.6	0.144	11.8	0.71	
0.90	0.163	5.10	3.21	0.0170	0.0156	0.417	3.5	0.189	8.4	0.94	
0.95	0.172	5.05	3.19	0.0181	0.0166	0.407	3.5	0.199	8.1	0.99	
1.00	0.181	5.00	3.18	0.0193	0.0176	0.409	3.4	0.222	10.4	1.11	
1.05	0.190	4.95	3.16	0.0204	0.0187	0.370	2.3	0.190	11.3	0.95	
1.10	0.199	4.90	3.14	0.0216	0.0197	0.357	2.9	0.189	9.5	0.95	
1.15	0.208	4.85	3.13	0.0229	0.0208	0.340	2.9	0.180	8.6	0.90	
1.20	0.217	4.80	3.11	0.0241	0.0219	0.335	2.9	0.186	6.1	0.93	
1.25	0.226	4.75	3.09	0.0254	0.0231	0.345	2.9	0.210	5.0	1.05	
1.30	0.235	4.70	3.08	0.0267	0.0242	0.337	2.9	0.208	5.8	1.03	
1.35	0.244	4.65	3.06	0.0280	0.0254	0.354	2.8	0.238	4.9	1.18	
1.40	0.253	4.60	3.04	0.0293	0.0266	0.343	2.9	0.231	7.0	1.14	
1.45	0.262	4.55	3.03	0.0307	0.0278	0.329	2.9	0.220	7.0	1.08	
1.50	0.271	4.50	3.01	0.0321	0.0291	0.320	2.2	0.214	5.5	1.04	
1.55	0.280	4.45	2.99	0.0336	0.0304	0.310	3.2	0.207	5.0	1.01	
1.60	0.289	4.40	2.97	0.0350	0.0317	0.318	3.3	0.222	5.2	1.07	
1.65	0.298	4.35	2.96	0.0366	0.0330	0.305	3.3	0.210	7.2	1.01	
1.70	0.307	4.30	2.94	0.0381	0.0344	0.298	3.3	0.205	5.7	0.98	
1.75	0.316	4.25	2.92	0.0397	0.0357	0.312	3.2	0.227	4.6	1.08	
1.80	0.326	4.20	2.90	0.0413	0.0372	0.299	3.4	0.214	4.9	1.01	
1.85	0.335	4.15	2.89	0.0430	0.0386	0.311	3.3	0.231	6.7	1.08	
1.90	0.344	4.10	2.87	0.0447	0.0401	0.321	3.3	0.248	5.2	1.15	
1.95	0.353	4.05	2.85	0.0464	0.0416	0.300	3.4	0.223	5.5	1.03	
2.00	0.362	4.00	2.83	0.0482	0.0431	0.313	3.3	0.243	6.2	1.11	
2.05	0.371	3.95	2.81	0.0500	0.0447	0.319	3.3	0.252	4.5	1.14	
2.10	0.380	3.90	2.80	0.0519	0.0463	0.311	3.3	0.243	6.9	1.09	
2.15	0.389	3.85	2.78	0.0538	0.0480	0.294	2.4	0.223	5.9	0.99	
2.20	0.398	3.80	2.76	0.0558	0.0497	0.286	3.4	0.215	5.7	0.94	
2.25	0.407	3.75	2.74	0.0578	0.0514	0.283	3.4	0.212	8.1	0.92	
2.30	0.416	3.70	2.72	0.0599	0.0532	0.316	3.3	0.257	6.5	1.10	
2.35	0.425	3.65	2.70	0.0621	0.0550	0.308	3.3	0.248	4.9	1.06	
2.40	0.434	3.60	2.68	0.0643	0.0568	0.308	3.3	0.249	5.9	1.05	
2.45	0.443	3.55	2.66	0.0665	0.0587	0.291	3.4	0.227	5.6	0.94	
2.50	0.452	3.50	2.65	0.0688	0.0607	0.296	3.4	0.235	5.2	0.97	
2.55	0.461	3.45	2.63	0.0712	0.0627	0.281	3.5	0.217	5.7	0.88	
2.60	0.470	3.40	2.61	0.0737	0.0648	0.286	3.4	0.224	7.2	0.90	
2.65	0.479	3.35	2.59	0.0762	0.0669	0.307	3.4	0.252	7.9	1.00	
2.70	0.488	3.30	2.57	0.0789	0.0690	0.325	3.3	0.276	3.9	1.08	
2.75	0.497	3.25	2.55	0.0815	0.0713	0.306	3.4	0.252	4.2	0.97	
2.80	0.506	3.20	2.53	0.0843	0.0735	0.326	3.3	0.279	4.3	1.06	
2.85	0.515	3.15	2.51	0.0872	0.0759	0.312	3.4	0.260	4.2	0.97	
2.90	0.524	3.10	2.48	0.0902	0.0783	0.328	3.3	0.282	5.1	1.04	

Tabelle IV.a		Deuterium		$E_L = 6.0 \text{ (GeV)}$				$\theta = 9.96^\circ$			
$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	A	$\frac{\text{eff}}{\text{A}}$
2.95	0.534	3.05	2.46	0.0932	0.0808	0.326	3.3	0.280	5.4	1.02	
3.00	0.543	3.00	2.44	0.0964	0.0833	0.311	3.4	0.260	6.1	0.93	
3.05	0.552	2.95	2.42	0.0996	0.0860	0.348	3.2	0.309	5.4	1.09	
3.10	0.561	2.90	2.40	0.1030	0.0887	0.333	3.3	0.290	5.0	1.01	
3.15	0.570	2.85	2.38	0.1065	0.0915	0.334	2.4	0.291	4.6	1.00	
3.20	0.579	2.80	2.36	0.1101	0.0943	0.355	3.4	0.319	4.9	1.07	
3.25	0.588	2.75	2.34	0.1139	0.0973	0.349	3.4	0.311	5.4	1.03	
3.30	0.597	2.70	2.31	0.1178	0.1004	0.334	3.5	0.291	5.8	0.95	
3.35	0.606	2.65	2.29	0.1218	0.1035	0.370	3.3	0.339	4.2	1.09	
3.40	0.615	2.60	2.27	0.1260	0.1068	0.342	3.5	0.302	6.7	0.95	
3.45	0.624	2.55	2.25	0.1304	0.1101	0.337	3.5	0.294	5.2	0.91	
3.50	0.633	2.50	2.22	0.1349	0.1136	0.357	3.4	0.321	4.7	0.98	
3.55	0.642	2.45	2.20	0.1396	0.1172	0.349	3.4	0.311	5.5	0.93	
3.60	0.651	2.40	2.18	0.1446	0.1209	0.335	3.4	0.292	5.2	0.85	
3.65	0.660	2.35	2.15	0.1497	0.1248	0.335	3.5	0.291	7.5	0.84	
3.70	0.669	2.30	2.13	0.1550	0.1288	0.376	3.3	0.347	7.1	0.98	
3.75	0.678	2.25	2.10	0.1606	0.1329	0.382	3.3	0.356	4.4	0.99	
3.80	0.687	2.20	2.08	0.1665	0.1372	0.389	3.3	0.364	5.6	0.99	
3.85	0.696	2.15	2.05	0.1726	0.1417	0.412	3.1	0.396	5.0	1.06	
3.90	0.705	2.10	2.03	0.1790	0.1463	0.417	3.2	0.404	4.0	1.06	
3.95	0.714	2.05	2.00	0.1857	0.1511	0.423	3.2	0.412	4.0	1.06	
4.00	0.723	2.00	1.98	0.1927	0.1561	0.429	3.1	0.421	3.9		
4.05	0.732	1.95	1.95	0.2002	0.1613	0.434	3.1	0.428	3.5		
4.10	0.741	1.90	1.92	0.2080	0.1668	0.434	3.1	0.429	5.0		
4.15	0.751	1.85	1.90	0.2162	0.1725	0.404	3.3	0.388	5.3		
4.20	0.760	1.80	1.87	0.2249	0.1784	0.464	3.0	0.474	4.5		
4.25	0.769	1.75	1.84	0.2341	0.1846	0.433	3.2	0.435	3.7		
4.30	0.778	1.70	1.81	0.2438	0.1910	0.455	3.1	0.469	4.7		
4.35	0.787	1.65	1.79	0.2541	0.1978	0.466	3.0	0.485	4.0		
4.40	0.796	1.60	1.76	0.2650	0.2049	0.475	3.1	0.498	3.8		
4.45	0.805	1.55	1.73	0.2767	0.2124	0.449	3.1	0.463	4.1		
4.50	0.814	1.50	1.70	0.2891	0.2202	0.455	3.1	0.476	3.3		
4.55	0.823	1.45	1.67	0.3024	0.2285	0.455	3.0	0.480	4.9		
4.60	0.832	1.40	1.64	0.3167	0.2372	0.417	3.1	0.432	7.3		

Tabelle IV.a		Deuterium		$E_L = 7.0 \text{ (GeV)}$				$\theta = 9.96^\circ$			
$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{d\sigma}{d\Omega}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	A	$\frac{\text{eff}}{\text{A}}$
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	0.635	5.5	0.206	50.4	1.22	
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	0.498	6.1	0.114	63.6	0.69	
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	0.465	6.1	0.134	35.2	0.82	
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	0.423	6.3	0.130	46.7	0.81	
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.329	7.3	0.055	66.4	0.35	
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.373	6.5	0.142	18.7	0.90	
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.338	6.7	0.126	24.2	0.81	
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.342	6.5	0.154	16.9	1.00	
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.322	6.7	0.150	20.3	0.98	
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.307	6.7	0.148	19.5	0.97	
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.290	4.2	0.141	12.3	0.93	
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.287	4.5	0.150	12.0	1.00	
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.270	4.7	0.140	10.9	0.93	
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.276	4.7	0.158	9.7	1.05	
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.260	4.8	0.147	10.5	0.98	
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.263	4.6	0.159	7.9	1.07	
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.262	4.6	0.165	7.8	1.10	
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.267	4.5	0.178	6.9	1.19	
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.263	4.4	0.179	10.2	1.20	
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.240	4.2	0.155	11.4	1.04	
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.233	6.8	0.151	12.0	1.01	
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.230	7.2	0.153	13.5	1.02	
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.216	7.3	0.139	12.1	0.93	
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.227	6.9	0.156	10.7	1.04	
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.213	7.3	0.141	13.2	0.94	
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.215	7.4	0.147	11.1	0.98	
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.211	7.5	0.145	11.6	0.96	
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.211	7.4	0.147	10.9	0.98	
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.213	7.6	0.152	11.9	1.01	
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.203	7.9	0.142	11.4	0.93	
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.212	7.6	0.157	12.5	1.03	
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.217	7.5	0.164	12.3	1.07	
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.196	4.7	0.139	10.3	0.90	
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.196	5.6	0.141	8.2	0.91	
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.198	5.7	0.145	10.1	0.93	
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.210	5.6	0.163	8.9	1.05	
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.209	5.5	0.163	9.2	1.04	
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.196	5.7	0.147	9.0	0.93	
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.200	5.7	0.155	7.9	0.97	
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.193	5.6	0.146	8.4	0.91	
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.195	5.6	0.150	7.8	0.93	
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.190	5.8	0.144	7.7	0.89	
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.195	5.8	0.153	8.7	0.94	
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.198	5.7	0.157	8.4	0.96	
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.203	5.5	0.164	8.2	0.99	
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.189	5.8	0.146	8.9	0.88	
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.194	5.6	0.154	8.6	0.92	
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.198	5.8	0.160	7.2	0.95	

Tabelle IV a Deuterium  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.194	5.7	0.155	8.2	0.91
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.205	5.5	0.171	8.8	0.99
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.209	5.3	0.177	7.5	1.02
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.196	5.7	0.160	8.8	0.91
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.197	4.2	0.162	6.0	0.91
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.202	6.3	0.170	9.8	0.95
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.213	5.9	0.184	7.1	1.02
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.200	6.1	0.168	8.1	0.92
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.218	5.8	0.192	7.8	1.04
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.210	5.9	0.181	9.6	0.98
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.197	6.4	0.164	8.4	0.88
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.204	6.1	0.175	7.4	0.92
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.195	6.3	0.163	7.6	0.85
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.204	6.1	0.175	9.1	0.90
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.209	6.2	0.182	8.5	0.93
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.214	5.9	0.189	9.2	0.95
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.229	5.9	0.209	6.7	1.04
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.216	6.1	0.192	8.0	0.94
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.220	5.8	0.197	6.9	0.96
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.220	6.1	0.198	6.8	0.95
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.220	6.0	0.199	7.8	0.94
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.229	6.0	0.210	6.7	0.99
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.219	5.9	0.197	8.6	0.91
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.244	5.9	0.232	7.7	1.06
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.233	5.8	0.216	6.3	0.98
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.245	5.7	0.234	6.5	1.04
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.237	5.9	0.223	7.3	0.98
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.236	5.9	0.222	6.6	0.96
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.240	5.8	0.227	7.4	0.98
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.248	5.6	0.239	6.8	1.01
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.249	5.6	0.241	7.0	1.01
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.260	5.5	0.256	6.3	1.06
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.242	5.6	0.232	7.6	0.95
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.243	5.5	0.234	5.9	0.94

Tabelle IV b Beryllium  $E_1 = 3.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
0.60	0.054	2.40	2.31	0.0120	0.0101	1.859	2.8			
0.65	0.059	2.35	2.29	0.0133	0.0111	1.737	2.8			
0.70	0.063	2.30	2.27	0.0147	0.0122	1.582	2.9			
0.75	0.068	2.25	2.24	0.0161	0.0133	1.477	2.9	0.056156	3	0.08
0.80	0.072	2.20	2.22	0.0175	0.0144	1.399	2.9	0.188	38.9	0.26
0.85	0.077	2.15	2.20	0.0191	0.0156	1.345	2.1	0.438	12.6	0.57
0.90	0.081	2.10	2.18	0.0207	0.0169	1.303	2.9	0.305	14.4	0.81
0.95	0.086	2.05	2.15	0.0223	0.0182	1.281	2.9	0.490	9.3	0.62
1.00	0.090	2.00	2.13	0.0241	0.0195	1.303	2.9	0.611	7.2	0.75
1.05	0.095	1.95	2.11	0.0259	0.0209	1.306	2.9	0.690	6.6	0.82
1.10	0.099	1.90	2.08	0.0279	0.0224	1.274	2.9	0.710	7.4	0.82
1.15	0.104	1.85	2.06	0.0300	0.0239	1.245	3.0	0.721	6.8	0.80
1.20	0.109	1.80	2.04	0.0321	0.0255	1.322	2.6	0.851	8.9	0.91
1.25	0.113	1.75	2.01	0.0344	0.0271	1.411	4.0	0.988	9.6	1.02
1.30	0.118	1.70	1.99	0.0369	0.0289	1.474	4.0	1.085	8.5	
1.35	0.122	1.65	1.96	0.0394	0.0307	1.546	4.0	1.186	6.7	
1.40	0.127	1.60	1.94	0.0422	0.0326	1.546	4.0	1.193	7.2	
1.45	0.131	1.55	1.91	0.0451	0.0346	1.446	3.5	1.070	5.4	
1.50	0.136	1.50	1.89	0.0482	0.0367	1.571	3.5	1.222	7.6	
1.55	0.140	1.45	1.86	0.0515	0.0389	1.595	3.6	1.244	6.6	
1.60	0.145	1.40	1.83	0.0551	0.0412	1.670	3.5	1.325	6.3	
1.65	0.149	1.35	1.81	0.0589	0.0437	1.694	3.6	1.338	7.0	
1.70	0.154	1.30	1.78	0.0630	0.0463	1.799	5.7	1.451	11.0	
1.75	0.158	1.25	1.75	0.0675	0.0491	1.921	5.7	1.583	9.6	
1.80	0.163	1.20	1.72	0.0723	0.0520	1.985	5.5	1.640	9.7	
1.85	0.167	1.15	1.69	0.0775	0.0551	2.116	5.3	1.781	8.0	
1.90	0.172	1.10	1.67	0.0832	0.0583	2.103	3.1	1.741	7.0	
1.95	0.176	1.05	1.64	0.0895	0.0619	2.348	3.0	2.027	8.2	
2.00	0.181	1.00	1.60	0.0964	0.0656	2.488	2.9	2.182	6.3	
2.05	0.185	0.95	1.57	0.1040	0.0696	2.611	2.9	2.315	5.3	
2.10	0.190	0.90	1.54	0.1124	0.0739	2.680	2.8	2.383	5.5	
2.15	0.194	0.85	1.51	0.1219	0.0785	2.835	2.8	2.561	6.9	
2.20	0.199	0.80	1.48	0.1325	0.0835	3.078	2.4	2.844	5.5	
2.25	0.203	0.75	1.44	0.1446	0.0889	3.164	2.4	2.914	4.0	
2.30	0.208	0.70	1.41	0.1583	0.0948	3.238	2.4	2.949	5.4	
2.35	0.213	0.65	1.37	0.1742	0.1012	3.488	2.3	3.205	8.9	
2.40	0.217	0.60	1.34	0.1927	0.1082	4.050	2.2	3.881	9.3	
2.45	0.222	0.55	1.30	0.2146	0.1158	4.583	2.1	4.578	8.3	
2.50	0.226	0.50	1.26	0.2409	0.1243	5.177	2.0	5.428	6.1	
2.55	0.231	0.45	1.22	0.2731	0.1337	5.482	2.0	5.936	2.4	
2.60	0.235	0.40	1.18	0.3132	0.1442	5.034	2.0	5.392	5.0	
2.65	0.240	0.35	1.14	0.3648	0.1559	4.816	2.1	4.966	4.7	
2.70	0.244	0.30	1.10	0.4337	0.1692	4.496	2.2	4.313	10.1	
2.75	0.249	0.25	1.05	0.5300	0.1843	6.159	1.9	6.450	20.2	
2.80	0.253	0.20	1.00	0.6745	0.2016	9.226	1.7	10.953	9.7	
2.85	0.258	0.15	0.95	0.9154	0.2218	9.782	1.6	12.409	8.1	
2.90	0.262	0.10	0.90	1.3971	0.2455	5.854	1.9	7.622	27.2	

Table IV b Beryllium  $E_1 = 5.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{A}{A_{\text{eff}}}$
0.55	0.083	4.45	3.02	0.0099	0.0090	1.417	3.4			
0.60	0.090	4.40	3.01	0.0110	0.0099	1.177	3.7			
0.65	0.098	4.35	2.99	0.0120	0.0108	1.061	3.7			
0.70	0.105	4.30	2.97	0.0131	0.0118	0.972	3.8			
0.75	0.113	4.25	2.96	0.0142	0.0128	0.743	5.3			
0.80	0.121	4.20	2.94	0.0153	0.0138	0.730	5.4	0.103	58.3	0.57
0.85	0.128	4.15	2.92	0.0164	0.0148	0.660	5.7	0.128	47.4	0.46
0.90	0.136	4.10	2.90	0.0176	0.0158	0.657	5.7	0.190	20.9	0.68
0.95	0.143	4.05	2.89	0.0188	0.0169	0.647	5.7	0.275	18.9	0.98
1.00	0.151	4.00	2.87	0.0201	0.0180	0.577	6.1	0.248	25.5	0.88
1.05	0.158	3.95	2.85	0.0213	0.0191	0.536	4.9	0.245	19.0	0.87
1.10	0.166	3.90	2.83	0.0227	0.0202	0.497	7.8	0.237	25.1	0.83
1.15	0.173	3.85	2.82	0.0240	0.0214	0.453	8.3	0.215	25.6	0.75
1.20	0.181	3.80	2.80	0.0254	0.0226	0.427	8.2	0.210	18.0	0.73
1.25	0.188	3.75	2.78	0.0268	0.0238	0.442	8.7	0.251	15.8	0.87
1.30	0.196	3.70	2.76	0.0282	0.0250	0.421	8.4	0.244	15.9	0.84
1.35	0.203	3.65	2.74	0.0297	0.0263	0.455	7.5	0.302	12.3	1.03
1.40	0.211	3.60	2.72	0.0312	0.0276	0.408	8.8	0.255	17.1	0.86
1.45	0.219	3.55	2.71	0.0328	0.0290	0.425	8.7	0.287	13.4	0.96
1.50	0.226	3.50	2.69	0.0344	0.0304	0.414	4.5	0.282	7.5	0.93
1.55	0.234	3.45	2.67	0.0361	0.0318	0.435	2.9	0.316	6.9	1.03
1.60	0.241	3.40	2.65	0.0378	0.0332	0.450	2.9	0.341	4.9	1.10
1.65	0.249	3.35	2.63	0.0396	0.0347	0.419	3.0	0.307	7.4	0.97
1.70	0.256	3.30	2.61	0.0414	0.0362	0.409	3.0	0.298	4.2	0.93
1.75	0.264	3.25	2.59	0.0432	0.0378	0.420	3.0	0.316	4.8	0.97
1.80	0.271	3.20	2.57	0.0452	0.0394	0.419	3.0	0.317	4.8	0.96
1.85	0.279	3.15	2.55	0.0472	0.0411	0.431	3.0	0.335	5.4	1.00
1.90	0.286	3.10	2.53	0.0492	0.0428	0.439	3.0	0.347	4.8	1.02
1.95	0.294	3.05	2.51	0.0513	0.0445	0.445	3.0	0.357	3.8	1.03
2.00	0.301	3.00	2.49	0.0535	0.0463	0.442	3.0	0.353	3.9	1.01
2.05	0.309	2.95	2.47	0.0558	0.0482	0.448	3.0	0.362	5.2	1.02
2.10	0.316	2.90	2.45	0.0582	0.0501	0.419	3.0	0.325	4.3	0.90
2.15	0.324	2.85	2.43	0.0606	0.0520	0.442	3.6	0.356	8.1	0.96
2.20	0.332	2.80	2.41	0.0631	0.0540	0.470	5.7	0.392	7.4	1.04
2.25	0.339	2.75	2.39	0.0657	0.0561	0.451	6.1	0.368	8.3	0.96
2.30	0.347	2.70	2.37	0.0684	0.0583	0.458	6.2	0.377	8.8	0.96
2.35	0.354	2.65	2.34	0.0712	0.0605	0.471	5.9	0.394	9.0	0.99
2.40	0.362	2.60	2.32	0.0741	0.0628	0.488	5.8	0.415	7.2	1.02
2.45	0.369	2.55	2.30	0.0772	0.0652	0.476	5.9	0.400	7.5	0.96
2.50	0.377	2.50	2.28	0.0803	0.0676	0.480	5.9	0.405	7.2	0.96
2.55	0.384	2.45	2.26	0.0836	0.0702	0.473	6.1	0.394	8.5	0.91
2.60	0.392	2.40	2.23	0.0870	0.0728	0.498	6.0	0.425	8.6	0.96
2.65	0.399	2.35	2.21	0.0906	0.0755	0.501	5.8	0.429	9.6	0.95
2.70	0.407	2.30	2.19	0.0943	0.0783	0.546	5.4	0.488	6.9	1.05
2.75	0.414	2.25	2.17	0.0982	0.0812	0.518	5.9	0.450	6.9	0.95
2.80	0.422	2.20	2.14	0.1022	0.0843	0.549	5.8	0.489	6.7	1.01
2.85	0.430	2.15	2.12	0.1065	0.0874	0.522	5.9	0.452	6.9	0.91
2.90	0.437	2.10	2.09	0.1109	0.0907	0.548	5.5	0.485	8.5	0.95

Table IV b Beryllium  $E_1 = 5.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{A}{A_{\text{eff}}}$
2.95	0.445	2.05	2.07	0.1156	0.0940	0.565	5.6	0.507	6.8	0.97
3.00	0.452	2.00	2.04	0.1205	0.0976	0.558	5.8	0.496	7.4	0.92
3.05	0.460	1.95	2.02	0.1256	0.1013	0.583	5.4	0.527	6.5	0.95
3.10	0.467	1.90	1.99	0.1310	0.1051	0.568	5.5	0.506	6.4	
3.15	0.475	1.85	1.97	0.1367	0.1091	0.580	3.2	0.520	5.2	
3.20	0.482	1.80	1.94	0.1428	0.1133	0.603	3.4	0.550	4.7	
3.25	0.490	1.75	1.92	0.1492	0.1176	0.603	3.3	0.550	4.2	
3.30	0.497	1.70	1.89	0.1559	0.1222	0.615	3.3	0.565	4.1	
3.35	0.505	1.65	1.86	0.1631	0.1270	0.622	3.3	0.575	3.8	
3.40	0.512	1.60	1.84	0.1707	0.1320	0.621	3.2	0.574	4.2	
3.45	0.520	1.55	1.81	0.1788	0.1372	0.639	3.3	0.604	3.6	
3.50	0.527	1.50	1.78	0.1874	0.1427	0.618	3.3	0.577	4.6	
3.55	0.535	1.45	1.75	0.1966	0.1486	0.615	3.3	0.573	5.5	
3.60	0.543	1.40	1.72	0.2065	0.1547	0.662	3.2	0.638	5.3	
3.65	0.550	1.35	1.69	0.2171	0.1611	0.665	3.2	0.644	3.6	
3.70	0.558	1.30	1.66	0.2286	0.1680	0.670	3.2	0.653	4.4	
3.75	0.565	1.25	1.63	0.2409	0.1752	0.695	3.1	0.690	4.0	
3.80	0.573	1.20	1.60	0.2543	0.1828	0.693	3.2	0.692	4.1	
3.85	0.580	1.15	1.57	0.2689	0.1910	0.721	3.1	0.735	3.6	
3.90	0.588	1.10	1.54	0.2847	0.1996	0.709	3.1	0.723	3.5	
3.95	0.595	1.05	1.50	0.3021	0.2088	0.736	3.1	0.763	4.8	
4.00	0.603	1.00	1.47	0.3212	0.2187	0.654	3.2	0.655	4.4	
4.05	0.610	0.95	1.43	0.3424	0.2292	0.704	3.2	0.724	5.8	
4.10	0.618	0.90	1.40	0.3659	0.2405	0.732	3.1	0.763	4.1	
4.15	0.625	0.85	1.36	0.3921	0.2527	0.667	3.2	0.674	3.4	
4.20	0.633	0.80	1.32	0.4216	0.2658	0.738	3.1	0.777	3.7	
4.25	0.641	0.75	1.28	0.4551	0.2800	0.690	3.2	0.721	3.4	
4.30	0.648	0.70	1.24	0.4933	0.2954	0.748	3.0	0.810	3.2	
4.35	0.656	0.65	1.20	0.5374	0.3122	0.677	3.1	0.724	5.1	
4.40	0.663	0.60	1.16	0.5889	0.3305	0.684	3.1	0.738	3.1	
4.45	0.671	0.55	1.11	0.6497	0.3507	0.671	3.1	0.725	4.8	
4.50	0.678	0.50	1.07	0.7227	0.3729	0.737	3.0	0.831	6.3	
4.55	0.686	0.45	1.02	0.8120	0.3976	0.791	2.9	0.940	4.8	
4.60	0.693	0.40	0.97	0.9235	0.4250	0.648	3.1	0.797	11.5	

Tabelle IV b Beryllium		$E_1 = 6.0 \text{ (GeV)} \quad \theta = 9.96^\circ$									
$E_a$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma_r$	$\Delta\sigma_r$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$A_{eff}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{A}{A}$	
0.55	0.099	5.45	3.32	0.0097	0.0090	1.215	3.9				
0.60	0.109	5.40	3.30	0.0107	0.0099	0.972	4.5				
0.65	0.118	5.35	3.29	0.0117	0.0108	0.850	4.6				
0.70	0.127	5.30	3.27	0.0127	0.0117	0.800	4.7				
0.75	0.136	5.25	3.26	0.0138	0.0126	0.604	3.4				
0.80	0.145	5.20	3.24	0.0148	0.0136	0.547	3.5	0.0281	73.8	0.14	
0.85	0.154	5.15	3.22	0.0159	0.0146	0.487	3.5	0.046	75.9	0.23	
0.90	0.163	5.10	3.21	0.0170	0.0156	0.477	3.5	<del>0.108</del>	<del>19.4</del>	<del>0.54</del>	
0.95	0.172	5.05	3.19	0.0181	0.0166	0.470	3.5	0.161	14.0	0.80	
1.00	0.181	5.00	3.18	0.0193	0.0176	0.452	3.6	0.190	20.0	0.95	
1.05	0.190	4.95	3.16	0.0204	0.0187	0.383	2.5	0.143	22.7	0.72	
1.10	0.199	4.90	3.14	0.0216	0.0197	0.361	3.4	0.149	17.9	0.75	
1.15	0.208	4.85	3.13	0.0229	0.0208	0.324	3.5	0.131	16.0	0.66	
1.20	0.217	4.80	3.11	0.0241	0.0219	0.322	3.5	0.152	9.2	0.76	
1.25	0.226	4.75	3.09	0.0254	0.0231	0.313	3.5	0.160	6.9	0.80	
1.30	0.235	4.70	3.08	0.0267	0.0242	0.322	3.5	0.187	6.1	0.93	
1.35	0.244	4.65	3.06	0.0280	0.0254	0.312	3.5	0.188	7.5	0.93	
1.40	0.253	4.60	3.04	0.0293	0.0266	0.310	3.5	0.196	6.1	0.97	
1.45	0.262	4.55	3.03	0.0307	0.0278	0.317	3.4	0.215	7.3	1.06	
1.50	0.271	4.50	3.01	0.0321	0.0291	0.290	2.6	0.189	7.0	0.93	
1.55	0.280	4.45	2.99	0.0336	0.0304	0.294	3.8	0.201	8.7	0.98	
1.60	0.289	4.40	2.97	0.0350	0.0317	0.266	4.0	0.170	11.9	0.82	
1.65	0.298	4.35	2.96	0.0366	0.0330	0.256	4.1	0.163	8.6	0.78	
1.70	0.307	4.30	2.94	0.0381	0.0344	0.251	4.1	0.161	8.3	0.77	
1.75	0.316	4.25	2.92	0.0397	0.0357	0.268	4.0	0.187	9.8	0.89	
1.80	0.326	4.20	2.90	0.0413	0.0372	0.281	3.9	0.207	7.6	0.98	
1.85	0.335	4.15	2.89	0.0430	0.0386	0.287	3.9	0.218	5.3	1.02	
1.90	0.344	4.10	2.87	0.0447	0.0401	0.283	3.9	0.215	6.0	1.00	
1.95	0.353	4.05	2.85	0.0464	0.0416	0.280	4.0	0.214	5.7	0.99	
2.00	0.362	4.00	2.83	0.0482	0.0431	0.279	4.0	0.214	6.3	0.98	
2.05	0.371	3.95	2.81	0.0500	0.0447	0.271	4.0	0.206	5.6	0.93	
2.10	0.380	3.90	2.80	0.0519	0.0463	0.281	4.0	0.220	5.1	0.99	
2.15	0.389	3.85	2.78	0.0538	0.0480	0.272	3.0	0.210	7.7	0.93	
2.20	0.398	3.80	2.76	0.0558	0.0497	0.249	4.5	0.181	6.2	0.80	
2.25	0.407	3.75	2.74	0.0578	0.0514	0.271	4.4	0.212	5.9	0.92	
2.30	0.416	3.70	2.72	0.0599	0.0532	0.252	4.5	0.187	8.0	0.81	
2.35	0.425	3.65	2.70	0.0621	0.0550	0.257	4.5	0.195	9.2	0.83	
2.40	0.434	3.60	2.68	0.0643	0.0568	0.278	4.3	0.223	7.7	0.94	
2.45	0.443	3.55	2.66	0.0665	0.0587	0.237	4.7	0.170	10.6	0.71	
2.50	0.452	3.50	2.65	0.0688	0.0607	0.250	4.6	0.188	12.8	0.77	
2.55	0.461	3.45	2.63	0.0712	0.0627	0.287	4.3	0.238	8.4	0.97	
2.60	0.470	3.40	2.61	0.0737	0.0648	0.281	4.4	0.230	5.5	0.93	
2.65	0.479	3.35	2.59	0.0762	0.0669	0.285	4.3	0.236	6.6	0.94	
2.70	0.488	3.30	2.57	0.0789	0.0690	0.293	4.3	0.248	5.4	0.97	
2.75	0.497	3.25	2.55	0.0815	0.0713	0.282	4.4	0.232	7.7	0.90	
2.80	0.506	3.20	2.53	0.0843	0.0735	0.316	4.2	0.278	6.5	1.06	
2.85	0.515	3.15	2.51	0.0872	0.0759	0.301	4.3	0.258	6.4	0.97	
2.90	0.524	3.10	2.48	0.0902	0.0783	0.331	4.1	0.298	4.9	1.11	

Tabelle IV b Beryllium		$E_1 = 6.0 \text{ (GeV)} \quad \theta = 9.96^\circ$									
$E_a$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma_r$	$\Delta\sigma_r$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$A_{eff}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu b}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{A}{A}$	
2.95	0.534	3.05	2.46	0.0932	0.0808	0.305	4.3	0.264	5.6	0.96	
3.00	0.543	3.00	2.44	0.0964	0.0833	0.323	4.2	0.289	6.0	1.04	
3.05	0.552	2.95	2.42	0.0996	0.0860	0.321	4.2	0.285	5.4	1.01	
3.10	0.561	2.90	2.40	0.1030	0.0887	0.315	4.2	0.277	5.9	0.97	
3.15	0.570	2.85	2.38	0.1065	0.0915	0.308	2.8	0.268	3.6	0.92	
3.20	0.579	2.80	2.36	0.1101	0.0943	0.311	3.6	0.271	6.2	0.92	
3.25	0.588	2.75	2.34	0.1139	0.0973	0.330	3.5	0.297	5.1	0.99	
3.30	0.597	2.70	2.31	0.1178	0.1004	0.325	3.5	0.290	5.4	0.95	
3.35	0.606	2.65	2.29	0.1218	0.1035	0.313	3.6	0.273	5.8	0.88	
3.40	0.615	2.60	2.27	0.1260	0.1068	0.343	3.5	0.314	3.9	1.00	
3.45	0.624	2.55	2.25	0.1304	0.1101	0.312	3.6	0.271	6.7	0.84	
3.50	0.633	2.50	2.22	0.1349	0.1136	0.315	3.6	0.276	5.5	0.84	
3.55	0.642	2.45	2.20	0.1396	0.1172	0.326	3.6	0.291	5.4	0.87	
3.60	0.651	2.40	2.18	0.1446	0.1209	0.331	3.6	0.297	5.2	0.88	
3.65	0.660	2.35	2.15	0.1497	0.1248	0.341	3.5	0.310	4.1	0.90	
3.70	0.669	2.30	2.13	0.1550	0.1288	0.328	3.6	0.292	6.9	0.83	
3.75	0.678	2.25	2.10	0.1606	0.1329	0.375	3.4	0.357	6.9	1.00	
3.80	0.687	2.20	2.08	0.1665	0.1372	0.375	3.4	0.357	4.8	0.98	
3.85	0.696	2.15	2.05	0.1726	0.1417	0.393	3.3	0.381	5.7	1.02	
3.90	0.705	2.10	2.03	0.1790	0.1463	0.411	3.2	0.407	3.8	1.07	
3.95	0.714	2.05	2.00	0.1857	0.1511	0.401	3.3	0.394	4.7	1.02	
4.00	0.723	2.00	1.98	0.1927	0.1561	0.389	3.3	0.378	4.0		
4.05	0.732	1.95	1.95	0.2002	0.1613	0.410	3.3	0.407	6.7		
4.10	0.741	1.90	1.92	0.2080	0.1668	0.445	3.2	0.457	4.0		
4.15	0.751	1.85	1.90	0.2162	0.1725	0.393	3.3	0.386	4.1		
4.20	0.760	1.80	1.87	0.2249	0.1784	0.456	3.1	0.477	4.8		
4.25	0.769	1.75	1.84	0.2341	0.1846	0.428	3.2	0.440	4.6		
4.30	0.778	1.70	1.81	0.2438	0.1910	0.430	3.2	0.450	3.6		
4.35	0.787	1.65	1.79	0.2541	0.1978	0.437	3.2	0.462	3.5		
4.40	0.796	1.60	1.76	0.2650	0.2049	0.440	3.2	0.467	3.4		
4.45	0.805	1.55	1.73	0.2767	0.2124	0.430	3.2	0.456	3.3		
4.50	0.814	1.50	1.70	0.2891	0.2202	0.444	3.2	0.479	3.1		
4.55	0.823	1.45	1.67	0.3024	0.2285	0.433	3.2	0.467	5.5		
4.60	0.832	1.40	1.64	0.3167	0.2372	0.397	3.3	0.421	7.4		

Tabelle IV.b Beryllium  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma_r$	$\Delta\sigma_r$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\frac{\Lambda}{\Lambda_{eff}}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%	$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%	A
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	1.149	3.3	0.032463	0	0.19
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	0.933	3.5	0.025504	4	0.15
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	0.781	3.8	0.037238	6	0.23
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	0.696	3.9	0.089103	4	0.55
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.522	5.0	0.002****	5	0.01
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.470	5.3	0.035143	5.5	0.22
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.420	5.5	0.052	75.9	0.54
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.403	5.5	0.095	38.7	0.62
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.362	5.6	0.096	33.3	0.63
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.355	5.4	0.132	24.9	0.87
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.307	3.7	0.106	28.8	0.70
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.279	4.4	0.100	21.1	0.66
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.272	4.3	0.116	11.7	0.77
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.272	4.3	0.135	12.4	0.90
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.252	4.3	0.126	13.3	0.84
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.248	4.4	0.136	9.1	0.91
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.246	4.4	0.145	10.8	0.97
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.229	4.6	0.132	10.3	0.89
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.233	4.4	0.147	7.9	0.99
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.223	3.1	0.142	7.4	0.95
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.219	4.2	0.142	7.4	0.96
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.217	4.2	0.146	6.7	0.98
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.221	4.2	0.156	10.2	1.04
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.191	4.5	0.120	11.6	0.81
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.200	4.4	0.135	8.7	0.90
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.203	4.3	0.144	7.9	0.96
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.210	4.4	0.156	6.2	1.03
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.202	4.4	0.147	7.2	0.98
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.203	4.4	0.151	7.0	1.00
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.195	4.4	0.143	8.6	0.94
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.188	4.5	0.137	7.4	0.90
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.201	4.4	0.155	6.2	1.02
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.191	3.3	0.144	4.7	0.94
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.200	4.7	0.157	7.3	1.02
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.200	4.7	0.158	6.5	1.02
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.204	4.6	0.165	6.0	1.06
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.201	4.7	0.164	8.3	1.05
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.188	4.9	0.146	7.9	0.93
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.192	4.8	0.153	6.7	0.97
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.192	4.8	0.154	6.2	0.97
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.194	4.7	0.158	5.9	0.98
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.192	4.8	0.157	7.1	0.97
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.201	4.8	0.170	6.6	1.05
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.199	4.7	0.167	7.0	1.02
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.192	4.8	0.159	6.6	0.97
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.193	4.8	0.162	8.6	0.97
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.211	4.7	0.186	5.6	1.11
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.192	4.9	0.161	6.8	0.95

Tabelle IV.b Beryllium  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma_r$	$\Delta\sigma_r$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\frac{\Lambda}{\Lambda_{eff}}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%	$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%	A
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.205	4.8	0.178	6.0	1.05
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.195	4.8	0.166	6.0	0.97
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.202	4.7	0.175	5.7	1.01
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.193	4.8	0.164	6.2	0.94
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.198	3.6	0.171	5.3	0.97
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.201	5.2	0.175	6.0	0.99
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.199	5.4	0.173	8.3	0.96
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.216	5.1	0.196	5.8	1.08
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.197	5.2	0.171	8.8	0.93
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.197	5.2	0.171	7.0	0.92
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.205	5.1	0.181	5.9	0.97
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.196	5.2	0.170	6.0	0.90
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.204	5.2	0.181	8.2	0.95
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.213	5.0	0.193	6.8	1.00
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.214	5.1	0.195	6.4	1.00
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.219	4.9	0.202	6.3	1.02
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.222	5.0	0.206	6.2	1.03
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.212	5.3	0.192	6.6	0.95
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.228	5.0	0.214	6.0	1.05
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.218	5.1	0.201	7.7	0.97
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.211	5.0	0.191	5.9	0.91
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.221	5.0	0.206	6.6	0.97
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.221	5.2	0.206	6.9	0.96
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.232	5.0	0.221	5.9	1.02
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.227	5.1	0.214	7.6	0.97
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.251	4.8	0.248	6.2	1.11
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.241	4.8	0.234	6.3	1.04
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.238	4.8	0.230	5.1	1.01
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.242	4.9	0.236	7.3	1.02
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.259	4.9	0.260	6.0	1.11
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.230	5.0	0.220	7.1	0.93
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.243	5.1	0.238	6.3	0.99
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.241	4.9	0.236	5.6	0.97
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.237	4.8	0.231	5.8	0.94

Tabelle IV b Beryllium II $E_1 = 7.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$										
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	A
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%	$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
						GeV sr		GeV sr		A
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	1.290	3.9			
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	1.033	4.3			
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	0.950	4.3	0.032306	4	0.20
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	0.802	4.7	0.047260	0	0.29
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.609	3.4			
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.564	3.4	0.035134	2	0.22
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.499	3.5	0.054	79.9	0.35
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.462	3.6	0.089	42.2	0.58
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.416	3.8	0.096	42.5	0.63
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.361	4.0	0.080	35.5	0.53
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.360	3.0	0.124	13.1	0.82
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.339	4.5	0.134	24.0	0.89
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.293	4.8	0.102	27.7	0.68
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.283	4.9	0.115	14.0	0.77
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.284	4.8	0.137	11.1	0.91
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.276	4.7	0.145	9.1	0.97
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.283	4.6	0.170	7.8	1.14
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.276	4.6	0.172	8.1	1.15
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.279	4.5	0.187	12.3	1.25
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.235	5.0	0.136	15.6	0.91
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.241	8.2	0.152	14.1	1.02
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.228	8.9	0.141	15.8	0.94
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.233	8.7	0.155	13.9	1.04
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.223	8.7	0.145	16.5	0.97
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.215	9.0	0.139	15.5	0.93
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.232	8.4	0.167	12.1	1.11
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.218	9.0	0.151	16.4	1.01
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.211	8.9	0.146	14.8	0.96
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.206	8.6	0.142	13.6	0.94
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.205	9.1	0.143	13.5	0.94
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.204	9.5	0.144	14.6	0.95
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.198	9.3	0.138	13.8	0.91
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.201	5.0	0.145	8.6	0.95
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.208	4.2	0.157	7.3	1.02
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.212	4.2	0.165	6.2	1.07
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.203	4.3	0.154	6.1	0.99
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.209	4.2	0.165	6.6	1.05
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.195	4.4	0.146	7.6	0.93
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.199	4.4	0.154	5.9	0.97
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.194	4.5	0.148	5.9	0.93
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.199	4.4	0.157	5.6	0.98
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.194	4.4	0.150	5.8	0.93
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.201	4.3	0.161	7.1	0.99
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.205	4.3	0.169	5.3	1.03
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.201	4.3	0.164	5.9	1.00
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.209	4.2	0.176	5.5	1.06
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.198	4.5	0.162	7.6	0.97
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.195	4.3	0.158	5.7	0.94

Tabelle IV b Beryllium II $E_1 = 7.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$										
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	A
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%	$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
						GeV sr		GeV sr		A
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.201	4.3	0.166	5.8	0.98
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.200	4.4	0.166	5.3	0.97
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.200	4.3	0.167	5.3	0.97
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.199	4.4	0.166	5.3	0.95
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.201	3.3	0.169	5.8	0.96
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.211	4.9	0.185	5.7	1.04
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.200	4.9	0.169	7.0	0.94
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.203	5.3	0.174	6.4	0.96
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.198	5.0	0.167	6.2	0.91
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.205	4.9	0.177	6.8	0.96
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.206	4.9	0.179	6.1	0.96
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.208	4.9	0.183	6.4	0.97
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.200	5.1	0.171	6.0	0.89
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.209	4.8	0.184	7.5	0.95
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.215	4.9	0.194	5.7	0.99
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.207	5.1	0.182	7.6	0.92
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.202	5.0	0.174	8.0	0.87
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.223	4.7	0.206	8.3	1.02
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.229	4.7	0.215	5.1	1.05
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.224	4.7	0.208	6.9	1.01
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.243	4.4	0.237	4.6	1.13
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.223	4.8	0.207	5.5	0.98
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.246	4.8	0.241	6.5	1.13
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.239	4.7	0.231	7.5	1.06
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.222	4.8	0.206	5.7	0.94
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.234	4.8	0.225	6.0	1.01
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.230	4.7	0.219	6.8	0.97
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.250	4.8	0.249	5.8	1.09
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.239	4.6	0.233	5.5	1.01
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.243	4.7	0.239	5.4	1.02
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.246	4.7	0.244	5.2	1.03
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.247	4.7	0.247	7.7	1.03
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.216	4.9	0.202	7.3	0.83
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.230	4.8	0.223	8.1	0.91

Tabelle IV.b Beryllium III  $E_1 = 5.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$r$	$r$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	A	eff
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%				A
0.55	0.083	4.45	3.02	0.0099	0.0090	2.005	2.8						
0.60	0.090	4.40	3.01	0.0110	0.0099	1.698	3.0						
0.65	0.098	4.35	2.99	0.0120	0.0108	1.494	3.2						
0.70	0.105	4.30	2.97	0.0131	0.0118	1.342	3.3						
0.75	0.113	4.25	2.96	0.0142	0.0128	1.013	4.1						
0.80	0.121	4.20	2.94	0.0153	0.0138	0.973	4.3						
0.85	0.128	4.15	2.92	0.0164	0.0148	0.883	4.4	0.054148	7	0.19			
0.90	0.136	4.10	2.90	0.0176	0.0158	0.811	4.5	0.114	57.5	0.41			
0.95	0.143	4.05	2.89	0.0188	0.0169	0.766	4.9	0.180	33.8	0.64			
1.00	0.151	4.00	2.87	0.0201	0.0180	0.719	5.1	0.221	32.3	0.78			
1.05	0.158	3.95	2.85	0.0213	0.0191	0.627	3.2	0.176	29.9	0.62			
1.10	0.166	3.90	2.83	0.0227	0.0202	0.588	3.5	0.191	20.3	0.67			
1.15	0.173	3.85	2.82	0.0240	0.0214	0.553	3.6	0.198	16.7	0.69			
1.20	0.181	3.80	2.80	0.0254	0.0226	0.535	3.6	0.220	9.7	0.77			
1.25	0.188	3.75	2.78	0.0268	0.0238	0.545	3.4	0.272	8.1	0.94			
1.30	0.196	3.70	2.76	0.0282	0.0250	0.522	3.6	0.271	11.3	0.93			
1.35	0.203	3.65	2.74	0.0297	0.0263	0.498	3.7	0.263	9.3	0.90			
1.40	0.211	3.60	2.72	0.0312	0.0276	0.498	3.7	0.284	7.3	0.96			
1.45	0.219	3.55	2.71	0.0328	0.0290	0.507	3.7	0.315	8.6	1.05			
1.50	0.226	3.50	2.69	0.0344	0.0304	0.465	2.8	0.268	7.3	0.88			
1.55	0.234	3.45	2.67	0.0361	0.0318	0.482	4.0	0.305	6.8	0.99			
1.60	0.241	3.40	2.65	0.0378	0.0332	0.459	4.0	0.282	8.3	0.91			
1.65	0.249	3.35	2.63	0.0396	0.0347	0.461	4.0	0.293	7.8	0.93			
1.70	0.256	3.30	2.61	0.0414	0.0362	0.440	4.1	0.270	7.0	0.84			
1.75	0.264	3.25	2.59	0.0432	0.0378	0.465	4.0	0.312	7.3	0.96			
1.80	0.271	3.20	2.57	0.0452	0.0394	0.457	4.1	0.305	6.5	0.93			
1.85	0.279	3.15	2.55	0.0472	0.0411	0.469	3.9	0.328	6.9	0.98			
1.90	0.286	3.10	2.53	0.0492	0.0428	0.473	4.0	0.337	5.7	0.99			
1.95	0.294	3.05	2.51	0.0513	0.0445	0.471	4.1	0.337	6.2	0.98			
2.00	0.301	3.00	2.49	0.0535	0.0463	0.480	4.0	0.353	6.2	1.01			
2.05	0.309	2.95	2.47	0.0558	0.0482	0.481	4.0	0.357	5.7	1.00			
2.10	0.316	2.90	2.45	0.0582	0.0501	0.484	4.0	0.363	6.6	1.00			
2.15	0.324	2.85	2.43	0.0606	0.0520	0.463	3.5	0.333	4.9	0.90			
2.20	0.332	2.80	2.41	0.0631	0.0540	0.483	5.5	0.364	9.9	0.97			
2.25	0.339	2.75	2.39	0.0657	0.0561	0.500	5.4	0.391	8.2	1.02			
2.30	0.347	2.70	2.37	0.0684	0.0583	0.503	5.6	0.396	7.3	1.01			
2.35	0.354	2.65	2.34	0.0712	0.0605	0.504	5.2	0.399	7.7	1.00			
2.40	0.362	2.60	2.32	0.0741	0.0628	0.486	5.5	0.372	7.9	0.91			
2.45	0.369	2.55	2.30	0.0772	0.0652	0.494	5.4	0.384	7.6	0.93			
2.50	0.377	2.50	2.28	0.0803	0.0676	0.498	5.4	0.389	9.8	0.92			
2.55	0.384	2.45	2.26	0.0836	0.0702	0.540	5.5	0.453	9.0	1.05			
2.60	0.392	2.40	2.23	0.0870	0.0728	0.541	5.5	0.453	8.3	1.02			
2.65	0.399	2.35	2.21	0.0906	0.0755	0.572	5.3	0.501	6.4	1.11			
2.70	0.407	2.30	2.19	0.0943	0.0783	0.548	5.4	0.463	7.2	1.00			
2.75	0.414	2.25	2.17	0.0982	0.0812	0.556	5.6	0.474	6.6	1.00			
2.80	0.422	2.20	2.14	0.1022	0.0843	0.549	5.4	0.462	9.2	0.95			
2.85	0.430	2.15	2.12	0.1065	0.0874	0.607	5.1	0.550	7.7	1.10			
2.90	0.437	2.10	2.09	0.1109	0.0907	0.595	5.2	0.531	6.8	1.04			

Tabelle IV.b Beryllium III  $E_1 = 5.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$r$	$r$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	A	eff
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%				A
2.95	0.445	2.05	2.07	0.1156	0.0940	0.587	5.4	0.517	6.2	0.99			
3.00	0.452	2.00	2.04	0.1205	0.0976	0.593	5.1	0.525	7.1	0.98			
3.05	0.460	1.95	2.02	0.1256	0.1013	0.616	5.2	0.559	6.7	1.01			
3.10	0.467	1.90	1.99	0.1310	0.1051	0.615	5.2	0.556	7.0				
3.15	0.475	1.85	1.97	0.1367	0.1091	0.587	3.4	0.512	4.5				
3.20	0.482	1.80	1.94	0.1428	0.1133	0.603	4.2	0.536	5.3				
3.25	0.490	1.75	1.92	0.1492	0.1176	0.599	4.3	0.530	4.9				
3.30	0.497	1.70	1.89	0.1559	0.1222	0.601	4.4	0.533	6.1				
3.35	0.505	1.65	1.86	0.1631	0.1270	0.623	4.4	0.568	6.6				
3.40	0.512	1.60	1.84	0.1707	0.1320	0.641	4.1	0.599	5.3				
3.45	0.520	1.55	1.81	0.1788	0.1372	0.644	4.4	0.612	5.1				
3.50	0.527	1.50	1.78	0.1874	0.1427	0.628	4.4	0.588	4.8				
3.55	0.535	1.45	1.75	0.1966	0.1486	0.641	4.4	0.609	5.8				
3.60	0.543	1.40	1.72	0.2065	0.1547	0.656	4.4	0.636	6.3				
3.65	0.550	1.35	1.69	0.2171	0.1611	0.686	4.3	0.686	4.4				
3.70	0.558	1.30	1.66	0.2286	0.1680	0.659	4.3	0.648	5.5				
3.75	0.565	1.25	1.63	0.2409	0.1752	0.716	4.1	0.743	5.3				
3.80	0.573	1.20	1.60	0.2543	0.1828	0.700	4.3	0.726	4.2				
3.85	0.580	1.15	1.57	0.2689	0.1910	0.718	4.1	0.761	3.9				
3.90	0.588	1.10	1.54	0.2847	0.1996	0.702	4.2	0.743	4.3				
3.95	0.595	1.05	1.50	0.3021	0.2088	0.709	4.4	0.761	4.6				
4.00	0.603	1.00	1.47	0.3212	0.2187	0.686	4.2	0.730	4.4				
4.05	0.610	0.95	1.43	0.3424	0.2292	0.696	4.2	0.747	4.2				
4.10	0.618	0.90	1.40	0.3659	0.2405	0.694	4.4	0.746	4.7				
4.15	0.625	0.85	1.36	0.3921	0.2527	0.713	4.3	0.778	5.6				
4.20	0.633	0.80	1.32	0.4216	0.2658	0.748	4.3	0.842	4.2				
4.25	0.641	0.75	1.28	0.4551	0.2800	0.727	4.3	0.822	4.2				
4.30	0.648	0.70	1.24	0.4933	0.2954	0.734	4.2	0.852	5.3				
4.35	0.656	0.65	1.20	0.5374	0.3122	0.669	4.5	0.764	6.3				
4.40	0.663	0.60	1.16	0.5889	0.3305	0.664	4.4	0.765	3.9				
4.45	0.671	0.55	1.11	0.6497	0.3507	0.664	4.6	0.772	5.8				
4.50	0.678	0.50	1.07	0.7227	0.3729	0.720	4.3	0.886	4.6				
4.55	0.686	0.45	1.02	0.8120	0.3976	0.702	4.3	0.912	6.1				
4.60	0.693	0.40	0.97	0.9235	0.4250	0.617	4.7	0.852	8.4				

Table IV b Beryllium III  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\Lambda$	$\frac{eff}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%	$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%		
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	1.647	2.9				
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	1.291	3.2				
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	1.019	3.4				
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	0.905	3.6				
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.692	3.5				
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.634	3.5				
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.558	3.7				
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.530	3.6	0.056	66.1	0.36	
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.487	3.7	0.088	43.1	0.58	
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.451	3.8	0.115	39.4	0.76	
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.376	2.7	0.068	47.2	0.45	
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.363	3.3	0.100	22.2	0.66	
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.335	3.4	0.100	22.5	0.67	
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.319	3.4	0.111	16.7	0.74	
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.304	3.5	0.119	14.9	0.79	
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.290	3.5	0.122	13.7	0.82	
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.278	3.6	0.125	8.7	0.84	
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.267	3.5	0.154	7.1	1.04	
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.275	3.5	0.150	13.2	1.01	
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.247	2.6	0.121	7.7	0.81	
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.263	3.4	0.156	6.0	1.04	
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.245	3.4	0.138	9.9	0.92	
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.242	3.5	0.141	8.5	0.95	
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.231	3.6	0.131	8.4	0.88	
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.231	3.6	0.138	6.7	0.92	
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.227	3.6	0.137	7.5	0.91	
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.240	3.6	0.161	5.4	1.07	
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.227	3.6	0.147	8.3	0.98	
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.224	3.7	0.146	8.2	0.96	
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.212	3.8	0.133	8.0	0.87	
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.213	3.8	0.138	7.5	0.90	
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.203	3.8	0.126	7.3	0.82	
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.207	2.5	0.135	6.7	0.88	
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.218	3.3	0.155	5.6	1.01	
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.213	3.3	0.151	4.9	0.97	
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.220	3.3	0.163	5.3	1.05	
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.207	3.3	0.147	6.9	0.94	
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.207	3.3	0.149	4.8	0.95	
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.206	3.4	0.150	6.3	0.95	
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.197	3.5	0.138	6.1	0.86	
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.213	3.2	0.164	5.4	1.02	
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.205	3.3	0.154	4.5	0.95	
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.212	3.3	0.166	5.1	1.02	
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.211	3.3	0.166	5.6	1.02	
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.203	3.4	0.156	6.3	0.95	
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.199	3.4	0.151	5.4	0.91	
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.209	3.4	0.168	5.1	1.00	
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.205	3.3	0.163	4.3	0.96	

Table IV b Beryllium III  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\Lambda$	$\frac{eff}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%	$\frac{\mu b}{GeV \cdot sr}$	%		
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.210	3.3	0.171	4.4	1.00	
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.203	3.4	0.162	4.6	0.94	
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.207	3.4	0.169	4.5	0.98	
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.206	3.4	0.167	4.6	0.96	
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.205	2.6	0.167	4.8	0.95	
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.216	3.9	0.186	6.6	1.04	
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.220	3.8	0.194	4.8	1.08	
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.220	3.9	0.193	5.8	1.07	
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.210	3.8	0.179	5.5	0.98	
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.212	3.8	0.183	4.7	0.99	
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.209	3.9	0.178	5.7	0.95	
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.205	3.8	0.172	5.3	0.91	
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.214	3.8	0.187	4.4	0.98	
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.204	4.0	0.172	5.1	0.89	
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.216	3.9	0.192	5.2	0.98	
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.211	3.9	0.184	5.0	0.93	
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.220	3.8	0.199	5.7	1.00	
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.224	3.8	0.205	5.3	1.01	
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.229	3.7	0.214	4.9	1.05	
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.231	3.7	0.218	4.5	1.05	
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.234	3.8	0.222	4.0	1.06	
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.232	3.7	0.220	4.2	1.04	
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.236	3.7	0.228	4.6	1.06	
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.225	3.8	0.209	5.1	0.96	
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.244	3.5	0.241	5.1	1.10	
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.239	3.7	0.234	5.2	1.05	
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.231	3.8	0.222	4.0	0.98	
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.240	3.7	0.235	5.4	1.03	
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.247	3.6	0.248	3.8	1.08	
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.237	3.7	0.232	4.2	0.99	
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.243	3.6	0.243	4.2	1.03	
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.243	3.6	0.243	5.4	1.02	
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.225	3.7	0.215	7.4	0.89	
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.212	3.9	0.195	7.5	0.80	

Tabelle IV.b Aluminium $E_1 = 3.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$										
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	A
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{r}{\mu b}$	$\frac{r}{\%}$	$\frac{r}{\mu b}$	$\frac{r}{\%}$	$\frac{eff}{A}$
						GeV sr	GeV sr	GeV sr	GeV sr	A
0.60	0.054	2.40	2.31	0.0120	0.0101	3.437	4.7			
0.65	0.059	2.35	2.29	0.0133	0.0111	2.999	4.9			
0.70	0.063	2.30	2.27	0.0147	0.0122	2.298	5.6			
0.75	0.068	2.25	2.24	0.0161	0.0133	1.991	5.8			
0.80	0.072	2.20	2.22	0.0175	0.0144	1.816	5.9			
0.85	0.077	2.15	2.20	0.0191	0.0156	1.720	4.0			
0.90	0.081	2.10	2.18	0.0207	0.0169	1.701	5.2			
0.95	0.086	2.05	2.15	0.0223	0.0182	1.574	5.4	0.137	100.8	0.17
1.00	0.090	2.00	2.13	0.0241	0.0195	1.488	5.5	<u>0.303</u>	<u>33.2</u>	<u>0.37</u>
1.05	0.095	1.95	2.11	0.0259	0.0209	1.498	5.5	0.524	21.2	0.62
1.10	0.099	1.90	2.08	0.0279	0.0224	1.372	5.7	0.532	21.0	0.61
1.15	0.104	1.85	2.06	0.0300	0.0239	1.363	5.8	0.644	12.5	0.72
1.20	0.109	1.80	2.04	0.0321	0.0255	1.376	5.3	0.753	13.1	0.81
1.25	0.113	1.75	2.01	0.0344	0.0271	1.464	8.0	0.932	16.6	0.96
1.30	0.118	1.70	1.99	0.0369	0.0289	1.526	8.1	1.059	14.4	
1.35	0.122	1.65	1.96	0.0394	0.0307	1.578	7.8	1.158	14.4	
1.40	0.127	1.60	1.94	0.0422	0.0326	1.701	8.0	1.334	10.5	
1.45	0.131	1.55	1.91	0.0451	0.0346	1.557	6.5	1.167	10.8	
1.50	0.136	1.50	1.89	0.0482	0.0367	1.603	6.4	1.230	10.4	
1.55	0.140	1.45	1.86	0.0515	0.0389	1.660	6.3	1.297	10.1	
1.60	0.145	1.40	1.83	0.0551	0.0412	1.708	6.2	1.349	9.4	
1.65	0.149	1.35	1.81	0.0589	0.0437	1.743	6.2	1.376	9.1	
1.70	0.154	1.30	1.78	0.0630	0.0463	1.775	9.4	1.400	15.6	
1.75	0.158	1.25	1.75	0.0675	0.0491	1.946	9.3	1.594	16.6	
1.80	0.163	1.20	1.72	0.0723	0.0520	2.107	8.3	1.775	13.6	
1.85	0.167	1.15	1.69	0.0775	0.0551	2.213	8.5	1.884	10.3	
1.90	0.172	1.10	1.67	0.0832	0.0583	2.089	5.3	1.704	10.0	
1.95	0.176	1.05	1.64	0.0895	0.0619	2.451	4.4	2.139	10.0	
2.00	0.181	1.00	1.60	0.0964	0.0656	2.512	4.5	2.193	8.4	
2.05	0.185	0.95	1.57	0.1040	0.0696	2.738	4.4	2.457	9.2	
2.10	0.190	0.90	1.54	0.1124	0.0739	2.931	4.2	2.681	6.4	
2.15	0.194	0.85	1.51	0.1219	0.0785	2.931	4.4	2.656	5.1	
2.20	0.199	0.80	1.48	0.1325	0.0835	2.898	4.3	2.584	5.2	
2.25	0.203	0.75	1.44	0.1446	0.0889	2.977	4.2	2.644	9.9	
2.30	0.208	0.70	1.41	0.1583	0.0948	3.443	4.0	3.182	10.5	
2.35	0.213	0.65	1.37	0.1742	0.1012	3.771	3.8	3.538	9.1	
2.40	0.217	0.60	1.34	0.1927	0.1082	4.156	3.6	3.990	10.7	
2.45	0.222	0.55	1.30	0.2146	0.1158	4.876	3.4	4.923	8.1	
2.50	0.226	0.50	1.26	0.2409	0.1243	5.084	3.4	5.257	7.1	
2.55	0.231	0.45	1.22	0.2731	0.1337	5.686	3.2	6.120	3.0	
2.60	0.235	0.40	1.18	0.3132	0.1442	5.080	3.4	5.352	5.6	
2.65	0.240	0.35	1.14	0.3648	0.1559	5.187	3.4	5.330	5.3	
2.70	0.244	0.30	1.10	0.4337	0.1692	5.504	3.4	5.516	12.5	
2.75	0.249	0.25	1.05	0.5300	0.1843	7.189	3.0	7.754	14.9	
2.80	0.253	0.20	1.00	0.6745	0.2016	9.258	2.6	10.927	6.8	
2.85	0.258	0.15	0.95	0.9154	0.2218	9.194	2.6	11.491	10.3	
2.90	0.262	0.10	0.90	1.3971	0.2455	5.453	2.9	7.088	28.7	

Tabelle IV.b Aluminium $E_1 = 5.0$ (GeV) $\theta = 9.96^\circ$										
$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	A
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{r}{\mu b}$	$\frac{r}{\%}$	$\frac{r}{\mu b}$	$\frac{r}{\%}$	$\frac{eff}{A}$
						GeV sr	GeV sr	GeV sr	GeV sr	A
0.55	0.083	4.45	3.02	0.0099	0.0090	3.426	3.9			
0.60	0.090	4.40	3.01	0.0110	0.0099	2.746	4.4			
0.65	0.098	4.35	2.99	0.0120	0.0108	2.285	4.6			
0.70	0.105	4.30	2.97	0.0131	0.0118	1.587	4.9			
0.75	0.113	4.25	2.96	0.0142	0.0128	1.309	5.5			
0.80	0.121	4.20	2.94	0.0153	0.0138	1.149	5.8			
0.85	0.128	4.15	2.92	0.0164	0.0148	1.056	6.4			
0.90	0.136	4.10	2.90	0.0176	0.0158	0.989	6.1	0.050	208.9	0.18
0.95	0.143	4.05	2.89	0.0188	0.0169	0.877	6.5	0.114	110.6	0.40
1.00	0.151	4.00	2.87	0.0201	0.0180	0.715	4.7	0.074	127.7	0.26
1.05	0.158	3.95	2.85	0.0213	0.0191	0.636	6.5	0.100	73.3	0.35
1.10	0.166	3.90	2.83	0.0227	0.0202	0.586	6.6	<u>0.136</u>	<u>45.1</u>	<u>0.48</u>
1.15	0.173	3.85	2.82	0.0240	0.0214	0.544	6.8	0.162	32.3	0.57
1.20	0.181	3.80	2.80	0.0254	0.0226	0.524	6.8	0.197	22.8	0.69
1.25	0.188	3.75	2.78	0.0268	0.0238	0.508	7.1	0.225	21.3	0.78
1.30	0.196	3.70	2.76	0.0282	0.0250	0.476	7.2	0.223	19.5	0.76
1.35	0.203	3.65	2.74	0.0297	0.0263	0.473	7.6	0.248	14.7	0.85
1.40	0.211	3.60	2.72	0.0312	0.0276	0.474	7.3	0.274	15.1	0.92
1.45	0.219	3.55	2.71	0.0328	0.0290	0.446	6.6	0.258	13.4	0.86
1.50	0.226	3.50	2.69	0.0344	0.0304	0.453	10.9	0.283	17.6	0.93
1.55	0.234	3.45	2.67	0.0361	0.0318	0.445	10.0	0.285	16.9	0.93
1.60	0.241	3.40	2.65	0.0378	0.0332	0.468	9.7	0.326	14.6	1.05
1.65	0.249	3.35	2.63	0.0396	0.0347	0.436	10.7	0.294	19.1	0.93
1.70	0.256	3.30	2.61	0.0414	0.0362	0.430	11.7	0.295	21.2	0.92
1.75	0.264	3.25	2.59	0.0432	0.0378	0.484	10.9	0.369	16.4	1.14
1.80	0.271	3.20	2.57	0.0452	0.0394	0.461	11.3	0.345	17.5	1.05
1.85	0.279	3.15	2.55	0.0472	0.0411	0.451	10.8	0.338	15.8	1.01
1.90	0.286	3.10	2.53	0.0492	0.0428	0.441	11.1	0.329	15.9	0.97
1.95	0.294	3.05	2.51	0.0513	0.0445	0.465	11.4	0.364	14.7	1.05
2.00	0.301	3.00	2.49	0.0535	0.0463	0.439	10.9	0.333	15.1	0.95
2.05	0.309	2.95	2.47	0.0558	0.0482	0.456	11.0	0.357	14.1	1.00
2.10	0.316	2.90	2.45	0.0582	0.0501	0.439	6.6	0.338	9.0	0.93
2.15	0.324	2.85	2.43	0.0606	0.0520	0.450	6.3	0.354	8.9	0.96
2.20	0.332	2.80	2.41	0.0631	0.0540	0.452	6.1	0.358	9.5	0.95
2.25	0.339	2.75	2.39	0.0657	0.0561	0.475	6.0	0.390	7.7	1.01
2.30	0.347	2.70	2.37	0.0684	0.0583	0.446	6.3	0.352	8.6	0.90
2.35	0.354	2.65	2.34	0.0712	0.0605	0.484	5.9	0.402	7.5	1.01
2.40	0.362	2.60	2.32	0.0741	0.0628	0.441	6.4	0.346	9.0	0.85
2.45	0.369	2.55	2.30	0.0772	0.0652	0.472	5.9	0.387	11.0	0.93
2.50	0.377	2.50	2.28	0.0803	0.0676	0.500	5.8	0.425	8.7	1.00
2.55	0.384	2.45	2.26	0.0836	0.0702	0.504	5.7	0.429	7.5	0.99
2.60	0.392	2.40	2.23	0.0870	0.0728	0.513	5.8	0.440	10.3	0.99
2.65	0.399	2.35	2.21	0.0906	0.0755	0.567	5.4	0.511	6.4	1.12
2.70	0.407	2.30	2.19	0.0943	0.0783	0.521	5.8	0.450	9.6	0.97
2.75	0.414	2.25	2.17	0.0982	0.0812	0.514	5.8	0.439	9.6	0.92
2.80	0.422	2.20	2.14	0.1022	0.0843	0.571	5.5	0.514	6.3	1.05
2.85	0.430	2.15	2.12	0.1065	0.0874	0.517	5.9	0.441	8.4	0.88
2.90	0.437	2.10	2.09	0.1109	0.0907	0.598	5.3	0.547	8.7	1.07

Tabelle IV.b Aluminium  $E_1 = 5.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
2.95	0.445	2.05	2.07	0.1156	0.0940	0.581	5.6	0.523	7.4	0.99
3.00	0.452	2.00	2.04	0.1205	0.0976	0.623	5.2	0.578	7.5	1.07
3.05	0.460	1.95	2.02	0.1256	0.1013	0.624	5.3	0.578	5.9	1.04
3.10	0.467	1.90	1.99	0.1310	0.1051	0.618	3.5	0.569	4.9	
3.15	0.475	1.85	1.97	0.1367	0.1091	0.599	4.2	0.543	4.9	
3.20	0.482	1.80	1.94	0.1428	0.1133	0.611	4.1	0.557	7.2	
3.25	0.490	1.75	1.92	0.1492	0.1176	0.659	3.9	0.621	6.3	
3.30	0.497	1.70	1.89	0.1559	0.1222	0.665	3.9	0.629	4.3	
3.35	0.505	1.65	1.86	0.1631	0.1270	0.655	3.9	0.617	5.3	
3.40	0.512	1.60	1.84	0.1707	0.1320	0.638	4.0	0.594	5.6	
3.45	0.520	1.55	1.81	0.1788	0.1372	0.687	3.9	0.665	6.8	
3.50	0.527	1.50	1.78	0.1874	0.1427	0.713	3.8	0.700	4.8	
3.55	0.535	1.45	1.75	0.1966	0.1486	0.710	3.9	0.697	4.5	
3.60	0.543	1.40	1.72	0.2065	0.1547	0.728	3.7	0.721	5.0	
3.65	0.550	1.35	1.69	0.2171	0.1611	0.747	3.8	0.750	4.3	
3.70	0.558	1.30	1.66	0.2286	0.1680	0.743	3.8	0.746	4.0	
3.75	0.565	1.25	1.63	0.2409	0.1752	0.754	3.7	0.765	4.3	
3.80	0.573	1.20	1.60	0.2543	0.1828	0.723	3.9	0.728	4.8	
3.85	0.580	1.15	1.57	0.2689	0.1910	0.725	3.8	0.735	4.7	
3.90	0.588	1.10	1.54	0.2847	0.1996	0.752	3.7	0.774	4.9	
3.95	0.595	1.05	1.50	0.3021	0.2088	0.764	3.8	0.793	4.0	
4.00	0.603	1.00	1.47	0.3212	0.2187	0.741	3.8	0.765	4.5	
4.05	0.610	0.95	1.43	0.3424	0.2292	0.789	3.7	0.833	4.2	
4.10	0.618	0.90	1.40	0.3659	0.2405	0.719	3.9	0.740	4.3	
4.15	0.625	0.85	1.36	0.3921	0.2527	0.804	3.7	0.858	5.2	
4.20	0.633	0.80	1.32	0.4216	0.2658	0.781	3.7	0.832	5.4	
4.25	0.641	0.75	1.28	0.4551	0.2800	0.740	3.8	0.781	6.7	
4.30	0.648	0.70	1.24	0.4933	0.2954	0.685	4.0	0.712	4.1	
4.35	0.656	0.65	1.20	0.5374	0.3122	0.748	3.8	0.802	5.2	
4.40	0.663	0.60	1.16	0.5889	0.3305	0.739	3.8	0.797	5.4	
4.45	0.671	0.55	1.11	0.6497	0.3507	0.806	3.6	0.901	4.0	
4.50	0.678	0.50	1.07	0.7227	0.3729	0.769	3.6	0.875	6.8	
4.55	0.686	0.45	1.02	0.8120	0.3976	0.678	3.7	0.785	27.7	
4.60	0.693	0.40	0.97	0.9235	0.4250	0.0	0.0			

Tabelle IV.b Aluminium  $E_1 = 6.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_d$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$
0.55	0.099	5.45	3.32	0.0097	0.0090	2.959	9.0			
0.60	0.109	5.40	3.30	0.0107	0.0099	2.163	10.5			
0.65	0.118	5.35	3.29	0.0117	0.0108	1.785	12.9			
0.70	0.127	5.30	3.27	0.0127	0.0117	1.534	13.3			
0.75	0.136	5.25	3.26	0.0138	0.0126	1.045	3.9			
0.80	0.145	5.20	3.24	0.0148	0.0136	0.908	3.9			
0.85	0.154	5.15	3.22	0.0159	0.0146	0.786	4.1			
0.90	0.163	5.10	3.21	0.0170	0.0156	0.708	4.2			
0.95	0.172	5.05	3.19	0.0181	0.0166	0.636	4.3			
1.00	0.181	5.00	3.18	0.0193	0.0176	0.605	4.3	0.085	72.1	0.42
1.05	0.190	4.95	3.16	0.0204	0.0187	0.496	3.0	0.052	106.3	0.26
1.10	0.199	4.90	3.14	0.0216	0.0197	0.443	3.9	0.068	58.4	0.34
1.15	0.208	4.85	3.13	0.0229	0.0208	0.405	4.0	0.084	51.9	0.42
1.20	0.217	4.80	3.11	0.0241	0.0219	0.333	4.4	0.046	61.6	0.23
1.25	0.226	4.75	3.09	0.0254	0.0231	0.350	4.2	0.108	21.0	0.54
1.30	0.235	4.70	3.08	0.0267	0.0242	0.365	4.1	0.159	11.9	0.79
1.35	0.244	4.65	3.06	0.0280	0.0254	0.335	4.3	0.147	15.2	0.73
1.40	0.253	4.60	3.04	0.0293	0.0266	0.333	4.2	0.166	9.6	0.82
1.45	0.262	4.55	3.03	0.0307	0.0278	0.327	4.2	0.176	8.7	0.86
1.50	0.271	4.50	3.01	0.0321	0.0291	0.327	2.9	0.190	7.3	0.93
1.55	0.280	4.45	2.99	0.0336	0.0304	0.311	4.3	0.181	9.5	0.88
1.60	0.289	4.40	2.97	0.0350	0.0317	0.311	4.2	0.192	10.7	0.93
1.65	0.298	4.35	2.96	0.0366	0.0330	0.281	4.5	0.166	12.2	0.78
1.70	0.307	4.30	2.94	0.0381	0.0344	0.282	4.5	0.171	8.9	0.82
1.75	0.316	4.25	2.92	0.0397	0.0357	0.271	4.6	0.163	8.5	0.77
1.80	0.326	4.20	2.90	0.0413	0.0372	0.288	4.5	0.191	10.8	0.90
1.85	0.335	4.15	2.89	0.0430	0.0386	0.302	4.3	0.215	7.4	1.01
1.90	0.344	4.10	2.87	0.0447	0.0401	0.277	4.6	0.186	7.9	0.86
1.95	0.353	4.05	2.85	0.0464	0.0416	0.294	4.4	0.213	8.8	0.98
2.00	0.362	4.00	2.83	0.0482	0.0431	0.299	4.4	0.224	7.0	1.02
2.05	0.371	3.95	2.81	0.0500	0.0447	0.284	4.5	0.208	6.8	0.94
2.10	0.380	3.90	2.80	0.0519	0.0463	0.294	4.4	0.224	6.1	1.00
2.15	0.389	3.85	2.78	0.0538	0.0480	0.287	4.7	0.218	6.6	0.97
2.20	0.398	3.80	2.76	0.0558	0.0497	0.290	7.8	0.224	11.5	0.98
2.25	0.407	3.75	2.74	0.0578	0.0514	0.275	8.7	0.207	14.6	0.90
2.30	0.416	3.70	2.72	0.0599	0.0532	0.265	8.5	0.195	11.9	0.84
2.35	0.425	3.65	2.70	0.0621	0.0550	0.273	8.4	0.207	11.3	0.88
2.40	0.434	3.60	2.68	0.0643	0.0568	0.262	8.7	0.195	12.6	0.82
2.45	0.443	3.55	2.66	0.0665	0.0587	0.265	8.6	0.200	12.6	0.83
2.50	0.452	3.50	2.65	0.0688	0.0607	0.271	8.7	0.210	14.2	0.87
2.55	0.461	3.45	2.63	0.0712	0.0627	0.291	8.3	0.237	10.3	0.96
2.60	0.470	3.40	2.61	0.0737	0.0648	0.273	8.7	0.215	13.4	0.86
2.65	0.479	3.35	2.59	0.0762	0.0669	0.270	8.6	0.212	13.9	0.84
2.70	0.488	3.30	2.57	0.0789	0.0690	0.298	8.1	0.250	12.3	0.98
2.75	0.497	3.25	2.55	0.0815	0.0713	0.297	8.2	0.249	11.0	0.96
2.80	0.506	3.20	2.53	0.0843	0.0735	0.310	7.6	0.267	9.5	1.02
2.85	0.515	3.15	2.51	0.0872	0.0759	0.304	8.4	0.259	10.7	0.97
2.90	0.524	3.10	2.48	0.0902	0.0783	0.302	8.1	0.256	9.8	0.95

Tabelle IV.b Aluminium  $E_1 = 6.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{eff}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{GeV\ sr}$	%	$\frac{\mu b}{GeV\ sr}$	%		
2.95	0.534	3.05	2.46	0.0932	0.0808	0.302	8.7	0.257	11.8	0.94	
3.00	0.543	3.00	2.44	0.0964	0.0833	0.318	8.0	0.279	12.0	1.00	
3.05	0.552	2.95	2.42	0.0996	0.0860	0.335	7.8	0.301	10.2	1.07	
3.10	0.561	2.90	2.40	0.1030	0.0887	0.336	7.7	0.304	10.3	1.06	
3.15	0.570	2.85	2.38	0.1065	0.0915	0.313	4.4	0.272	7.7	0.93	
3.20	0.579	2.80	2.36	0.1101	0.0943	0.307	4.0	0.264	8.2	0.89	
3.25	0.588	2.75	2.34	0.1139	0.0973	0.350	3.7	0.322	7.5	1.07	
3.30	0.597	2.70	2.31	0.1178	0.1004	0.352	3.7	0.325	6.0	1.06	
3.35	0.606	2.65	2.29	0.1218	0.1035	0.325	3.8	0.288	4.6	0.92	
3.40	0.615	2.60	2.27	0.1260	0.1068	0.349	3.7	0.320	5.2	1.01	
3.45	0.624	2.55	2.25	0.1304	0.1101	0.340	3.8	0.308	5.8	0.96	
3.50	0.633	2.50	2.22	0.1349	0.1136	0.369	3.6	0.347	3.9	1.06	
3.55	0.642	2.45	2.20	0.1396	0.1172	0.339	3.8	0.307	7.0	0.92	
3.60	0.651	2.40	2.18	0.1446	0.1209	0.335	3.9	0.300	5.4	0.88	
3.65	0.660	2.35	2.15	0.1497	0.1248	0.326	3.9	0.288	4.7	0.83	
3.70	0.669	2.30	2.13	0.1550	0.1288	0.338	3.9	0.305	6.9	0.86	
3.75	0.678	2.25	2.10	0.1606	0.1329	0.357	3.8	0.331	9.3	0.92	
3.80	0.687	2.20	2.08	0.1665	0.1372	0.408	3.5	0.400	5.3	1.09	
3.85	0.696	2.15	2.05	0.1726	0.1417	0.384	3.7	0.367	4.5	0.98	
3.90	0.705	2.10	2.03	0.1790	0.1463	0.399	3.6	0.388	6.6	1.02	
3.95	0.714	2.05	2.00	0.1857	0.1511	0.428	3.5	0.429	3.7	1.10	
4.00	0.723	2.00	1.98	0.1927	0.1561	0.395	3.6	0.383	3.9		
4.05	0.732	1.95	1.95	0.2002	0.1613	0.425	3.5	0.426	6.0		
4.10	0.741	1.90	1.92	0.2080	0.1668	0.438	3.5	0.444	3.9		
4.15	0.751	1.85	1.90	0.2162	0.1725	0.434	3.5	0.441	4.5		
4.20	0.760	1.80	1.87	0.2249	0.1784	0.456	3.4	0.473	3.9		
4.25	0.769	1.75	1.84	0.2341	0.1846	0.422	3.6	0.430	4.7		
4.30	0.778	1.70	1.81	0.2438	0.1910	0.435	3.5	0.454	3.5		
4.35	0.787	1.65	1.79	0.2541	0.1978	0.425	3.5	0.442	4.3		
4.40	0.796	1.60	1.76	0.2650	0.2049	0.450	3.4	0.478	4.0		
4.45	0.805	1.55	1.73	0.2767	0.2124	0.441	3.5	0.467	3.3		
4.50	0.814	1.50	1.70	0.2891	0.2202	0.452	3.4	0.485	3.5		
4.55	0.823	1.45	1.67	0.3024	0.2285	0.447	3.3	0.482	3.4		
4.60	0.832	1.40	1.64	0.3167	0.2372	0.458	3.2	0.501	4.0		

Tabelle IV.b Aluminium  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_3$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{eff}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu b}{GeV\ sr}$	%	$\frac{\mu b}{GeV\ sr}$	%		
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	2.772	4.0				
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	2.076	4.4				
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	1.493	5.0				
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	1.255	5.2				
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.820	5.8				
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.767	5.6				
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.621	6.1				
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.611	5.8				
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.572	5.8	0.028231	4	0.18	
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.484	6.4	0.035222	9	0.23	
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.386	4.3	0.000*****		0.00	
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.363	4.4	0.042	73.1	0.28	
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.327	4.7	0.052	53.5	0.35	
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.313	4.8	0.079	31.0	0.53	
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.289	4.9	0.084	25.4	0.56	
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.285	4.9	0.107	15.9	0.72	
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.277	4.8	0.119	16.3	0.80	
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.261	5.0	0.118	15.4	0.79	
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.256	4.9	0.127	15.5	0.85	
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.233	4.0	0.110	12.6	0.74	
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.238	5.5	0.128	10.7	0.86	
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.235	5.6	0.133	10.2	0.89	
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.236	5.5	0.143	9.8	0.96	
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.231	5.7	0.143	9.5	0.96	
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.238	5.6	0.160	8.7	1.06	
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.233	5.7	0.159	8.8	1.06	
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.235	5.6	0.167	11.0	1.11	
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.212	5.9	0.142	12.3	0.94	
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.216	5.8	0.151	9.5	0.99	
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.205	6.3	0.140	9.6	0.92	
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.214	6.0	0.155	8.4	1.02	
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.204	6.0	0.145	12.3	0.95	
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.191	4.2	0.132	6.5	0.86	
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.202	5.6	0.148	10.6	0.96	
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.209	5.6	0.161	8.2	1.04	
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.195	5.6	0.145	9.4	0.93	
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.199	5.6	0.152	7.4	0.97	
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.196	5.6	0.150	9.1	0.95	
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.188	5.8	0.142	9.4	0.89	
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.205	5.6	0.166	7.6	1.04	
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.192	5.6	0.151	7.6	0.94	
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.202	5.4	0.165	7.5	1.02	
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.198	5.5	0.161	7.2	0.99	
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.199	5.5	0.164	9.4	1.00	
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.180	6.0	0.140	8.4	0.84	
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.195	5.7	0.161	8.1	0.96	
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.188	5.7	0.152	7.4	0.91	
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.193	5.7	0.160	10.0	0.94	

Tabelle IV b Aluminium  $E_1 = 70$  (GeV)  $\theta = 0.96^\circ$

$E_a$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$r$	$r'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$A$	$\frac{\text{eff}}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%					
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.208	5.5	0.180	8.0	1.05				
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.205	5.5	0.176	7.4	1.03				
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.214	5.5	0.190	6.4	1.10				
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.203	5.6	0.176	8.1	1.01				
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.203	4.9	0.176	6.1	0.99				
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.201	7.9	0.173	9.7	0.97				
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.206	7.7	0.181	10.8	1.00				
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.216	8.2	0.194	9.2	1.07				
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.205	8.1	0.181	10.0	0.98				
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.211	7.8	0.188	10.6	1.01				
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.219	7.6	0.200	9.3	1.07				
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.203	7.9	0.178	11.6	0.94				
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.201	8.1	0.176	9.4	0.92				
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.202	8.1	0.177	10.4	0.91				
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.210	7.7	0.188	9.8	0.96				
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.211	8.3	0.190	9.9	0.96				
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.215	7.8	0.196	9.7	0.98				
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.220	7.5	0.202	8.9	1.00				
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.221	7.7	0.204	9.5	0.99				
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.229	7.4	0.216	9.7	1.04				
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.238	7.4	0.227	8.2	1.08				
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.233	7.5	0.221	8.4	1.04				
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.233	7.5	0.220	8.9	1.02				
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.225	8.0	0.210	10.3	0.96				
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.247	7.3	0.241	8.6	1.09				
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.235	7.5	0.224	8.6	1.00				
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.240	7.5	0.232	8.8	1.03				
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.244	7.6	0.237	8.1	1.04				
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.238	7.8	0.229	8.7	0.99				
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.239	7.6	0.230	8.4	0.98				
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.243	7.4	0.237	9.0	0.99				
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.252	7.5	0.250	8.1	1.04				
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.249	7.4	0.245	8.2	1.01				
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.246	7.2	0.242	7.9	0.98				

Tabelle IV b Silizium  $E_1 = 30$  (GeV)  $\theta = 9.96^\circ$

$E_a$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$r$	$r'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$A$	$\frac{\text{eff}}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%					
0.60	0.054	2.40	2.31	0.0120	0.0101	3.878	3.9							
0.65	0.059	2.35	2.29	0.0133	0.0111	3.243	4.2							
0.70	0.063	2.30	2.27	0.0147	0.0122	2.491	4.8							
0.75	0.068	2.25	2.24	0.0161	0.0133	2.246	4.9							
0.80	0.072	2.20	2.22	0.0175	0.0144	1.840	5.4							
0.85	0.077	2.15	2.20	0.0191	0.0156	1.717	3.7							
0.90	0.081	2.10	2.18	0.0207	0.0169	1.531	5.2							
0.95	0.086	2.05	2.15	0.0223	0.0182	1.560	4.9	0.209	52.6	0.27				
1.00	0.090	2.00	2.13	0.0241	0.0195	1.398	5.1	0.278	36.6	0.34				
1.05	0.095	1.95	2.11	0.0259	0.0209	1.438	5.2	0.526	19.4	0.63				
1.10	0.099	1.90	2.08	0.0279	0.0224	1.287	5.5	0.493	22.3	0.57				
1.15	0.104	1.85	2.06	0.0300	0.0239	1.283	5.5	0.600	12.1	0.67				
1.20	0.109	1.80	2.04	0.0321	0.0255	1.281	4.6	0.679	13.6	0.73				
1.25	0.113	1.75	2.01	0.0344	0.0271	1.420	6.7	0.910	16.7	0.94				
1.30	0.118	1.70	1.99	0.0369	0.0289	1.508	6.6	1.060	12.5					
1.35	0.122	1.65	1.96	0.0394	0.0307	1.550	6.5	1.140	9.0					
1.40	0.127	1.60	1.94	0.0422	0.0326	1.514	6.8	1.112	9.3					
1.45	0.131	1.55	1.91	0.0451	0.0346	1.550	5.1	1.165	9.5					
1.50	0.136	1.50	1.89	0.0482	0.0367	1.641	5.0	1.280	8.3					
1.55	0.140	1.45	1.86	0.0515	0.0389	1.646	5.2	1.281	9.5					
1.60	0.145	1.40	1.83	0.0551	0.0412	1.783	5.0	1.442	7.3					
1.65	0.149	1.35	1.81	0.0589	0.0437	1.708	5.3	1.331	8.4					
1.70	0.154	1.30	1.78	0.0630	0.0463	1.872	7.5	1.522	13.1					
1.75	0.158	1.25	1.75	0.0675	0.0491	1.942	7.4	1.590	16.7					
1.80	0.163	1.20	1.72	0.0723	0.0520	2.359	6.6	2.093	12.4					
1.85	0.167	1.15	1.69	0.0775	0.0551	2.353	6.7	2.064	11.1					
1.90	0.172	1.10	1.67	0.0832	0.0583	2.070	4.3	1.685	5.7					
1.95	0.176	1.05	1.64	0.0895	0.0619	2.380	3.9	2.056	9.9					
2.00	0.181	1.00	1.60	0.0964	0.0656	2.518	3.7	2.209	7.7					
2.05	0.185	0.95	1.57	0.1040	0.0696	2.684	3.5	2.399	5.4					
2.10	0.190	0.90	1.54	0.1124	0.0739	2.660	3.6	2.345	4.5					
2.15	0.194	0.85	1.51	0.1219	0.0785	2.718	3.6	2.390	4.9					
2.20	0.199	0.80	1.48	0.1325	0.0835	2.734	3.5	2.375	5.8					
2.25	0.203	0.75	1.44	0.1446	0.0889	2.888	3.4	2.524	6.3					
2.30	0.208	0.70	1.41	0.1583	0.0948	2.979	3.4	2.580	8.2					
2.35	0.213	0.65	1.37	0.1742	0.1012	3.332	3.2	2.975	10.8					
2.40	0.217	0.60	1.34	0.1927	0.1082	3.830	3.1	3.590	9.8					
2.45	0.222	0.55	1.30	0.2146	0.1158	4.264	2.9	4.173	8.7					
2.50	0.226	0.50	1.26	0.2409	0.1243	4.783	2.8	4.903	6.5					
2.55	0.231	0.45	1.22	0.2731	0.1337	5.000	2.8	5.236	2.6					
2.60	0.235	0.40	1.18	0.3132	0.1442	4.784	2.9	4.908	5.3					
2.65	0.240	0.35	1.14	0.3648	0.1559	4.515	3.0	4.358	3.2					
2.70	0.244	0.30	1.10	0.4337	0.1692	4.803	3.0	4.571	13.6					
2.75	0.249	0.25	1.05	0.5300	0.1843	6.425	2.6	6.897	16.0					
2.80	0.253	0.20	1.00	0.6745	0.2016	8.546	2.3	10.188	7.4					
2.85	0.258	0.15	0.95	0.9154	0.2218	8.647	2.2	10.892	8.6					
2.90	0.262	0.10	0.90	1.3971	0.2455	5.568	2.5	7.236	23.2					

Tabelle IV.b Silizium				$E_1 = 5.0 \text{ (GeV)} \quad \theta = 9.96^\circ$							
$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$	
0.55	0.083	4.45	3.02	0.0099	0.0090	3.822	3.6				
0.60	0.090	4.40	3.01	0.0110	0.0099	2.758	4.1				
0.65	0.098	4.35	2.99	0.0120	0.0108	2.307	4.4				
0.70	0.105	4.30	2.97	0.0131	0.0118	1.959	4.7				
0.75	0.113	4.25	2.96	0.0142	0.0128	1.407	6.0				
0.80	0.121	4.20	2.94	0.0153	0.0138	1.257	6.1				
0.85	0.128	4.15	2.92	0.0164	0.0148	1.054	6.4				
0.90	0.136	4.10	2.90	0.0176	0.0158	0.952	6.7	0.037301	9	0.13	
0.95	0.143	4.05	2.89	0.0188	0.0169	0.869	7.0	0.136	69.9	0.49	
1.00	0.151	4.00	2.87	0.0201	0.0180	0.813	7.4	0.228	53.3	0.81	
1.05	0.158	3.95	2.85	0.0213	0.0191	0.624	4.9	0.113	89.6	0.40	
1.10	0.166	3.90	2.83	0.0227	0.0202	0.531	4.2	0.090	50.5	0.32	
1.15	0.173	3.85	2.82	0.0240	0.0214	0.531	4.1	0.164	20.4	0.57	
1.20	0.181	3.80	2.80	0.0254	0.0226	0.485	4.4	0.161	19.4	0.56	
1.25	0.188	3.75	2.78	0.0268	0.0238	0.490	4.3	0.212	11.1	0.73	
1.30	0.196	3.70	2.76	0.0282	0.0250	0.474	4.4	0.227	13.4	0.78	
1.35	0.203	3.65	2.74	0.0297	0.0263	0.451	4.4	0.225	10.8	0.77	
1.40	0.211	3.60	2.72	0.0312	0.0276	0.457	4.4	0.255	10.8	0.86	
1.45	0.219	3.55	2.71	0.0328	0.0290	0.481	4.2	0.304	9.4	1.01	
1.50	0.226	3.50	2.69	0.0344	0.0304	0.424	4.2	0.246	11.3	0.81	
1.55	0.234	3.45	2.67	0.0361	0.0318	0.441	6.3	0.280	14.6	0.91	
1.60	0.241	3.40	2.65	0.0378	0.0332	0.477	6.0	0.336	9.2	1.08	
1.65	0.249	3.35	2.63	0.0396	0.0347	0.433	6.4	0.289	12.1	0.91	
1.70	0.256	3.30	2.61	0.0414	0.0362	0.448	6.2	0.317	9.1	0.99	
1.75	0.264	3.25	2.59	0.0432	0.0378	0.437	6.5	0.310	11.0	0.95	
1.80	0.271	3.20	2.57	0.0452	0.0394	0.471	6.2	0.360	11.6	1.09	
1.85	0.279	3.15	2.55	0.0472	0.0411	0.487	6.1	0.385	8.2	1.15	
1.90	0.286	3.10	2.53	0.0492	0.0428	0.479	6.2	0.379	8.7	1.11	
1.95	0.294	3.05	2.51	0.0513	0.0445	0.475	6.3	0.378	9.5	1.09	
2.00	0.301	3.00	2.49	0.0535	0.0463	0.504	6.0	0.419	7.8	1.19	
2.05	0.309	2.95	2.47	0.0558	0.0482	0.484	6.2	0.396	7.8	1.11	
2.10	0.316	2.90	2.45	0.0582	0.0501	0.507	6.2	0.429	8.3	1.18	
2.15	0.324	2.85	2.43	0.0606	0.0520	0.466	4.2	0.377	7.8	1.02	
2.20	0.332	2.80	2.41	0.0631	0.0540	0.468	4.7	0.381	6.8	1.01	
2.25	0.339	2.75	2.39	0.0657	0.0561	0.451	5.0	0.359	8.5	0.93	
2.30	0.347	2.70	2.37	0.0684	0.0583	0.501	4.7	0.426	6.0	1.09	
2.35	0.354	2.65	2.34	0.0712	0.0605	0.459	5.0	0.372	7.0	0.93	
2.40	0.362	2.60	2.32	0.0741	0.0628	0.488	4.7	0.409	6.7	1.00	
2.45	0.369	2.55	2.30	0.0772	0.0652	0.478	4.7	0.397	5.7	0.95	
2.50	0.377	2.50	2.28	0.0803	0.0676	0.489	4.6	0.411	7.1	0.97	
2.55	0.384	2.45	2.26	0.0836	0.0702	0.505	4.5	0.432	7.1	0.99	
2.60	0.392	2.40	2.23	0.0870	0.0728	0.519	4.5	0.450	5.3	1.01	
2.65	0.399	2.35	2.21	0.0906	0.0755	0.502	4.6	0.427	6.7	0.94	
2.70	0.407	2.30	2.19	0.0943	0.0783	0.542	4.4	0.479	7.6	1.03	
2.75	0.414	2.25	2.17	0.0982	0.0812	0.553	4.4	0.492	5.3	1.03	
2.80	0.422	2.20	2.14	0.1022	0.0843	0.549	4.5	0.486	5.4	0.99	
2.85	0.430	2.15	2.12	0.1065	0.0874	0.558	4.5	0.497	7.9	0.99	
2.90	0.437	2.10	2.09	0.1109	0.0907	0.607	4.4	0.560	6.8	1.09	

Tabelle IV.b Silizium				$E_1 = 5.0 \text{ (GeV)} \quad \theta = 9.96^\circ$							
$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\text{eff}}{A}$	
2.95	0.445	2.05	2.07	0.1156	0.0940	0.605	4.4	0.558	5.3	1.06	
3.00	0.452	2.00	2.04	0.1205	0.0976	0.594	4.4	0.541	5.4	1.00	
3.05	0.460	1.95	2.02	0.1256	0.1013	0.618	4.2	0.572	7.0	1.05	
3.10	0.467	1.90	1.99	0.1310	0.1051	0.651	4.1	0.615	5.6		
3.15	0.475	1.85	1.97	0.1367	0.1091	0.649	2.9	0.610	5.6		
3.20	0.482	1.80	1.94	0.1428	0.1133	0.592	3.9	0.534	5.2		
3.25	0.490	1.75	1.92	0.1492	0.1176	0.667	3.6	0.633	6.5		
3.30	0.497	1.70	1.89	0.1559	0.1222	0.661	3.6	0.626	5.0		
3.35	0.505	1.65	1.86	0.1631	0.1270	0.697	3.5	0.674	4.3		
3.40	0.512	1.60	1.84	0.1707	0.1320	0.680	3.5	0.653	4.2		
3.45	0.520	1.55	1.81	0.1788	0.1372	0.711	3.5	0.701	7.0		
3.50	0.527	1.50	1.78	0.1874	0.1427	0.777	3.3	0.790	3.8		
3.55	0.535	1.45	1.75	0.1966	0.1486	0.697	3.6	0.683	5.9		
3.60	0.543	1.40	1.72	0.2065	0.1547	0.715	3.5	0.708	4.2		
3.65	0.550	1.35	1.69	0.2171	0.1611	0.715	3.5	0.711	5.6		
3.70	0.558	1.30	1.66	0.2286	0.1680	0.774	3.4	0.793	4.6		
3.75	0.565	1.25	1.63	0.2409	0.1752	0.756	3.5	0.772	4.7		
3.80	0.573	1.20	1.60	0.2543	0.1828	0.814	3.3	0.856	3.9		
3.85	0.580	1.15	1.57	0.2689	0.1910	0.782	3.4	0.815	3.3		
3.90	0.588	1.10	1.54	0.2847	0.1996	0.816	3.3	0.866	3.5		
3.95	0.595	1.05	1.50	0.3021	0.2088	0.794	3.4	0.838	4.6		
4.00	0.603	1.00	1.47	0.3212	0.2187	0.770	3.5	0.807	3.9		
4.05	0.610	0.95	1.43	0.3424	0.2292	0.777	3.4	0.819	4.0		
4.10	0.618	0.90	1.40	0.3659	0.2405	0.794	3.4	0.845	3.4		
4.15	0.625	0.85	1.36	0.3921	0.2527	0.783	3.4	0.834	3.5		
4.20	0.633	0.80	1.32	0.4216	0.2658	0.804	3.4	0.868	3.6		
4.25	0.641	0.75	1.28	0.4551	0.2800	0.800	3.4	0.868	3.6		
4.30	0.648	0.70	1.24	0.4933	0.2954	0.789	3.4	0.855	3.6		
4.35	0.656	0.65	1.20	0.5374	0.3122	0.816	3.3	0.895	3.5		
4.40	0.663	0.60	1.16	0.5889	0.3305	0.806	3.3	0.889	4.6		
4.45	0.671	0.55	1.11	0.6497	0.3507	0.758	3.5	0.843	4.2		
4.50	0.678	0.50	1.07	0.7227	0.3729	0.843	3.3	0.990	4.9		
4.55	0.686	0.45	1.02	0.8120	0.3976	0.842	3.2	1.026	4.4		
4.60	0.693	0.40	0.97	0.9235	0.4250	0.769	3.2	0.966	6.3		

Tabelle IV.b Silizium				$E_1 = 6.0 \text{ (GeV)}$		$\theta = 9.96^\circ$					
$E_j$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{\text{eff}}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%	$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%		
						GeV sr		GeV sr			A
0.55	0.099	5.45	3.32	0.0097	0.0090	2.878	3.3				
0.60	0.109	5.40	3.30	0.0107	0.0099	2.131	3.6				
0.65	0.118	5.35	3.29	0.0117	0.0108	1.671	4.0				
0.70	0.127	5.30	3.27	0.0127	0.0117	1.362	4.2				
0.75	0.136	5.25	3.26	0.0138	0.0126	1.063	3.5				
0.80	0.145	5.20	3.24	0.0148	0.0136	0.831	3.7				
0.85	0.154	5.15	3.22	0.0159	0.0146	0.713	3.9				
0.90	0.163	5.10	3.21	0.0170	0.0156	0.658	3.9				
0.95	0.172	5.05	3.19	0.0181	0.0166	0.633	3.8	0.008574	2	0.04	
1.00	0.181	5.00	3.18	0.0193	0.0176	0.569	3.9	0.062	94.6	0.31	
1.05	0.190	4.95	3.16	0.0204	0.0187	0.487	3.4	0.061	81.4	0.31	
1.10	0.199	4.90	3.14	0.0216	0.0197	0.435	5.6	0.074	74.3	0.37	
1.15	0.208	4.85	3.13	0.0229	0.0208	0.367	6.2	0.049	84.6	0.25	
1.20	0.217	4.80	3.11	0.0241	0.0219	0.359	6.3	0.087	30.5	0.44	
1.25	0.226	4.75	3.09	0.0254	0.0231	0.350	5.9	0.114	20.2	0.57	
1.30	0.235	4.70	3.08	0.0267	0.0242	0.350	6.2	0.143	16.9	0.71	
1.35	0.244	4.65	3.06	0.0280	0.0254	0.340	6.3	0.154	16.8	0.76	
1.40	0.253	4.60	3.04	0.0293	0.0266	0.332	6.0	0.165	12.8	0.81	
1.45	0.262	4.55	3.03	0.0307	0.0278	0.335	6.2	0.185	13.6	0.91	
1.50	0.271	4.50	3.01	0.0321	0.0291	0.315	4.1	0.173	12.0	0.85	
1.55	0.280	4.45	2.99	0.0336	0.0304	0.303	5.4	0.170	12.6	0.83	
1.60	0.289	4.40	2.97	0.0350	0.0317	0.294	5.2	0.169	13.3	0.81	
1.65	0.298	4.35	2.96	0.0366	0.0330	0.274	5.7	0.152	10.8	0.73	
1.70	0.307	4.30	2.94	0.0381	0.0344	0.290	5.4	0.181	11.0	0.86	
1.75	0.316	4.25	2.92	0.0397	0.0357	0.257	5.8	0.145	12.5	0.69	
1.80	0.326	4.20	2.90	0.0413	0.0372	0.277	5.6	0.177	11.9	0.83	
1.85	0.335	4.15	2.89	0.0430	0.0386	0.280	5.5	0.186	10.3	0.87	
1.90	0.344	4.10	2.87	0.0447	0.0401	0.262	5.9	0.168	12.3	0.78	
1.95	0.353	4.05	2.85	0.0464	0.0416	0.301	5.3	0.223	9.8	1.02	
2.00	0.362	4.00	2.83	0.0482	0.0431	0.286	5.6	0.208	8.2	0.95	
2.05	0.371	3.95	2.81	0.0500	0.0447	0.305	5.4	0.236	7.8	1.07	
2.10	0.380	3.90	2.80	0.0519	0.0463	0.294	5.5	0.225	12.3	1.01	
2.15	0.389	3.85	2.78	0.0538	0.0480	0.258	4.0	0.181	8.4	0.80	
2.20	0.398	3.80	2.76	0.0558	0.0497	0.274	5.1	0.204	7.8	0.90	
2.25	0.407	3.75	2.74	0.0578	0.0514	0.251	5.4	0.176	7.8	0.77	
2.30	0.416	3.70	2.72	0.0599	0.0532	0.273	5.2	0.207	8.0	0.89	
2.35	0.425	3.65	2.70	0.0621	0.0550	0.261	5.4	0.193	9.6	0.82	
2.40	0.434	3.60	2.68	0.0643	0.0568	0.255	5.5	0.187	8.7	0.79	
2.45	0.443	3.55	2.66	0.0665	0.0587	0.251	5.5	0.183	7.7	0.76	
2.50	0.452	3.50	2.65	0.0688	0.0607	0.257	5.4	0.192	7.5	0.79	
2.55	0.461	3.45	2.63	0.0712	0.0627	0.254	5.5	0.189	8.1	0.77	
2.60	0.470	3.40	2.61	0.0737	0.0648	0.262	5.4	0.201	9.2	0.81	
2.65	0.479	3.35	2.59	0.0762	0.0669	0.271	5.4	0.214	10.4	0.85	
2.70	0.488	3.30	2.57	0.0789	0.0690	0.293	5.2	0.244	6.3	0.95	
2.75	0.497	3.25	2.55	0.0815	0.0713	0.270	5.4	0.213	8.5	0.82	
2.80	0.506	3.20	2.53	0.0843	0.0735	0.279	5.3	0.226	7.9	0.86	
2.85	0.515	3.15	2.51	0.0872	0.0759	0.282	5.2	0.231	10.2	0.87	
2.90	0.524	3.10	2.48	0.0902	0.0783	0.314	5.0	0.274	6.8	1.01	

Tabelle IV.b Silizium				$E_1 = 6.0 \text{ (GeV)}$		$\theta = 9.96^\circ$					
$E_j$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$A$	$\frac{\text{eff}}{A}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%	$\frac{r}{\mu\text{b}}$	%		
						GeV sr		GeV sr			A
2.95	0.534	3.05	2.46	0.0932	0.0808	0.295	5.2	0.248	9.3	0.90	
3.00	0.543	3.00	2.44	0.0964	0.0833	0.282	5.3	0.232	6.8	0.83	
3.05	0.552	2.95	2.42	0.0996	0.0860	0.298	5.1	0.253	9.0	0.89	
3.10	0.561	2.90	2.40	0.1030	0.0887	0.312	5.0	0.271	7.1	0.94	
3.15	0.570	2.85	2.38	0.1065	0.0915	0.313	4.2	0.273	6.0	0.93	
3.20	0.579	2.80	2.36	0.1101	0.0943	0.325	6.7	0.289	9.5	0.97	
3.25	0.588	2.75	2.34	0.1139	0.0973	0.335	6.3	0.303	10.7	1.00	
3.30	0.597	2.70	2.31	0.1178	0.1004	0.370	5.9	0.349	6.3	1.14	
3.35	0.606	2.65	2.29	0.1218	0.1035	0.336	6.1	0.304	7.6	0.97	
3.40	0.615	2.60	2.27	0.1260	0.1068	0.360	6.1	0.336	8.5	1.06	
3.45	0.624	2.55	2.25	0.1304	0.1101	0.362	6.1	0.338	8.4	1.05	
3.50	0.633	2.50	2.22	0.1349	0.1136	0.335	6.5	0.302	8.7	0.92	
3.55	0.642	2.45	2.20	0.1396	0.1172	0.344	6.1	0.313	7.7	0.94	
3.60	0.651	2.40	2.18	0.1446	0.1209	0.347	6.4	0.317	7.1	0.93	
3.65	0.660	2.35	2.15	0.1497	0.1248	0.346	6.0	0.316	8.4	0.91	
3.70	0.669	2.30	2.13	0.1550	0.1288	0.370	6.3	0.348	8.4	0.98	
3.75	0.678	2.25	2.10	0.1606	0.1329	0.370	5.9	0.348	6.8	0.97	
3.80	0.687	2.20	2.08	0.1665	0.1372	0.363	5.9	0.339	8.2	0.92	
3.85	0.696	2.15	2.05	0.1726	0.1417	0.396	6.0	0.385	8.0	1.03	
3.90	0.705	2.10	2.03	0.1790	0.1463	0.391	6.1	0.378	7.6	0.99	
3.95	0.714	2.05	2.00	0.1857	0.1511	0.416	5.6	0.413	7.3	1.06	
4.00	0.723	2.00	1.98	0.1927	0.1561	0.419	5.8	0.417	6.4		
4.05	0.732	1.95	1.95	0.2002	0.1613	0.425	5.8	0.426	7.5		
4.10	0.741	1.90	1.92	0.2080	0.1668	0.448	5.5	0.459	6.2		
4.15	0.751	1.85	1.90	0.2162	0.1725	0.409	6.0	0.406	6.6		
4.20	0.760	1.80	1.87	0.2249	0.1784	0.457	5.4	0.476	6.4		
4.25	0.769	1.75	1.84	0.2341	0.1846	0.433	5.5	0.446	6.1		
4.30	0.778	1.70	1.81	0.2438	0.1910	0.445	5.5	0.469	5.2		
4.35	0.787	1.65	1.79	0.2541	0.1978	0.433	5.7	0.455	7.0		
4.40	0.796	1.60	1.76	0.2650	0.2049	0.472	5.5	0.511	5.3		
4.45	0.805	1.55	1.73	0.2767	0.2124	0.438	5.6	0.467	5.9		
4.50	0.814	1.50	1.70	0.2891	0.2202	0.460	5.5	0.500	6.9		
4.55	0.823	1.45	1.67	0.3024	0.2285	0.475	5.1	0.524	5.1		
4.60	0.832	1.40	1.64	0.3167	0.2372	0.470	5.0	0.520	5.0		

Table IV.b Silizium  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 996^\circ$

$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\Lambda$	$\frac{\text{eff}}{\Lambda}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%		
0.55	0.116	6.45	3.59	0.0096	0.0089	2.923	4.6				
0.60	0.127	6.40	3.57	0.0105	0.0098	2.116	5.3				
0.65	0.137	6.35	3.56	0.0115	0.0107	1.547	6.2				
0.70	0.148	6.30	3.54	0.0125	0.0116	1.298	6.8				
0.75	0.158	6.25	3.53	0.0135	0.0126	0.838	5.2				
0.80	0.169	6.20	3.51	0.0145	0.0135	0.748	5.3				
0.85	0.179	6.15	3.50	0.0155	0.0144	0.626	5.5				
0.90	0.190	6.10	3.48	0.0166	0.0154	0.613	5.3				
0.95	0.200	6.05	3.47	0.0177	0.0164	0.546	5.3	0.014463	4	0.09	
1.00	0.211	6.00	3.45	0.0187	0.0174	0.479	5.6	0.046127	6	0.30	
1.05	0.222	5.95	3.44	0.0198	0.0184	0.421	4.2	0.059	74.2	0.39	
1.10	0.232	5.90	3.42	0.0210	0.0194	0.373	6.2	0.067	72.3	0.44	
1.15	0.243	5.85	3.41	0.0221	0.0205	0.320	6.8	0.053	82.1	0.35	
1.20	0.253	5.80	3.39	0.0233	0.0215	0.288	7.2	0.053	59.5	0.35	
1.25	0.264	5.75	3.38	0.0244	0.0226	0.276	7.1	0.072	32.5	0.48	
1.30	0.274	5.70	3.36	0.0256	0.0237	0.272	7.2	0.093	25.5	0.62	
1.35	0.285	5.65	3.35	0.0269	0.0248	0.260	7.8	0.098	26.3	0.66	
1.40	0.295	5.60	3.33	0.0281	0.0259	0.250	7.6	0.103	21.2	0.69	
1.45	0.306	5.55	3.31	0.0294	0.0271	0.248	7.2	0.116	18.5	0.78	
1.50	0.316	5.50	3.30	0.0307	0.0283	0.235	4.7	0.112	11.8	0.75	
1.55	0.327	5.45	3.28	0.0320	0.0294	0.257	5.1	0.150	10.6	1.01	
1.60	0.338	5.40	3.27	0.0333	0.0307	0.247	5.3	0.147	9.3	0.98	
1.65	0.348	5.35	3.25	0.0347	0.0319	0.253	5.1	0.165	11.2	1.10	
1.70	0.359	5.30	3.24	0.0361	0.0331	0.224	5.4	0.134	12.9	0.90	
1.75	0.369	5.25	3.22	0.0375	0.0344	0.233	5.3	0.152	12.3	1.01	
1.80	0.380	5.20	3.20	0.0389	0.0357	0.199	5.8	0.114	11.3	0.76	
1.85	0.390	5.15	3.19	0.0404	0.0370	0.227	5.3	0.157	10.3	1.04	
1.90	0.401	5.10	3.17	0.0419	0.0384	0.215	5.6	0.145	9.8	0.96	
1.95	0.411	5.05	3.15	0.0434	0.0397	0.219	5.6	0.155	9.3	1.02	
2.00	0.422	5.00	3.14	0.0450	0.0411	0.224	5.5	0.165	8.9	1.09	
2.05	0.433	4.95	3.12	0.0466	0.0425	0.209	5.7	0.150	10.1	0.98	
2.10	0.443	4.90	3.10	0.0482	0.0440	0.211	5.8	0.156	9.3	1.02	
2.15	0.454	4.85	3.09	0.0498	0.0454	0.200	6.4	0.144	9.1	0.94	
2.20	0.464	4.80	3.07	0.0515	0.0469	0.209	12.2	0.160	19.0	1.03	
2.25	0.475	4.75	3.05	0.0533	0.0485	0.181	12.5	0.125	20.0	0.80	
2.30	0.485	4.70	3.04	0.0550	0.0500	0.201	11.9	0.153	16.8	0.98	
2.35	0.496	4.65	3.02	0.0568	0.0516	0.188	13.6	0.138	20.2	0.88	
2.40	0.506	4.60	3.00	0.0587	0.0532	0.191	13.6	0.145	20.1	0.92	
2.45	0.517	4.55	2.98	0.0605	0.0549	0.176	14.0	0.126	20.3	0.79	
2.50	0.527	4.50	2.97	0.0625	0.0566	0.188	12.4	0.144	18.1	0.90	
2.55	0.538	4.45	2.95	0.0644	0.0583	0.187	11.8	0.143	16.2	0.89	
2.60	0.549	4.40	2.93	0.0664	0.0600	0.192	13.2	0.152	19.7	0.94	
2.65	0.559	4.35	2.91	0.0685	0.0618	0.205	12.1	0.171	17.0	1.05	
2.70	0.570	4.30	2.89	0.0706	0.0637	0.209	11.5	0.177	14.1	1.08	
2.75	0.580	4.25	2.88	0.0728	0.0655	0.201	13.5	0.168	16.2	1.01	
2.80	0.591	4.20	2.86	0.0750	0.0674	0.208	12.6	0.178	14.7	1.07	
2.85	0.601	4.15	2.84	0.0772	0.0694	0.202	12.6	0.171	16.2	1.02	
2.90	0.612	4.10	2.82	0.0795	0.0714	0.217	11.3	0.192	12.8	1.14	

Table IV.b Silizium  $E_1 = 7.0$  (GeV)  $\theta = 996^\circ$

$E_2$	$Q^2$	$\nu$	$W$	$x$	$x'$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\sigma$	$\Delta\sigma$	$\Lambda$	$\frac{\text{eff}}{\Lambda}$
GeV	GeV <sup>2</sup>	GeV	GeV			$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%	$\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV sr}}$	%		
2.95	0.622	4.05	2.80	0.0819	0.0734	0.202	13.2	0.173	20.1	1.01	
3.00	0.633	4.00	2.78	0.0843	0.0755	0.185	13.8	0.151	18.4	0.87	
3.05	0.644	3.95	2.77	0.0868	0.0776	0.194	13.5	0.163	19.2	0.94	
3.10	0.654	3.90	2.75	0.0894	0.0798	0.205	12.7	0.179	15.0	1.02	
3.15	0.665	3.85	2.73	0.0920	0.0820	0.191	8.0	0.159	12.9	0.90	
3.20	0.675	3.80	2.71	0.0947	0.0843	0.184	7.7	0.151	9.6	0.85	
3.25	0.686	3.75	2.69	0.0974	0.0866	0.189	7.8	0.159	10.3	0.88	
3.30	0.696	3.70	2.67	0.1003	0.0890	0.191	7.9	0.161	10.2	0.88	
3.35	0.707	3.65	2.65	0.1032	0.0914	0.195	7.6	0.166	11.5	0.90	
3.40	0.717	3.60	2.63	0.1062	0.0939	0.208	7.3	0.185	8.9	0.99	
3.45	0.728	3.55	2.61	0.1093	0.0965	0.200	7.7	0.174	11.1	0.92	
3.50	0.738	3.50	2.59	0.1124	0.0991	0.192	7.6	0.164	9.3	0.86	
3.55	0.749	3.45	2.57	0.1157	0.1018	0.197	7.7	0.171	10.2	0.89	
3.60	0.760	3.40	2.55	0.1191	0.1046	0.201	7.3	0.177	8.5	0.91	
3.65	0.770	3.35	2.53	0.1225	0.1075	0.196	7.8	0.170	11.1	0.87	
3.70	0.781	3.30	2.51	0.1261	0.1104	0.215	7.2	0.196	8.1	0.99	
3.75	0.791	3.25	2.49	0.1297	0.1134	0.195	7.7	0.168	10.0	0.84	
3.80	0.802	3.20	2.47	0.1335	0.1164	0.223	7.4	0.206	9.4	1.01	
3.85	0.812	3.15	2.45	0.1374	0.1196	0.207	7.5	0.185	10.4	0.90	
3.90	0.823	3.10	2.42	0.1415	0.1229	0.208	7.6	0.186	12.4	0.89	
3.95	0.833	3.05	2.40	0.1456	0.1262	0.236	7.1	0.226	9.0	1.07	
4.00	0.844	3.00	2.38	0.1499	0.1296	0.221	7.4	0.205	8.1	0.96	
4.05	0.855	2.95	2.36	0.1544	0.1332	0.237	7.1	0.227	8.4	1.05	
4.10	0.865	2.90	2.34	0.1590	0.1368	0.230	7.3	0.218	9.0	1.00	
4.15	0.876	2.85	2.31	0.1637	0.1406	0.226	7.3	0.212	8.7	0.96	
4.20	0.886	2.80	2.29	0.1687	0.1445	0.223	7.3	0.208	8.3	0.93	
4.25	0.897	2.75	2.27	0.1738	0.1484	0.230	6.9	0.218	10.0	0.96	
4.30	0.907	2.70	2.24	0.1791	0.1526	0.247	6.7	0.242	7.5	1.05	
4.35	0.918	2.65	2.22	0.1846	0.1568	0.224	7.4	0.210	10.1	0.90	
4.40	0.928	2.60	2.20	0.1903	0.1612	0.229	7.6	0.217	9.5	0.92	
4.45	0.939	2.55	2.17	0.1962	0.1657	0.237	7.3	0.229	7.7	0.96	
4.50	0.949	2.50	2.15	0.2024	0.1704	0.227	6.9	0.216	7.6	0.89	
4.55	0.960	2.45	2.13	0.2088	0.1753	0.234	7.1	0.226	9.8	0.92	
4.60	0.971	2.40	2.10	0.2155	0.1803	0.250	6.3	0.248	9.5	1.00	

Tabelle V      Filterparameter

$x'$	$\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\lambda^2$
0.020	-0.1399	0.0210	0.570
0.022	-0.1220	0.0148	2.063
0.024	-0.0639	0.0098	7.580
0.026	-0.0461	0.0095	7.788
0.028	-0.0280	0.0096	3.230
0.030	-0.0277	0.0085	0.216
0.032	-0.0293	0.0104	0.133
0.034	-0.0239	0.0088	0.722
0.036	-0.0381	0.0109	1.065
0.038	-0.0069	0.0082	0.558
0.040	-0.0114	0.0104	0.465
0.042	-0.0026	0.0074	2.117
0.044	-0.0044	0.0079	1.751
0.046	-0.0083	0.0074	0.558
0.048	-0.0053	0.0086	0.717
0.050	-0.0121	0.0083	0.325
0.052	-0.0197	0.0095	0.409
0.054	-0.0312	0.0076	0.141
0.056	-0.0240	0.0092	0.367
0.058	-0.0299	0.0090	0.222
0.060	-0.0254	0.0099	0.408
0.062	-0.0128	0.0090	0.422
0.064	-0.0093	0.0107	0.799
0.066	-0.0250	0.0093	0.303
0.068	-0.0103	0.0104	0.366
0.070	-0.0049	0.0088	0.150
0.072	-0.0147	0.0089	0.491
0.074	0.0072	0.0101	0.322
0.076	-0.0051	0.0084	1.137
0.078	0.0046	0.0080	0.114
0.080	-0.0184	0.0099	0.170
0.082	-0.0140	0.0088	0.029
0.084	-0.0104	0.0078	1.965
0.086	-0.0032	0.0103	2.829
0.088	-0.0015	0.0080	0.798
0.090	0.0165	0.0132	0.312
0.092	-0.0217	0.0098	1.285
0.094	-0.0097	0.0077	0.736
0.096	-0.0124	0.0125	0.601
0.098	0.0022	0.0097	0.885
0.100	-0.0150	0.0089	1.067
0.102	-0.0300	0.0130	0.230
0.104	-0.0247	0.0092	0.602
0.106	0.0026	0.0107	0.346
0.108	-0.0108	0.0125	0.411
0.110	-0.0165	0.0094	0.963
0.114	-0.0167	0.0092	2.209
0.116	0.0001	0.0132	0.065

$x'$	$\varepsilon$	$\Delta\varepsilon$	$\lambda^2$
0.118	-0.0361	0.0130	0.867
0.120	-0.0107	0.0087	1.097
0.122	0.0023	0.0135	0.446
0.124	-0.0509	0.0103	1.524
0.126	0.0182	0.0104	0.041
0.128	-0.0398	0.0142	1.303
0.130	-0.0001	0.0111	0.598
0.132	-0.0130	0.0143	0.127
0.134	0.0169	0.0120	0.096
0.136	0.0048	0.0128	1.371
0.138	0.0051	0.0113	1.228
0.140	0.0054	0.0121	0.693
0.142	0.0015	0.0106	0.557
0.144	0.0134	0.0116	0.221
0.146	0.0173	0.0111	1.030
0.148	0.0005	0.0121	0.400
0.152	0.0178	0.0107	0.157
0.156	0.0061	0.0119	0.925
0.162	0.0094	0.0112	1.427
0.166	-0.0027	0.0111	0.732
0.170	0.0002	0.0119	0.262

## DANKSAGUNG

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der Gruppe F23 am Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg.

Allen Mitgliedern dieser Gruppe danke ich für tatkräftige Unterstützung bei der Durchführung des Experiments, sowie zahlreiche anregende Diskussionen.

Herrn Prof. Dr. E. Rössle danke ich für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit.

Mein Dank gilt außerdem dem Bedienungspersonal des Synchrotrons, der Kältegruppe unter Leitung von Herrn G. Keßler, sowie Herrn H. Sindt für technische Unterstützung und besonders dem Stab des DESY-Rechenzentrums.

In allen Stadien der Auswertung war mein Mitdoktorand G. Guzielski eine unentbehrliche Hilfe, dem ich an dieser Stelle herzlich danken möchte.

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unterstützt.

## LEBENS LAUF

Name	Gabriele Mecklenbrauck geb. Kallipke
Geboren	27. September 1951 in Bad Harzburg/Niedersachsen
Eltern	Fritz Kallipke, techn. Kaufmann Waltraut Kallipke, geb. Borries
Familienstand	verheiratet seit 10.2.1978 mit Dr. Wilhelm Mecklenbrauck
Schulzeit	Ostern 1958 – Ostern 1962 Grundschule in Hamburg-Rissen  Ostern 1962 – Ostern 1971 Gymnasium Willhöden in Hamburg-Blankenese
Abitur	9. Dezember 1970 in Hamburg
Studium	SS 1971 – WS 1972/73 Universität Hamburg Fachrichtung Physik Nebenfächer Mathematik, Chemie  SS 1973 Techn. Universität München  WS 1973/74 – WS 1976/77 Universität Freiburg
Vordiplom	17. April 1973 in Hamburg
Diplom	30. November 1976 in Freiburg
Thema der Diplomarbeit	Die Dreiteilchenreaktion ${}^3\text{He} + {}^7\text{Li} \rightarrow d + \alpha + \alpha$ bei Einschußenergien von $E({}^3\text{He}) = 13$ und $14$ MeV
beruflicher Werdegang	1. Januar 1977 – 30. Oktober 1978 wiss. Hilfskraft an der Universität Freiburg seit dem 1. November 1978 wiss. Angestellte an der Universität Freiburg