

Interner Bericht
DESY F33-76/01
September 1976

DESY-Bibliothek
4. NOV. 1976

Compton - Streuung an Wasserstoff, Deuterium
und komplexen Kernen bei 3 und 5 GeV Photonenergie
unter sehr kleinen Streuwinkeln

von

Thomas Kahl

Compton - Streuung an Wasserstoff, Deuterium
und komplexen Kernen bei 3 und 5 GeV Photonenergie
unter sehr kleinen Streuwinkeln

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg

vorgelegt von

Thomas Kahl
geboren in
Sindelfingen.

Hamburg 1976

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes
der Gruppe F 33 am Deutschen Elektronensynchrotron DESY.

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Referent: Prof. Dr. G. Weber

Koreferent: Prof. Dr. E. Lohrmann

Mündliche Prüfung : 23.1.1976

Prof. Dr. Sjur Refsdal
(Sprecher des Fachbereichs Physik)

Inhaltsverzeichnis

		Seite
I.	<u>Einleitung</u>	1
	1. Bedeutung des Kern-Compton-Effektes	1
	2. Experimentelle Schwierigkeiten	2
	3. Meßapparatur	3
II.	<u>Experimenteller Aufbau</u>	5
	1. Übersicht	5
	2.1 Strahlerzeugung	5
	2.2 Strahlführung	8
	3. Targets	8
	4. Compton-Spektrometer	12
	4.1 Konverter	12
	4.2 Magnet	12
	4.3 Funkenkammer-Teleskop	13
	4.4 Schauerzähler	15
	5. Strahlmonitore	16
	5.1 Quantameter	16
	5.2 Kontrollspektrometer	17
	6. Aufbau der Elektronik	19
	6.1 Schnelle Elektronik	19
	6.2 Einlese der Zähler	20
	6.3 Main Gate	20
	6.4 Auslese der Funkenkammerinhalte	20
	6.5 Datenübertragung	21
	7. Totzeitmonitor	21
III.	<u>Auswertung</u>	22
	1. Übersicht	22
	2. Spurenrekonstruktion	22
	2.1 Beschreibung des Verfahrens	22
	2.2 Diskussion der Bedingungen	24
	2.3 Bilanz der Spurensuche	26
	3. Bahnverfolgung durch das Magnetfeld	27
	3.1 Die Linsenformel	27
	3.2 Beschreibung des Bahnintegrationsverfahrens	28
	4. Spurenuordnung bei mehrdeutigen Ereignissen	30
	5. Zufällige Koinzidenzereignisse	30
	6. Subtraktion der Leerrate	33
	7. Bestimmung der kinematischen Variablen	33
IV.	<u>Trennung der Spektren</u>	35
	1. Einleitung	35
	2. Untergrund	35
	3. Beschreibung des Verfahrens	37
	4. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes	38
	5. Unabhängigkeit von den Eingabeparametern	39
V.	<u>Monte-Carlo-Simulation</u>	40
	1. Einleitung	40
	2. Simulation von Compton-Ereignissen	40
	2.1 Wasserstoff und Deuterium	40
	2.2 Komplexe Kerne	41
	3. Simulation des Untergrundes	42
	3.1 Wasserstoff und Deuterium	42
	3.2 Komplexe Kerne	43
	4. Durchgänge durch das Spektrometer	43
	5. Normierung der simulierten Spektren	44
VI.	<u>Compton-Streuung an Wasserstoff</u>	46
	1. Einleitung	46
	2. Auswertung	46
	2.1 Untergrund	46
	2.2 Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes	47
	2.3 Fitverfahren	47
	2.3.1 Fits bei großem Spektrenintervall	50
	2.3.2 Fits bei engem Spektrenintervall	52
	2.4 Zusammenfassung	53
	2.5 Korrekturen und Fehler	53
	2.6 Ergebnisse	53
	3. Interpretationen im Rahmen von Modellen und Vergleich mit anderen Messungen	59
	3.1 Theoretische Vorbemerkung	59
	3.2 Vergleich mit anderen Messungen	62

	Seite		Seite
3.3	66	5.	103
3.3.1	66	5.1	103
3.3.2	66	5.2	104
3.3.3	67	6.	106
		6.1	106
		6.2	109
VII.	69	6.3	109
<u>Compton-Streuung am Deuteron</u>	69	7.	111
1.	69	7.1	111
2.	69	7.1	111
2.1	69	7.2	111
2.2	70	7.3	113
2.3	74	7.4	113
3.	74	IX.	115
3.1.1	74	<u>Zusammenfassung</u>	
3.1.2	75		
3.2	75	Literaturverzeichnis	118
3.3	78	Lebenslauf	120
4.1	79	Danksagung	121
4.2	81		
4.2.1	84		
4.2.2	84		
VIII.	86		
<u>Compton-Streuung an komplexen Kernen</u>	86		
1.	86		
2.	87		
2.1	87		
2.2	88		
2.3	89		
3.	90		
3.1	90		
3.1.1	90		
3.1.2	90		
3.1.3	91		
3.1.4	92		
3.1.5	92		
4.	97		
4.1	97		
4.2	101		

1. Einleitung

Ziel des Experimentes ist eine Messung von Compton-Wirkungsquerschnitten an Kernen bei so kleinen Streuwinkeln, daß eine sichere Extrapolation auf den Wirkungsquerschnitt bei $t = 0$ möglich ist. Es wurden Kerne der Massenzahl 1 (Wasserstoff) bis 197 (Gold) bei 5 und zum Teil auch bei 3 GeV Photonenenergie untersucht. Die Messung des Compton-Streuquerschnittes ist für die einzelnen Targets aus jeweils anderen Gründen von Interesse.

1. Bedeutung des Kern-Compton-Effektes

Im Fall des Protons ist der Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung mit den Messungen des totalen Photonabsorptionsquerschnittes interessant. Dieser Vergleich ist mittels des optischen Theorems und Dispersionsrelationen möglich. Zum totalen Wirkungsquerschnitt mit unpolarisierten Targets, für den allein Messungen vorliegen, trägt nur der spinunabhängige Anteil der Streuamplitude bei. Dagegen tritt in der Compton-Streuung auch ein spinabhängiger Beitrag auf. Der Vergleich gestattet daher eine Messung des spinabhängigen Anteils der elastischen γ -Proton-Streuamplitude.

Eine Messung des Streuquerschnittes am Deuteron ermöglicht es, den Wirkungsquerschnitt für Streuungen am Neutron zu bestimmen, wenn derjenige für das Proton bekannt ist. Ein Vergleich beider Wirkungsquerschnitte gibt Aufschluß über möglichen (Isospin=1) - Austausch in der γ -Nukleon-Streuung.

Die beiden Nukleonen des Deuterons schatten sich gegenseitig ab. Bei der Extraktion der Neutron-Daten muß daher auf diese Abschattung korrigiert werden. Für das Deuteron geschieht dies mittel einer Theorie nach Glauber, die explizit Einfach- und Doppelstreuung an den Einzel-nukleonen berücksichtigt und eine Berechnung der Abschattung erlaubt.

Der Schatteneffekt sollte sich wie beim Deuteron auch bei schweren Kernen einstellen. Für diese existiert ein Modell, das die Wechselwirkung mehr pauschal durch optische Potentiale beschreibt. Es macht Vorhersagen über eine Abhängigkeit der Abschattung von der Energie und dem Kernvolumen, die auf der gut gesicherten Vorstellung von hadronischen Komponente des Photons

basieren. In Messungen des totalen Photonabsorptionsquerschnittes an schweren Kernen mit reellen Photonen ist Abschattung schon beobachtet worden. In Elektron-Streuxperimenten, bei denen virtuelle Photonen ausgetauscht werden, hat sich bisher keinerlei Anzeichen von Abschattung gezeigt. Mit Hilfe der elastischen Streuung reeller Photonen wurde der Effekt noch nicht untersucht.

2. Experimentelle Schwierigkeiten

Eine Messung bei sehr kleinen Viererimpulsüberträgen ist mit besonderen experimentellen Schwierigkeiten verbunden. Sie treten als Folge des elektromagnetischen Untergrundes aus Elektron-Compton-Streuungen auf, der bei kleinen Streuwinkeln und niedrigen Energien gegenüber Compton-Streuung an Kernen bei weitem dominiert.

Elektron-Comptonstreuung äußert sich in einer Anhebung des Energiespektrums der gestreuten Photonen bei niedrigen Energien (Abb. I.1). Zunächst müssen elektromagnetische Ereignisse zum Teil mitgemessen werden, da ihre Unterdrückung durch Triggerbedingungen eine genauere momentane Energiebestimmung des Ereignisses verlangt als möglich ist. Von allen gemessenen Ereignissen sind zur Messung des Kern-Compton-Effektes aber letztlich nur einige geeignet, die sich nahe der Maximalenergie ansiedeln.

Weiterhin trägt der elektromagnetische Untergrund zum apparativen Untergrund bei. Er erhöht die Anzahl von zufälligen Triggerkoinzidenzen und Mehrfach-schneuren in den Teleskopen und macht somit die Ereignisrekonstruktion schwieriger.

Neben diesem elektromagnetischen Untergrund existiert ein hadronischer Untergrund aus inelastischen Reaktionen, bei denen mindestens ein Photon entsteht und Compton-Streuung simuliert. Die wichtigste Reaktion dieser Art ist π^0 -Erzeugung mit anschließendem Zerfall des π^0 in zwei Photonen. Im Gegensatz zum elektromagnetischen ist dieser Untergrund auch noch bei höheren Energien merklich vorhanden. Er kann aber über die Form seines Energiespektrums abgetrennt werden.

Bei der Streuung an komplexen Kernen verläuft π^0 -Produktion vorwiegend inkohärent, während Compton-Streuung bei sehr kleinen Impulsüberträgen ein fast völlig kohärenter Prozess ist. Deshalb nimmt der relative hadronische Untergrundanteil mit wachsender Kernmassen-

zahl A ab, so daß die Abtrennung leichter wird.

3. Meßapparatur

Bei sehr kleinen Impulsüberträgen verliert das gestoßene Teilchen das Target garnicht. Darum ist eine Messung in diesem kinematischen Bereich prinzipiell nur als Ein-Arm-Messung möglich. Allein das restreute Photon wird nachgewiesen. Aus dessen Energie und Richtung müssen alle kinematischen Größen des Streueignisses berechnet werden, ohne daß weitere Zwangsgleichungen verfügbar sind.

Da die Abtrennung des hadronischen Untergrundes die Verschiedenheit der Photon-Energiespektren von Compton- und Untergrundeignissen ausnutzt, muß die Spektrenform möglichst genau gemessen werden. Die Spektrentrennung ist um so sicherer, je geringer die zusätzliche apparative Verschmierung ist. Die Energieauflösung der Apparatur muß darum möglichst klein, auf jeden Fall aber sehr viel kleiner als die natürliche Kantenschmierung des verwendeten Bremspektrums sein. Darum müssen Energie und Richtung des gestreuten Photons mit großer Genauigkeit gemessen werden.

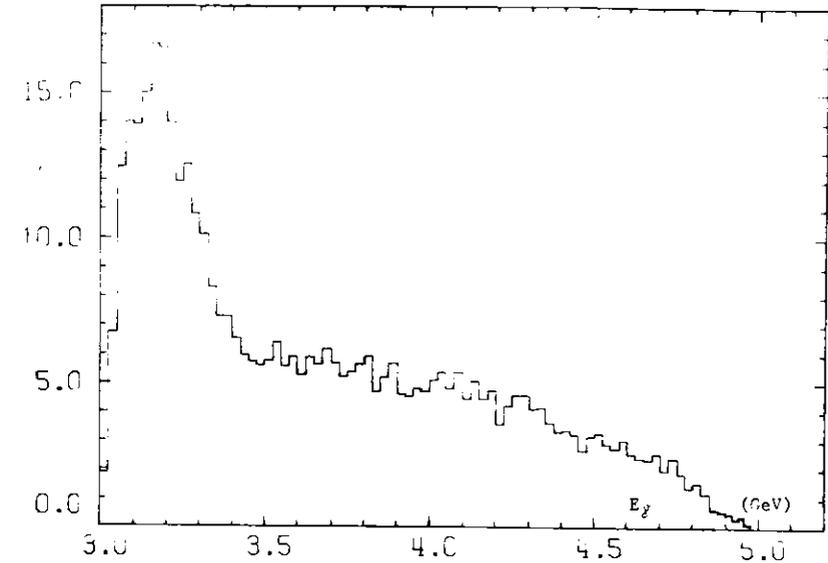


Abb. I.1 Spektrum von rekonstruierten Photonenergien. Die Anhäufung bei kleinen Energien wird durch Elektron-Compton-Ereignisse verursacht. Die untere Kante kommt durch die Triggerbedingung zustande.

II. Experimenteller Aufbau

1. Übersicht

Ein geeigneter experimenteller Aufbau zur Messung von Compton-Streuung unter sehr kleinen Winkeln existierte bei DESY. Er ist schon früher zur Messung von Compton-Streuung am Proton bei 6 GeV Photonenergie verwandt und kürzlich ausführlich beschrieben worden (GIE75), und wurde in leicht verbesserter Form in dem hier beschriebenen Experiment eingesetzt. Abb. II.1 gibt einen Überblick über die Apparatur.

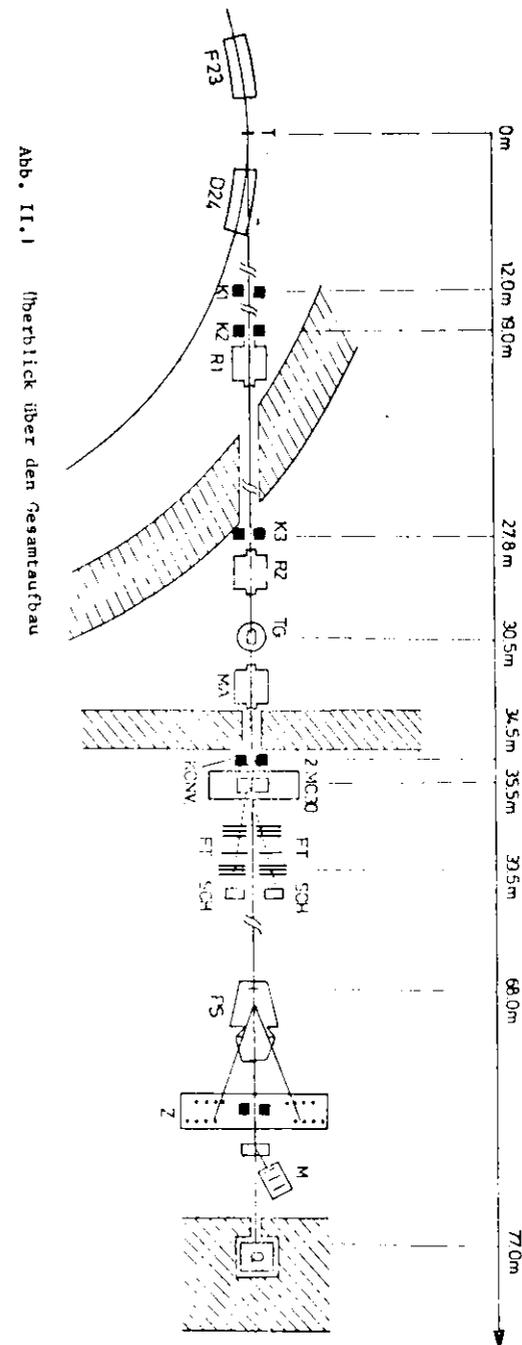
Am inneren Strahl des Elektronensynchrotrons DESY wird Bremsstrahlung erzeugt und der entstehende Photonenstrahl auf das Target gerichtet. Die dort gestreuten Photonen werden in e^+e^- -Paare konvertiert, die in einem sehr genau vermessenen Feld eines Analysiermagneten in horizontaler Richtung ausgeleitet werden. Die Trajektorien von Elektronen und Positronen werden mit Hilfe je eines Funkenkammerteleskopes gemessen. Daraus lassen sich zunächst die Einzelimpulse der Teilchen nach Betrag und Richtung, sodann Impuls und Streuwinkel des Photons bestimmen. Als Trigger dient eine Koinzidenz zwischen den Signalen zweier Schauerzähler, die hinter beiden Funkenkammerteleskopen aufgestellt sind.

Der durchgehende Photonstrahl wird in einem Intensitäts-Monitor (Quantameter) absorbiert. Gleichzeitig wird in einem Kontrollspektrometer die Spektralform periodisch gemessen.

2.1 Strahlerzeugung

Als Bremsstrahlungstarget (Radiator) wird ein im Synchrotron angebrachtes Tantalstäbchen verwendet. Der Elektronenstrahl wird einige hundert μ s vor Ende der Beschleunigungsperiode mittels gepulster Magnete auf das Target gelenkt.

Im Gegensatz zu früheren Experimenten wurde das Synchrotron im "flat-top" - Betrieb verwendet. Das Synchrotron arbeitet mit einer Grundfrequenz von 50 Hz, mit der die Beschleunigungsstrecken gepulst und synchron dazu die Ringmagnete angeregt werden. Durch Addition eines geringen zusätzlichen 200-Hz - Anteils (ca. 8.5%) zum Magnetstrom wird dessen zeitlicher Verlauf im Maximum abgeflacht. Dadurch ist eine Verlängerung des Zeitintervalls maximaler Elektronenenergie auf etwa 3 ms möglich. Die Auslenkung erfolgt innerhalb dieser Zeit über mehr als



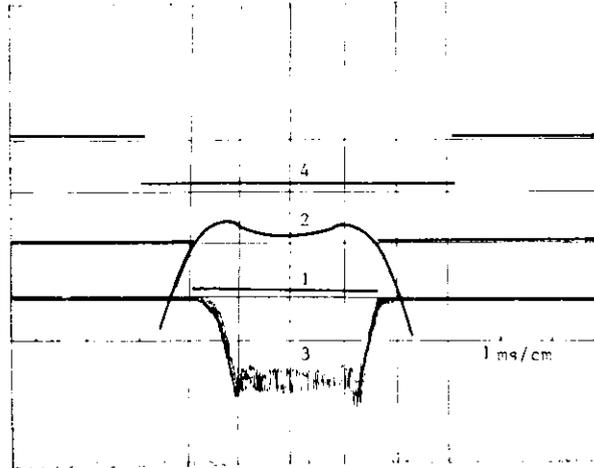


Abb. II.2 "Flat-Top" Betrieb
 1 Energie-Gate
 2 Strom der Ringmagnete
 3 Spill
 4 "Main-Gate" (Kap.6.3)

1000 Umläufe, so daß ein Photonenstrahl ("Spill") konstanter Intensität von ca 2.5 ns entsteht.

Die momentane Strahlintensität, bei der die Apparatur noch vernünftig arbeitet, ist durch die Gedächtniszeit der Funkenkammern begrenzt. Daher ist ein möglichst langer Spill für das Experiment günstig. Gleichzeitig soll während der Dauer des Spills die Elektronenenergie im Synchrotron möglichst konstant sein, um ein Bremsstrahlungsspektrum mit möglichst steiler Kante zu erzeugen. Für das Experiment steht daher ein Signal (Gate) zur Verfügung, das den Zeitabschnitt markiert, während dessen die momentane Energie um höchstens 0.5% von der Maximalenergie abweicht.

Die Dauer des Spills wird möglichst lang gewählt, aber mit der Bedingung, daß der gesamte Spill innerhalb dieses Gates liegt. Dies wurde während des Experimentes mittels Darstellung auf dem Kathodenstrahloszilloskop laufend überwacht. Abb. II.2 zeigt den Spill im "flat-top" Betrieb, das erwähnte Gate sowie den Verlauf des Erregerstromes der Magneten.

2.2 Strahlführung

Die Lage des Strahls wird durch die Lage des Radiators T und des Kollimators K1 bestimmt. Weitere Kollimatoren K1 und K2 beschneiden den jeweils entstehenden Halo. Das Strahlprofil läßt auf Grund der Ausdehnung der strahlenden Fläche des Radiators und der Öffnung des Kollimators K1 ein aus Licht und Halbschatten zusammengesetztes Trapez mit sehr steilen Flanken erwarten. Messungen der Intensitätsverteilung bestätigen dies.

Durch photographische Aufnahmen an verschiedenen Orten kann die Lage des Strahls bis auf etwa 0.5 mm genau gemessen werden. Die Strahldivergenz ergibt sich aus den Messungen zu etwa 0.10 mrad und führt zu einem Strahldurchmesser von ca 7 x 7 mm am Target.

Der Strahl wird zur Vermeidung von Untergrund überwiegend in Vakuum geführt. Durch Magnete vor dem Target und vor dem Kontrollspektrometer wird er von niederenergetischem geladenen Untergrund gereinigt.

3. Targets

Wasserstoff und Deuterium wurden in flüssiger Form als Target verwendet. Das

Target	μ [g/cm ²]	δ_{μ} [Z]	x_0 [Z]	ρ [g/cm ³]
Be	1,321	0,2	2,1	1,848
	1,318	0,2	2,1	1,843
	1,310	0,3	2,1	1,848
C	2,514	0,25	5,9	1,663
	1,685	0,25	4,0	1,669
Al	1,313	0,7	5,5	2,657
	1,044	0,2	4,4	2,636
	0,533	0,3	2,2	2,652
	1,062	0,2	4,4	2,695
	0,117	0,5	0,5	2,690
Ti	0,899	0,3	5,6	4,516
	0,883	0,3	5,5	4,460
Cu	0,467	0,37	3,6	8,811
	0,464	0,37	3,6	8,811
	0,271	0,3	2,1	8,463
Ag	1,059	0,3	11,1	10,485
	0,431	0,1	4,5	10,023
	0,435	0,1	4,6	10,357
Au	0,455	1,9	4,8	13,292

Tab. II.1 Parameter der verwendeten Targets.

μ Flächendichte, x_0 Strahlungslänge, ρ Dichte.

δ_{μ} bezeichnet den geschätzten Fehler in der Flächendichte.

verflüssigte Gas war in einer bei DESY konstruierten Kondensationszelle enthalten (KES67). Die Zelle befindet sich in einem Isoliervakuum von ca 10^{-5} Torr und ist zum Schutz gegen Wärmestrahlung zusätzlich seitlich mit Aluminiumfolie umwickelt. Das Gas wird auf eine Temperatur von 20.5 °K abgekühlt. Dem entspricht ein Druck von 1.17 ± 0.02 ata gegenüber dem Isoliervakuum beim Wasserstoff und von 0.39 ± 0.02 ata bei Deuterium.

Da die Targetzelle gegenüber der Umgebung unter Überdruck steht, wölben sich die Ein- und Austrittsfenster nach außen. Die Länge der Zelle wurde darum bei verschiedenen Drucken gemessen. Es ergab sich am Ort des Strahldurchgangs eine Länge von 198.2 ± 0.4 mm und 197.4 ± 0.4 mm für Wasserstoff bzw Deuterium. Aus Druck und Länge erhält man (KES67) eine Flächendichte μ von 1.39 ± 0.0035 g/cm² für Wasserstoff und von 3.36 ± 0.011 g/cm² für Deuterium .

Als Festkörpertargets wurden Platten sehr reinen Materials verwendet. Deren Länge, Breite und Dicke wurden vermessen. Sie wurden insbesondere auf konstante Dicke geprüft. Durch Wägung wurde daraus die Flächendichte μ bestimmt . Tab. II.1 zeigt die Parameter der verwandten Festkörpertargets.

4. Compton-Spektrometer

Abb. II.3 zeigt eine Skizze des Compton-Spektrometers.

4.1 Konverter

Es wird ein Aluminiumkonverter von $15 \times 20 \text{ cm}^2$ Fläche verwendet, der mit der oberen Kante bis auf etwa 4 cm an den Strahl herangeschoben werden kann. Seine Dicke wurde zu 4 mm (entsprechend 3 % Strahlungslänge) gewählt. Die Vielfachstreuung im Konverter hat damit eine Verschlechterung der Energieauflösung zur Folge, die etwa so groß ist wie diejenige, die durch die Funkenkamerauflösung selbst verursacht wird, nämlich etwa 30 MeV.

Der obere Rand ist als aufsteckbarer Aufsatz gearbeitet, in den ein kreisförmiger Ausschnitt mit Radius $r \approx 4 \text{ cm}$ hineingeschnitten ist. Dadurch kann der Konverter näher an den Strahl herangeschoben werden. Die Akzeptanz für Kernstreuung wird dadurch vergrößert, Elektron-Compton-Ereignisse mit sehr kleinem Streuwinkel bleiben aber ausgespart. Es stehen verschiedene Aufsätze zur Verfügung.

Die Lage des Strahls relativ zum Konverter wird mit Hilfe von photographischen Strahlauflnahmen bestimmt. Zur Vermessung wird ein Kreuz aus dünnem Ta-Blech in den Strahl hineingeklappert, das auf den Aufnahmen sichtbar ist und eine Messung der Strahlage auf $\pm 0.25 \text{ mm}$ erlaubt. Auf Grund von Ausdehnung und Lage des Converters können Streuereignisse mit einem Winkel zwischen 10 und 50 mrad nachgewiesen werden. Dies gestattet Messungen im Bereich $0.002 \leq |t| \leq 0.06 \text{ (GeV/c)}^2$ bei 5 GeV und $0.001 \leq |t| \leq 0.02 \text{ (GeV/c)}^2$ bei 3 GeV.

4.2 Magnet

Der Magnet ZMC30 besteht aus zwei gegeneinandergesetzten C-förmigen Halbmagneten, die eine Jochöffnung von 96 cm Länge bilden. Er wurde bei 5 GeV Messungen mit maximalem Strom von 1500 A betrieben. Dem entspricht eine maximale Feldstärke von annähernd 14 kG und ein mittlerer Wert von $\int B \cdot dl = 1260 \text{ kG} \cdot \text{cm}$. Die Akzeptanz des Magneten ist mit diesen Parametern bei 5 GeV maximal und nimmt mit niedrigeren Energien ab. Für 3 GeV Messungen wurden die Werte angepaßt auf 790 A entsprechend 9 kG und einen mittleren Wert von $\int B \cdot dl = 766 \text{ kG} \cdot \text{cm}$. Das Magnetfeld wurde in allen

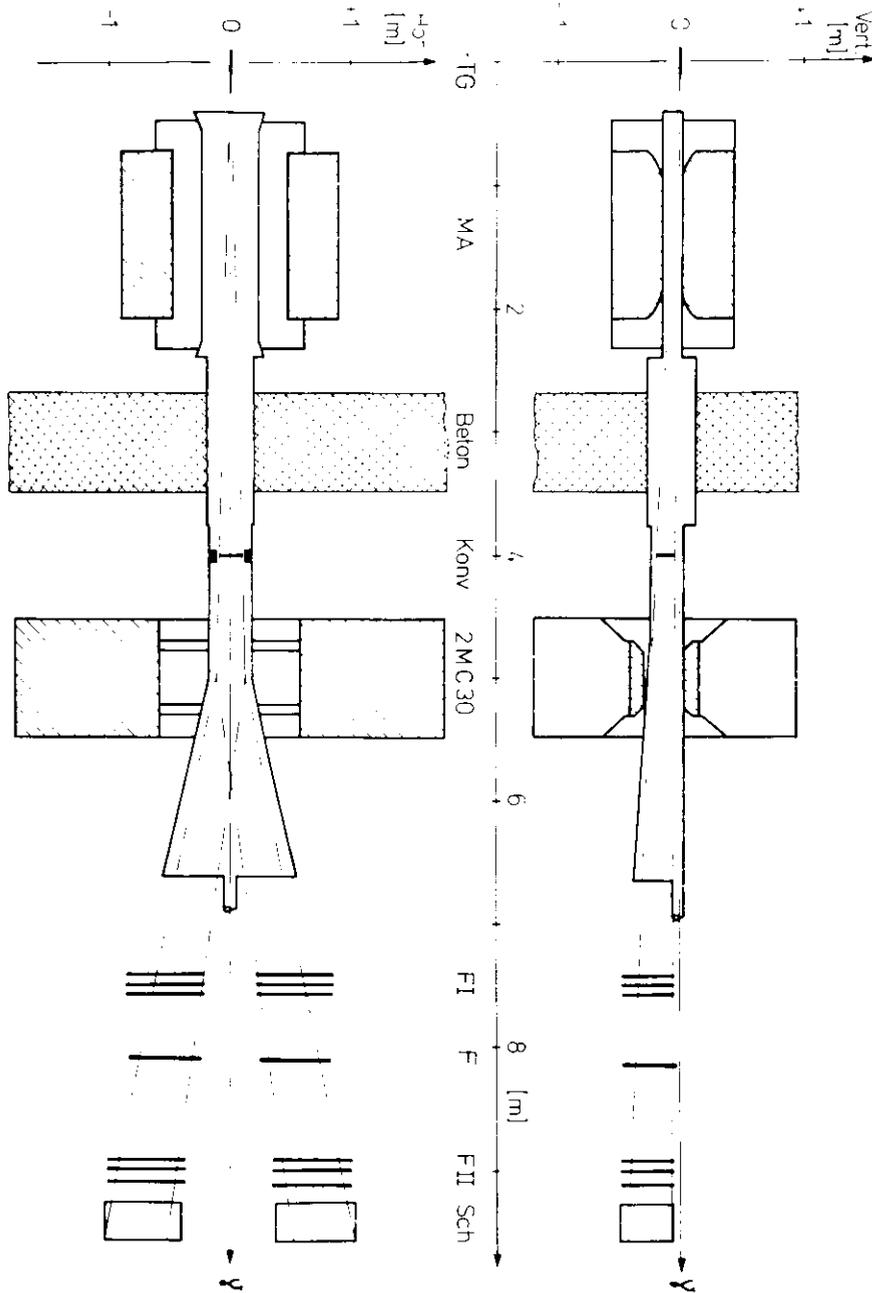


Abb. II.3 Compton-Spektrometer schematisch

TG Target; MA Reihungsmagnet; KONV Konverter; ZMC30 Analysiermagnet; FI, F, FII Funkenkammer;
SCH Schauerdetektor.

Komponenten innerhalb eines weiten räumlichen Bereiches sehr genau vermessen (GIE75).

Durch Überprüfen der Bedingung $\Delta \vec{h} = 0$ für die gemessenen Feldwerte läßt sich der statistische Meßfehler abschätzen. Er führt zu einer relativen Impulsunschärfe von maximal $0,8 \cdot 10^{-3}$ bzw $1,2 \cdot 10^{-3}$ bei 3 bzw 5 GeV, und zu einer Ungenauigkeit des vertikalen Ablenkungswinkels von 0,12 mrad. Alle Werte sind vernachlässigbar gegen andere Ungenauigkeiten der Apparatur.

Der Magnetstrom wird anhand des Spannungsabfalls an einem auf 10^{-4} stabilisierten Vorwiderstand konstant gehalten. Der Spannungsabfall an diesem Widerstand wird während des Experimentes aufgezeichnet und dient zur Überprüfung der Konstanz. Es traten Schwankungen des Magnetstromes von 10^{-3} auf. Sie verursachen eine zusätzliche, aber gegen andere Effekte (Konvertervielfachstreuung, Funkenkammerauflösung) vernachlässigbare Energieverschmierung.

4.3 Funkenkammer-Teleskop

Die Trajektorien der erzeugten Elektronen und Positronen werden in zwei Funkenkammerteleskopen gemessen. Diese befinden sich symmetrisch rechts und links vom Strahl leicht unterhalb der Strahlhöhe. Jedes Teleskop besteht aus 7 Funkenkammern. Die Funkenkammern sind in je zwei Blöcken zu je drei Kammern angeordnet. Zwischen beiden Blöcken befindet sich eine weitere Kammer, die im früher verwandten Aufbau nicht enthalten war. Die Position jeweils der ersten Kammer eines jeden Blockes sowie die Position der mittleren Kammern wird vermessen. Die relative Lage der übrigen Kammern zueinander ist von der Konstruktion her bekannt. Es erfolgt eine zusätzliche rechnerische Feinjustierung der Position dieser Kammern. (Kap. III.2.1)

Die Kammern haben 0,4 mm breite Cu-Leiterbänder im Abstand von 1 mm, die in horizontale und vertikale Richtung verlaufen. Die Auslese erfolgt über Magnetkerne. Die letzte Kammer ist um einen Winkel von 15° gedreht, um eine Zuordnung zwischen den Projektionen von Spuren möglich zu machen, falls mehrere Spuren vorhanden sind. Die technischen Daten und typischen Betriebsparameter sind in Tabelle II.2 zusammengestellt.

Empfindliche Fläche	K1 - K6	640 x 416
	K7 (gedreht)	800 x 512
Gasweite		6 mm
mittlere Flächendichte	K1 - K6	0,085 g/cm ²
	K7 (gedreht)	0,134 g/cm ²
Gasgemisch		75 % Ne, 25 % He
Cu-Leiterbahnen		35 µ dick, 0,4 mm breit
Abstand der Leiterbahnen		1 mm
Hochspannungsimpuls		6 - 7 kV
Klärfeld		120 V/cm
Gedächtniszeit für 50 % Wirkungsgrad		500 ns

Tab. II.2 Parameter der Funkenkammern eines Teleskopes

4.4 Schauerzähler

Hinter der letzten Funkenkammer eines jeden Teleskops ist als Triggerzähler ein Block aus zwei nebeneinander stehenden Schauerzählern aufgestellt. Zusammen hat der Block eine Frontfläche von $650 \times 450 \text{ mm}^2$ und eine Tiefe von 325 mm entsprechend 12,8 Strahlungslängen.

Das im Szintillationsmaterial erzeugte Licht wird je einem an jedem Schauerzähler befindlichem Sekundärelektronenvervielfacher ("SEV") zugeführt. Die Anodensignale beider SEV's eines Blocks werden addiert und in Standardimpulse von 55 ns Länge umgewandelt. Triggersignal ist ein Koinzidenzsignal zwischen den Schauerzählern des linken und des rechten Teleskops.

Außerdem wird eines der beiden Triggersignale um 55 ns verzögert und mit dem unverzögerten Signal des anderen Teleskops in Koinzidenz gebracht. Die Länge dieses Überlappungssignals ist ein Maß für den zeitlichen Abstand beider Triggersignale. Das Signal wird in einem Analog-Digital-Konverter (ADC) konvertiert und für jedes Ereignis aufgezeichnet. Das Spektrum der ADC-Kanäle dient bei der Auswertung zur Abtrennung von zufälligen Koinzidenzen (Kap. III.5)

Um niederenergetischen Untergrund zu unterdrücken, werden die SEV-Signale vor der Koinzidenzbildung auf Diskriminatoren mit einstellbarer Schwelle gegeben. Dies bewirkt einen Schnitt in der Energie der Einzelteilchen.

Zur laufenden Überprüfung des Verstärkungsgrades der SEV's wird periodisch je eine an den Schauerzählern angebrachte Lichtdiode gezündet, die ein Referenzsignal konstanter Intensität liefert. Die entsprechenden Spannungssignale nach Verstärkung werden für jeden Schauerzähler getrennt an der vorletzten Dynode abgegriffen und konvertiert. Während der Datennahme wird überwacht, daß diese Spannungssignale immer annähernd im selben ADC-Kanal erscheinen. Gegebenfalls wird der Verstärkungsgrad des SEV's über die angelegte Hochspannung nachgeregelt.

Weiterhin werden bei jedem echten Ereignis ebenfalls die entsprechenden Dynodensignale konvertiert und aufgezeichnet. Bei der Auswertung kann durch Vergleich der exakt rekonstruierten Teilchenenergie mit der entsprechenden ADC-Anzeige die Konstanz der Verstärkung nachträglich geprüft werden.

Die Triggerschwelle der Einzelenergien entsprachen jeweils $1,2 \pm 0,4$ und $0,9 \pm 0,3 \text{ GeV}$ bei 5 bzw 3 GeV. Die oberen Kanten der Einzelenergiespektren liegen bei 3,5 bzw 2,1 GeV. Da zur Auswertung nur Ereignisse mit einer Gesamtenergie von nahezu der maximalen Energie herangezogen werden, gehen keine Ereignisse durch eine schwankende Triggerschwelle verloren.

5. Strahl-Monitore

Die Gesamtintensität des einfallenden Photonstrahls muß zur Normierung der gemessenen Ereigniszahl bekannt sein. Darüber hinaus verlangt die Methode der Auswertung (Spektrensubtraktion) eine genaue Kenntnis der Spektralform des einfallenden Strahls. Deshalb wird mit Hilfe eines Strahlmonitors die Gesamtintensität des durchgehenden Strahls gemessen und mit Hilfe eines "Kontrollspektrometers" dessen Spektralform bestimmt. Durch Integration des Spektrums erhält man daraus eine zweite, unabhängige Messung der Gesamtintensität des Strahls.

5.1 Quantameter

Zur laufenden Intensitätsmessung dient ein totalabsorbierendes Gasentladungskammeter (LAD65). Die im Quantameter erzeugte Ladung wird in einem Integrator mit 0,5 % Genauigkeit gemessen und durch die Zahl von Entladungen eines Kondensators ("Sweeps") angezeigt.

Die vom Strahl ins Quantameter transportierte Gesamtenergie ist über eine Eichkonstante K_{QM} ("Quantameterkonstante") der erzeugten Ladung proportional. Die Gesamtenergie des Strahls wird gewöhnlich durch die Anzahl von effektiven Quanten N_{γ}^{eff} angegeben, definiert durch die Beziehung

$$K_{max} N_{\gamma}^{eff} = \int_k n(k) dk \quad \text{II.1}$$

wo k die Photonenergie und $n(k)$ das Energiespektrum der Photonen bezeichnet. Zwischen der Quantameterladung Q und der Anzahl der effektiven Quanten besteht danach der Zusammenhang

wird das ideale Spektrum transformiert, und man erhält im Prinzip das "Synchrotronpektrum", mit dem das Experiment durchgeführt wurde.

Targetdicke und **Spillbreite** sind nicht genügend genau bekannt, bzw. veränderlich, und müssen **angepaßt werden**. Das Synchrotron-Spektrum wird mit geschätzten Startwerten für Targetdicke und Spillbreite berechnet. In das berechnete Spektrum wird die bekannte Auflösungsfunktion des Kontrollspektrometers hineingefaltet. Durch Vergleich mit dem gemessenen Spektrum werden Korrekturen für Targetdicke und Spillbreite berechnet. Das Verfahren wird iteriert, bis Übereinstimmung erzielt ist. Damit liegt dann die Form des im Experiment vorhandenen Spektrums fest.

Gleichzeitig wird die Höhe des Spektrums angepaßt. Durch Integration erhält man daraus die gesamte vom Strahl mitgeführte Energie. Dies ermöglicht eine Bestimmung der Quantameterkonstanten.

6. Aufbau der Elektronik

Die Steuerung des Experimentablaufs geschieht mit Hilfe eines Digitalrechners C90-10 der Firma CAE. Er ist über eine bei DESY angefertigte Koppel elektronik an die Elektronik des Experimentes angeschlossen.

Seine Aufgaben sind

- Steuerung des Meßablaufs
- Zwischenspeicherung der Daten
- Übertragung zum Großrechner IBM 360/75
- Aufstellen von Statistiken

6.1 Schnelle Elektronik

In der "schnellen Elektronik" wird zunächst die logische Entscheidung über das Eintreffen eines Ereignisses gefällt. Die Signale des linken und rechten Schauerzählers, S1 und S2, werden nach Durchgang durch je einen Schwellendiskriminator zu Normpulsen verarbeitet, aus denen in einer nachfolgenden Koinzidenzstufe das "Master-Trigger-Signal" $MT = S1 \cdot S2$ gebildet wird. MT veranlaßt mehrere notwendige schnelle Reaktionen der Apparatur. Zunächst schließt MT etwa 150 ns nach Eintreffen des Ereignisses die Triggerlogik und macht damit die Apparatur unempfindlich gegen Folgeereignisse. Weiterhin werden mit ca 200 ns Verzögerung die Hochspannungspulser der Kammern gezündet, und drittens die Gates an den ADC's und einigen Zählern geöffnet.

6.2 Einlese der Zähler

Weiterhin wird MT zum Ansteuern des langsameren Teils der Elektronik verwendet. Es wird einem Interrupt-Eingang des Rechners zugeführt, und aktiviert dort einen Teil des Steuerprogramms, in dem ADC-Inhalte, Informationen von Databoxen und einige Zählerstände eingelesen werden.

6.3 Main Gate

Sodann schließt MT das zentrale Gate MG ("Main Gate") der Apparatur. Dieses bleibt während der gesamten Einlesezeit der Daten in der Prozeßrechner geschlossen und wird erst nach deren Ende von ihm wieder geöffnet. Durch Öffnen des Main Gates wird dann auch die schnelle Elektronik wieder empfindlich gemacht. Das zentrale Gate wird an alle diejenigen Komponenten der Elektronik angelegt, die nur empfindlich sein sollen, solange die Apparatur wirklich aufnahmebereit ist. Es bestimmt die apparative Totzeit (Kap. 11.7)

Außer durch MT kann das Main Gate auch durch das Quantameter-Gate geschlossen werden. Dieses wird vom Integrator des Strahlmonitors gesetzt. Es markiert die Totzeiten des Monitors, die periodisch bei jeder Aufladung des Kondensators (Sweep) auftreten, signalisiert der Experimentelektronik aber auch einen vom Rechner verursachten Stillstand des Integrators (Unterbrechung, Ende der Datennahme).

6.4 Auslese der Funkenkammerinhalte

Schließlich veranlaßt MT die Funkenkammer-Auslese-Elektronik, die Adressen der durch Funkenstrom geklappten Kerne für den Rechner bereitzustellen.

Während der Kameraauslese werden, gegenüber dem Eintreffen des Ereignisses um exakt die Zeit eines Synchrotronpulses verzögert (20 ms), die Photodioden der Schauerzähler gezündet und die Analogsignale konvertiert.

Wenn die Inhalte der Funkenkammern in den Rechner eingelesen sind, werden die ADC's nochmal ausgelesen und zurückgesetzt.

6.5 Datenübertragung

Die Speicherung aller Daten im Prozessrechner und deren Übertragung zur IBM Rechenmaschine ist im Mittel ca 60 ms nach Eintritt des Ereignisses beendet. Schon nach Ende der Kammerauslese aber (ca 10 ms) wird das Main Gate geöffnet, und die schnelle Elektronik ist wieder empfindlich. Der Rechner aktiviert dann den Datenkanal zum IBM-Großrechner. Anschließend werden Zählratenstatistiken im Prozessrechner ergänzt.

Eine Übersicht über die Elektronik gibt das Blockschaltbild II.4

7. Totzeitmonitor

Bis zur Auslese der Funkenkammer-Inhalte in den Rechner ist die Apparatur völlig unempfindlich. Darüberhinaus kann ein Ereignis, das während der Verarbeitungszeit des vorigen Ereignisses eintrifft, selbst erst verzögert bearbeitet werden. Solange ist das Main Gate MG der Apparatur geschlossen. Der Integrator des Strahlmonitors läuft während dieser Zeit aber weiter, da er aus technischen Gründen nicht über das schnelle Gate MG gesteuert werden kann.

Die Schließung des Main Gates verursacht darum eine apparative Totzeit, auf die mit Hilfe eines Monitorteleskops korrigiert wird.

In einem 1 mm dicken Al-Target werden vom durchgehendem Strahl Elektron-Positron-Paare erzeugt. Diese werden durch das Feld eines Permanentmagneten auf drei Szintillationszähler gelenkt. Die dreifach-Koinzidenzrate ist proportional zur Strahlintensität. Sie wird in zwei unterschiedlich aufgetasteten Zählern registriert, von denen der eine, ebenso wie die Apparatur selbst, über das Main Gate, der andere über das Quantametergate QM geöffnet und geschlossen wird.

Die vom Quantameter angezeigte Ladung ist mit dem Verhältnis beider Zählraten zu korrigieren. Es sind, je nach Zählrate, Korrekturen von 5 bis 20 % notwendig.

III. Auswertung

1. Übersicht

Die Auswertung der Daten und Datenreduktion erfolgt in mehreren Etappen. Zunächst werden schon während der Datennahme laufend Kontrollen und Konsistenzproben gemacht. Daten, die diesen nicht genügen, werden markiert und später nicht weiter ausgewertet.

Als nächstes werden die Ereignisse geometrisch rekonstruiert, d. h. die Trajektorien von Elektronen und Positronen durch die Funkenkammergeleskope werden berechnet.

Daraufhin werden mit Hilfe eines Bahnintegrationsverfahrens durch das Magnetfeld die Impulse berechnet, die den gemessenen Trajektorien entsprechen. Außerdem werden Elektron-Positron-Spuren einander zugeordnet, und die Gesamtenergie sowie der Streuwinkel des Photons bestimmt.

Schließlich werden zusätzlich geometrische und kinematische Schnitte gemacht. Die Daten werden dann

in einen zweidimensionalen Datensatz nach der Photonenergie k und dem Streuwinkel θ eingeordnet. Dieser wird in der letzten Stufe der Auswertung zur Abtrennung des Untergrundes und Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes $d\sigma/dt$ verwandt.

2. Spurenrekonstruktion

Die geometrische Rekonstruktion der Elektron- und Positron-Spuren erfolgt mit Hilfe des Spurensuchprogramms SPARK (FRA72,a) .

2.1 Beschreibung des Verfahrens

Die Spurensuche geschieht zunächst getrennt in jeder Projektion einzeln. Durch zwei Funken in getrennten Ebenen wird eine Gerade gelegt. Innerhalb einer symmetrischen Straße um diese Gerade wird nach weiteren Funken in den übrigen Kammern gesucht.

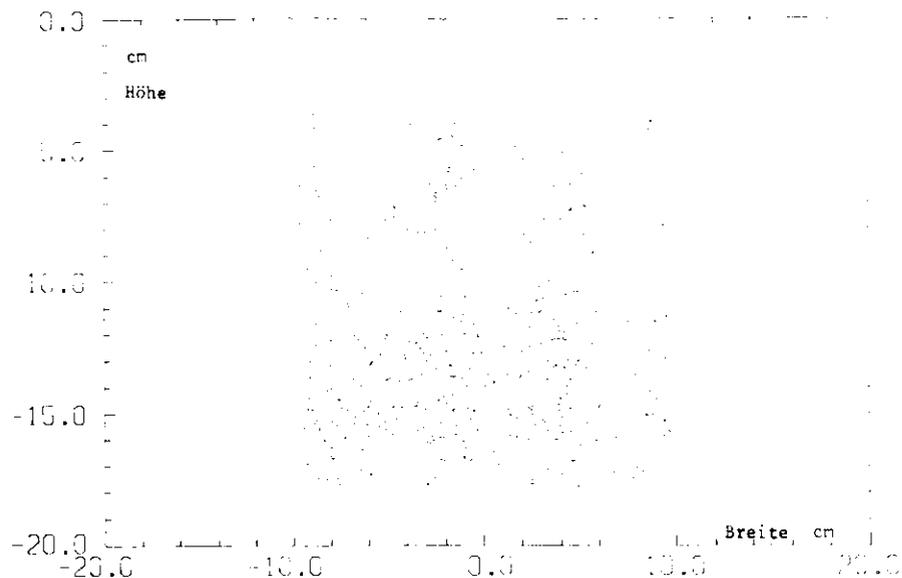


Abb. III.1 a Rekonstruktion des Konverters

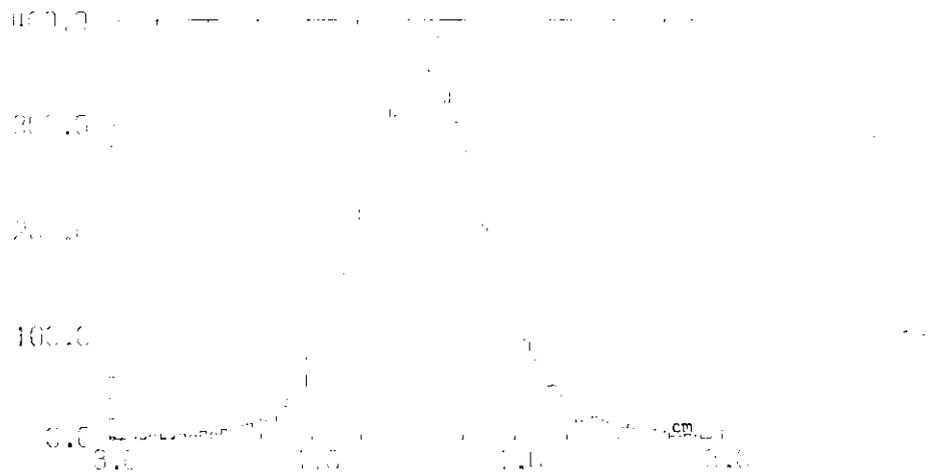


Abb. III.1 b Rekonstruktion der Targethöhe

Als Straßenbreite wird 3.5 mm für die Kammern eines Blocks und 4 mm für die dazwischen befindliche mittlere Kammer gewählt, um auch Spuren mit leichtem Knick, verursacht durch Vielfachstreuung in den Kammern, mit Sicherheit nachzuweisen.

Bei dieser Straßenbreite werden die zu einer Spur gehörenden vorhandenen Funken mit Sicherheit gefunden, die Anzahl der zufällig der Spur zugeordneten Funken ist dagegen noch gering (GIE75, FRA72.a).

Durch die gefundenen Funken wird eine Ausgleichsgerade so angepaßt, daß die Summe der quadrierten Abstände zwischen Funken und Ausgleichsgeraden minimal wird.

Damit diese als Spur akzeptiert wird, muß sie auf ein physikalisches Quellgebiet weisen: In vertikaler Projektion die Strahlausdehnung am Target, in horizontaler Projektion die Abbildung des Konverters in der brechenden Ebene des Magneten. Ein gesamter quadratischer Abstand von 3 mm^2 darf nicht überschritten werden. Sind diese Bedingungen erfüllt, werden die Funken selbst und die Spurensuche mit den übrigen Funken fortgesetzt.

Vor Beginn der Serienauswertung wurden die nicht eingemessenen Kammern relativ zu den eingemessenen "feinjustiert", d.h. ihre Koordinaten so variiert, daß der mittlere Abstand zwischen der Ausgleichsgeraden und den Funkenkoordinaten zu null ($\pm 0.05 \text{ mm}$) wurde.

2.2 Diskussion der Bedingungen

Auf einer akzeptierten Spur müssen mindestens 5 Funken liegen. Dies stellt bei 7 Kammern und einem mittleren Kammerwirkungsgrad von durchschnittlich 96% keine einschneidende Bedingung dar. Der mittlere Teleskopwirkungsgrad ist aus dem Verhältnis der Anzahlen von 5-, 6- und 7-Funken-Spuren ortsabhängig berechnet worden und ergibt sich durchweg zu mindestens 99%.

Die Rekonstruktion von Target und Konverter geschieht, wie Abb. III.1 a und b zeigen, mit so großer Genauigkeit, daß praktisch alle echten Spuren das erwähnte Quellgebiet innerhalb des akzeptierten Toleranzbereiches von $\pm 7 \text{ cm}$ in der Targethöhe und $\pm 15 \text{ cm}$ in der Konverterbreite treffen.

Abb. III.2 zeigt die Verteilungen der gesamten quadrierten Abstände zwischen Funken und Ausgleichsgerade für Spuren mit verschiedenen Funkenanzahlen.

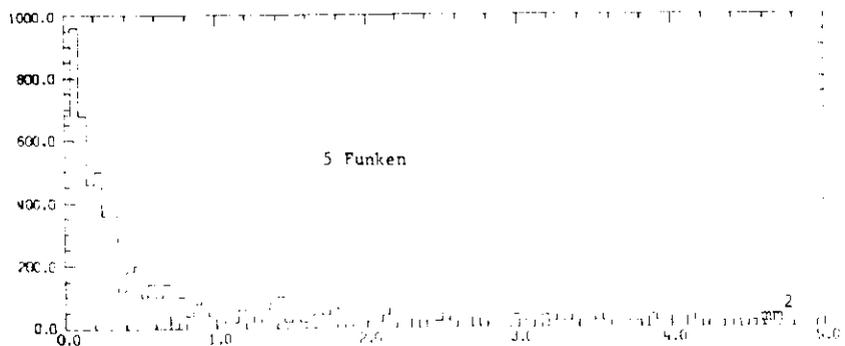
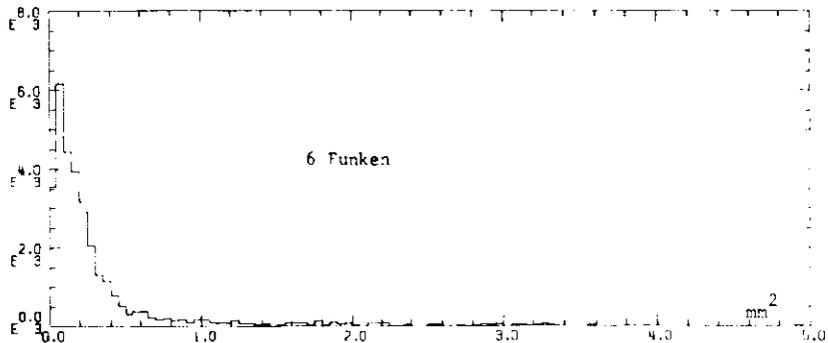
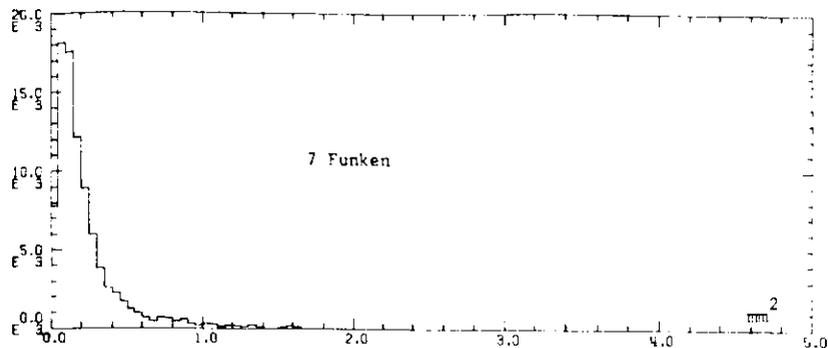


Abb. III,2 Verteilung der quadratischen Abstände zwischen Funken und Ausgleichsgeraden.

Die Werte für die quadrierten Abstände liegen i.a. deutlich unterhalb der gesetzten Grenze von 3 mm^2 . Nur bei 5-Funkenspuren reicht die Verteilung zu einem geringen Anteil über diese Grenze hinaus. Dies ist aber durch Kombination von zufälligen Funken zu einer scheinbaren Spur erklärbar. Es dürften durch diesen Schnitt weniger als 0,4 % echte Ereignisse verloren gehen.

2.3 Bilanz der Spurensuche

Nach Abschluß der Spurensuche in den einzelnen Projektionen müssen die gefundenen Projektionen einander zugeordnet werden.

Die Zuordnung ist eindeutig, wenn in beiden Projektionen genau eine Spur gefunden wurde.

Wenn in mindestens einer Projektion mehr als eine Spur gefunden wurde, ist trotzdem eine Zuordnung möglich, sofern die gedrehte Kammer angesprochen hat. Diejenigen Spuren aus verschiedenen Projektionen gelten als korreliert, deren gemeinsamer Durchstoßpunkt in der gedrehten Kammer näher als 2 mm an einer Funkenkoordinate liegt.

Es kommt vor, daß in mindestens einem Teleskop mehrere mögliche echte Spuren gefunden werden. Dies ist der Fall, wenn die gedrehte Ebene nicht angesprochen und eine bestehende Mehrdeutigkeit der Zuordnung zwischen zwei Projektionen nicht aufgehoben werden kann. Dies ist weiterhin der Fall, wenn außer der zum jeweiligen Ereignis gehörenden Spur infolge der Gedächtniszeit der Kammer noch Spuren früherer Ereignisse gefunden werden. In solchen Fällen wird die Auswahl der richtigen Spur bei der Zuordnung von Elektron- und Positronspur veräuscht. Dies ist erst nach erfolgter Bahnintegration möglich (Kap.3.2 dieses Abschnitts)

Teilweise findet das Spurensuchprogramm in einem oder beiden Teleskopen überhaupt keine aus dem Quellgebiet kommende Spur. Dies ist durch Trigger erklärbar, die durch Teilchen aus dem Strahluntergrund verursacht werden, deren Bahn die Teleskope nur streift (FRA72.b). Der Anteil dieser Trigger ist abhängig vom relativen Beitrag von Elektron-Compton-Ereignissen zum Photonenpektrum. Er erreicht bei den Messungen bei 3 GeV mit niedriger Triggerschwelle und geringem Abstand Strahl - Konverter über 30 %. Bei den 5 GeV-Messungen ist er für Wasserstoff am höchsten (etwa 11 %) und nimmt mit wachsender Kernmassenzahl ab.

3. Bahnverfolgung durch das Magnetfeld

Die kinematische Rekonstruktion des Streuereignisses geht mittels eines iterativen Verfahrens vonstatten, bei dem die Bahnen von Elektron und Positron schrittweise durch das Magnetfeld bis in die Funkenkammerteleskope verfolgt werden.

3.1 Die Linsenformel

Die Ablenkung eines Teilchens der Ladung e in einem Magnetfeld B folgt dem Gesetz

$$d\vec{p} = \frac{e}{c} \cdot d\vec{l} \times \vec{B} \quad \text{III.1}$$

worin $d\vec{p}$ Impuls- und $d\vec{l}$ Längenelement in Bahnrichtung sind, c bezeichnet die Lichtgeschwindigkeit.

Unter der Annahme, daß das Magnetfeld homogen ist und daß alle Teilchen sich auf ähnlichen Bahnen senkrecht zum Feldvektor \vec{B} bewegen, kann diese Beziehung näherungsweise integriert werden. Mit der Bezeichnung $(B.L)$ für den Wert des Bahnintegrals $\int B \cdot dl$ entlang einer typischen Teilchenbahn erhält man für kleine Ablenkungswinkel die "Linsenformel"

$$p = \frac{e}{c} \cdot \frac{(B.L)}{\vartheta - \vartheta_0} \quad \text{III.2}$$

Darin bezeichnet p den Impuls des Teilchens und $\vartheta - \vartheta_0$ den Ablenkungswinkel.

Die Linsenformel enthält lediglich eine Abhängigkeit vom Produkt $(B.L)$. Man kann sich folglich den Magneten durch einen gleichwertigen anderen mit verschwindender Feldlänge L und über alle Grenzen wachsender Feldstärke B ersetzt denken. Dann wird die Analogie zur dünnen Linse deutlich:

Die Teilchen bewegen sich auf Geraden bis in die brechende Ebene des Magneten und werden dort um den Winkel $\vartheta - \vartheta_0$ abgelenkt.

3.2 Beschreibung des Bahnintegrationsverfahrens

Bei Verwendung der Linsenformel werden Impulse von typischen Bahnen mit guter Genauigkeit berechnet. Wenn die Bahnen aber stark gekrümmt sind oder nicht zentral durch das Magnetfeld verlaufen, liefert die Linsenformel um etwa 1 % falsche Werte. Deshalb wird ein numerisches Bahnintegrationsverfahren angewandt.

Mittels der Linsenformel werden zunächst Näherungswerte für beide Teilchenimpulse berechnet, sowie durch Extrapolation der Trajektorien in die brechende Ebene hinein und durch Verlängerung in Targetrichtung der Konverterdurchstoßpunkt bestimmt. Ausgehend von diesen Startwerten wird mittels der exakten Gleichung III.1 die Bahn stückweise berechnet, wobei der Wert des Magnetfeldes aus den Meßwerten interpoliert wird. Durch Vergleich der Bahnen im Teleskop mit den gemessenen werden Korrekturen für die Startwerte bestimmt und das Verfahren wiederholt. Über die Güte der Anpassung wird durch ein χ^2 -Test entschieden.

Die Bahnkorrektur erfolgt in horizontaler Projektion über eine Korrektur der Impulse nach der Linsenformel, während die horizontale Projektion des Konverterdurchstoßpunktes unverändert bleibt. In vertikaler Projektion wird die Bahnanpassung über eine Korrektur der Höhe des gemeinsamen Durchstoßpunktes im Konverter und über eine Korrektur der gemeinsamen Steigung beider Trajektorien erreicht. Das Verfahren wird solange iteriert, bis die erwartete Verbesserung des χ^2 -Wertes durch eine weitere Iteration unter 5 % liegt. Die Teilchenimpulse haben sich dann bis auf eine relative Abweichung von weniger als 10^{-4} dem Konvergenzwert genähert.

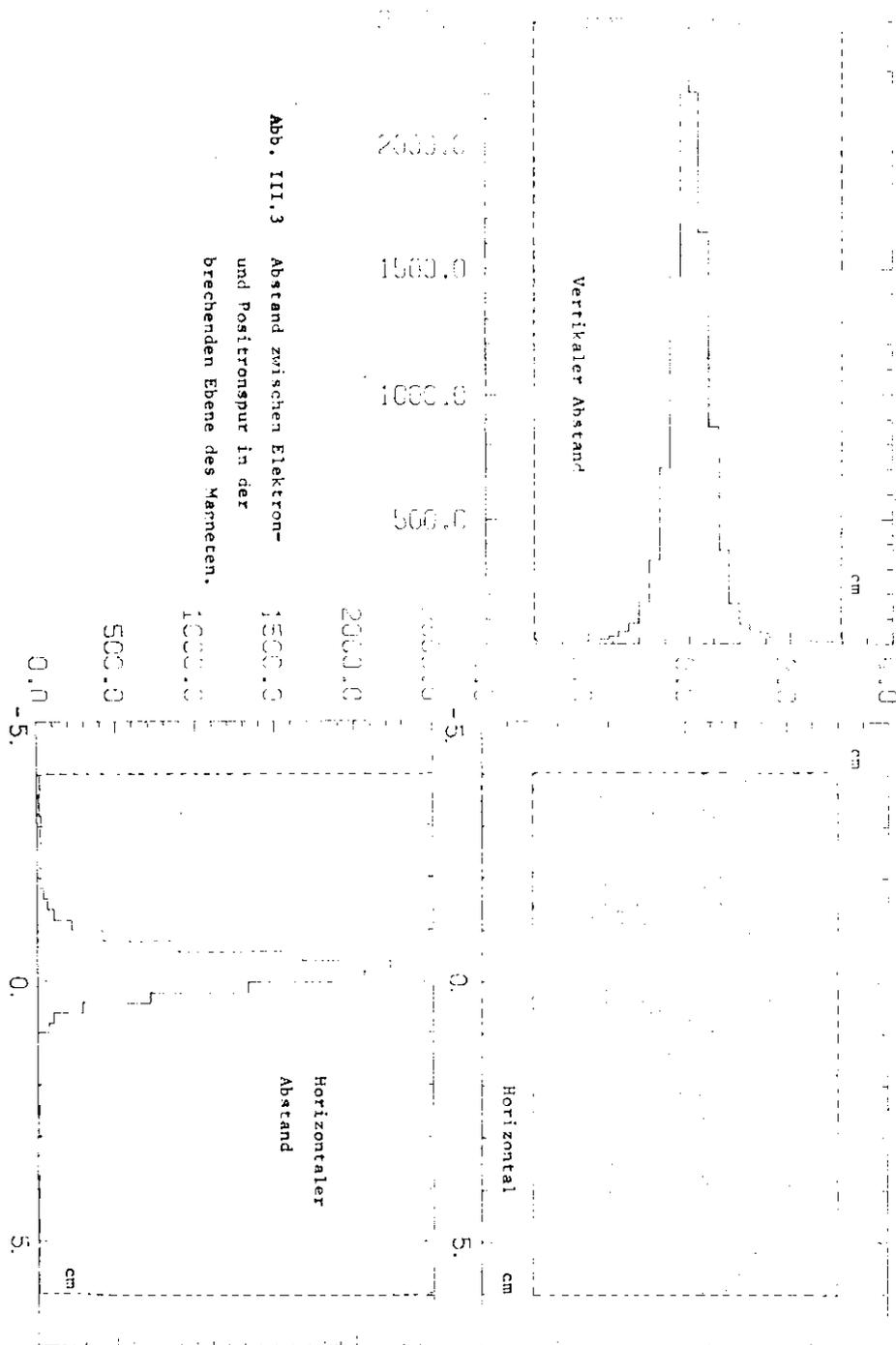


Abb. III.3 Abstand zwischen Elektron- und Positronspur in der brechenden Ebene des Magneten.

4. Spureuzuordnung bei mehrdeutigen Ereignissen

Nach erfolgter Bahnintegration ist das Streuereignis vollständig rekonstruiert. Dann ist zum Teil auch bei solchen Ereignissen die Auswahl der richtigen Spur möglich, bei denen in mindestens einem Teleskop mehr als eine Spur gefunden wurde.

In der Analogie der dünnen Linse müssen sich die extrapolierten Elektron- und Positronspuren eines Ereignisses in der brechenden Ebene des Magneten treffen. Diese Bedingung ist in Wirklichkeit nur annähernd erfüllt, da sich erstens der Magnet nicht exakt wie eine dünne Linse verhält, und zweitens Vielfachstreuung in den Kammern die Rekonstruktion der Spuren verfälscht. Trotzdem kann die Bedingung ausgenutzt werden, um bei einem großen Anteil mehrdeutiger Ereignisse die Mehrdeutigkeit aufzuheben.

In Abb. III.3 sind die Abstände zwischen linker und rechter Spur in der brechenden Ebene des Magneten dargestellt. Beide Projektionen zeigen eine gewaltige Anhäufung um den Wert 0. Zusammengehörige Spuren treffen sich ersichtlich fast immer innerhalb der eingezeichneten Toleranzgrenzen. Bei mehrdeutigen Ereignissen werden daher solche Spurenpaare als zum selben Ereignis gehörig betrachtet, deren Abstand in Magnetmitte innerhalb der eingezeichneten Grenzen liegt. Wird kein oder mehr als ein Spurenpaar gefunden, das diese Bedingung erfüllt, so wird das Ereignis verworfen. Die Anzahl dieser letzteren Ereignisse erfordert eine Korrektur.

Die gleiche Bedingung wird weiterhin generell für alle Ereignisse gestellt. Dadurch werden, abhängig von Energie und Target, maximal 6 % aller Ereignisse verworfen. Wie eine Analyse der Koinzidenzzeit solcher Ereignisse zeigt, handelt es sich dabei um scheinbare Ereignisse, bei denen zufällig Spuren in beiden Teleskopen vorgefunden werden.

5. Zufällige Koinzidenzereignisse

Zufällige Signale des linken und rechten Schauerzählers können innerhalb der Koinzidenzauflösung von 55 ns gleichzeitig auftreten und einen Trigger simulieren. Wegen der Gedächtniszeit der Funkenkammern von mehreren hundert ns werden in diesen Fällen manchmal wirklich Spuren gefunden. Sie gehören zu irgendwelchen früheren Ereignissen und treffen sich im allgemeinen nicht in der brechenden Ebene.

Die Koinzidenzzeit wird für jedes Ereignis gemessen und steht als ADC-Eintrag zur Verfügung (Kap.II.4.4).

Abb.III.4

zeigt für Wasserstoff die Koinzidenzzeit, aufgetragen gegen den horizontalen Abstand der Spuren in der brechenden Ebene des Magneten. Zufällige Trigger bilden einen konstanten Untergrund, dem sich eine Anhäufung von echten Ereignissen mit gleichzeitigem Trigger und verschwindendem Abstand beider Spuren in der brechenden Ebene überlagert.

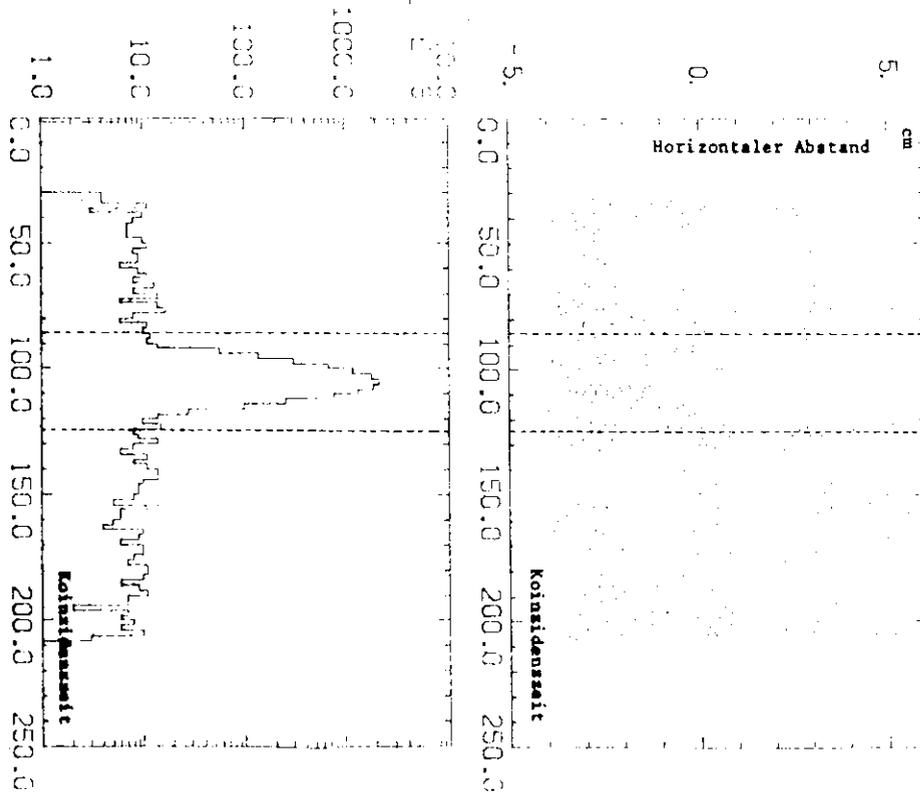
Die Anzahl von scheinbaren Ereignissen mit zufälliger Triggerkoinzidenz ist abhängig von der Belastung der Schauerzähler durch niederenergetische Elektron-Compton-Ereignisse. Bei 5 GeV ist sie für Wasserstoff am größten. Für komplexe Kerne ist sie bei 5 GeV vernachlässigbar, erfordert aber bei 3 GeV wegen der niedrigeren Triggerschwelle und etwas anderen Konverterposition eine Korrektur.

Bei zufälligen Triggerkoinzidenzen werden vor allem Spuren mit sehr kleinem Streuwinkel vorgefunden, zu einem großen Teil Restspuren von Elektron-Compton-Ereignissen. Das Winkelspektrum dieser Ereignisse unterscheidet sich deshalb wesentlich von demjenigen echter Ereignisse und verzerrt es. Darum geschieht die Abtrennung von Zufallereignissen durch Subtraktion ihrer Energie-Winkelverteilung.

Alle Ereignisse werden nach Energie und Streuwinkel in einen zweidimensionalen Datensatz eingeordnet. Ein analoger Datensatz wird auch für die Ereignisse gebildet, deren Koinzidenzzeit außerhalb der eingzeichneten Toleranzgrenze liegt. Die beiden Datensätze werden, mit entsprechenden Gewichten versehen, voneinander subtrahiert.



Abb. III.4 Horizontaler Abstand zwischen Elektron- und Positronspur in brechender Ebene des Magneten gegen Koinzidenzzeit. Projektionen logarithmisch.



6. Subtraktion der Leerrate

Die Subtraktion der Leer-Rate erfolgt, ebenso wie im vorigen Kapitel beschrieben, durch Subtraktion des entsprechenden nach k - ϑ -Intervallen geordneten Datensatzes.

Während der Umstellung von Wasserstoff auf Deuterium wurden Leermessungen mit völlig evakuierter Targetzelle vorgenommen, so daß diese Messungen für Wasserstoff und für Deuterium verwendet werden können und keine Beiträge von Restgas berücksichtigt werden müssen.

7. Bestimmung der kinematischen Variablen

Das Bahnintegrationsverfahren liefert die Einzelimpulse von Elektron und Positron sowie den Streuwinkel des Photons relativ zur Richtung des einfallenden Strahls. Aus den Teilchenimpulsen ergibt sich deren Energie nach

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \quad i = 1, 2 \quad \text{III.3}$$

worin m_i die Masse des Elektrons ist, und p_i den Impuls des Einzelteilchens bezeichnet. Die Energie des gestreuten Photons ist dann

$$k' = E_1 + E_2 \quad \text{III.4}$$

Notwendige Strahlungskorrekturen werden bei der Rekonstruktion individueller Ereignisse nicht angebracht. Sie werden beim Vergleich mit simulierten Ereignissen berücksichtigt (Kap. V.4). Die Energie k des einfallenden Photons berechnet sich zu

$$k = \frac{k'}{1 - (k'/M) \cdot (1 - \cos \vartheta)} \quad \text{III.5}$$

M bezeichnet darin die Masse des Rückstoßteilchens, ϑ den Streuwinkel. Der Viererimpulsübertrag ergibt sich daraus schließlich zu

$$t = -2k \cdot k' \cdot (1 - \cos \vartheta) \quad \text{III.6}$$

Für die Masse des Rückstoßteilchens M wird immer die Masse des Protons eingesetzt. Streng genommen sollte bei komplexen Kernen die Kernmasse verwendet werden.

Die Verwendung der Protonmasse führt bei der Berechnung von k und t zu geringfügigen Fehlern (etwa 10 MeV und einem relativen Fehler von 10^{-3} in t), die aber im kohärenten Bereich bei sehr kleinen Werten von $|t|$ geringer als die Auflösung dieser Messung und ohne Einfluß auf das Ergebnis sind.

Im Bereich größerer Viererimpulsüberträge dagegen ist die Rechnung mit der Protonenmasse gerechtfertigt, da dort die inkohärente Streuung an Einzel-nukleonen dominiert.

IV. Trennung der Spektren

1. Einleitung

Nach erfolgter Bahnintegration und Zuordnung der Elektron- und Positron-Spuren ist für alle Ereignisse die Photonenergie k und der Viererimpuls-Übertrag t unter Annahme von Compton-Kinematik bekannt. Die Daten stehen in Form eines zweidimensionalen nach $k - \mathcal{Q}$ - Intervallen geordneten Datensatzes zur Verfügung.

Zur Bestimmung des differentiellen Compton-Wirkungsquerschnittes aus diesen Daten muß der Anteil an Untergrundreaktionen subtrahiert und die verbleibende Anzahl von echten Compton-Ereignissen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt in Beziehung gesetzt werden. Dies beides leistet das Verfahren der Spektren-trennung. Es beruht auf einem Vergleich des gemessenen Energiespektrums der gestreuten Photonen mit einem rechnerisch erzeugten Referenzspektrum.

2. Untergrund

Da das Experiment als Ein-Arm-Messung durchgeführt werden muß und die Energie der einfallenden Photonen unbestimmt ist, können alle inelastischen Prozesse als Untergrundreaktion auftreten, bei denen wenigstens ein für die Apparatur sichtbares Photon emittiert wird. Beispiele solcher Reaktionen sind



Sie werden fälschlich unter Annahme von Compton-Kinematik analysiert. Ihr Anteil läßt sich wegen der Verschiedenheit der Energiespektren von Photonen aus Compton-Streuung und aus Untergrund-Reaktionen abtrennen.

Echte Compton-Ereignisse reproduzieren wegen des geringen Energieübertrages

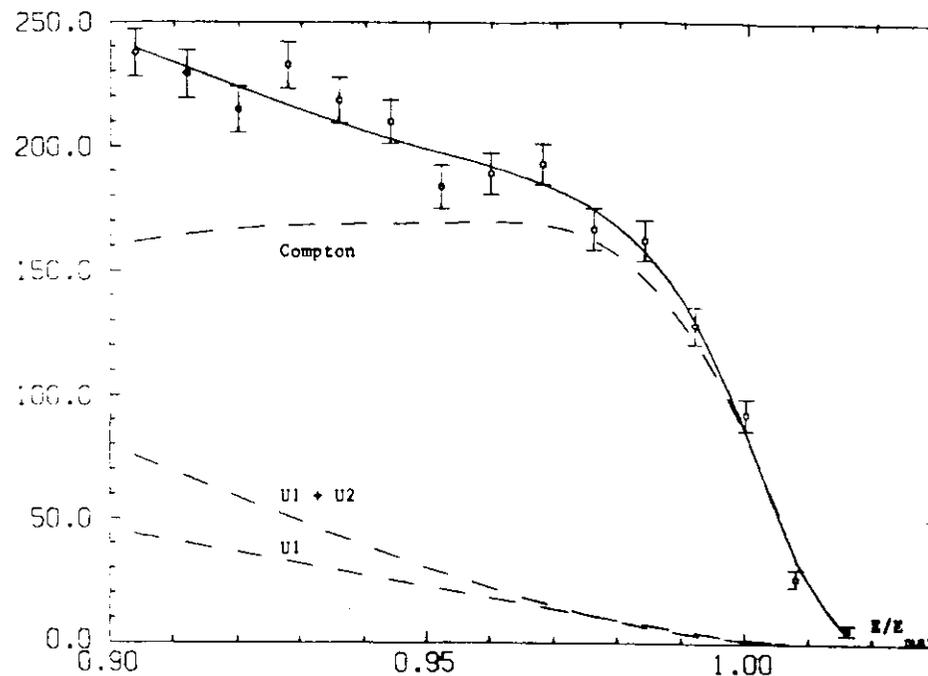


Abb. IV.1 Zusammensetzung des Photonspektrums für Wasserstoff in der Nähe der Maximalenergie von 5 GeV. Das Spektrum setzt sich aus einem Anteil von Photonen aus Compton-Streuung und zwei Untergrundkomponenten U1 und U2 zusammen. U1 entspricht Reaktionen mit zwei Photonen im Endzustand, U2 solchen mit anderen Endzuständen (Vergl. Kap. V.3.1).

auf das Rückstoßteilchen im betrachteten $|t|$ -Bereich im wesentlichen das Bremspektrum der einfallenden Photonen. Insbesondere bleibt die steile Spektrenkante bei der Maximalenergie erhalten. Bei inelastischen Reaktionen ist dagegen die Wahrscheinlichkeit für höhere Energieüberträge größer, da ein Anteil der Energie durch andere produzierte Teilchen mitgeführt wird. Das entsprechende Photonspektrum fällt daher mit wachsender Energie stetig ab und verschwindet bei einer reaktionsabhängigen Schwellenenergie nahe der Maximalenergie schließlich ganz.

3. Beschreibung des Verfahrens

Ausgehend vom gemessenen Synchrotronpektrum (II.5.2) werden Compton- und Untergrund-Spektren mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung simuliert. Dazu wird ein geschätzter Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $d\sigma/dt_{\text{Fake}}$ für die betreffenden Reaktionen angenommen, der möglichst in der Nähe des wahren Verlaufes liegt. An den gestreuten Photonen werden alle bekannten Prozesse nachvollzogen, die die gestreuten Photonen im Experiment auch durchlaufen (Kap. V.4). Zuletzt wird wie für die Originaldaten ein nach k - ξ -Intervallen geordneter Datensatz erzeugt. Durch Projektion lassen sich aus diesem Datensatz die simulierten Photonenergiespektren für verschiedene $|t|$ -Intervalle erzeugen.

Die Trennung von Compton- und Untergrundanteil geschieht durch einen Fit. Es werden für verschiedene $|t|$ -Intervalle die Energiespektren der gestreuten Photonen herausprojiziert. Die simulierten Spektren für Compton-Streuung und Untergrundreaktionen werden, versehen mit je einem Skalenfaktor, zu einem Gesamtspektrum aufaddiert. Dies wird mit Hilfe eines χ^2 -Fits an das entsprechende Spektrum der Originaldaten angepaßt, wobei die Skalenfaktoren variiert werden. Nach erfolgter Anpassung geben diese Faktoren Auskunft über die Anteile von Compton- und Untergrund-Ereignissen im Originalspektrum. Abb. IV.1 zeigt das Ergebnis der Spektrentrennung für das Beispiel Wasserstoff. In der Abbildung ist der Untergrund aufgeteilt in zwei Komponenten U1 und U2. U1 entspricht Reaktionen mit zwei Photonen im Endzustand, U2 solchen mit anderen Endzuständen (Vergl. Kap. V.3.1). Zum Teil wird nicht das Spektrum aller Untergrundreaktionen angepaßt, sondern nur eine der Komponenten U1 oder U2, während die andere mit konstantem Faktor hinzuaddiert wird.

4. Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Nach erfolgter Untergrundsubtraktion ist die Anzahl von echten Compton-Ereignissen N_c innerhalb des Spektrenintervalls $\Delta t \cdot \Delta k$, in dem die Spektrensubtraktion durchgeführt wurde, bekannt. Sie steht in folgendem Zusammenhang mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ für Compton-Streuung:

$$N_c = \mu \cdot N_T^{\text{eff}} \cdot \eta \cdot \int_{\Delta k} \int_{\Delta t} dk \cdot dt \int_{k'} \int_{t'} \frac{d\sigma(k', t')}{dt} \cdot \frac{f(k')}{k'} \quad \text{IV.4}$$

$$\cdot a(k', t') \cdot s(k', k; t', t) \cdot dk' \cdot dt'$$

mit μ Flächendichte von Atomkernen im Target
 N_T^{eff} Anzahl effektiver Quanten
 η Produkt aller Korrekturfaktoren der Gesamtnormierung
 $f(k)$ normiertes Photonspektrum $\int f(k) \cdot dk = k_{\text{max}}$

In diesem Ausdruck ist $a(k, t)$ die Akzeptanzfunktion der Apparatur und $s(k, k'; t, t')$ eine Auflösungsfunktion, die den Ungenauigkeiten in der Rekonstruktion von k und t Rechnung trägt. Beide sind analytisch nicht bekannt. Der Ausdruck IV.4 kann daher nicht zur direkten Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnittes verwendet werden.

Statt dessen wird die Gleichung durch eine Monte-Carlo-Methode gelöst: Das zur Spektrentrennung notwendige simulierte Compton-Spektrum berücksichtigt Akzeptanz $a(k, t)$ und Auflösung $s(k', k; t', t)$ der Apparatur richtig. Bei seiner Herstellung wird nun auch die Normierung des Compton-Spektrums auf die QM-Anzeige nachvollzogen, d.h. ausgehend von einem wirklichkeitsnahen differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt_{\text{Fake}}$ wird die Anzahl N_c^{Fake} von Compton-Ereignissen berechnet, die man pro 1000 Sweeps erhält. Durch Vergleich mit der entsprechenden gemessenen Anzahl von Compton-Ereignissen $N_c^{\text{Exp.}}$ erhält man einen Korrekturfaktor, um den sich der wahre differentielle Wirkungsquerschnitt von dem angenommenen Wert unterscheidet.

$$d\sigma/dt_{\text{Exp.}} = \left[\frac{N_c^{\text{Exp.}}}{N_c^{\text{Fake}}} \right] d\sigma/dt_{\text{Fake}}$$

Dieser Korrekturfaktor ist genau der im vorigen Abschnitt erwähnte Skalenfaktor, der beim Fit variiert wird. Der Spektrenfit liefert somit automatisch auch den differentiellen Wirkungsquerschnitt.

5. Unabhängigkeit von den Eingabeparametern

Im Prinzip kann eine Verfälschung des Ergebnisses, die durch möglicherweise falsche Annahmen bei der Monte-Carlo-Rechnung verursacht wird, durch eine Iteration des Verfahrens ausgeschaltet werden. Eine solche Iteration erweist sich aber als unnötig, da ein leichter Fehler in den gemachten Annahmen sich nicht auf das Ergebnis auswirkt:

Nahe der Kante muß das simulierte Compton-Spektrum allein die Höhe des experimentellen Spektrums erreichen, da dort das Untergrund-Spektrum verschwindet. Damit üben, bei nicht zu großem Spektrenintervall, die Punkte an der Kante einen besonders starken Zwang auf den Fit aus. Die Messung erfolgt "schwerpunkt-mäßig" bei der Kantenenergie.

Folglich ist vor allem die Annahme über den Wert des differentiellen Compton-Wirkungsquerschnittes bei der Kantenenergie maßgeblich, und nicht so sehr der Verlauf bei niedrigeren Energien. Wird die ohnehin schwache Energieabhängigkeit von $d\sigma/dt$ falsch eingesetzt, bewirkt dies lediglich eine Verzerrung des Spektrums bei niedrigeren Energien, die durch das Untergrundspektrum kompensiert wird. Wird der Wert des differentiellen Wirkungsquerschnittes an der Kante falsch angenommen, wird dies durch eine Anpassung der Skalenfaktoren ausgeglichen.

Da die Anpassung in den verschiedenen t -Intervallen völlig unabhängig erfolgt, führt eine falsch angenommene t -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes ebenfalls zu keinem Fehler bei der Bestimmung des Compton-Wirkungsquerschnittes.

V. Monte-Carlo-Simulation

1. Einleitung

Compton- und Untergrund-Ereignisse werden in der (k, t) -Ebene mit einer Häufigkeitsverteilung proportional zu

$$n(k) \cdot d\sigma/dt(k, t)_{\text{Fake}} \quad \text{V.1}$$

erzeugt. $n(k)$ bezeichnet das Spektrum der einfallenden Photonen. $d\sigma/dt_{\text{Fake}}$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für die betreffende Reaktion.

2. Simulation von Compton-Ereignissen

2.1 Wasserstoff und Deuterium

Zur Simulation von Streuereignissen an Wasserstoff wird für $n(k)$ ein über die gemessenen Synchrotron-Spektren gemitteltes Spektrum eingesetzt.

Als differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ wird ein Ausdruck der Form

$$d\sigma/dt = d\sigma/dt(t=0) \cdot e^{-B|t|} \quad \text{V.2}$$

angenommen, worin die Steigung B auf 5.8 (GeV/c)^2 festgesetzt wurde (FRA72.b). Der Vorwärtsquerschnitt $d\sigma/dt(k)_{t=0}$ ist durch eine Polynom-Anpassung an die Daten von (NAR70.) gegeben.

$$d\sigma/dt(k)_{t=0} = 0.466 + 0.583 \cdot k^{-1/2} + 0.443 \cdot k^{-1} + 0.380 \cdot k^{-3/2} + 0.147 \cdot k^{-2} \quad \text{V.3}$$

Für die Deuteron-Daten wurde keine eigene Monte-Carlo-Rechnung durchgeführt, sondern es werden die gleichen Monte-Carlo Verteilungen verwandt wie für Wasserstoff. Die Skalenfaktoren variieren hier im ganzen $|t|$ -Bereich langsam von 2 bis 4.

2.2 Komplexe Kerne

Für komplexe Kerne wird aus rechen-technischen Gründen anders vorgegangen als bei Wasserstoff und Deuterium.

Es wird ein einziger Datensatz von Monte-Carlo-Ereignissen erzeugt, aus dem durch nachträgliches Anbringen von Schnitten und Gewichten simulierte Ereignismengen für verschiedene Targets, Konvertereinstellungen und Synchrotronspektren gewonnen werden. Die dazu notwendigen Parameter werden mit in diesen Datensatz übernommen.

Bei der Herstellung des generell verwendbaren Datensatzes wird zunächst ein zu großer Konverter angenommen. Die wirkliche Konverterposition und -ausdehnung sowie die verschiedenen kreisförmigen Ausschnitte am oberen Rand werden nachträglich herausgeschnitten. Desgleichen wird für $n(k)$ ein einhüllendes aller gemessenen Synchrotronspektren verwandt. Daraus werden Ereignismengen erzeugt, die den wirklich gemessenen Spektren entsprechen.

Für $d\sigma/dt$ wird zunächst ein Verlauf der Form $A \cdot e^{-B|t|}$ mit $B = 25 \text{ (GeV/c)}^{-2}$ angesetzt. Durch Anbringen von $|t|$ -abhängigen Gewichten wird daraus ein differentieller Wirkungsquerschnitt für schwere Kerne proportional zu

$$\frac{d\sigma}{dt}(A) \sim \left[\frac{J_1(qR)}{q \cdot R} \right]^2 \quad \text{V.4}$$

erzeugt, der sich für kohärente Streuung an einem kugelförmigen undurchsichtigen Target ergibt. J_1 bezeichnet darin die Besselfunktion erster Ordnung, q den Dreierimpulsübertrag und R den Kernradius.

Der Vorwärtswirkungsquerschnitt wird nach

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}(A) = A^{1.8} \cdot \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}(p) \quad \text{V.5}$$

aus dem Proton-Wirkungsquerschnitt berechnet. Für kohärente Streuung würde man ein Ansteigen proportional zu A^2 erwarten. Der Exponent 1,8 berücksichtigt das Auftreten von Abschattung (Abschnitt VIII.). Dem rein kohärenten wird noch ein inkohärenter Beitrag proportional zu

$$A \cdot (1 - e^{-B|t|}) \quad \text{V.6}$$

überlagert.

3. Simulation des Untergrundes

Zum physikalischen Untergrund tragen alle inelastischen Reaktionen bei, die im Endzustand mindestens ein für die Apparatur sichtbares Photon enthalten.

3.1 Wasserstoff und Deuterium

Als häufigste Untergrund-Reaktion tritt π^0 -Produktion auf :

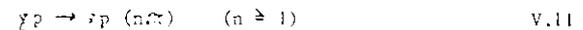


Es existieren Messungen des differentiellen Wirkungsquerschnittes dieser Reaktion im hier betrachteten t -Bereich (BRA70.a), die auf etwa 20 % genau sind. Sie wurden der Monte-Carlo-Rechnung zugrunde gelegt. Eine verwandte Untergrund-Reaktion, die allerdings einen viel geringeren Wirkungsquerschnitt hat (BRA70.b), wurde ebenfalls gewürfelt.



Beiden Reaktionen gemeinsam ist die Spektriform der nachgewiesenen Photonen. Die Energie im Laborsystem verteilt sich fast beliebig auf die beiden entstehenden Photonen, so daß das Spektrum mit wachsender Energie monoton abfällt, aber bis an die Kante heranreicht. Das Spektrum beider Reaktionen wird im folgenden auch U1 genannt.

Davon verschieden sind die Energiespektren der folgenden Untergrundreaktionen



Der inelastische Compton-Effekt V.9 liefert ein Photonenpektrum mit einer um die Anregungsenergie der Resonanzen niedrigeren Kante, die zudem wegen deren Massenunschärfe stärker verschmiert ist. Er wird für die Resonanzen $N^*(1470)$, $N^*(1520)$, $N^*(1680)$ nach Wirkungsquerschnitten von (WOL70.a) gewürfelt. Höhere Resonanzen tragen erst bei Energien unterhalb des zur Auswertung verwendeten Spektrenbereiches bei und werden nicht berücksichtigt.

Die Reaktionen V.10 und V.11 enthalten neben dem nachgewiesenen Photon noch mindestens ein Pion im Endzustand, das einen Mindestbetrag an Energie fortträgt. Die Energiespektren fallen deshalb monoton ab und erreichen den Wert Null ebenfalls bei einer Energie unterhalb der Kantenenergie. Die Wirkungsquerschnitte für diese Reaktionen sind (BAL71) bzw (WOL70.a) entnommen. Das Gesamtspektrum der Reaktionen V.8 bis V.11 wird auch als U2 bezeichnet.

Die aufgeführten Reaktionen leisten den Hauptbeitrag zum Untergrund. Andere werden nicht berücksichtigt. Vielmehr wird angenommen, daß die aufgeführten Reaktionen typische Spektren für 2-Photon- bzw Vielteilchenendzustände verursachen, so daß der Beitrag weiterer Untergrundreaktionen durch einfaches Anheben dieser Spektren bei der Spektrentrennung berücksichtigt wird.

3.2 Komplexe Kerne

Bei Streuung an komplexen Kernen kommen die gleichen Untergrund-Reaktionen wie bei Wasserstoff an jedem Nukleon des Kerns in Frage. Deshalb wird auch hier zunächst ein generell verwendbarer Datensatz von Ein-Nukleon-Spektren für die oben betrachteten Reaktionen erzeugt. Als Wirkungsquerschnitte werden diejenigen für das Proton angenommen.

Durch nachträgliche Schnitte werden die verschiedenen Geometrien berücksichtigt. Unter Annahme völliger Inkohärenz aller Untergrundreaktionen über das ganze Kernvolumen werden deren Wirkungsquerschnitte aus den Ein-Nukleon-Wirkungsquerschnitten nach

$$\frac{d\sigma}{dt}(A) = A \cdot \frac{d\sigma}{dt}(p) \quad \text{V. 12}$$

berechnet.

4. Durchgang durch das Spektrometer

Der Reaktionsvertex im Target wird in Strahlrichtung gleichverteilt, und senkrecht dazu entsprechend einem trapezförmigen Strahlprofil gewürfelt, das an das gemessene Strahlprofil angepaßt wird.

Die Tiefe des Konversionspunktes im Konverter wird wegen der geringen Konversionswahrscheinlichkeit von 3,3 % gleichverteilt gewürfelt. Es wird der Paarerzeugungsquerschnitt nach (KOC59) verwendet. Die Coulomb-Korrektur wird (LUB63) entnommen, der Beitrag der Hüllenelektronen entstammt den Rechnungen von (WHE39). Es werden Strahlungskorrekturen für Verluste durch niederenergetische Photonen angebracht und der endliche Paarerzeugungswinkel berücksichtigt (SCH66).

Der Hauptteil der Winkelverschmierung wird durch Vielfachstreuung der geladenen Teilchen im Restkonverter verursacht. Sie hat eine Ungenauigkeit in der kinematischen Rekonstruktion zur Folge, die in der gleichen Größenordnung liegt wie diejenige, die durch die Auflösung der Funkenkammer verursacht wird. Die Winkelverschmierung wird als Gaussverteilung um den mittleren quadratischen Streuwinkel gewürfelt. Dieser wird nach der Theorie nach Moliere (MOL48) für das Material Aluminium berechnet (CPS). Der Energieverlust der geladenen Teilchen durch Bremsstrahlung im Restkonverter wird nach Angaben von (HEI57) berücksichtigt.

Die gewürfelten Parameter für Elektron und Positron nach Austritt aus dem Konverter werden als Startwerte für die Bahnverfolgung durch das Magnetfeld verwendet.

Bei Durchgang durch die Folien und Ebenen der Funkenkammern erleiden die Teilchen Vielfachstreuung. Auch dafür wird eine entsprechende Winkelverteilung gewürfelt.

Die Teilchenbahnen werden durch Angabe ihrer Durchstoßpunkte durch zwei Referenzebenen jedes Teleskops charakterisiert. Die endliche Auflösung der Funkenkammern wird durch eine Verschmierung dieser Punkte um 0.3 mm berücksichtigt.

5. Normierung der simulierten Spektren

Zur Spektrentrennung durch Fit werden die Originalspektren auf die im Strahlmonitor erzeugte Ladungsmenge normiert, es werden Spektren "pro 1000 Sweeps" gebildet. Diese Normierung muß bei den Monte-Carlo-Ereignissen ebenfalls simuliert werden.

Zwischen der Anzahl von einlaufenden und gestreuten Photonen, dN^{in} und dN^{out} , besteht der Zusammenhang

$$dN^{\text{out}} = \mu \cdot \delta(k) \cdot dN^{\text{in}} \quad \text{V. 13}$$

worin μ die Flächendichte von Kernen im Target und $\delta(k)$ der Compton-Wirkungsquerschnitt an einem Kern ist. Der einfallende Strahl erzeugt eine Quantameter-Ladung Q , die zur gesamten absorbierten Energie proportional ist.

$$\int k \cdot n(k) \, dk = K_{\text{QM}} \cdot Q \quad \text{V. 14}$$

K_{QM} ist die Quantameterkonstante (Kap. II.5.1). $n(k)$ bezeichnet das unnormierte Spektrum der einfallenden Photonen.

Zwischen dN^{in} und Q besteht die Beziehung

$$\begin{aligned} dN^{in} &= n(k) dk & \text{V.15} \\ &= K_{QM} \cdot Q \cdot \frac{n(k) \cdot dk}{\int k \cdot n(k) dk} \end{aligned}$$

In dem letzten Ausdruck tritt das Spektrum in der normierten Form

$$f(k) = \frac{n(k)}{\int k \cdot n(k) dk} \quad \text{V.16}$$

auf. Es kann durch Messungen mit dem Paarspektrometer bestimmt werden.

Aus V.13 und V.15 erhält man

$$dN^{out} = K_{QM} \cdot Q \cdot \mu \cdot \sigma \cdot f(k) \quad \text{V.17}$$

Aus Gründen der Rechenzeiterparnis werden bei der Herstellung von künstlichen Ereignissen schon die kinematischen Einschränkungen $k_1 \leq k \leq k_2$ und $t_1 \leq t \leq t_2$ gemacht. Dann erhält man aus V.15

$$dN^{out} = K_{QM} \cdot Q \cdot \mu \cdot \int_{k_1}^{k_2} \int_{t_1}^{t_2} \frac{d\sigma}{dt} dt f(k) \cdot dk \quad \text{V.18}$$

oder
$$Q = \frac{dN^{out}}{K_{QM} \cdot \mu \cdot W} \quad \text{V.19}$$

W ist eine Konstante

$$W = \int_{k_1}^{k_2} \int_{t_1}^{t_2} \frac{d\sigma}{dt} dt f(k) \cdot dk \quad \text{V.20}$$

die vor Beginn einmal berechnet wird.

Es werden Compton-gestreuete Photonen erzeugt. Jedem dieser Photonen entspricht ein proportionales Anwachsen der Quantameter-Ladung. Gleichung V.19 liefert den gesuchten Zusammenhang zwischen Ereigniszahl und Quantameter-Anzeige.

VI. Compton-Streuung an Wasserstoff

1. Einleitung

In diesem Experiment wurde Compton-Streuung am Proton bei 5 GeV Photonenergie im Bereich $0,002 \leq |t| \leq 0,06 \text{ (GeV/c)}^2$ gemessen. Die Messung ist aus zwei Gründen von Interesse. Sie ermöglicht erstens eine Konsistenzprüfung zwischen Aussagen, die sich mit Hilfe des optischen Theorems und Dispersionsrelationen aus dem bekannten totalen Photoproduktionsquerschnitt $\sigma^{tot}(\gamma p)$ errechnen lassen, und der Vorstellung von der Spinunabhängigkeit der Wechselwirkung bei genügend hoher Energie. Dazu sind Messungen bei sehr kleinen Streuwinkeln notwendig, die eine zweifelsfreie Extrapolation auf den Vorwärtspunkt ermöglichen.

Außerdem ist für eine Analyse von Deuteron-Streudaten eine Referenzmessung am Proton bei gleicher Energie und im gleichen t -Bereich notwendig. Es ist sinnvoll, diese Messung mit der gleichen Apparatur und dem gleichen Auswerteverfahren auszuführen, da sich daraus eine Unempfindlichkeit der Deuteron-Analyse gegen systematische Fehler ergibt.

Im Vergleich zu komplexen Targets ist die Messung von Compton-Streuung an Wasserstoff schwieriger, da hier der relative Anteil von Untergrundeignissen am höchsten ist. Seine Abtrennung erfordert besondere Sorgfalt. Daher werden verschiedene Methoden der Untergrundabtrennung angewandt und die Ergebnisse auf Übereinstimmung geprüft.

2. Auswertung

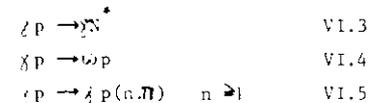
2.1 Untergrund

Für die Auswertung der Wasserstoff- und Deuteron-Daten ist eine Einteilung der Reaktionen, die zum Untergrund beitragen, in zwei Klassen sinnvoll.

Die Reaktionen



ergeben ein Spektrum, das als U1 bezeichnet wird. Die übrigen betrachteten Reaktionen



bilden ein Spektrum U2.

Beide Spektren unterscheiden sich, wie in Kap. V.3 beschrieben, durch ihre Form.

Weiterhin sind die Wirkungsquerschnitte für π^0 -Produktionen mit etwa 20% Genauigkeit bekannt, während für die Klasse der Reaktionen von U2 nur sehr wenig genaue Messungen, oder gar Schätzungen vorliegen.

Bei niedrigeren Energien überlagert sich der Untergrund U2 aus Vielteilchenreaktionen dem recht genau bekannten Untergrund U1 aus $2\text{-}\gamma$ -Zerfällen und verursacht eine zunehmende Unsicherheit der Spektralform des Untergrundes.

2.2 Parametrisierung des differentiellen Wirkungsquerschnittes

Zur Extrapolation des differentiellen Wirkungsquerschnittes auf den Wert $d\sigma/dt(t=0)$ wird an die Wasserstoff Daten eine Funktion der Form

$$d\sigma/dt = A \cdot e^{-B|t|} \quad \text{VI.6}$$

mit den zwei freien Parametern A, B angepaßt. Der Vorwärtswirkungsquerschnitt A und die logarithmische Steigung B charakterisieren den gemessenen Verlauf von $d\sigma/dt$. Sie werden auch zum Vergleich der Ergebnisse verschiedener Auswertungsmethoden angegeben.

Die Parametrisierung VI.6 folgt innerhalb des Diffraktionsmodells aus der Annahme einer gaussförmigen Verteilung der Stoßparameter (ROL69).

Für schwere Kerne wird diese Annahme nicht gemacht, sondern der differentielle Wirkungsquerschnitt wird im Rahmen eines optischen Modells berechnet.

2.3 Fitverfahren

Um den statistischen Fehler in den Compton-Ereigniszahlen gering zu halten, muß ein möglichst großes Energieintervall zur Auswertung verwandt werden. Andererseits nimmt aber die Unsicherheit bezüglich der Gestalt des Untergrundspektrums zu, wenn das Intervall zu niedrigen Energien hin ausgedehnt wird. Deshalb muß feststehen, daß das Untergrundspektrum die Comptonergebnisse nicht verfälscht. Daher wird die Spektralsubtraktion in verschiedenen Energieintervallen und mit verschiedenen Untergrundspektren durchgeführt.

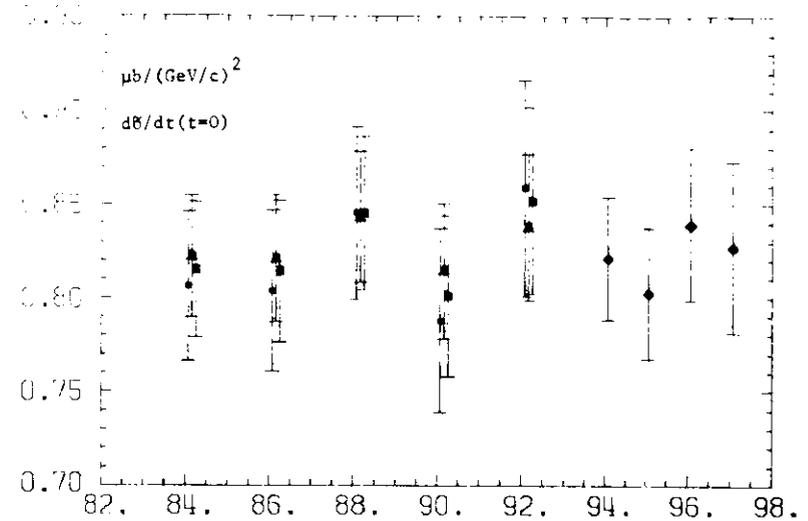


Abb. VI.1 a

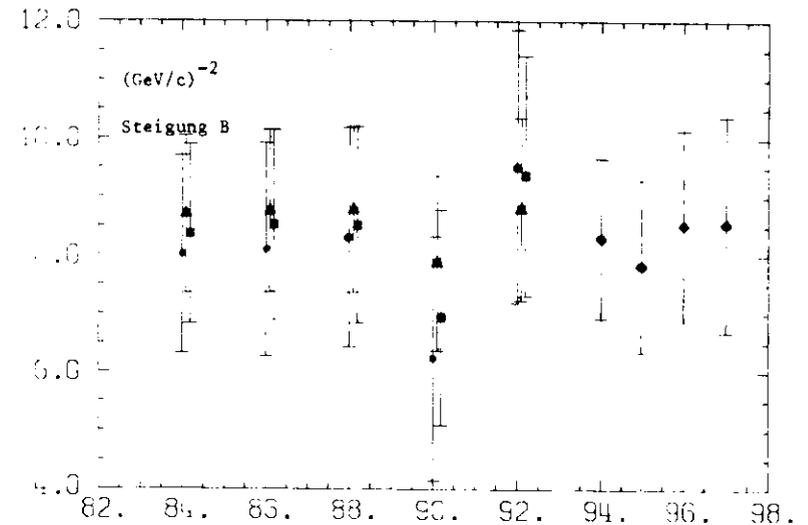


Abb. VI.1 b $d\sigma/dt(t=0)$ und B für verschiedene Auswertungsmethoden, aufgetragen gegen die untere Grenze des zur Anpassung verwendeten Spektrenbereiches in % der Kantenenergie.

■ U1 + U2 variiert, ▲ U1 fest, U2 variiert, ● U1 variiert, U2 fest,
◆ U1 + U2 fest, Kante und Comptonanteil variiert.
U1, U2 bezeichnen zwei verschiedene Untergrundspektren (Kap. V.3).

2.3.1. Fits bei großem Spektrenintervall

Die Zusammensetzung des Untergrundspektrums wurde probeweise folgendermaßen variiert.

Erstens wurden U1 und U2 einfach addiert und gemeinsam angepaßt, zweitens wurde U1 festgehalten und nur U2 angepaßt, drittens wurde als Gegenprobe das Spektrum U2 festgehalten und nur U1 angefitet.

Die Ergebnisse sind in Tab. VI.1 sowie in Abb. VI.1 zusammengestellt. Der Vorwärtswirkungsquerschnitt $d\sigma/dt_{t=0}$ und die logarithmische Steigung B sind offensichtlich in allen Fällen verträglich. Sie sind im Rahmen der statistischen Schwankungen unabhängig von der Wahl des verwendeten Energieintervalles. Die etwas höheren Werte bei einer unteren Intervallgrenze von 0,88 bzw 0,92 der Kantenenergie sind statistisch bedingt.

Im Intervall $k \approx 0,94 \cdot k_{\max}$ und in noch engeren Intervallen nahe der Kante müssen die Daten anders ausgewertet werden. Dann reichen nur noch flache Ausläufer des Untergrundes in den betrachteten Bereich hinein, und eine gleichzeitige Anpassung von Untergrund und Comptonanteil ist nur im Rahmen sehr großer statistischer Fehler möglich.

Eine Ausweitung des Bereiches zu niedrigeren Energien hin ist ebenfalls nicht sinnvoll, da sich dort andere in der Auswertung gemachte Approximationen sowie der Beitrag des Elektron-Compton-Effektes bemerkbar machen.

Untere Intervallgrenze	84 %			86 %			88 %			90 %			92 %		
	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3	1	2	3
$d\sigma/dt(t=0)$ $[\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$.81	.82	.81	.81	.82	.80	.84	.84	.84	.80	.82	.78	.85	.84	.86
Fehler	$\pm .04$	$\pm .03$	$\pm .04$.04	.03	.04	.04	.04	.05	.04	.04	.05	.05	.04	.06
B $[(\text{GeV}/c)^{-2}]$	8,36	8,70	8,01	8,51	8,75	8,09	8,51	8,78	8,30	6,93	7,86	6,24	9,36	8,79	9,52
Fehler	$\pm 1,53$	$\pm 1,34$	$\pm 1,70$	1,63	1,39	1,80	1,68	1,41	1,87	1,84	1,49	2,09	2,06	1,56	2,33
Konfidenz - niveau %	45	49	39	27	31	25	47	42	45	30	33	28	41	37	43

Tab. VI.1 Ergebnisse der Auswertung für verschiedene Auswertungsmethoden in verschiedenen Energieintervallen

1 U1 und U2 variiert

2 U1 fest, U2 variiert

3 U1 variiert, U2 fest

Untere Intervall- grenze	94 %	95 %	96 %	97 %
$\frac{d\tilde{\sigma}}{dt}(t=0)$ [$\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$]	.82	.80	.84	.82
Fehler	$\pm .03$	$\pm .04$	$\pm .04$	$\pm .05$
Steigung B [$(\text{GeV}/c)^{-2}$]	8.30	7.82	8.51	8.54
Fehler	± 1.37	± 1.48	± 1.63	± 1.85
Konfidenz- niveau %	45	50	14	50

Tab. VI.2 Ergebnisse der Auswertung bei engem Energieintervall

2.3.1. Fite bei engem Spektralintervall

In einem engen Spektralintervall nahe der Kante ($k \approx 0,94 k_{\text{max}}$) machen Untergrundereignisse nur noch einen kleinen Anteil aller Ereignisse aus (ca. 10 %). Das Interferenzspektrum kann dann mit genügender Genauigkeit den Monte-Carlo-Rechnungen entnommen und subtrahiert werden. Das ist gleichbedeutend damit, das Untergrundspektrum festzuhalten und nur den Compton-Anteil anzupassen. Bei dieser Art der Auswertung muß als weiterer Fitparameter die Energiekante des simulierten Spektrums mitangepaßt werden. So wird in verschiedenen großen Spektralintervallen von $k \approx 0,94 k_{\text{max}}$ bis $k \approx 0,97 k_{\text{max}}$ in Fite mit allen Ereignissen gemeinsam bestimmt. Dabei werden Compton- und Untergrundanteil und Kanteangepaßt. Als bester Wert für die Kantelage ergibt sich $0,953 \pm 0,002 k_{\text{max}}$.

Die Kantelage wird dann auf diesen Wert festgehalten, und bei festen Untergrund und Comptonanteilangepaßt. Die Ergebnisse sind in Tab. VI.2 aufgeführt. In Abb. VI.1 sind ebenfalls die Ergebnisse dieser Auswertung für $k \approx 0,94 k_{\text{max}}$ bis $k \approx 0,97 k_{\text{max}}$ graphisch dargestellt. Eine Auswertung in noch engeren Energieintervallen ist wegen der großen statistischen Fehler sinnlos.

Die Ergebnisse sind untereinander und mit den Ergebnissen der Auswertung bei größeren Spektralintervallen kompatibel.

2.4 Zusammenfassung

Die Ergebnisse der Spektrentrennung sind im Rahmen der Fehler unabhängig sowohl von der Zusammensetzung des Untergrundspektrums aus den Komponenten U1 und U2 als auch von der Wahl des Energieintervalles. Sie unterscheiden sich nur durch die Größe des Fehlers. Die günstigste Art der Auswertung ist demnach die folgende. Die Lage der Kante wird in einer Reihe von Fits mit allen Ereignissen gemeinsam ermittelt und auf dem Wert von $0,9955 \cdot k_{\max}$ festgehalten.

Die Spektrentrennung wird im größtmöglichen Intervall $k \approx 0,84 \cdot k_{\max}$ durchgeführt. Der Untergrundanteil U1 wird als bekannt angenommen und festgehalten. Der Comptonanteil wird angepaßt.

Der Untergrundanteil U2 wird als völlig unbekannt angesehen und frei angefitet. Er übernimmt dadurch zusätzlich die Aufgabe, mögliche Fehler in der Form des Untergrundes U1 bei niedrigeren Energien zu kompensieren.

Die Unsicherheit in U1 um 20 % wird bei der Fehlerabschätzung berücksichtigt (Kap. VI.2.5)

2.5 Korrekturen und Fehler

Die Korrekturen und Unsicherheiten in der Gesamtnormierung sind zum Teil schon beschrieben.

Apparative Totzeit	(Kap.II.7)
Target- Länge und Dichte	(Kap.II.3)
Konversionswahrscheinlichkeit	(Kap. II.4.1)
Quantameterkonstante	(Kap.II.5.1)
Funkenkammerwirkungsgrad	(Kap. III.2.2)
Mehrfachspuren	(Kap. III.4)

Ein weiterer Normierungsfehler ergibt sich aus dem Vorhandensein von Luftstrecken und Folien, die sich strahlabwärts vom Target befinden und nur vom durchgehenden Strahl durchlaufen werden. Die Absorption im Target selbst erfordert keine Korrektur, da von ihr sowohl der durchgehende als auch der gestreute Strahl gleich betroffen sind. Die Fehler und Korrekturen sind in Tab. VI.3 aufgeführt.

Ursache	Korrektur	Fehler
Quantameterkonstante	+0,2 %	$\pm 1,1$ %
Konversionswahrscheinlichkeit	+0,0 %	$\pm 1,0$ %
Funkenkammerwirkungsgrad	+0,5 %	$\pm 0,5$ %
Absorber im Strahl	-3,2 %	$\pm 0,1$ %
Apparative Totzeit	+10 - 25 %	$\pm 0,1$ %
Targetdichte	+0,3 %	$\pm 0,2$ %
Targetlänge	+0,4 %	$\pm 0,2$ %
Mehrfachspuren	+1,2 %	$\pm 0,2$ %
Gesamter Normierungsfehler		$\pm 1,62$

Tab. VI.3 Normierungskorrekturen und Fehler für Wasserstoff

Ursache	Fehler in $d\delta/dt(0)$ $[\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$	B $[(\text{GeV}/c)^{-2}]$
Konverterposition	$\pm 0,6$ %	$\pm 1,5$ %
Unsicherheit in U1	$\pm 0,7$ %	$\pm 3,7$ %
Kantenlage	$\pm 0,6$ %	$\pm 2,0$ %
Zufällige Koinzidenzen	$\pm 1,0$ %	$\pm 2,4$ %
Gesamter svst. Fehler	$\pm 1,5$ %	$\pm 5,0$ %
Statistischer Fehler	$\pm 4,0$ %	$\pm 16,0$ %
Stat. und svst. Fehler	$\pm 4,3$ %	$\pm 17,0$ %
Normierungsfehler	$\pm 1,6$ %	-
Stat. + svst. + Normierungsfehler	$\pm 4,6$ %	-

Tab. VI.4 Einfluß der t - abhängigen und Normierungsfehler auf $d\delta/dt(0)$ und die Steigung B

Daneben treten systematische t -abhängige Fehler auf.

Die Unsicherheit des relativen Abstandes zwischen Konverter und Strahl von $\pm 0,25$ mm hat einen Fehler im Streuwinkel und damit im differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\delta/dt$ zur Folge, der aber im durchmessenen Bereich nur 0,05 bis 0,2 % beträgt und somit vernachlässigbar ist. Etwas schwerer wiegt der Fehler, der sich aus einer daraus resultierenden möglichen Versetzung der Original- und Fake- t -Verteilungen gegeneinander ergibt. Diese Versetzung kann künstlich simuliert und der daraus entstehende Fehler abgeschätzt werden. Er wirkt sich nur auf die ersten vier Meßpunkte ($0,002 \leq |t| \leq 0,01$ $(\text{GeV}/c)^2$) merklich aus und nimmt in diesem Bereich von 3% auf 0,3% ab. Entsprechend ist der Einfluß auf die angepaßte Exponentialkurve gering, und der entstehende Fehler in $d\delta/dt(t=0)$ bzw der Steigung B beträgt nur 0,4 bzw 1,7 %.

Eine weitere t -abhängige Unsicherheit kommt durch das Auftreten von Zufallskoinzidenzen zustande. Deren Anteil beträgt zwar nur etwa 6% aller Ereignisse. Da sich diese Ereignisse aber fast ausschließlich bei sehr kleinen t -Werten ansiedeln, hat ein geringer Fehler bei der Subtraktion dieser Ereignisse sehr große Fehler in $d\delta/dt$ zur Folge. Als systematischer Fehler wird derjenige Fehler angesehen, der sich bei einer Änderung des Anteils der Zufallskoinzidenzen um 8 % ergibt.

Ein anderer systematischer Fehler tritt als Folge der Unsicherheit der Kantenlage auf. Bei Verschieben der Kantenlage um eine Standardabweichung von 0,05 % ergeben sich Änderungen in $d\delta/dt$ von etwa 0,6 %.

Der Fehler, der sich aus der Unkenntnis des Untergrundes U ergibt, wird durch Variation dieses Untergrundes um 20 % abgeschätzt. Die entstehende Änderung ist t -abhängig und beträgt etwa 1,3 %.

Der gesamte systematische Fehler wird durch quadratische Addition der einzelnen Fehler berechnet.

Tab. VI.4 zeigt die Beiträge der einzelnen systematischen Fehler zum Vorwärtswirkungsquerschnitt und zur Steigung bei Anwendung der in Kap. 2.4 beschriebenen Auswertungsmethode.

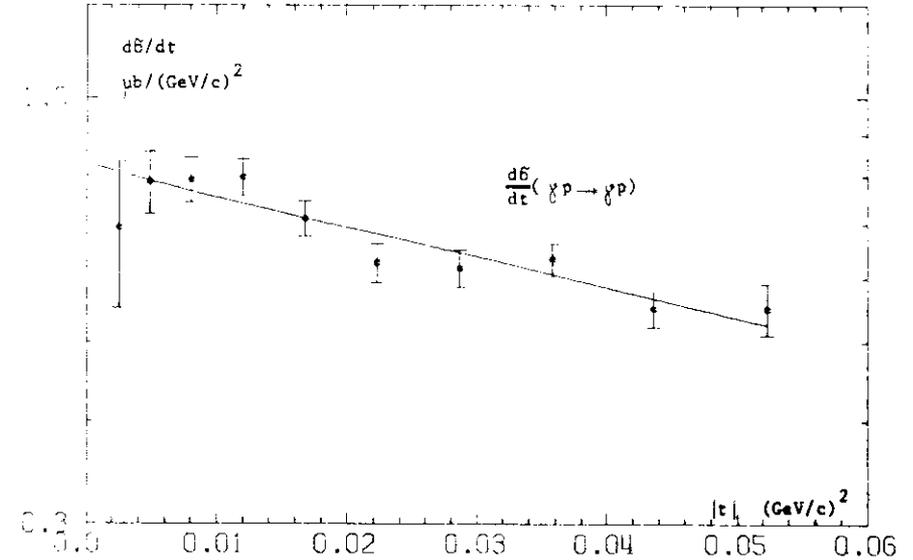


Abb. VI.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung am Proton bei 5 GeV. Die durchgehende Kurve ist eine Anpassungskurve der Form $\frac{d\delta}{dt} = \frac{d\delta}{dt}(0) \cdot \exp(B \cdot t)$. Vergl. Tab. VI.6 .

2.6 Ergebnisse

In Tab. VI.5 sind die Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes mit statistischen, systematischen und Normierungsfehlern zusammengestellt. Tab. VI.6 zeigt die Parameter des Fits an die Daten. Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von $|t|$ zusammen mit der besten Anpassungskurve ist in Abb. VI.2 zu sehen. Die Fehler sind statistischer und systematischer Natur, nicht berücksichtigt ist der Normierungsfehler von 1.64 %.

$ t $ -Intervall $[(\text{GeV}/c)^2]$	$d\delta/dt$	stat. Fehler	syst. Fehler	stat. + syst. Fehler
		$[\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$		
0,0016 - 0,0036	0,678	$\pm 0,141$	$\pm 0,113$	$\pm 0,181$
0,0036 - 0,0064	0,778	0,069	0,014	0,070
0,0064 - 0,0100	0,783	0,050	0,013	0,052
0,0100 - 0,0144	0,789	0,042	0,012	0,043
0,0144 - 0,0196	0,703	0,035	0,011	0,037
0,0196 - 0,0256	0,620	0,035	0,021	0,041
0,0256 - 0,0324	0,611	0,033	0,016	0,036
0,0324 - 0,0400	0,628	0,029	0,021	0,035
0,0400 - 0,0484	0,545	0,028	0,020	0,035
0,0484 - 0,0576	0,544	0,040	0,021	0,045

Tab. VI.5 Differentieller Compton-Wirkungsquerschnitt für Wasserstoff in Abhängigkeit von $|t|$ bei 5 GeV Photonenergie

	Ergebnis	stat. Fehler	stat. + syst. Fehler	stat. + syst. + Normierungsfehler
$d\delta/dt$ $[\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$	0,815	$\pm 0,032$	$\pm 0,035$	$\pm 0,037$
Steigung B $(\text{GeV}/c)^{-2}$	8,5	$\pm 1,3$	$\pm 1,5$	-

Tab. VI.6 Differentieller Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung $d\delta/dt(t=0)$ und Steigung B für Compton-Streuung an Wasserstoff bei 5 GeV.

3. Interpretation im Rahmen von Modellen und Vergleich mit anderen Messungen

3.1 Theoretische Vorbemerkung

Die Amplitude für Compton-Streuung kann in folgender Form geschrieben werden (GEL54)

$$f(k) = \chi_f^* (f_1 \cdot \vec{e}_f \cdot \vec{e}_i + i \cdot \vec{\sigma} \cdot (\vec{e}_f \times \vec{e}_i) \cdot f_2) \chi_i \quad \text{VI.7}$$

Darin sind χ_i, χ_f die Spinoren des Protons, \vec{e}_i, \vec{e}_f die Polarisationsvektoren des Photons vor bzw nach der Streuung, $\vec{\sigma}$ bezeichnet den Spinoperator des Protons.

f_1 und f_2 beschreiben die spinunabhängige und spinabhängige Streuamplitude, und sind gegeben durch

$$f_1 = \frac{f_a + f_p}{2} \quad \text{VI.8}$$

$$f_2 = \frac{f_a - f_p}{2}$$

worin f_a, f_p die Streuamplituden für Compton-Streuung mit parallelem bzw antiparallelem Spin von Photon und Proton bezeichnen.

Beide addieren sich inkohärent zum differentiellen Vorwärtswirkungsquerschnitt.

$$d\sigma/dt(t=0) = \frac{\hbar}{k^2} (|f_1|^2 + |f_2|^2) \quad \text{VI.9}$$

Über den spinabhängigen Anteil f_2 könnte ein Experiment mit polarisierten Photonen und polarisiertem Target Aussagen machen. Solch eine Messung existiert bis jetzt nicht. Man nimmt aber an, daß der Einfluß des Spins mit wachsender Energie vernachlässigbar klein wird. Daher erwartet man bei 5 GeV eine Beitrag von $|f_2|^2$ zum differentiellen Wirkungsquerschnitt, der klein gegen den von $|f_1|^2$ ist.

f_1 ist durch zwei Beziehungen mit dem totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma^{\text{tot}}(\gamma p)$ verknüpft. Dieser ist in weiten Energiebereichen gemessen (MEY70, ARM72 und Literaturangaben in WOL71)

Das optische Theorem liefert für den Imaginärteil der Streuamplitude in Vorwärtsrichtung:

$$\text{Im } f_1(t=0) = \frac{k}{4\pi} \sigma^{\text{tot}}(\gamma p), \quad \text{VI.10}$$

während deren Realteil durch eine Dispersionsrelation gegeben ist:

$$\text{Re } f_1(t=0, k) = -\frac{\alpha}{M_p} + \frac{k^2}{2\pi^2} P \int_{\mu}^{\infty} dk' \frac{\sigma^{\text{tot}}(k')}{k'^2 - k^2} \quad \text{VI.11}$$

Darin bedeutet α die Feinstrukturkonstante ($\alpha \approx 1/137$), und M_p bezeichnet die Protonmasse. Das Symbol P vor dem Integral deutet an, daß der Cauchy'sche Hauptwert des Integrals zu nehmen ist, μ bedeutet die Masse des Pions.

Beide Beziehungen sind modellunabhängig und folgen aus fundamentalen Prinzipien, Unitarität und Kausalität.

Für den differentiellen Compton-Streuquerschnitt in Vorwärtsrichtung ergibt sich (mit $\hbar=1$ und $c=1$ wie auch im folgenden immer)

$$d\sigma/dt(t=0) = \frac{1}{16\pi} \sigma^{\text{tot}^2} (1 + \alpha^2) + \frac{\pi}{k^2} |f_2(t=0)|^2 \quad \text{VI.12}$$

$$\text{mit } \alpha = \frac{\text{Re } f_1(t=0)}{\text{Im } f_1(t=0)}$$

Die zur Zeit bekannten Messungen des totalen γ -p-Wirkungsquerschnittes erlauben eine Berechnung des spinunabhängigen Anteils am differentiellen Wirkungsquerschnitt mit Hilfe der Relationen VI.10 und VI.11. Aus ihnen geht hervor, daß der überwiegende Beitrag durch den Imaginärteil von f_1 geliefert wird, während der Realteil bei 5 GeV nur etwa 10 % ausmacht (DAM 70, NAR70)

Ein Vergleich des Meßergebnisses mit den berechneten Vorhersagen ermöglicht daher eine Konsistenzprüfung dieser Aussagen, und der Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen Photon und Proton bei 5 GeV nahezu spinunabhängig sein sollte. Stellt man sich umgekehrt auf den Standpunkt, daß f_1 exakt berechnet ist, erlaubt die Messung eine Bestimmung von f_2 .

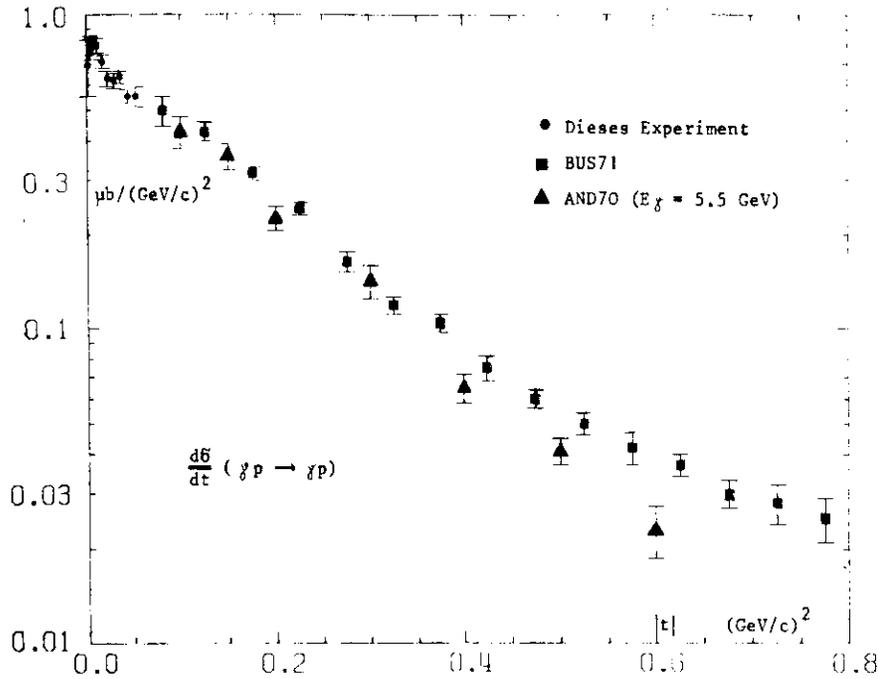


Abb. VI.3 Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung am Proton. Vergleich mit anderen Messungen.

3.2 Vergleich mit anderen Messungen

Der differentielle Compton-Wirkungsquerschnitt am Proton ist schon mehrfach bei verschiedenen Energien gemessen worden. Die meisten dieser Messungen erfolgten allerdings bei so großen Viererimpulsüberträgen, daß daraus eine Unsicherheit für den auf $t = 0$ extrapolierten differentiellen Wirkungsquerschnitt folgt. Es existieren Messergebnisse von (AND70) bei $k = 5.5$ GeV und $0.1 \leq |t| \leq 0.6$ (GeV/c)² sowie von (FRA72.b, BUS71) bei $5 \leq k \leq 7$ GeV und $0.06 \leq |t| \leq 0.65$ (GeV/c)². Bei Energien von 8 und 16 GeV liegen Messungen vor, die bis $|t| = 0.014$ (GeV/c)² hinunterreichen (BOY71). Sie sind im Überlappungsgebiet in t mit den Daten aus (AND70) verträglich, führen aber zu etwa 20% höheren Vorwärtswirkungsquerschnitten als die Daten von (AND70). Vor kurzem wurde ein Experiment mit einem Vorläufer der hier verwandten Apparatur durchgeführt. Es liefert Werte für den differentiellen Compton-Wirkungsquerschnitt bei einer Photonenergie von 6 GeV im Bereich von $0.004 \leq |t| \leq 0.01$ (GeV/c)², die eine sehr sichere Extrapolation auf den Vorwärtspunkt erlauben (GIE75, DPG73).

In diesem Experiment wurde der differentielle Comptonwirkungsquerschnitt am Proton bei einer Photonenergie von 5 GeV bis zu Werten von $|t| = 0.0025$ (GeV/c)² hinab gemessen.

In Abb. VI.3 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt aus diesem Experiment zusammen mit den Ergebnissen aus anderen Experimenten bei vergleichbaren Energien aber höheren Impulsüberträgen dargestellt. Die Daten dieses Experimentes schließen recht gut an die anderen Messungen an. Sie liegen im Übergangsbereich allerdings etwas niedriger als der Extrapolation der Vergleichsdaten entspricht und haben eine größere Steigung. Insgesamt entsprechen sie etwas besser dem Verlauf der Daten aus AND70 bei 5.5 GeV Photonenergie als denen aus BUS71.

In Tab. VI.7 sind die Parameter eines in $|t|$ linearen Exponentialfits an die verschiedenen Daten dargestellt. Nur in Ref. AND70 wird eine in $|t|$ quadratische Exponentialfunktion an die Daten angepaßt. Außerdem ist das Resultat einer Messung bei 6 GeV mit der fast gleichen Apparatur wie in dieser Arbeit durchgeführt (GIE75).

Die verschiedenen extrapolierten Vorwärtswirkungsquerschnitte sind im Rahmen ihrer Fehler miteinander verträglich.

Die Steigung ist innerhalb eines so kleinen $|t|$ -Intervalles wie in diesem Experiment nur ungenau zu bestimmen. Im Rahmen ihrer Fehler stimmt sie

mit denen aus anderen Messungen überein, liegt aber gegenüber Ref. BUS71 um zwei Standardabweichungen höher. Durchweg führen Experimente, die bei extrem kleinen Werten von $|t|$ ausgeführt werden, zu etwas höheren Werten für die Steigung B. Möglicherweise steigt bei sehr kleinen $|t|$ - Werten der differentielle Wirkungsquerschnitt etwas stärker an als bei größeren Werten.

	Photon-Energie [GeV]	$d\sigma/dt(\gamma)$ [$\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$]	B [$(\text{GeV}/c)^{-2}$]	C [$(\text{GeV}/c)^{-4}$]
Dieses Experiment	5	$.82 \pm .04$	8.5 ± 1.5	-
GIE75	6	$.79 \pm .04$	8.6 ± 1.2	-
BUS71	4 - 6,2	$.84 \pm .08$	5.7 ± 0.35	-
AND70	5,5	$.88 \pm .15$	6.9 ± 1.3	1.3 ± 1.9
BOY71	8	$.82 \pm .04$	7.7 ± 0.5	-
BOY71 + AND70	8	$.79 \pm .03$	7.6 ± 0.4	2.3 ± 0.5

Tab. VI.7 Parameter des differentiellen Wirkungsquerschnittes am Proton.

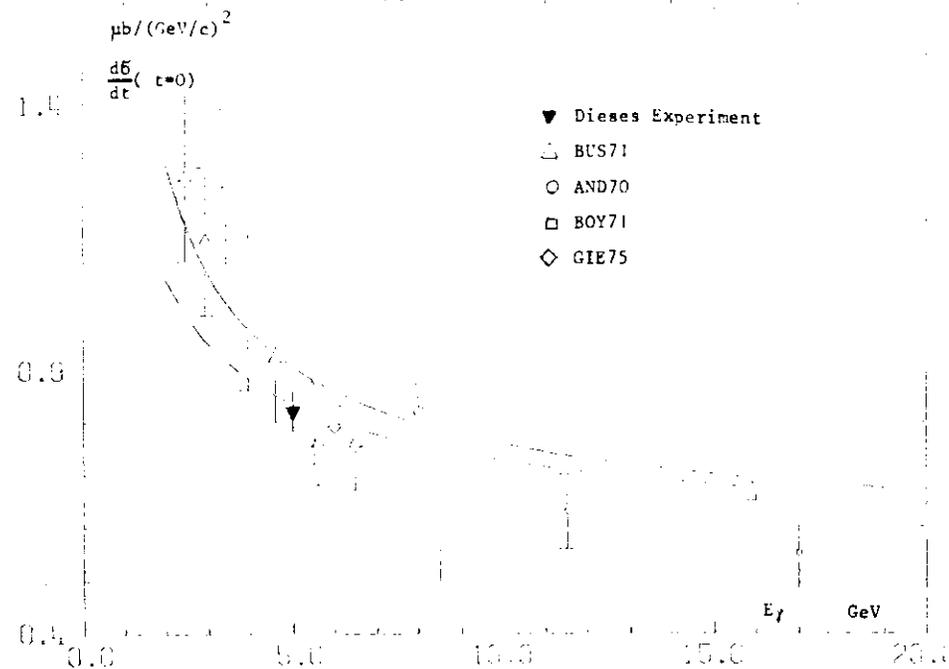


Abb. VI.4 Differentieller Compton-Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung für Protonen als Funktion der Energie.
Gestrichelte Kurve : Beitrag des Imaginärteils der Streuamplitude berechnet mit Optischem Theorem.
Glatte Kurve : Beitrag der Gesamtamplitude mit Realteil berechnet aus Dispersionsrelation.

Abb. VI.4 zeigt eine Zusammenstellung der Messungen des auf $t = 0$ extrapolierten differentiellen Wirkungsquerschnittes für Compton-Streuung als Funktion der Energie.

Die gestrichelte Kurve berücksichtigt allein den Beitrag des Imaginärteils der Streuamplitude f_1 . Er ist mit Hilfe des optischen Theorems VI.10 aus dem totalen γp -Wirkungsquerschnittes berechnet worden. Für $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ wurde eine in (WOL71) angegebene Interpolationsformel benutzt.

$$\sigma^{\text{tot}}(\gamma p) = A + \frac{B}{\sqrt{k}} \quad (\mu\text{b}) \quad \text{VI.14}$$

$$A = 98.7$$

$$B = 64.9$$

$$(k \text{ in GeV})$$

die die tatsächlichen Meßdaten bis hinunter zu $k = 2$ GeV mit etwa 2 % Genauigkeit beschreibt.

Die durchgezogene Kurve enthält außerdem die Beiträge des Realteils von f_1 , die mittels der Dispersionsrelation VI.11 aus dem gemessenen Verlauf von $\sigma^{\text{tot}}(\gamma p)$ berechnet wurden (NAR70, DAM70). Diese Berechnungen sind von verschiedenen Autoren vorgenommen worden und führen zu fast identischen Ergebnissen.

Eine direkte Messung des Realteils ist sehr schwierig und liegt bisher nur bei einer Energie vor (ALV73). Das Ergebnis steht innerhalb der Fehler mit den Rechnungen in vernünftigem Einklang.

Der extrapolierte Vorwärtswirkungsquerschnitt aus diesem Experiment liegt um etwa zwei Standardabweichungen unterhalb der durchgezogenen Kurve, bei der der Realteil der Streuamplitude mitberücksichtigt wird. Das gleiche Ergebnis ist auch in der Messung von GIE75 und von BUS71 im Energieintervall 5 - 6.2 GeV gefunden worden.

Wenn zusätzliche systematische Fehler sowohl in diesem Experiment als auch in den Messungen von $\sigma^{\text{tot}}(\gamma p)$ ausgeschlossen und die Abweichung als statistische aufgefaßt werden, spricht diese Messung dafür, daß der spinabhängige Beitrag sehr klein und mit null verträglich ist.

3.3 Vektor-Dominanz-Modell

3.3.1 Grundlagen

Das Vektor-Dominanz-Modell (VDM) führt die Wechselwirkung zwischen Photon und Hadron auf eine Wechselwirkung der hadronischen Komponenten des Photons zurück. Es liefert die folgenden Beziehungen zwischen Streuamplituden von Photonen und Vektormesonen.

$$f_{\gamma X} = \sum_V c_V \cdot f_{X V_{tr}} \quad \text{VI.15}$$

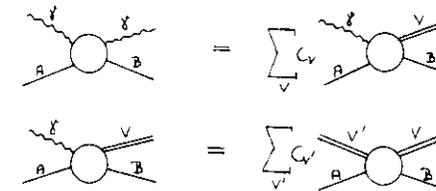
$$\bar{f}_{\gamma V_{tr}} = \sum_{V'} c_{V'} \cdot \bar{f}_{V'_{tr} V_{tr}} \quad \text{VI.16}$$

mit

$$c_V = \sqrt{\frac{\alpha}{4} \frac{4\pi}{g_V^2}}$$

(α = Feinstrukturkonstante, g_V = Kopplungskonstante des Vektormesons V)
worum f_{XY} als Abkürzung für $f(XA \rightarrow YB)$, mit A, B beliebigen Hadronen, steht.

Veranschaulicht werden diese beiden Relationen durch die Diagramme



Das Photon koppelt nur an transversale Komponenten, so daß in den Relationen VI.15 und VI.16 nur transversal polarisierte Vektormesonen erscheinen. Es existieren Messungen, aus denen hervorgeht, daß die in Photoproduktion entstehenden Vektormesonen ρ , ω und ϕ fast völlig transversal polarisiert sind. Das heißt, der totale Produktionswirkungsquerschnitt für diese Mesonen und derjenige für transversale stimmen überein (BAL71a, POD71, HAI72).

3.3.2 Die Diagonalapproximation

Vor der Anwendung auf Compton-Streuung an Wasserstoff sollen noch zwei weitere

Folgerungen aus dem VDM gezogen werden, die in späteren Kapiteln von Interesse sind (Kap. VII und VIII).

Aus den Gleichungen VI.15 und VI.16 folgt die Beziehung

$$f_{\gamma p} = \sum_V c_V^2 \cdot f_{V p} + \sum_{V \neq V'} c_V c_{V'} \cdot f_{V V'} \quad \text{VI.17}$$

In "Diagonalapproximation" werden Übergänge zweier verschiedener Vektormesonen V, V' ineinander vernachlässigt, d.h. es wird der zweite Summand in VI.17 exakt gleich Null gesetzt. Dies stützt sich auf die Beobachtung, daß das Photon bei Produktion eines Vektormesons V fast ausnahmslos durch seine Komponente V wirkt (SCH73, a). Für Gleichung VI.16 heißt dies, daß zur Summe nur das Vektormeson V beiträgt. Eine endliche Differenz der Wirkungsquerschnitte von Compton-Streuung am Proton und am Neutron spräche gegen diese Approximation (Kap. VII).

Wenn angenommen wird, daß die Phasen der Streuamplituden gleich sind, folgt über das optische Theorem aus VI.17 die Summenregel des VDM in Diagonalapproximation

$$\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}} = \sum_V c_V^2 \cdot \sigma_{V p}^{\text{tot}} \quad \text{VI.18}$$

Sie ist bekanntlich nicht durch die bekannten Vektormesonen saturiert. Wenn mit r_V die relativen Beiträge des Mesons V zu $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}$ bezeichnet werden, erhält man

$$\sigma_{V p}^{\text{tot}} = \frac{1}{c_V^2} \cdot r_V \cdot \sigma_{\gamma p}^{\text{tot}} \quad \text{VI.19}$$

Die Werte von r_V sind aus den differentiellen Wirkungsquerschnitten bei $t = 0$ bestimmt worden und ergeben die näherungsweise konstanten Werte $r_\rho = 0.65$, $r_\omega = 0.08$, $r_\phi = 0.22$ (SAK72).

Sie erlauben, aus dem gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\gamma p}^{\text{tot}}$ die Wirkungsquerschnitte $\sigma_{V p}^{\text{tot}}$ für verschiedene Energien zu berechnen (VIII.6.1).

3.3.3 Vergleich des Compton-Wirkungsquerschnittes mit der VDM-Vorhersage

Unter der Annahme, daß die Streuamplituden für alle Vektormessungen gleiche Phase haben, ("maximale konstruktive Interferenz"), folgt aus VI.15 eine obere Grenze der VDM-Vorhersage für den differentiellen γp -Wirkungsquerschnitt.

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \left(\sum_V c_V \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V p)} \right)^2 \quad \text{VI.20}$$

Die Summenformel VI.20 ist ebenso wie Gleichung VI.18 nicht erfüllt.

Die Compton Summenformel für $t=0$ und einer Photonenergie $k = 5$ GeV mit neueren Messungen der differentiellen Vektormeson-Querschnitte ergibt (BAL73)

$$\left(\sum_V c_V \sqrt{\frac{d\sigma}{dt}(\gamma V)}_{t=0} \right)^2 = 0.46 \pm 0.05 \frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$$

gegenüber dem Ergebnis dieses Experimentes von

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma \gamma)_{t=0} = 0.82 \pm 0.04 \frac{\mu\text{b}}{(\text{GeV}/c)^2}$$

Die VDM-Vorhersage mit ρ, ω, ϕ allein ist um etwa 40 % zu niedrig gegenüber der Messung des Compton-Streu-Querschnittes.

Ein weiterer Beitrag von etwa 16 % zur Summenformel wird durch ein Vektormeson $\phi'(1600)$ geliefert, für das direkte Messungen aber nur bei einer einzigen Energie (9.3 GeV) vorliegen (BIN72 und WOL70, a). Zwei kürzlich entdeckte Vektormesonen $\psi(3100)$, $\psi(3700)$ (AUB74, AUG74, ABR75, CRI75) tragen ebenfalls maximal 5 % zum Wirkungsquerschnitt bei. Es verbleibt eine Diskrepanz von etwa 20 %, zu deren Erklärung die Existenz weiterer unentdeckter Vektormesonen oder eines Kontinuums herangezogen werden.

VII. Compton-Streuung am Deuteron

1. Einleitung

Die Messung von Compton-Streuung am Deuteron erlaubt eine Bestimmung des Compton-Streuquerschnittes am Neutron, wenn derjenige für das Proton bekannt ist. Darum ist im Experiment auch Compton-Streuung am Deuteron bei 5 GeV und im gleichen t - Bereich wie Wasserstoff gemessen worden.

Die Bestimmung des Neutron-Querschnittes ist aber nicht durch reine Subtraktion möglich. Compton-Streuung am Deuteron läßt sich mittels der Glaubertheorie beschreiben (FRN66). Die Glaubertheorie führt zu einem Wirkungsquerschnitt mit einem kohärenten und einem inkohärenten Anteil sowie einem weiteren Term, der "Glauberkorrektur". Die Glauberkorrektur beschreibt anschaulich die gegenseitige Abschattung beider Nukleonen des Deuterons. Sie muß angebracht werden, wenn aus dem Deuteron-Wirkungsquerschnitt derjenige des Neutrons gewonnen werden soll.

Ein Unterschied in den Wirkungsquerschnitten von Proton und Neutron ließe sich im Rahmen des Vektor-Dominanz-Modells als Abweichung von der Diagonalapproximation verstehen (Kap. VI,3,3.2). Dies entspricht dem Austausch eines (Isospin=1) - Objektes im Rahmen eines t - Kanal - Austauschmodelles.

2. Auswertung

Die Datenverarbeitung und -analyse verläuft mittels der gleichen Auswerteprogrammkette, die in den Abschnitten III. und IV. allgemein beschrieben worden ist.

2.1 Trennung der Spektren

Das Untergrundspektrum wird unter Annahme völliger Inkohärenz aller beteiligten Reaktionen aus den entsprechenden Wasserstoffspektren durch Multiplikation mit $zwei$ gebildet. Wenn probeweise das Untergrundspektrum für Wasserstoff an die Deuteron-Daten angepaßt wird, erhält man für die Skalenfaktoren Werte, die mit $zwei$ verträglich sind. Dies rechtfertigt die gemachte Annahme.

Es bieten sich die gleichen Möglichkeiten der Auswertung wie bei Wasserstoff an. Wenn die Trennung der Spektren in einem engen Energieintervall nahe der Kante erfolgt, kann der Untergrund als bekannt angesehen und bei der Anpassung festgehalten werden.

Bei Auswertung in einem größeren Intervall muß das Untergrundspektrum mit angefitet werden. Dann muß aber die Auswirkung der Untergrundgestalt und der Intervallbreite auf die Bestimmung des Comptonanteils untersucht werden. Daher ist auch für Deuterium die Zusammensetzung des Untergrundes aus den Anteilen U1 und U2 (Kap.2,3.1) variiert worden.

Die Ergebnisse der verschiedenen Auswertungsmethoden sind in Abb.VII.4 für die in Kap. VII.4 besprochene Parametrisierung des Deuteron Wirkungsquerschnittes im Glaubermodell dargestellt. Die Gestalt des Untergrundes hat einen offensichtlich geringen Einfluß auf die angepaßten Parameter, der weit innerhalb der statistischen Fehler liegt.

Für den Vergleich mit Wasserstoff werden die Deuteron-Daten daher genau analog ausgewertet wie die Wasserstoff-Daten.

Zur Spektrentrennung wird das Energieintervall $k \geq 0,84 \cdot k_{max}$ gewählt.

Die Lage der Kante wird durch Fits mit allen Ereignissen im Bereich $k \geq 0,9 \cdot k_{max}$ zu $0,9926 \cdot k_{max} + 0,005 \cdot k_{max}$ bestimmt und festgehalten. Die Untergrundkomponente U1 wird festgehalten, U2 und der Comptonanteil völlig frei angepaßt. Die Unsicherheit des Untergrundes U1 von 20 % wird bei der Fehlerabschätzung berücksichtigt.

2,2 Korrekturen und Fehler

Unter den Korrekturen an der Gesamtnormierung sind diejenigen für

- Apparative Totzeit
- Absorber im Strahl
- Photonkonversion
- Quantameterkonstante
- Punktwirkungsgrad

targetunabhängig. Es werden die gleichen Korrekturen angebracht und Fehler berücksichtigt wie bei Wasserstoff (Kap. VI,2,5),

Die targetabhängigen Korrekturen und Fehler sind in Tab. VII.1 aufgeführt.

Es ergibt sich ein gesamter Normierungsfehler von 1,62 %.

Systematische $|t|$ -abhängige Fehler ergeben sich, wie bei Wasserstoff, als Folge einer Unsicherheit

- der Konverterposition relativ zum Strahl von $\pm 0,25$ mm
- der Kantenlage
- des Untergrundes U1 von 20 %

sowie infolge des Untergrundes aus zufälligen Koinzidenzen.

Die Größe der $|t|$ -abhängigen Fehler geht aus Tab. VII.2 hervor.

	Korrektur	Fehler
Targetdichte	- 16,8 %	$\pm 0,2$ %
Targetlänge	0,0 %	$\pm 0,2$ %
Mehrfachspuren	+ 1,8 %	$\pm 0,2$ %
Targetunabhängige Normierungsfehler	wie für Wasserstoff	$\pm 1,57$ %
Gesamter Normierungsfehler		$\pm 1,62$ %

Tab. VII.1 Normierungskorrekturen und Fehler für Deuterium

$ t $ -Intervall	do/dt	stat. Fehler	svst. Fehler	stat. + syst. Fehler
$[(\text{GeV}/c)^2]$			$[\text{ub}/\text{GeV}/c]^2]$	
0,0016 - 0,0036	2,157	0,210	0,069	0,221
0,0036 - 0,0064	2,422	0,102	0,040	0,110
0,0064 - 0,0100	2,152	0,075	0,034	0,083
0,0100 - 0,0144	1,988	0,063	0,037	0,073
0,0144 - 0,0196	1,747	0,054	0,028	0,061
0,0196 - 0,0256	1,620	0,054	0,022	0,058
0,0256 - 0,0324	1,433	0,051	0,028	0,058
0,0324 - 0,0400	1,345	0,048	0,036	0,060
0,0400 - 0,0484	1,166	0,046	0,028	0,054
0,0484 - 0,0576	1,204	0,065	0,022	0,069

Tab. VII.2

Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung an Deuterium bei 5 GeV Photonenergie.

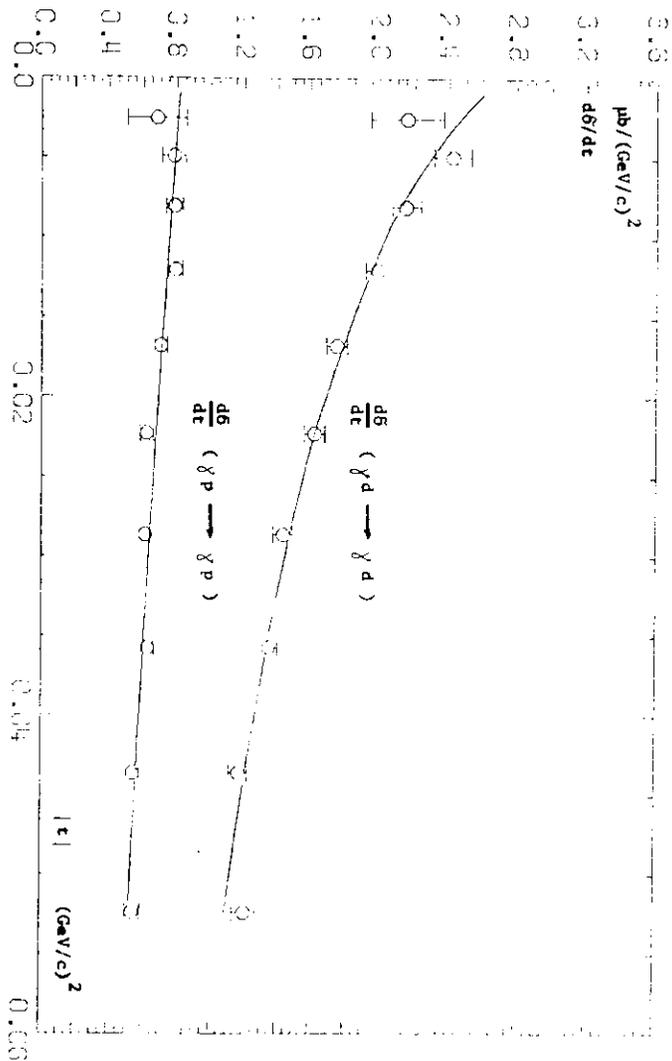


Abb. VII.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte für Compton-Streuung am Deuteron und Proton bei 5 GeV.

Oberer Kurve : Anpassung nach Glauber-Modell (Vergl. Kap. 4.2)

Untere Kurve : Exponentialfit $d\sigma/dt = 0.816 \cdot \exp(-8.5|t|) \text{ mb}/(\text{GeV}/c)^2$

2.3 Ergebnisse für $d\sigma/dt$

Tab. VII.2 zeigt die Werte von $d\sigma/dt$ für Compton-Streuung am Deuteron mit den statistischen, systematischen und Gesamtfehlern bei Anwendung der oben beschriebenen Auswertungsmethode, die analog zu der von Wasserstoff ist. Der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes ist in Abb.VII.1 zusammen mit dem Proton-Wirkungsquerschnitt dargestellt. Die eingezeichneten Fehler sind statistischer und systematischer Natur. Der gesamte Normierungsfehler von 1,62 % ist nicht berücksichtigt. Die Kurve ist das Ergebnis eines Fits an die Daten, der im Kap. 4.2 dieses Abschnittes behandelt wird.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt deutlich den Übergang von kohärenter zu inkohärenter Streuung:

Bei kleinen Werten von $|t|$ dominiert kohärente Streuung. Die Einzelstreuwellen sind in Phase und addieren sich. Dies bewirkt eine Zunahme des differentiellen Wirkungsquerschnittes annähernd um einen Faktor vier, und hat einen steilen Anstieg des Wirkungsquerschnittes zur Folge.

Im Bereich größerer Werte von $|t|$ erfolgt die Streuung an den Einzelnukleonen. Die Wirkungsquerschnitte addieren sich und führen etwa zu einem Faktor zwei des Deuteron-gegenüber dem Protonwirkungsquerschnitt.

3. Theoretische Vorbemerkungen

3.1.1 ($I=1$) - Austausch in der Comptonstreuung

Das Photon ist kein reiner Isospinzustand. Es enthält neben einem isoskalaren ($I=0$) auch einen isovektoriellen Anteil ($I=1$). Deshalb ist bei der Streuung von Photonen an Nukleonen im Prinzip Isospinaustausch möglich.

Bei Zerlegung der Amplitude für elastische Photon-Nukleon-Streuung in zwei Anteile a_0 und a_1 , die jeweils ($I=0$)- und ($I=1$)-Austausch beschreiben, ergeben sich für γp bzw γn -Streuung die beiden folgenden Ausdrücke

$$a(\gamma p \rightarrow \gamma p) = a_0 + a_1 \quad \text{VII.1}$$

$$a(\gamma n \rightarrow \gamma n) = a_0 - a_1 \quad \text{VII.2}$$

Durch Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Compton-Streuung an Proton und Neutron kann man Aussagen über die Größe von a_1 erhalten.

3.1.2 Beziehung zum Vektor-Dominanz-Modell

Das Auftreten einer endlichen ($I=1$)-Amplitude würde der Diagonalapproximation des Vektordominanzmodells (Kap. VI.3.3.2) widersprechen. In der Diagonalapproximation werden Übergänge verschiedener Vektormesonen ineinander ausgeschlossen, z. B. Übergänge $\rho \rightarrow \omega, \rho \rightarrow \eta$. Gerade diese Übergänge sind aber von $I=1$ -Austausch im t -Kanal begleitet. Eine endliche Amplitude a_1 liefert deshalb den gleichen Beitrag zur Streuamplitude wie die nicht diagonalen Terme in Gleichung VI.17.

Aus Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes σ^{tot} am Proton und Deuteron existieren Hinweise darauf, daß a_1 sehr klein, aber möglicherweise endlich ist (NAR70, HIL70, MCL69). Ähnliche Hinweise sind in einem Compton-Experiment bei 8 und 16 GeV (BOY71, BOY73) und in einem anderen bei 6 GeV gefunden worden (DPG73).

3.2 Die Streuamplitude des Deuterons

Nach der Theorie der Streuung am Deuteron (FKN66) berechnet sich die Streuamplitude des Deuterons für eine bestimmte augenblickliche Konfiguration zu

$$f_d = f_p(\vec{q}) e^{i\vec{q}\vec{s}/2} + f_n(\vec{q}) e^{-i\vec{q}\vec{s}/2} - f_G(\vec{q}) \quad \text{VII.3}$$

Darin bezeichnet \vec{q} den Dreierimpulsübertrag vom Photon auf das Nukleon, f_p und f_n sind die Amplituden für Streuung des Photons am Proton bzw Neutron, und $\pm \vec{s}$ deren Schwerpunktskoordinaten im gegebenen Deuteronzustand $|i\rangle$. f_G ist ein Term, der durch die gleichzeitige Präsenz von Proton und Neutron im Deuteron zustande kommt. Er beschreibt gegenseitige geometrische Abschattung der Nukleonen, sowie Interferenzeffekte der Streuwellen, die an beiden Streuzentren entstehen.

Bei der Streuung kann das Deuteron vom Anfangszustand $|i\rangle$ in einen beliebigen im Experiment nicht gemessenen Endzustand $|f\rangle$ übergehen. Unter Einbeziehung der Deuteronzustände $|i\rangle$ und $|f\rangle$ schreibt sich die Streuamplitude dann

$$\langle f | f_d | i \rangle \quad \text{VII.4}$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist unter dieser Voraussetzung proportional zu

$$d\sigma/dt \sim \sum_f \langle i | f_d^\dagger | \rangle \langle f | f_d | i \rangle \quad \text{VII.5}$$

wo sich die Summe über alle möglichen Deuteronzustände erstreckt. Wenn die Annahme gemacht wird, daß alle diese Deuteronzustände auch wirklich vorkommen und keine von ihnen kinematisch unterdrückt sind, kann die Summe

$$\sum_f |f\rangle \langle f| \quad \text{VII.6}$$

durch die Identität I ersetzt werden. Diese Annahme ist bekannt als "Closure"-Näherung. Damit wird

$$d\sigma/dt \sim \langle i | f_d^\dagger f_d | i \rangle \quad \text{VII.7}$$

wo $|i\rangle$ den Grundzustand des Deuterons und f_d die Streuamplitude VII.3 bezeichnet. Wenn für f_p und f_n die Zerlegung nach den $I=0$ - und $I=1$ -Austauschamplituden eingesetzt wird, berechnet sich der differentielle Wirkungsquerschnitt des Deuterons in Closure-Näherung zu

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{2\pi}{k} \left[|a_0|^2 (1+F(t)) + |a_1|^2 (1-F(t)) \right] \cdot G(t) \quad \text{VII.8}$$

$F(t)$ ist der Formfaktor des Deuterons.

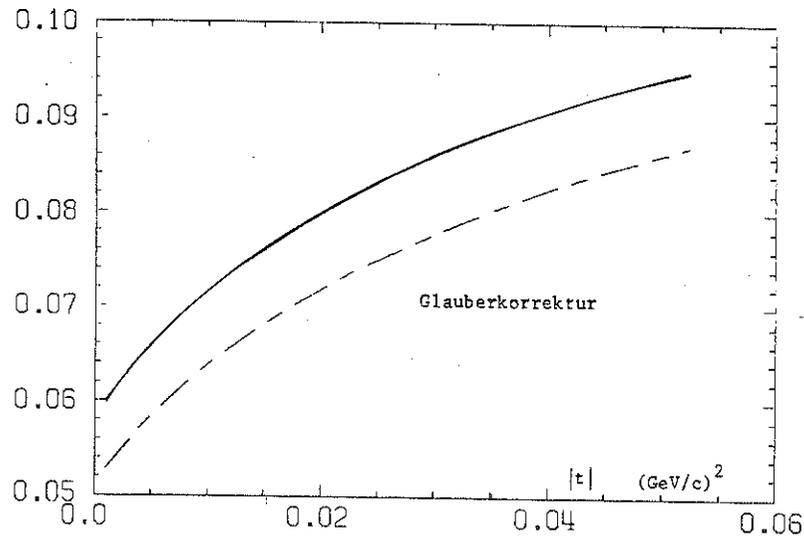


Abb. VII.2 Glauberkorrektur $G(t) = 1 - x(t)$ nach Hulthén (glatte Kurve) und Reid (gestrichelte Kurve). Dargestellt ist $x(t)$.

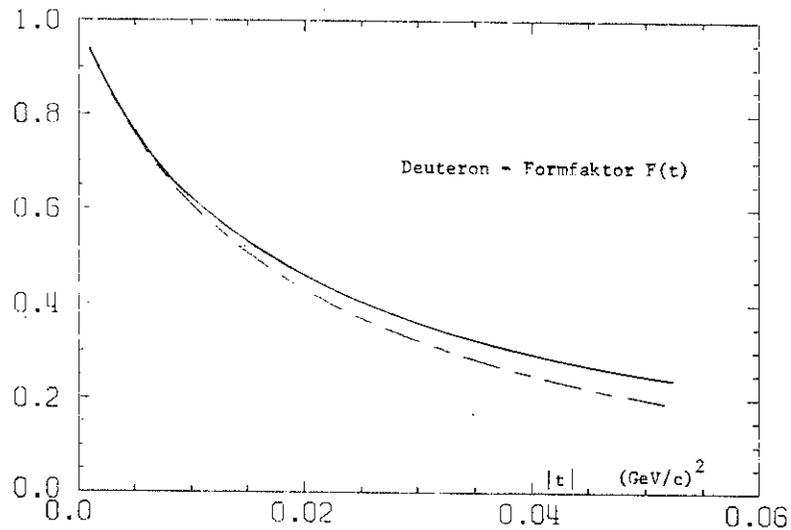


Abb. VII.3 Formfaktor des Deuterons $F(t)$ nach Hulthén (glatte Kurve) und Reid (gestrichelte Kurve)

3.3 Die Glauberkorrektur

Der Faktor $G(t)$ in Gleichung VII.8 kommt durch das Auftreten von f_G in der Streuamplitude VII.3 zustande. Er ist ein Korrekturfaktor der Größenordnung eins, der die gegenseitige geometrische Abschattung der beiden Nukleonen und die Interferenz der gestreuten Wellen berücksichtigt.

Zur Auswertung der Daten dieses Experimentes muß $G(t)$ als Funktion von t bekannt sein. Der analytische Ausdruck dafür ist sehr kompliziert. Er ist aber numerisch berechnet worden (PLZ75) unter der Annahme, daß das Photon nur an das p koppelt.

Die Glauberkorrektur wie auch der Formfaktor hängt von der zugrundegelegten Wellenfunktion ab. Die Abweichungen sind nicht groß. Sie liegen in der gleichen Größenordnung wie die Genauigkeit der Glaubernäherung. Abb. VII.2 zeigt die Glauberkorrektur $G(t)$ für die Deuteron-Wellenfunktion nach Hulthén (CHE51) sowie zum Vergleich den Verlauf, der sich mit einer Wellenfunktion nach Reid (REI68) ergibt. In Abb. VII.3 sind die Formfaktoren für die verschiedenen Wellenfunktionen dargestellt.

Ein Vergleich der Glauberkorrektur $G(t=0)$ mit entsprechenden Korrekturen, die bei σ^{tot} angebracht werden müssen, ist unter der Annahme möglich, daß die Phasen der Streuamplituden von Proton, Neutron und Deuteron gleich sind. Wegen der näherungsweise quadratischen Beziehung zwischen $d\sigma/dt$ und σ^{tot} sind die dortigen Korrekturen nur etwa halb so groß wie $G(t=0)$. Diese Berechnung der Glauberkorrektur steht in vernünftigem Einklang mit den Rechnungen anderer Autoren (NAR70, CAL73).

4.1 Parametrisierung

Mit Hilfe des Ausdrucks VII.8 für den differentiellen Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung am Deuteron und des entsprechenden Ausdrucks für das Proton

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt}(p) &= \frac{\pi}{k^2} |a_0 + a_1|^2 \\ &= \frac{\pi}{k^2} \left[|a_0|^2 + |a_1|^2 + 2 \operatorname{Re}(a_0 a_1^*) \right] \quad \text{VII.9} \end{aligned}$$

kann der Quotient

$$Q = \frac{\frac{d\sigma}{dt}(p) (1+F(t)) - \frac{1}{2G(t)} \frac{d\sigma}{dt}(d)}{2 \frac{d\sigma}{dt}(p) (1+F(t))} \quad \text{VII.10}$$

$$= A \cdot F(t)/(1+F(t)) + B$$

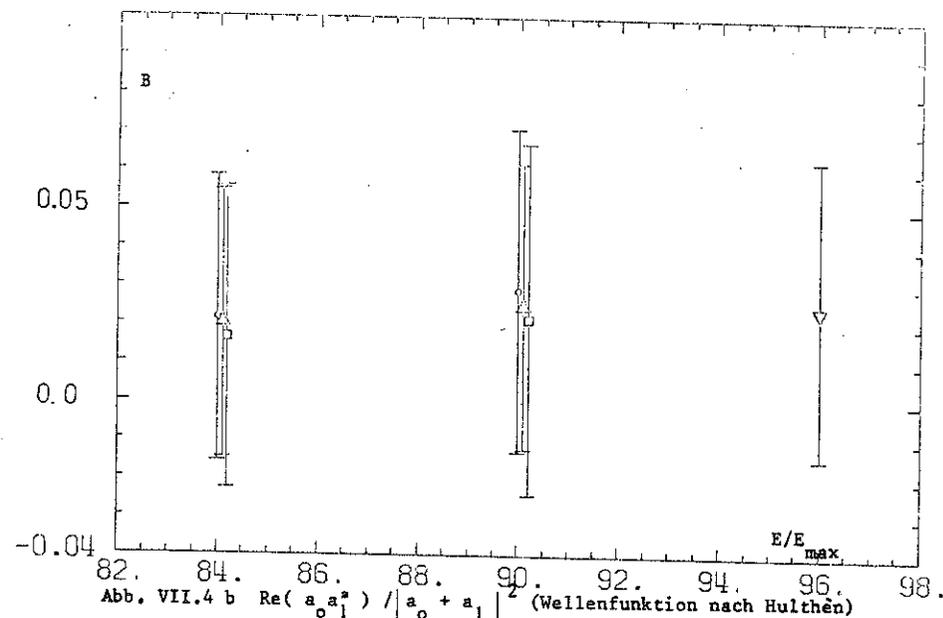
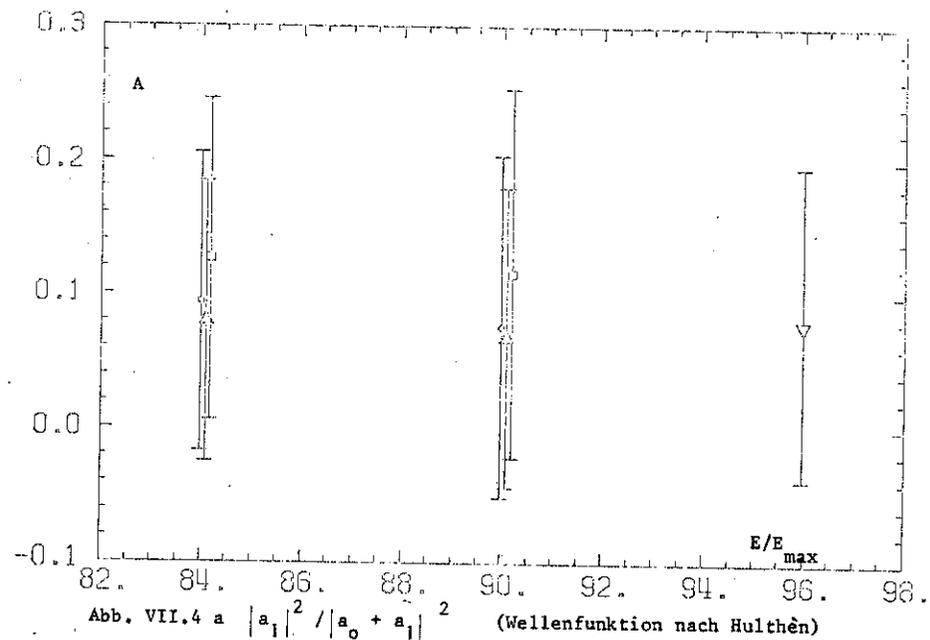
gebildet werden. Darin bedeutet

$$A = \frac{|a_1|^2}{|a_0 + a_1|^2} \quad \text{VII.11}$$

$$B = \frac{\operatorname{Re}(a_0 a_1^*)}{|a_0 + a_1|^2} \quad \text{VII.12}$$

Die beiden Parameter beinhalten Informationen über Betrag und Phase der $(I=1)$ -Amplitude relativ zur $(I=0)$ -Amplitude. Da der Formfaktor $F(t)$ sowie der Glauberkorrektur-Faktor $G(t)$ bekannt sind, erlaubt eine Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte an Proton und Deuteron bei mindestens zwei verschiedenen Werten von $|t|$ eine Bestimmung von A und B.

Aus Gleichung VII.10 kann umgekehrt $d\sigma/dt(d)$ berechnet werden, wenn A und B bestimmt sind und $F(t)$ und $G(t)$ als bekannt vorausgesetzt werden.



Parameter der Deuteron-Auswertung für verschiedene Auswertungsmethoden.

Abszisse: untere zum Fit verwendete Intervallgrenze in % der Maximalenergie.

○ U1 + U2 variiert, △ U1 fest, U2 variiert, □ U1 variiert, U2 fest,

▽ U1 + U2 fest, Comptonanteil und Kante variiert.

4.2 Bestimmung der Parameter A und B

Zur Bestimmung der beiden Parameter A und B aus Gleichung VII.10 wird der Quotient $Q(t)$ aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für verschiedene Werte von t berechnet. An diese wird die Funktion auf der rechten Seite der Gleichung VII.10 angepaßt, wobei A und B variiert werden.

Abb. VII.4 zeigt die Werte von A und B für verschiedene Auswertungsmethoden der Deuteron-Daten (Kap. 2.1 dieses Abschnittes) mit statistischen Fehlern. Für den Proton-Wirkungsquerschnitt wurde der geglättete Verlauf $d\sigma/dt(p) = .816 \exp(-8.5|t|) \text{ (pb/(GeV/c)}^2\text{)}$ eingesetzt, der die Protondaten mit einem Konfidenzniveau von 49 % beschreibt (Kap. VI.2.4). Als Deuteron-Wirkungsquerschnitte wurden die gemessenen ungeglätteten Werte mit statistischen Fehlern verwendet. Die Fehler des Proton-Wirkungsquerschnittes wurden bei der Fehlerangabe berücksichtigt. Normierungskorrekturen, die für beide Targets gleich sind und bei der Quotientenbildung $Q(t)$ herausfallen, sind nicht angebracht worden.

Die Schwankungen von A und B für die verschiedenen Auswertungsmethoden stellen ein Maß für den Einfluß des Untergrundspektrums auf diese Parameter dar. Dieser ist offensichtlich gering. Die Ergebnisse sind im Rahmen ihrer Fehler miteinander verträglich und unabhängig von der Auswertungsmethode.

Die Ergebnisse desjenigen Fit's, bei dem die Deuteron-Daten genau wie die Proton-Daten ausgewertet werden (U_1 fest, U_2 variiert, $k \approx 0.84 k_{\max}$), sind in Tab. VII.4 angegeben. Diese Werte werden als die besten angesehen, da mögliche systematische Fehler der Proton- und Deuteron-Daten dann gleich sind und sich bei der Quotientenbildung kompensieren.

Die in Abb. VII.1 eingezeichnete Kurve durch die Deuteron-Daten wurde mit den Werten A und B nach Gleichung VII.10 berechnet. Es wurde die Hulthén-Wellenfunktion angenommen.

	A = .077 Fehler von A	B = .019 Fehler von B
Untergrund U_1	$\pm .03$	$\pm .014$
Zufallskoinzidenzen	$\pm .016$	$\pm .004$
Konverterposition	$\pm .025$	$\pm .007$
Kantenlage	$\pm .005$	$\pm .006$
Gesamter syst. Fehler	$\pm .042$	$\pm .017$
Statistischer Fehler	$\pm .106$	$\pm .035$
Syst. + stat. Fehler	$\pm .114$	$\pm .039$

Tab. VII.3 Systematische Fehler der Parameter A und B.

$$A = \frac{|a_1|^2}{|a_0 + a_1|^2}, \quad B = \frac{\operatorname{Re}(a_0 a_1^*)}{|a_0 + a_1|^2}$$

	Hulthén	Reid
$A = a_1 ^2 / a_0 + a_1 ^2$.077	.130
Fehler	$\pm .106$	$\pm .094$
$B = \text{Re}(a_0 a_1^*) / a_0 + a_1 ^2$.019	-.001
Fehler	$\pm .035$	$\pm .030$
Konfidenzniveau	76 %	75 %

Tab. VII.4 Parameter A und B bei Verwendung der Wellenfunktion nach Hulthén und Reid. Die angegebenen Fehler sind statistische.

E_γ [GeV]		$\frac{ a_1 ^2}{ a_0 + a_1 ^2}$	$\frac{\text{Re}(a_0 a_1^*)}{ a_0 + a_1 ^2}$
Dieses Exp.	5	0.077 ± 0.12 0.13 ± 0.11	0.019 ± 0.039 -0.001 ± 0.035
DPG73	6	0.02 ± 0.09	0.02 ± 0.02
BOY73	8 & 16	0.03 ± 0.1	-0.049 ± 0.012
*) andere Auswertung von BOY73		0.04 ± 0.11	0.07 ± 0.018
WOL71	5	$\frac{\text{Im } a_1}{\text{Im } a_0} = 0.045 \pm 0.008$	

Tab. VII.5 Isospin-1-Austausch in der Photon-Nukleon-Wechselwirkung.

*) Auswertung der Daten aus BOY73 durch die Autoren von DPG73.

4.2.1 Fehlerabschätzung

Systematische Fehler ergeben sich einerseits aus den Unsicherheiten der Auswertungsmethode, zum anderen aus der Unsicherheit der Glauberkorrektur und des Formfaktors.

Zur Abschätzung der ersteren Fehler ist der Effekt einer Konverterverschiebung relativ zum Strahl um 0.25 mm, eine Änderung des Untergrundes U1 um 20 %, eine Verschiebung der Kante des Synchrotronpektrums um eine Standardabweichung und eine Änderung des Anteils der zufälligen Koinzidenzen um 8 % in Betracht gezogen worden. Tab. VII.3 zeigt die daraus resultierenden Änderungen der Parameter A und B.

Die Unsicherheit des Untergrundes U1 hat den größten Fehler zur Folge. Er beträgt etwa ein Drittel des rein statistischen Fehlers. Werden die auftretenden Änderungen quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert, so ergibt sich ein Gesamtfehler von 0.114 für A und von 0.039 für B.

Da die Amplitude a_1 klein gegen a_0 ist, machen sich geringfügige Änderungen im angenommenen Verlauf des Formfaktors $F(t)$ und der Glauberkorrektur $G(t)$ in einer Änderung der Parameter A und B bemerkbar. Wird z.B. statt der Hulthén-Wellenfunktion die neuere Wellenfunktion nach Reid bei der Berechnung von $F(t)$ und $G(t)$ zugrunde gelegt (Abb. VII.2 und VII.3), ändert sich der Parameter A um etwa eine halbe und B etwa um zwei Drittel Standardabweichungen (Tab. VII.4).

4.2.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Eine ähnliche Messung der Parameter A und B ist schon früher bei DESY bei 6 GeV Photonenergie (DPG73) und auch bei SLAC (BOY71) bei 8 und 16 GeV vorgenommen worden. In Tab. VII.5 sind die Ergebnisse einer neuen Auswertung der Daten von SLAC (BOY73) und die Resultate von (DPG73) zusammen mit den Ergebnissen dieses Experimentes aufgeführt. Die Fehlerangaben enthalten statistische und systematische Fehler.

Der Wert des Parameters A ist zu vergleichen mit dem Wert des Quotienten

$$\frac{\text{Im}(a_1)}{\text{Im}(a_0)} = \frac{\sigma^{\text{tot}}(\gamma p) - \sigma^{\text{tot}}(\gamma n)}{\sigma^{\text{tot}}(\gamma p) + \sigma^{\text{tot}}(\gamma n)}$$

der sich aus Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte bestimmen läßt. In KOL71 ist der Wert dieses Quotienten mit Hilfe eines Fits an alle verfügbaren Messungen von $\sigma^{\text{tot}}(\gamma p)$ und $\sigma^{\text{tot}}(\gamma n)$ zusammen berechnet worden. Für 5 GeV erhält man den in der Tabelle angegebenen Wert.

Die Messungen der Compton-Experimente sind untereinander und mit den Messungen der totalen Wirkungsquerschnitte verträglich, sie sprechen für einen kleinen, aber endlichen Anteil von Isospin=1-Austausch in der Photon-Nukleon-Wechselwirkung, obwohl die Compton-Messung alleine auch mit einer verschwindenden Isospin=1-Austausch-Amplitude gerade noch verträglich wäre.

VIII. Compton-Streuung an komplexen Kernen

1. Einleitung

Messungen der Compton-Streuung an komplexen Kernen erlauben eine Untersuchung des Schatteneffektes. Dieser äußert sich darin, daß der totale Photoabsorptionquerschnitt an komplexen Kernen nicht proportional zur Massenzahl A sondern weniger stark anwächst. Intuitiv ist dies als Abschattung der tief im Kern befindlichen Nukleonen durch die Nukleonen der Kernoberfläche verständlich. Dies Bild kann aber nicht alle Züge des Schatteneffektes erklären, die eine Modellrechnung voraussetzt, wie z. B. Energieabhängigkeit und Abhängigkeit vom Kernvolumen.

Schatteneffekt wird im Rahmen optischer Modelle qualitativ erklärt. Grundlage aller dieser Modelle ist die Annahme, daß die Wechselwirkung zwischen Photonen und Nukleonen durch Hadronen vermittelt wird. Daraus folgen unmittelbar Voraussagen über eine Abhängigkeit des Schatteneffektes von der Energie und dem Kernvolumen. Eine Überprüfung der qualitativen Voraussagen dieser Modelle stellt einen wichtigen prinzipiellen Test darauf dar, ob die Vorstellung von hadronischer Komponente des Photons sich bewährt. Außerdem ist auch der quantitative Vergleich mit den Voraussagen spezieller Modelle, z.B. des Vektor-Dominanz-Modells, von Interesse.

Bisher konnte Abschattung in Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts mit reellen Photonen, nicht aber in Experimenten mit virtuellen Photonen beobachtet werden. Compton-Streuung bietet eine weitere unabhängige Möglichkeit, den Schatteneffekt zu messen. Man erwartet wegen der quadratischen Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes von der Streuamplitude einen etwa doppelt so starken Effekt wie bei Messungen von σ^{tot} .

2. Schatteneffekt

2.1 Paradox

Wenn die Vorstellung von hadronischen Komponenten des Photons, die dem VDM zugrunde liegen, auf die Photoabsorption in komplexen Kernen angewandt und die Ergebnisse mit der naiven Vorstellung konfrontiert werden, führt dies zu einem scheinbaren Paradox.

Aus der Größe des totalen Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnittes von etwa 120 μbarn folgt eine mittlere freie Weglänge des Photons in Kernmaterie von mehreren hundert fm, also ein riesiges Vielfaches des Kerndurchmessers. Der einfallende Strahl geht fast ungeschwächt durch den Kern hindurch, und folglich ist der totale Wirkungsquerschnitt von Photonen an einem Kern $\sigma^{\text{tot}}(A)$ proportional zum Volumen, d.h. zu A .

Nach dem VDM verhält sich die Compton-Streuamplitude wie eine Überlagerung von Amplituden für elastische Streuung von Vektormesonen V an Kernen (Kap. VI.3.3)

$$f(\gamma A \rightarrow \gamma A) = \sum_{\nu} c_{\nu}^2 \cdot f(VA \rightarrow VA) \quad \text{VIII.1}$$

Wegen des optischen Theorems gilt die gleiche Beziehung näherungsweise auch für die totalen Wirkungsquerschnitte.

$$\sigma^{\text{tot}} = \sum_{\nu} c_{\nu}^2 \sigma_{\nu A}^{\text{tot}} \quad \text{VIII.2}$$

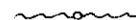
Vektormesonen sind aber Hadronen. Ihre mittlere freie Weglänge ℓ_{ν} in Kernmaterie ($\ell_{\nu} \approx 3 \text{ fm}$) ist von vergleichbarer Größenordnung wie der Kerndurchmesser selber. Wechselwirkungen mit dem einfallenden Strahl finden darum vor allem in einer Oberflächenschicht der Dicke $\sim \ell_{\nu}$ statt. Tief im Kerninnern befindliche Nukleonen dagegen sind durch die Nukleonen der Oberfläche abgeschattet und tragen nicht zum Wirkungsquerschnitt bei. Daraus folgt, daß der totale Wirkungsquerschnitt $\sigma(A)$ etwa proportional zur Oberfläche, also zu $A^{2/3}$ sein sollte.

Die beiden Argumente führen zu dem paradoxen Ergebnis, daß $\sigma(A)$ proportional zum Volumen und proportional zur Oberfläche sein soll. Die zunächst widersprüchlichen Aussagen lassen sich aber miteinander vereinbaren (GOT69, BR069, ST067).

Sie ergeben sich als Grenzfälle einer modellmäßigen Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen Photonen und Kernen, wenn die Umwandlung des Photons in seine hadronischen Komponenten berücksichtigt wird.

2.2 Qualitative Beschreibung

Zur Amplitude der elastischen Streuung von Photonen an Kernen trägt zunächst der Ein-Stufen-Prozess $\gamma A \rightarrow \gamma A$ bei, der Streuung des Photons an einem Nukleon des Kerns beschreibt.



Ein-Stufen-Prozess

Seine Streuamplitude ist von der Größenordnung der Feinstrukturkonstanten $\alpha \approx 1/137$

Konkurrierend dazu tritt der Zwei-Stufen-Prozess $\gamma A \rightarrow VA \rightarrow \gamma A$ auf, der die Umwandlung des Photons in ein reelles Vektormeson V an einem Nukleon und Rekonversion des Vektormesons in ein Photon an einem zweiten Nukleon beschreibt.



Zwei-Stufen-Prozess

Die Streuamplitude dieses Prozesses ist gleichfalls von der Ordnung α , da an beiden Vertizes je ein Faktor $\sqrt{\alpha}$ erscheint, und muß deshalb in gleicher Näherung berücksichtigt werden.

Tief im Innern des Kerns sind somit zwei Streuwellen vorhanden: eine direkt gestreute und eine durch Rekonversion des Vektormesons entstehende Photonwelle. Beide haben entgegengesetztes Vorzeichen, und löschen sich durch Interferenz aus, sofern Kohärenz zwischen beiden Wellen herrscht. Wegen der endlichen Masse des Vektormesons ist aber eine Störung der Kohärenz möglich. Bei der Erzeugung des Vektormesons tritt eine Änderung des Wellenvektors von mindestens

$$k = \sqrt{k^2 - m_{\nu}^2} \approx \Delta \approx \frac{1}{2} \frac{m_{\nu}^2}{k} \quad \text{VIII.3}$$

k = Photonimpuls, m_{ν} = Masse des Vektormesons

auf, die zur Folge hat, daß die direkte und indirekt gestreute Welle nur über eine Kohärenzlänge $\ell_c \approx 1/\Delta$ interferenzfähig sind.

Bei genügend hoher Energie wird die Vektormeson-Masse vernachlässigbar und damit die Kohärenzlänge l_c sehr groß. Dann löschen sich beide Wellen aus, und die elastische Streuwelle im Kerninneren verschwindet. Die inneren Nukleonen liefern in diesem Falle keinen Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt mehr, und der zum Volumen proportionale Beitrag verschwindet.

Dagegen bleibt auch bei hohen Energien ein Beitrag zur elastischen Streuamplitude bestehen. Er rührt von Streuungen in einer strahlaufwärts gelegenen Oberflächenschicht der Dicke $\sim 2 \cdot l_v$ her. In dieser Schicht hat sich die durch Konversion der Vektormesonen entstehende Photonwelle nicht völlig ausgebildet, und eine Auslöschung wie tief im Innern des Kerns ist nicht möglich.

Für Kerne, deren Durchmesser groß gegen die Dicke dieser Schicht ist, entsteht dadurch ein Beitrag zum totalen Wirkungsquerschnitt proportional zur Oberfläche ($\propto A^{2/3}$).

2.3 Interesse am Schatteneffekt

Aus der qualitativen Beschreibung der Streuung von Photonen an Kernen folgt eine Abhängigkeit des Schatteneffektes sowohl vom Kernvolumen als auch von der Energie. Bei hohen Energien und sehr schweren Kernen sollte der Schatteneffekt maximal sein, bei leichteren Kernen geringer werden. Bei sehr leichten Kernen sollte er für alle Energien verschwinden.

Diese qualitativen Vorhersagen sind unabhängig von der Gültigkeit speziell des Vektor-Dominanz-Modells. Sie hängen nur von der Annahme ab, daß die Wechselwirkungen zwischen Photonen und Nukleonen durch Hadronen vermittelt werden. Das VDM macht zusätzlich die Aussage, daß die Abschattung maximal wird. Die Messung des Schatteneffektes ermöglicht somit einen wichtigen Test der prinzipiellen Ideen, auf die sich das VDM stützt.

3.1 Targets

Es wurden Messungen an Be, C, Ti, Cu, Al, Ag, und Au bei 5 GeV und an Be, C, Al, Cu und Ag bei 3 GeV vorgenommen. Damit wurde die Massenzahl A von A=9 (Be) bis A=197 (Au) variiert. Dem entspricht eine Variation des Kerndurchmessers von etwa 1,5 bis 6,5 fm.

3.2.1 Herstellung des Spektrums der Originaldaten

Da sich die Datennahme über längere Zeit erstreckte, liegen für alle Targets mehrere Datengruppen vor, die unter verschiedenen apparativen Bedingungen gemessen wurden.

Verschiedene Dicken von Targets gleichen Materials werden dadurch berücksichtigt, daß für jeden Meßabschnitt ("Run") außer den Ereigniszahlen auch das Produkt aus Monitorsweeplzahl (Kap. II.5.1) und Targetdicke aufaddiert wird. Mittels Division durch eine typische Targetdicke wird aus dieser Summe eine äquivalente Sweepzahl berechnet, auf die die Daten normiert werden. Die entsprechende Monte-Carlo-Rechnung wird für ein Target dieser typischen Targetdicke angefertigt.

Außerdem wurde zeitweilig der Abstand zwischen Konverter und Photonstrahl geändert. Für jede Geometrie wird ein neuer Satz von künstlichen Daten angefertigt. Die verschiedenen Datensätze werden nach Sweepzahlen gewichtet aufaddiert und zur Spektrentrennung in den zweidimensionalen (k, θ) -Datensatz eingeordnet.

3.2.2 Untergrund

Das simulierte Untergrundspektrum für komplexe Kerne ist einfach aus den entsprechenden Protonenspektren zusammengesetzt. (Kap. V.3.2). Naturgemäß gehen dabei alle Eigenschaften des Spektrums, die aus der Gegenwart eines komplexen Kernes als Target folgen, verloren. Z.B. enthält das Untergrund-Spektrum keine Beiträge von Aufbruch-Reaktionen des Kerns, und mögliche Kohärenzeffekte einzelner beteiligter Reaktionen sind nicht berücksichtigt. Man erwartet darum, daß die Gestalt des Untergrundspektrums möglicherweise anders ist als aus den groben Annahmen folgt. Unterschiede machen sich aber erst bemerkbar, wenn ein genügend großes Energieintervall betrachtet wird.

Tatsächlich ergeben sich für die Compton-Anteile systematisch immer niedrigere Werte, wenn das Intervall zur Spektrentrennung bis $k=0,84 \cdot k_{\max}$ hinab ausgedehnt wird. Die Änderung nimmt mit der Kernmassenzahl zu und beträgt für $Ag(A=108)$ etwa 6%.

Das Ergebnis der Spektrentrennung ist aber unempfindlich gegenüber der Gestalt des Untergrundspektrums, wenn ein genügend enges Intervall nahe der Kante verwendet wird. Deshalb wird zur Untergrundabtrennung das Intervall $k \geq 0,9 \cdot k_{\max}$ gewählt. Wegen des teilweise inkohärenten Verlaufs der Untergrundreaktionen ist der relative Untergrundanteil in diesem Intervall geringer als bei Wasserstoff. Damit ist die Spektrentrennung im Vergleich unproblematisch.

Wenn die Unterteilung in die Spektralkomponenten U1 und U2 von Wasserstoff übernommen und analog jeweils nur eine Komponente angepaßt und die andere festgehalten wird, ändert sich der Comptonanteil um weniger als eine Standardabweichung des statistischen Fehlers. Obwohl das Festhalten einer Spektralkomponente eine drastische Manipulation ist, die teilweise zu unphysikalischen negativen Werten für die andere Komponente führt, ändert sich der Comptonanteil kaum.

3.2.3 Spektrentrennung

Die Spektrentrennung wird, wie oben beschrieben, im Energieintervall $k \geq 0,9 \cdot k_{\max}$ durchgeführt. Die Lage der Spektralkante wird zunächst durch einen gemeinsamen Fit mit allen Ereignissen eines Targets im Bereich $k \geq 0,95 \cdot k_{\max}$ bestimmt. Im folgenden Schritt wird die Spektralanpassung für Ereignisse innerhalb von θ -Intervallen der Breite $\Delta\theta = 2$ mrad vorgenommen. Dabei wird die Kantenlage auf dem vorher bestimmten Wert festgehalten, und nur die Skalenfaktoren von Compton- und Untergrundspektralen werden variiert.

3.2.4 Extrapolation

Zur Extrapolation von $d\sigma/dt(t=0)$ wird an den experimentellen differentiellen Wirkungsquerschnitt eine theoretische Vorhersage für kohärente Streuung nach dem VOM angepaßt. Ein inkohärenter Beitrag wird berücksichtigt. Die Anpassung geschieht im Bereich sehr kleiner Viererimpulsüberträge unterhalb des erwarteten ersten Diffraktionsminimums. Die VOM-Vorhersage wird mit Hilfe des Ausdrucks VIII.9 der elastischen Streuamplitude F_{el}^A berechnet (s. u. Kap. VIII.5.1). Der Verlauf des inkohärenten Beitrages wird nach VIII.10 in erster Born-Approximation unter Verwendung der Closure-Näherung abgeschätzt. Die Höhe wird so festgesetzt, daß die Daten im inkohärenten Bereich gut beschrieben werden.

Es wird erstens die absolute Höhe des theoretischen Wirkungsquerschnittes, zweitens die Steigung von $d\sigma/dt$ angepaßt. Für kohärente Streuung am Kern ist die Steigung von der Ausdehnung des Kerns abhängig. Deshalb wird als zweiter Parameter der Kernradius angepaßt, wobei als Dichteverteilung eine Fermi-Verteilung angenommen wird (Vergleich Kap. 6.1).

3.2.5 Korrekturen und Fehler

An Korrekturen und Fehlern in der Gesamtnormierung treten die gleichen wie bei Wasserstoff auf (Kap. VI.2.5)

Targetunabhängige Normierungsfehler ergeben sich aus

- Totzeit
- Absorber im Strahl
- Photon-Konversionswahrscheinlichkeit
- Quantenmeterkonstante
- Funkenkammerwirkungsgrad

Sie führen zu einem Normierungsfehler von 1,57 %.

Targetabhängige Normierungsfehler entstehen erstens durch die Unsicherheit in der Targetdicke. Zweitens bringt die Korrektur auf nicht auswertbare Ereignisse mit Mehrfachspuren einen targetabhängigen Fehler mit sich. Typische Werte für die targetabhängigen Fehler liegen bei 0,5 %.

Als systematischen $|t|$ -abhängigen Fehler kommen zunächst die gleichen wie bei Wasserstoff und Deuterium in Betracht. Sie werden im folgenden aufgezählt. Dabei wird nur der Einfluß auf die beiden angepaßten Parameter angegeben.

Bei Verschieben der Kante des Spektrums um eine Standardabweichung ergibt sich eine Änderung des Vorwärtsquerschnittes um etwa 1,4 %.

Die Zusammensetzung des unbekanntem Untergrundspektrums wird, wie in Kap. VI.2.3.1 beschrieben, in zwei Komponenten aufgespalten, die jeweils in verschiedenem Mischungsverhältnis angepaßt werden. Dies hat eine Änderung von $d\delta/dt(t=0)$ um 1,5 bis 2,5 % zur Folge.

Die Unsicherheit im Abstand Strahl - Konverter verursacht einen t -abhängigen Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes. Er ist in der Weise abgeschätzt worden, daß alle Werte von t unter Annahme eines um 0,25 mm veränderten Abstandes neu berechnet, und an das so veränderte Spektrum die Monte-Carlo-Daten angepaßt werden. Die resultierenden Änderungen betragen zwischen 0,2 und etwa 1,1 % für $d\delta/dt(t=0)$.

Die Unsicherheit in der Korrektur auf Zufallskoinzidenzen, die bei Wasserstoff und Deuterium einen merklichen t -abhängigen Fehler hervorruft, spielt bei komplexen Kernen keine Rolle. Die Zufallskoinzidenzrate ist von der Belastung der Apparatur durch Elektron-Compton-Ereignisse, und somit von der Triggerschwelle der Schauerzähler und dem Abstand Strahl-Konverter abhängig. Bei 5 GeV beträgt die Anzahl von Zufallskoinzidenzen weniger als 0,4 % und bei 3 GeV weniger als 3 %. Die Unsicherheit in den notwendigen Korrekturen ist vernachlässigbar.

Ein neuer systematischer Fehler folgt aus der Unsicherheit des inkohärenten Beitrages zum Wirkungsquerschnitt. Dieser Beitrag verschwindet für $t=0$, nimmt aber mit wachsendem $|t|$ zu und dominiert im Bereich des ersten Diffraktionsminimums. Wenn der inkohärente Anteil berücksichtigt wird, wird die Steigung des kohärenten Anteils etwas steiler angepaßt, als wenn er ignoriert wird, und der extrapolierte Vorwärtswirkungsquerschnitt steigt entsprechend an. Für den inkohärenten Anteil wird ein Verlauf nach Formel VIII.10 angenommen. Er überschätzt aber den wahren Anteil um annähernd einen Faktor zwei. Darum wird nur die Hälfte des Beitrages nach Formel VIII.10 verwendet. Als systematischer Fehler wird die Änderung angesehen, die sich bei Variation des so erhaltenen inkohärenten Beitrages um 100 % ergibt.

In Tab. VIII.1 sind für alle Festkörpertargets die Wert $d\delta/dt(t=0)$ sowie die statistischen, systematischen und Normierungsfehler verzeichnet.

Target	A	$\frac{d\delta/dt(t=0)}{[\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]}$	stat. Fehler	inkoh. Untergrd.	Kantenlage	Konverterposition	Untergrd. variiert	ges. syst. Fehler	stat. + syst. Fehler	Normierungsfehler	stat. + syst. + Norm. Fehler
5 GeV	Be	9	53,1	5,0 %	2,2 %	1,4 %	0,2 %	3,01 %	5,83 %	1,63 %	6,1 %
	C	12	92,6	4,9 %	2,1 %	1,4 %	0,2 %	2,94 %	5,7 %	1,6 %	5,9 %
	Al	27	405	4,4 %	5,0 %	1,4 %	0,4 %	5,58 %	7,1 %	1,61 %	7,3 %
	Ti	49	1220	3,8 %	5,0 %	1,5 %	0,6 %	5,62 %	6,78 %	1,60 %	7,0 %
	Cu	64	2032	4,8 %	2,0 %	1,4 %	0,6 %	3,21 %	5,82 %	1,65 %	6,1 %
3 GeV	Ag	109	6121	3,8 %	1,1 %	1,3 %	0,8 %	3,13 %	4,92 %	1,99 %	5,3 %
	Au	197	20630	8,5 %	1,4 %	1,4 %	0,8 %	3,29 %	9,1 %	2,51 %	9,5 %
	Be	9	62,9	4,3 %	0,8 %	1,4 %	0,3 %	2,2 %	4,84 %	1,60 %	5,1 %
3 GeV	C	12	111,9	6,1 %	1,7 %	1,4 %	0,3 %	2,68 %	6,66 %	1,60 %	6,9 %
	Al	27	523	3,5 %	1,1 %	1,4 %	0,5 %	2,72 %	4,44 %	1,72 %	4,7 %
	Cu	64	2664	19 %	-	1,4 %	0,8 %	2,8 %	19,2 %	1,65 %	20,2 %
	Ag	109	8426	3,6 %	2,8 %	1,5 %	1,1 %	4,19 %	5,32 %	2,04 %	5,9 %

Tab. VIII.1

Systematische Fehler des differentiellen Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung für komplexe Kerne

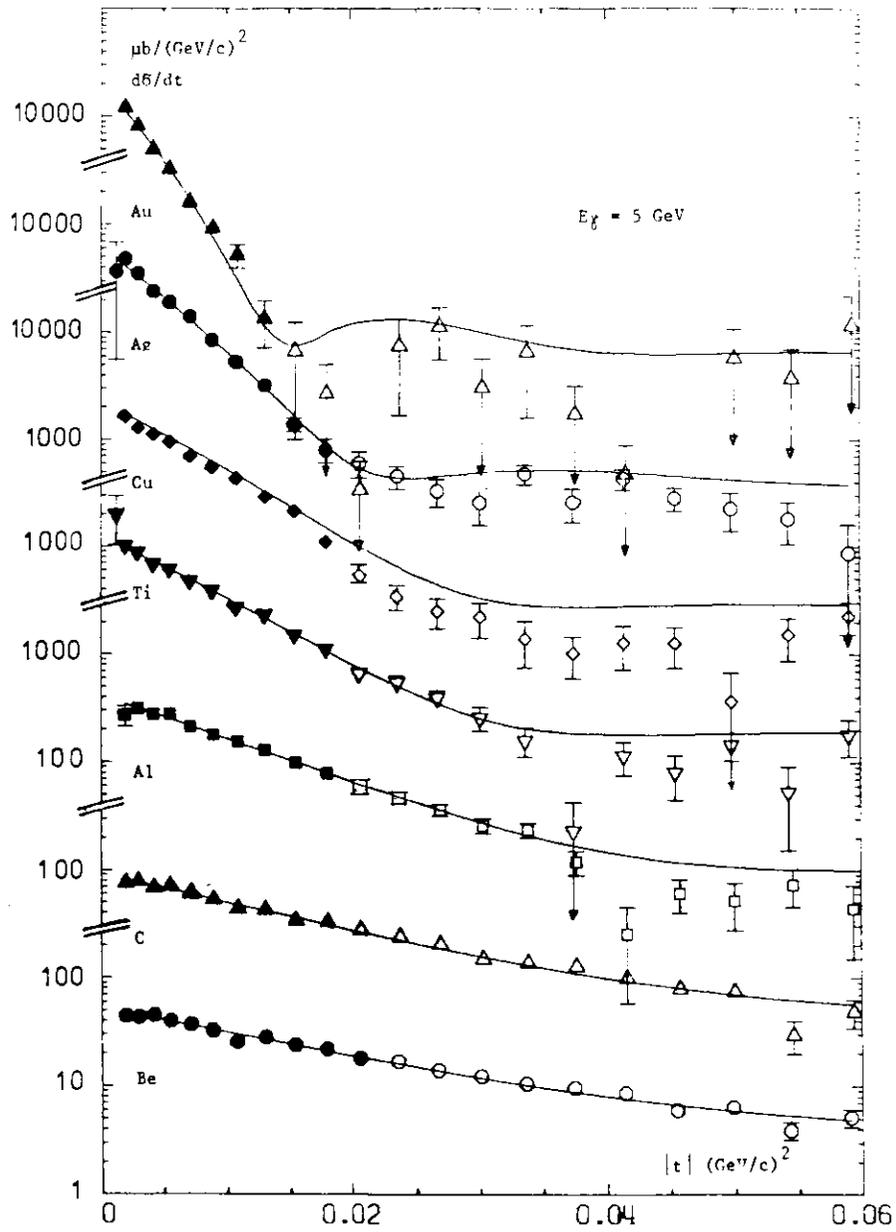


Abb. VIII.1 a Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung an Be, C, Al, Ti, Ag und Au bei 5 GeV. Die schwarz eingezeichneten Punkte wurden zur Anpassung benutzt.

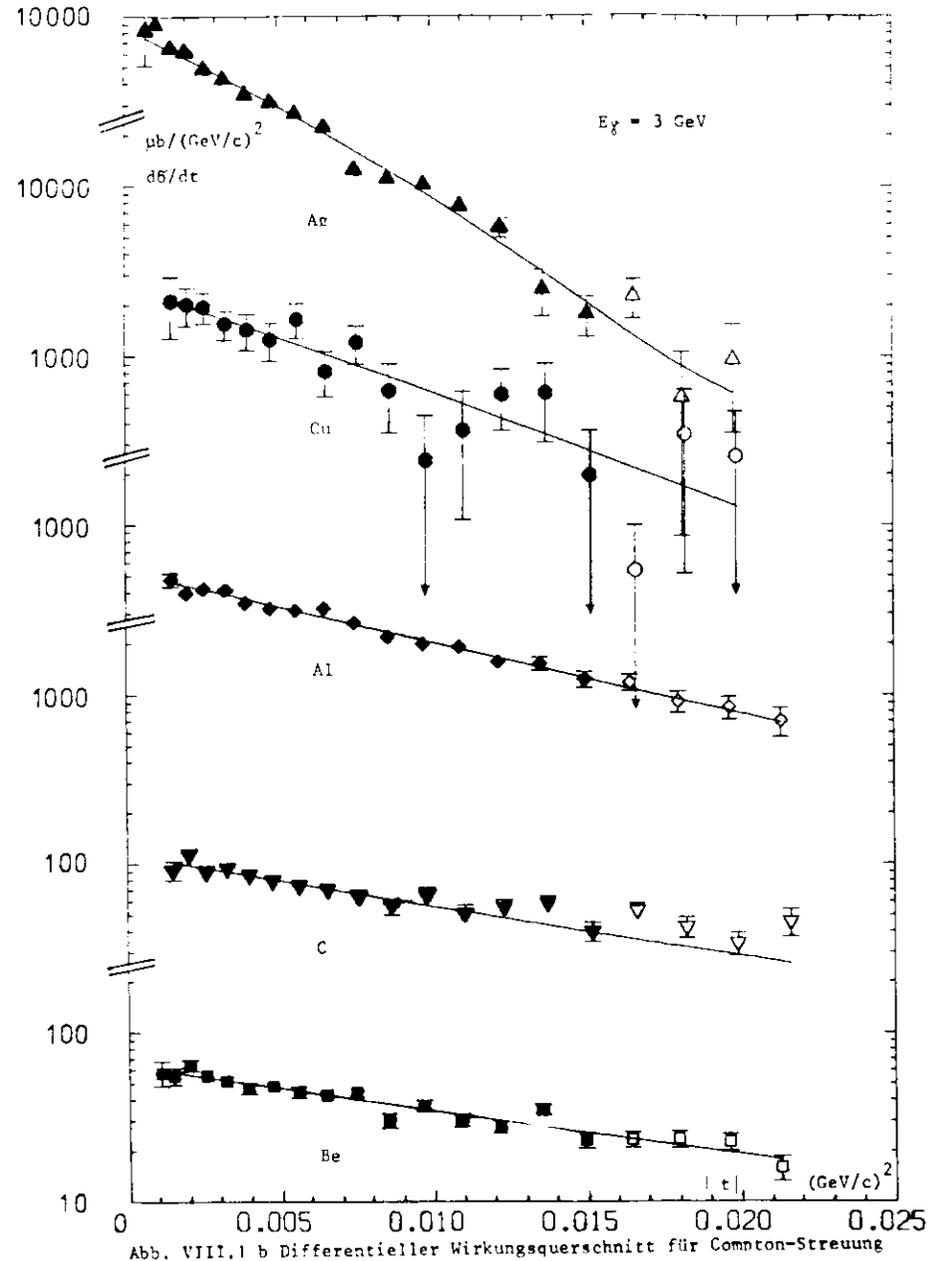


Abb. VIII.1 b Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung an Be, C, Al, Cu und Ag bei 3 GeV.

4. Ergebnisse

4.1 Differentielle Wirkungsquerschnitte

In Abb. VIII.1 a und b sind die gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte mit ihren statistischen Fehlern und die besten Anpassungskurven aufgetragen.

Die Daten zeigen einen steilen kohärenten Anstieg für kleine Werte von $|t|$. Bei den 5-GeV-Daten ist für $A > 60$ andeutungsweise ein Diffraktionsstruktur und ein erstes Diffraktionsminimum erkennbar, wie man sie in einem optischen Modell für ein kugelsymmetrisches undurchsichtiges Streuzentrum erwartet. Für leichtere Kerne verschiebt sich die Lage des Minimums zu größeren Werten von $|t|$. Ab $A \approx 27$ liegt es nicht mehr im in diesem Experiment sichtbaren Bereich.

Bei 3 GeV entspricht der durchmessene Bereich so kleinen $|t|$ -Werten, daß für keines der Targets das Minimum sichtbar ist.

Die angepaßten Kurven beschreiben die Daten bei kleinen Viererimpulsüberträgen ausgezeichnet und gestatten eine sichere Extrapolation auf den Vorwärtspunkt.

In der Nähe und oberhalb des erwarteten ersten Diffraktionsminimums zeigen sich aber Abweichungen. In diesem Bereich dominieren inkohärente gegenüber kohärenten Streuprozessen. Ein inkohärenter Streuprozess am Kern liegt z. B. bei der elastischen Streuung des Photons an einem quasifreien Einzelnukleon vor. Dabei tritt bei 5 GeV Photonenergie und maximalem Streuwinkel von 50 mrad ein maximaler Energieübertrag von 30 MeV auf. Damit bleibt das Ereignis nach Rekonstruktion im Bereich der Spektrenkante und wird beim Spektrfit dem Comptonanteil zugewiesen.

Der rein kohärent Anteil ist zu gering, um den Verlauf der Daten bei höheren Werten von $|t|$ zu beschreiben. Der zusätzliche inkohärente Beitrag ist aber, wie oben beschrieben, nur grob abgeschätzt worden und vernachlässigt alle kernphysikalischen Effekte. Zur Bestimmung des Vorwärtspunktes genügt dies, da die Anpassung im überwiegend kohärenten Bereich geschieht. Die Unsicherheit des inkohärenten Untergrundes wird durch die beschriebene Variation um 100 % berücksichtigt.

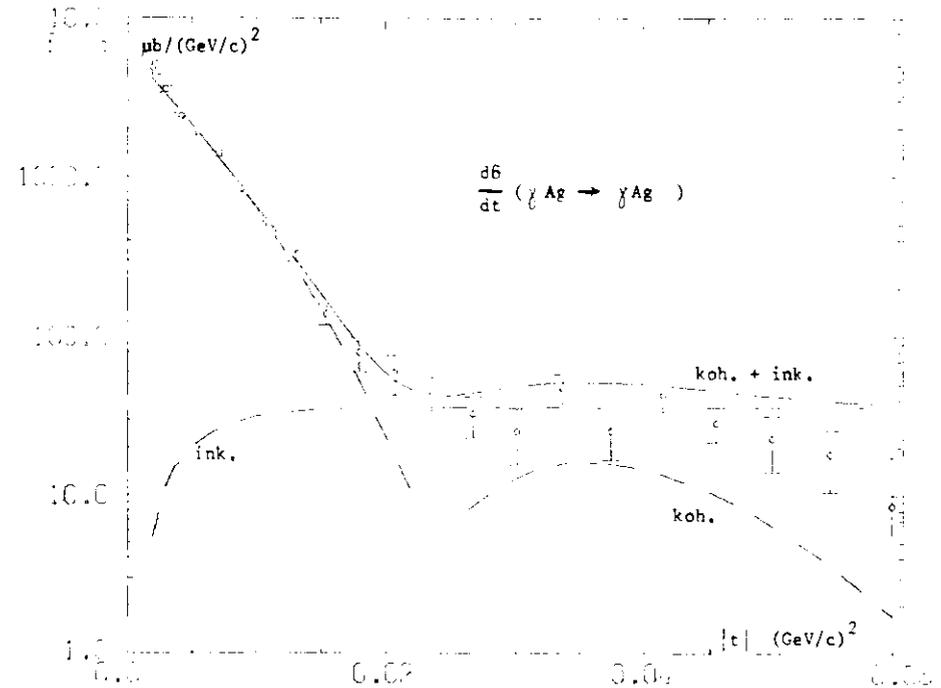


Abb. VIII.2 Differentieller Compton-Wirkungsquerschnitt an Silber bei 5 GeV mit kohärentem und inkohärentem Beitrag.

Abb. VIII.2 zeigt für das Beispiel Ag bei 5 GeV den Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes sowie die Aufteilung in einen kohärenten und inkohärenten Beitrag.

Wegen der Kohärenz der Compton-Streuung bei kleinen Streuwinkeln würde man, wenn keine Abschattung aufträte, ein Anwachsen des differentiellen Wirkungsquerschnittes wie $A^2 \cdot d\sigma/dt \stackrel{N}{t=0}$ erwarten, worin $d\sigma/dt \stackrel{N}{t=0}$ den Ein-Nukleon-wirkungsquerschnitt bezeichnet. In Abb. VIII.3, S. 109, sind die Daten in der Form

$$\frac{d\sigma/dt \stackrel{A}{t=0}}{(2 \sqrt{d\sigma/dt \stackrel{p}{t=0}} + N \sqrt{d\sigma/dt \stackrel{n}{t=0}})^2}$$

aufgetragen. Z und N bedeuten darin jeweils die Anzahlen von Protonen und Neutronen im Kern. Die elastischen Vorwärtsquerschnitte an Proton und Neutron, $d\sigma/dt \stackrel{p}{t=0}$ und $d\sigma/dt \stackrel{n}{t=0}$, wurden aus Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes mit Hilfe des optischen Theorems und Dispersionsrelationen berechnet.

Es wurde eine in (WOL71) angegebene gleichzeitige Parametrisierung der totalen Proton- und Neutronwirkungsquerschnitte zugrunde gelegt, die für das Proton die gleichen Ergebnisse wie Formel VI.14 liefert.

Als Normierungswirkungsquerschnitte ergeben sich für das Proton 0.91 und 1.09 $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ und für das Neutron 0.73 und 0.84 $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ bei 5 und 3 GeV Photonenergie.

Die eingezeichneten Fehler sind rein statistischer Art. Hinzu kommen noch systematische und Normierungsfehler von typisch 1,8 %. Die Daten zeigen einen deutlichen Schatteneffekt, der selbst bei Annahme maximaler systematischer Fehler und Normierungsfehler erhalten bleibt. Die eingezeichneten Kurven entsprechen Vorhersagen nach dem Vektor-Dominanz-Modell. (Kap. 6 dieses Abschnitts).

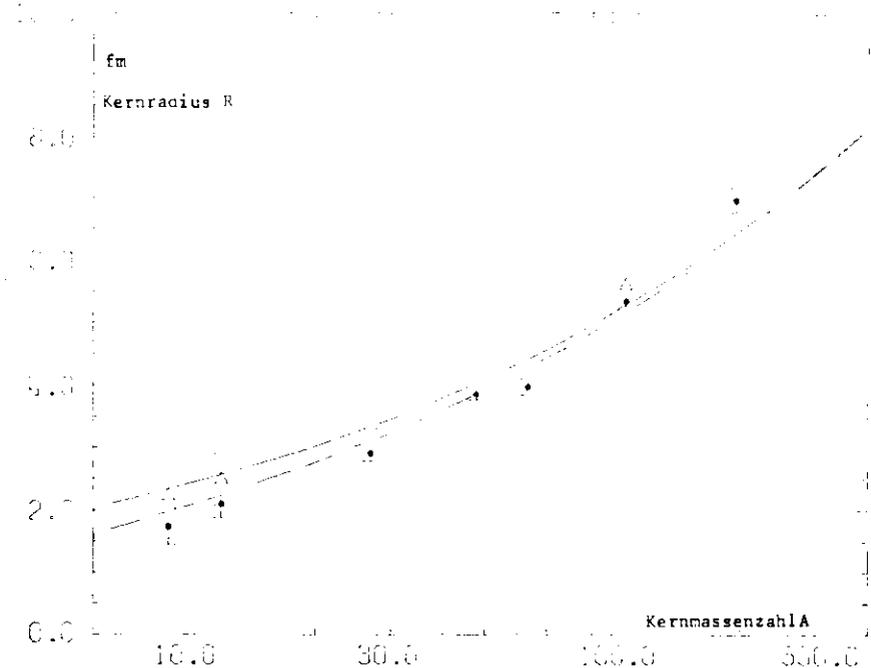


Abb. VIII.4 Kernradien gemessen in Compton-Streuung bei 3 GeV (\triangle) und 5 GeV (\bullet). Die durchgezogene Kurve stellt den Fit durch die Daten $R = 1,11 A^{1/3}$ (fm) dar. Die gestrichelte Kurve repräsentiert Elektron-Streudaten. Eingezeichnet sind statistische Fehler.

4.2 Kernradien

Die besten Anpassungswerte für die Kernradien sind in Tab. VIII.2 aufgeführt. Als Dichteverteilung der Kernmaterie ist eine Fermi-Verteilung angenommen worden, die zu einem Woods-Saxon-Potential für den Kern führt (WO054).

$$\rho(r) = \frac{\rho}{1 + e^{(r - R)/a}} \quad \text{VIII.5}$$

Der Parameter a wurde aus Elektron-Streudaten zu $0,545 \text{ fm}$ festgesetzt (ELT67). Er konnte nicht gleichzeitig mit angepaßt werden.

Wenn die Werte durch eine Abhängigkeit der Form

$$R = R_0 \cdot A^{1/3} \quad \text{VIII.6}$$

parametrisiert werden, ergibt sich für R_0 der Wert $R_0 = 1,11 \pm 0,02 \text{ fm}$.

Die gemessenen Kernradien sind in Abb. VIII.4 dargestellt. Die durchgezogene Kurve stellt die Parametrisierung nach Formel VIII.6 mit $R_0 = 1,11 \text{ fm}$ dar.

Die gestrichelt eingezeichnete Kurve repräsentiert entsprechende Messungen aus Elektron-Streuexperimenten nach der Interpolationsformel

$$R = 1,12 A^{1/3} - 0,8 A^{-1/3} \text{ fm} \quad \text{VIII.7}$$

,die Ref. ELT67 und ELT61 entnommen wurde. Die Übereinstimmung ist zufriedenstellend.

Target	Kernradius R (fm)	stat. Fehler	svst. Fehler	stat. + svst. Fehler		
		%	%	%	abs.	
5 GeV	Be	1,74	$\pm 16,9$	$\pm 17,1$	$\pm 24,0$	$\pm ,42$
	C	2,10	10,5	13,1	16,8	,35
	Al	2,90	4,5	7,8	9,0	,26
	Ti	3,86	2,5	5,6	6,2	,24
	Cu	3,98	3,3	6,0	6,8	,27
	Ag	5,35	1,7	3,6	4,0	,22
	Au	6,99	2,9	3,0	4,2	,30
3 GeV	Be	2,22	12,7	12,7	18,0	,40
	C	2,49	16,9	5,4	17,8	,44
	Al	3,15	5,1	4,4	6,7	,22
	Cu	4,17	22,9	2,7	23,0	,96
	Ag	5,60	1,8	3,3	3,8	,19

Tab. VIII. 2 Kernradien gemessen in Compton-Streuung

5. Theoretische Bemerkungen

Zur Extrapolation des differentiellen Wirkungsquerschnitt auf den Vorwärtspunkt $t=0$ ist als theoretische Kurve eine Vorhersage für kohärente Streuung nach Gottfried und Yennie angepaßt worden (GOT69, SPT), der zusätzlich ein Beitrag für inkohärente Streuung überlagert wurde.

5.1 Berechnung der elastischen Streuamplitude

Die Berechnung der Streuamplitude für kohärente Streuung geschieht im Rahmen eines optischen Modells, das die Umwandlung von Photonen in reelle Vektormesonen berücksichtigt.

Die Wellenfunktionen des Photons und der Vektormesonen gehorchen einem System von gekoppelten Differentialgleichungen.

$$(\Delta + k^2 - U_{\gamma\gamma})\psi_{\gamma} = \sum_{\nu} U_{\gamma\nu} \psi_{\nu} \quad \text{VIII.8.a}$$

$$(\Delta + k^2 - m_{\nu}^2 - U_{\nu\nu})\psi_{\nu} = U_{\nu\gamma} \psi_{\gamma} \quad \text{VIII.8.b}$$

k = Photonimpuls, m_{ν} = Masse des Vektormesons ν

$U_{\gamma\gamma}$, $U_{\nu\nu}$, $U_{\gamma\nu}$ und $U_{\nu\gamma}$ sind komplexe "optische Potentiale", die Streuung und Absorption von Photonen und Vektormesonen in Kernmaterie, sowie deren Konversion ineinander beschreiben. In der zweiten Gleichung sind wie in der Diagonalapproximation des VDM Umwandlungen von Vektormesonen in Photonen, nicht aber von zwei Vektormesonen ineinander zugelassen.

Die Lösung des Gleichungssystems geschieht in der Eikonalapproximation, in erster Näherung in α , wo α die Feinstrukturkonstante bezeichnet.

Die Amplitude für Compton-Streuung am kugelsymmetrischen Kern der Massenzahl A wird damit zu

$$f_{\gamma\gamma}^A = -\frac{1}{2} \int_0^{\infty} J_0(\bar{q}, \bar{b}) \cdot b db \int_{-\infty}^{+\infty} dz' \left[U_{\gamma\gamma}(r') \right. \\ \left. + \sum_{\nu} U_{\gamma\nu}(r') \int_{-\infty}^{z'} dz'' \frac{U_{\nu\gamma}(r'')}{2ik_{\nu}} \cdot e^{i\Delta(z'' - z')} \cdot e^{\int_{z''}^{z'} \frac{U_{\nu\nu}(r''')}{2ik_{\nu}} dz'''} \right] \quad \text{VIII.9}$$

mit

$$k_{\nu}^2 = k^2 - m_{\nu}^2, \\ \Delta = k - k_{\nu}, \\ \vec{q} = \vec{k} - \vec{k}' \quad \text{Impulsänderung des Photons bei der Streuung,} \\ J_0(\vec{q}, \vec{b}) \quad \text{nullte Besselfunktion .}$$

Die z-Achse verläuft parallel zur Einfallsrichtung der Photonen, \vec{b} ist ein vektorieller Stoßparameter senkrecht dazu.

Der erste Summand kommt vom Beitrag der direkten Streuung von Photonen an Nucleonen. Der zweite Summand beschreibt Umwandlung der Photonen in reelle Vektormesonen, deren Absorption und Umwandlung zurück in Photonen.

Der gesamte differentielle Wirkungsquerschnitt ist in erster Born'scher Näherung unter Verwendung der Closure-Näherung gegeben durch (BOC69)

$$\frac{d\sigma}{dt} = A_{eff}^2 \frac{d\sigma}{dt} |F(t)|^2 + A_{eff} \frac{d\sigma}{dt} (1 - |F(t)|^2) \quad \text{VIII.10}$$

$F(t)$ bezeichnet den Formfaktor des Kernes, $d\sigma/dt_N$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für elastische Streuung am Einzelnucleon in Vorwärtsrichtung. Die Bedeutung von A_{eff}^2 geht aus Gleichung VIII.10 eindeutig hervor. Der erste Term wird mit dem aus Gleichung VIII.9 berechneten kohärenten Beitrag identifiziert. Daraus läßt sich die Größe des zweiten inkohärenten Terms berechnen. Zur Anpassung wurde, aus Gründen, die weiter oben erläutert worden sind, nur die Hälfte des Beitrages benutzt, der durch den inkohärenten Term gegeben ist.

5.2 Anwendung des Vektor-Dominanz-Modells

Um die Streuamplitude $f_{\gamma\gamma}^A$ mit Hilfe der Formel VIII.9 wirklich berechnen zu können, müssen Annahmen über die optischen Potentiale U gemacht werden. Die Glauber'sche Theorie der Vielfach-Streuung stellt eine Beziehung zwischen dem optischen Potential U , der Ein-Nucleon-Streuamplitude in Vorwärtsrichtung und der hadronischen Kerndichteverteilung her.

$$U(\vec{r}) = -4\pi f^N(0) \cdot \rho(\vec{r}) \quad \text{VIII.11}$$

$\rho(\vec{r})$ = Kerndichte, auf A normiert
 $f^N(0)$ = Streuamplitude am Einzelnucleon

Diese Beziehung gilt näherungsweise, bis auf Terme der Ordnung $1/\Lambda$.

Damit sind, wenn die Kerndichteverteilung $\rho(\vec{r})$ als bekannt voraus gesetzt wird, die optischen Potentiale auf die Ein-Nukleon-Streuamplituden $f_{\gamma\gamma}^N(0)$, $f_{\nu\nu}^N(0)$, $f_{\gamma\nu}^N(0)$, $f_{\nu\gamma}^N(0)$ zurückgeführt.

Das Vektor-Dominanz-Modell in Diagonalapproximation erlaubt es, die Zahl dieser Unbekannten wegen der Beziehung

$$f_{\gamma\gamma}^N(0) = f_{\gamma\nu}^N(0) = c_\nu \cdot f_{\nu\nu}^N(0) \quad \text{VIII. 12}$$

zu reduzieren.

Somit erscheinen nur noch die elastischen Vorwärtsstreuamplituden $f_{\gamma\gamma}(0)$, $f_{\nu\nu}(0)$. Mit Hilfe des optischen Theorems

$$\text{Im} f_{el}(0) = \left(\frac{k}{4\pi}\right) \sigma^{\text{tot}} \quad \text{VIII. 13}$$

erhält man

$$f_{el}(0) = \frac{ik}{4\pi} \cdot \sigma^{\text{tot}} (1 - i\alpha) \quad \text{VIII. 14}$$

$$\alpha = \frac{\text{Re} f_{el}(0)}{\text{Im} f_{el}(0)}$$

$f_{\gamma\gamma}(0)$ und $f_{\nu\nu}(0)$ sind damit auf den totalen Wirkungsquerschnitt und die Phase α zurückgeführt.

Die Streuamplitude $f_{\gamma\gamma}^A$ kann damit in Diagonalapproximation des VDM berechnet werden. Als Eingabeparameter treten die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\gamma N}^{\text{tot}}$, $\sigma_{\nu N}^{\text{tot}}$, die Phase α , die Kopplungskonstanten C_ν sowie die Dichteverteilung $\rho(\vec{r})$ des Kernes auf.

6. Vergleich mit Vorhersagen des Vektor-Dominanz-Modells

Die experimentellen Ergebnisse sollen nunmehr mit den Vorhersagen des VDM verglichen werden. Dazu wird $d\delta/dt$ mit Hilfe von Gleichung VIII.10 berechnet, wobei Beiträge von ρ , ω und Φ berücksichtigt werden.

6.1 Parameter

Als totale Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitte werden die nach der Interpolationsformel VI.14 berechneten Proton-Wirkungsquerschnitte verwandt. Für 3 und 5 GeV erhält man 128 bzw 137 μb . Auf diese Wirkungsquerschnitte werden die Ergebnisse dann auch normiert, d. h. der Abschattungskoeffizient wird nach

$$\frac{d\delta/dt \Big|_{t=0}^A}{\Lambda^2 d\delta/dt \Big|_{t=0}^n}$$

berechnet.

Für die Phasen

$$\alpha = \frac{\text{Re} f_{\gamma N}}{\text{Im} f_{\gamma N}}$$

werden die mittels Dispersionsrelationen aus den totalen Photoproduktionswirkungsquerschnitten berechneten Werte -0.3 und -0.38 bei 3 bzw 5 GeV (VI. 3.3) eingesetzt.

Die Parameter der Vektormesonen sind mit größeren Unsicherheiten behaftet. Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes für Vektormesonen an Nukleonen sind sehr schwierig auszuführen, da sie indirekt aus der Absorption in Kernen bestimmt werden müssen. Um die Energieabhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte zu berücksichtigen, wurden diese in Anlehnung an SCH73b nach der VDM-Relation (Vergl. Kap. VI.3.3)

$$\sigma_{\nu N}^{\text{tot}} = \frac{1}{2} r_\nu \sigma_{\gamma N}^{\text{tot}} \quad \text{VIII. 15}$$

berechnet. Die erhaltenen Werte sind mit vorliegenden vergleichbaren Messungen verträglich (GOT71).

Für die Phasen $\alpha_{\rho N}$ wurden die gleichen Werte wie für $\alpha_{\gamma N}$ gewählt. Die Phasen von ω und Φ wurden in Übereinstimmung mit den existierenden unsicheren Messungen auf die Werte $\alpha_{\omega N} = \alpha_{\Phi N} = -0.25$ festgesetzt. Dies stellt streng genommen eine Verletzung des VDM dar, nach dem alle Amplituden exakt gleiche Phasen haben sollten.

	γ_v^2	r_v	δ_{vN} (mb)		α_{vN}	
			3 GeV	5 GeV	3 GeV	5 GeV
ρ	0,64	0,65	31,0	29,2	- 0,38	- 0,3
ω	4,6	0,08	27,5	25,9	- 0,25	
ϕ	2,9	1,05	10,8	10,1	- 0,25	

Tab. VIII.3 Eingabeparameter der VDM - Rechnung

5 GeV	Änderung in $d\delta/dt(t=0)$	3 GeV	Änderung in $d\delta/dt(t=0)$
$\delta_{pN} = 29,5 + 4,5$ mb	- 11,5 %	$\delta_{pN} = 31,5 + 4,5$ mb	- 8,2 %
$\alpha_{pN} = - 0,3 - 0,1$	- 4,3 %	$\alpha_{pN} = - 0,38 - 0,1$	- 4,4 %
$\alpha_{nN} = - 0,3 - 0,05$	4,6 %	$\alpha_{nN} = - 0,38 - 0,005$	5,7 %
$R = 3,27 + 0,1$ fm	2,2 %	$R = 3,27 + 0,1$	2,0 %

Tab. VIII.4 Abhängigkeit der VDM - Vorhersage von den Eingabeparametern. Beispiel Aluminium (A = 27)

5 GeV	α	$\delta\alpha$	3 GeV	α	$\delta\alpha$
Be	- 0,33	,04	Be	- 0,45	,04
C	- 0,34	,04	C	- 0,47	,04
Al	- 0,39	,05	Al	- 0,51	,05
Ti	- 0,44	,05	Ti	- 0,55	,05
Cu	- 0,46	,06	Cu	- 0,57	,05
Ag	- 0,51	,07	Ag	- 0,61	,05
Au	- 0,57	,07	Au	- 0,63	,06

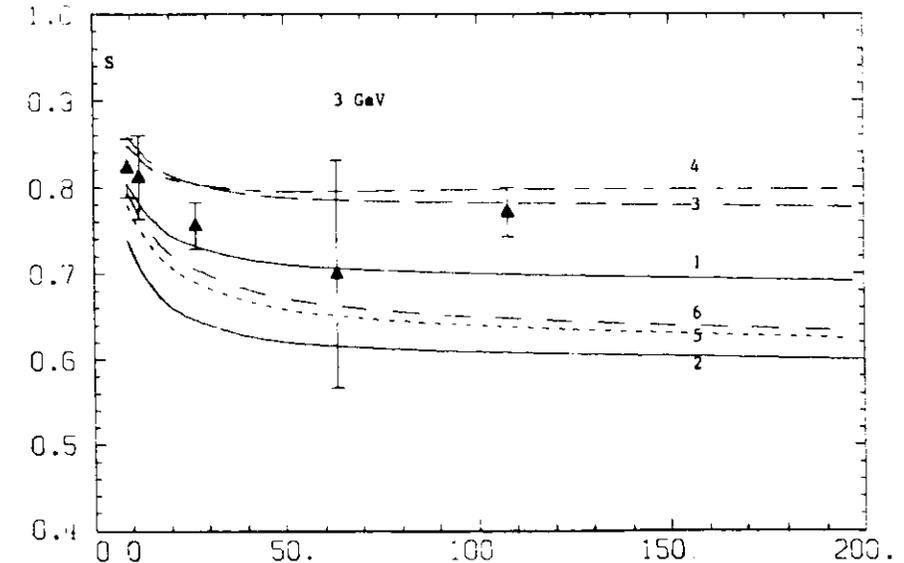
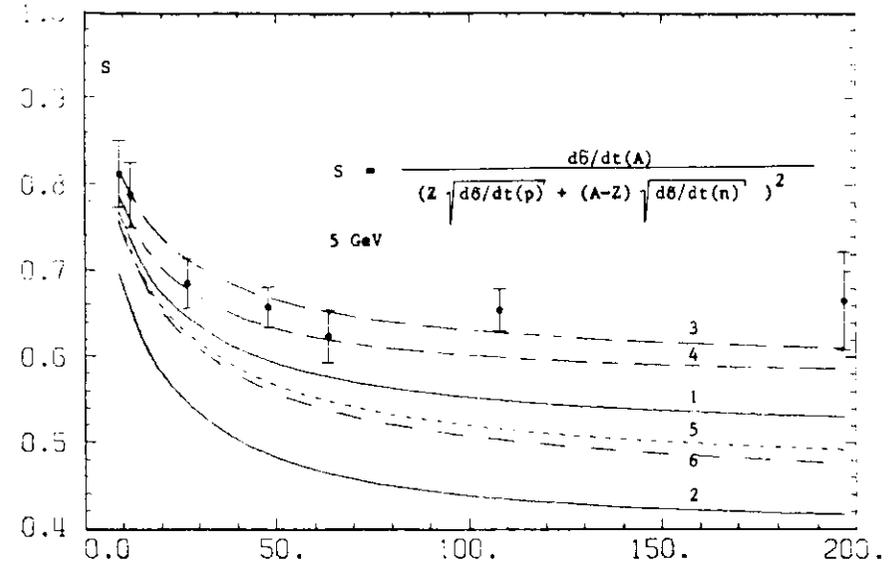
Tab. VIII.5 Phase α für komplexe Kerne nach VDM mit geschätztem Fehler.

Abb. VIII.3 Schatteneffekt in Compton-Streuung bei 3 und 5 GeV. Aufgetragen ist $d\delta/dt(A) / (Z \sqrt{d\delta/dt(p)} + (A-Z) \sqrt{d\delta/dt(n)})^2$

1) VDM in Diagonalapproximation mit Parametern nach Tab. VIII.3
 2) ρ - Dominanz nach Yennie-Spital
 3) - 6) VDM wie 1), aber mit variierten Parametern (Kap.6)
 3) $\delta_{pN} = 25$ mb, 4) $\alpha_p = -0,2$, 5) $\alpha_n = -0,2$, 6) $R = 1 \cdot A^{1/3}$ (fm)

Als Dichteverteilung des Kernes wird eine Verteilung nach VIII,5 eingesetzt. Die Kernradien werden nach Formel VIII,6 mit $R_0 = 1,11$ fm berechnet. Für die Fits wird der Radius R angepaßt.

Tab. VIII,3 stellt die Eingabeparameter der VDM-Rechnung zusammen.

6.2 Unsicherheit der VDM-Vorhersage

Wegen der Unsicherheit in den Eingabeparametern ist die Vorhersage des VDM ebenfalls mit einer Unsicherheit behaftet. Zu deren Abschätzung werden die Eingabeparameter innerhalb ihrer Fehlergrenzen variiert und die entsprechenden Änderungen des optischen Punktes $d\sigma/dt$ quadratisch addiert.

In Tab.VIII,4 sind diese Parameter, ihre angenommenen Fehler und entsprechenden Änderungen des Vorwärtswirkungsquerschnittes $d\sigma/dt(t=0)$ für das Beispiel A1 (A=27) zusammengestellt. Die gesamte Unsicherheit der VDM-Vorhersage beträgt danach etwa 14%. Den stärksten Einfluß hat die Variation von σ_N^{tot} um 4,5 mbarn.

6.3 Ergebnisse und Vergleich mit dem Experiment

In Abb. VIII,3 ist neben den experimentellen Daten auch die VDM-Vorhersage eingezeichnet. Außerdem ist angedeutet, wie sich die Vorhersage bei Variation des totalen ρ -Nukleon-Wirkungsquerschnittes, der Kernradien und der Phasen $\alpha_{\rho N}$ und $\alpha_{\gamma N}$ ändert. Weiterhin ist eine ρ -Dominanz-Vorhersage nach Yennie und Spital dargestellt. Bei ihr wird angenommen, daß das Photon nur an das ρ -Meson koppelt. Die entsprechende Kopplungskonstante wird so angepaßt, daß die Summenformel VIII,15 durch dessen Beitrag allein saturiert wird.

Die Übereinstimmung zwischen Experiment und Vorhersage ist nicht ganz zufriedenstellend. Die Rechnung nach VDM in Diagonalapproximation sagt mit den oben angegebenen Eingabeparametern etwas mehr Abschattung voraus, als die Daten wirklich zeigen. Noch mehr Abschattung läßt das reine ρ -Dominanz-Modell erwarten. Dies wird durch die Daten nicht bestätigt.

Die VDM-Vorhersage läßt sich mit den Daten etwas besser in Einklang bringen, wenn von der strengen Anwendung des VDM abgegangen wird und ein etwas geringerer ρ -N-Wirkungsquerschnitt angenommen wird, als durch Gleichung VIII,15 gegeben ist. Das gleiche läßt sich erreichen, wenn für die Phase $\alpha_{\rho N}$ ein etwas anderer Wert eingesetzt wird als derjenige, den man für die Phase $\alpha_{\gamma N}$ nach Dispersionsrelationen erhält.

Der Beitrag noch schwererer Vektormesonen macht sich im Schatteneffekt erst bei höheren Energien bemerkbar. Die Phasenverschiebung, die wegen des massiven Teilchens auftritt, ist nach Formel VIII,3 umgekehrt proportional zur Photonenergie. Bei genügend hoher Energie ist sie somit beliebig gering, und es kann destruktive Interferenz, d. h. Abschattung auftreten. Der Effekt schwerer Mesonen sollte sich aber erst bei Energien ab 20 GeV bemerkbar machen (SCH73b). Nach eigener Rechnung ändert sich der Wirkungsquerschnitt bei 5 GeV nur um etwa 2%, wenn ein zusätzliches Vektormeson der Masse 1,4 GeV mit den Eigenschaften des ρ -Mesons berücksichtigt wird, dessen Kopplungskonstante so angepaßt ist, daß die VDM-Summenformel VI,20 erfüllt ist. Im Rahmen des VDM kann also der Beitrag schwerer Mesonen gegen andere Unsicherheiten der theoretischen Vorhersage vernachlässigt werden.

Zu einer besseren Übereinstimmung zwischen Modell und Experiment gelangt man ebenfalls, wenn man unter Verletzung des VDM annimmt, daß der Beitrag von etwa 20%, um den die Compton-Summenformel für totale Wirkungsquerschnitte nicht erfüllt ist, durch eine Wechselwirkung sehr kurzer Reichweite zustande kommt, die bei keiner Energie zur Abschattung beiträgt (SPI, CAL73). Sie hätte einen energieunabhängigen zusätzlichen Beitrag zum Wirkungsquerschnitt zur Folge. Anzeichen für einen solche Wechselwirkung glaubt man in σ^{tot} -Experimenten gefunden zu haben (CAL73).

7. Vergleich mit $\sigma^{\text{tot}}(\gamma A)$

Der Schatteneffekt ist bisher meist in Experimenten zur Messung des totalen Photoabsorptionsquerschnittes an komplexen Kernen gemessen worden. Er äußert sich darin, daß das Verhältnis

$$\frac{\frac{A}{A}^{\text{eff}}}{A} = \frac{1}{A} \frac{\sigma^{\text{tot}}(\gamma A)}{\sigma^{\text{tot}}(\gamma N)} \quad \text{VIII. 16}$$

kleinere Werte als den Wert eins annimmt. Im folgenden werden die Ergebnisse dieser Experimente (HEY71, CAL73, BRO73) mit denjenigen dieses Compton-Experimentes verglichen.

7.1 Berechnung von $\sigma^{\text{tot}}(\gamma A)$ aus dem Compton-Wirkungsquerschnitt

Mit Hilfe des optischen Theorems läßt sich der differentielle Vorwärtswirkungsquerschnitt für elastische Streuung in der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{16\pi} \sigma^{\text{tot}^2} (1 + \alpha^2) \quad \text{VIII. 17}$$

schreiben. Dies erlaubt eine Berechnung von $\sigma^{\text{tot}}(\gamma A)$ aus dem gemessenen Compton-Wirkungsquerschnitt, sofern die Phase α bekannt ist.

7.2 Berechnung der Phase α

Aus den VDM-Rechnungen ergeben sich für α^2 bei komplexen Kernen wesentlich höhere Werte als im Falle der Ein-Nukleon-Streuung. Dies ist offensichtlich eine Folge des Zwei-Stufen-Prozesses $\gamma \rightarrow \nu \rightarrow \gamma$.

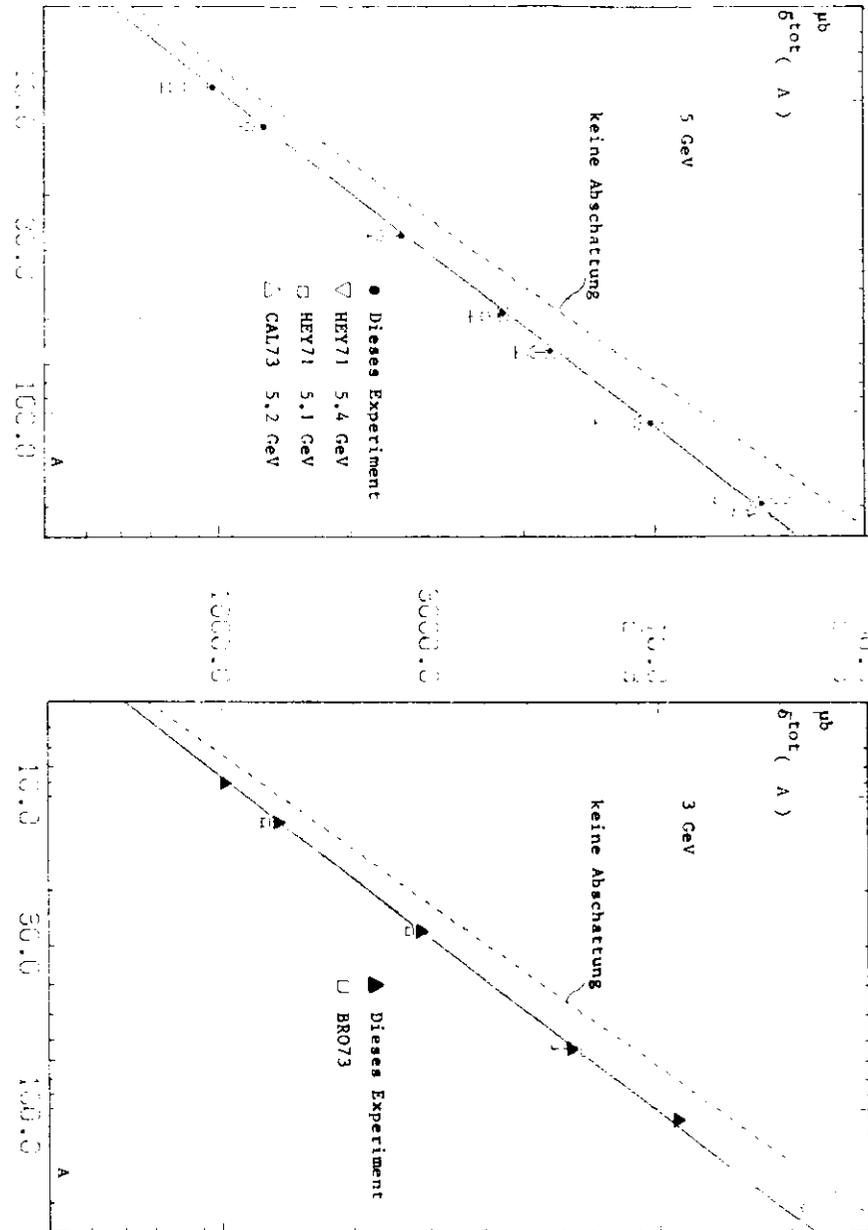
Der Ein-Stufen-Prozess $\gamma \rightarrow \gamma$ alleine reproduziert, wie aus Gleichung VIII.9 ersichtlich ist, die Phase der Streuamplitude am Einzelnukleon.

Der Zwei-Stufen-Prozess führt dagegen wegen des Massenunterschiedes zwischen Photon und Vektormeson und wegen dessen starker Absorption zu einer davon verschiedenen, vom Kernvolumen abhängigen Phase.

Die Phase der Gesamtamplitude wird durch die Interferenz beider Anteile bestimmt.

Für Streuung an Gold bei 5 GeV liefert α^2 z.B. einen Beitrag von ca. 25 % zum differentiellen Wirkungsquerschnitt und ca. 15 % zum daraus berechneten totalen Wirkungsquerschnitt. Die berechneten Phasen für die verschiedenen Targets sind in Tab. VIII.5 zusammengestellt.

Abb. VIII.5 Totale Absorptionsquerschnitte von Photonen in Kernen.



7.3 Unsicherheit in der Phase α

Den größten Einfluß auf den Wert der Streuphase $\alpha(A)$ hat die Ein-Nukleon-Phase α_{PN} . Bei einer Änderung dieses Parameters auf die Werte $-0,45$ bzw. $-0,15$ erhält man eine Änderung von $\delta(A)$ um etwa 12 % bei 5 GeV und um etwa 9 % bei 3 GeV. Dies sind die in Tab. VIII.5 angegebenen Fehler $\delta\alpha$.

Der Einfluß der Phasen der anderen Vektormesonen ist gering und wurde in der Fehlerabschätzung vernachlässigt. Aus dem gleichen Grund wurde auch der Einfluß der Unsicherheit in den Kernradien R und im totalen Wirkungsquerschnitt $\delta_{\text{PN}}^{\text{tot}}$ vernachlässigt. Er beträgt typisch 3% bei einer Änderung von R um 10 % und 8 % bei einer Änderung von $\delta_{\text{PN}}^{\text{tot}}$ um 16 %.

7.4 Ergebnisse und Vergleich

Die mit diesen Phasen berechneten totalen Wirkungsquerschnitte $\delta^{\text{tot}}(\gamma A)$ sind in Abb. VIII.5 dargestellt. Die angegebenen Fehler ergeben sich durch quadratische Addition des statistischen sowie des Fehlers in der Phase α .

Die Abbildung zeigt weiterhin Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes $\delta^{\text{tot}}(A)$ mit reellen Photonen (CAL73, BRO73, HEY71).

Die berechneten Werte für $\delta^{\text{tot}}(A)$ sind offensichtlich gut mit diesen verträglich.

Der Verlauf von $\delta^{\text{tot}}(\gamma A)$ als Funktion von A wird gewöhnlich durch einen Ausdruck der Form

$$\delta^{\text{tot}}(\gamma A) = \delta^{\text{tot}}(\gamma N) \cdot A^x \quad \text{VIII.18}$$

parametrisiert. Abschattung drückt sich dadurch aus, daß x Werte kleiner als eins annimmt. Diese Parametrisierung ist allerdings durch keine Theorie fundiert und vernachlässigt die Abhängigkeit des Schatteneffektes von A .

Ein entsprechender Fit durch die Daten dieses Experimentes liefert für 3 GeV den Wert $x = 0,93 \pm 0,01$ und für 5 GeV den Wert $x = 0,92 \pm 0,02$ mit Konfidenzniveaux von 30 % bzw. 89 %. Die Abbildung zeigt, daß die Daten durch diese Parametrisierung recht gut beschrieben werden.

In Experimenten mit virtuellen Photonen ist bislang kein sicheres Anzeichen für das Auftreten von Schatteneffekt gefunden worden (STE75).

Endgültige Ergebnisse für Streuung von virtuellen Photonen an Kernen im Bereich $0,4 \leq a^2 \leq 3,3$ (GeV/c)² und $2 \leq \nu \leq 13,6$ GeV sind kürzlich von einer MIT-SLAC Gruppe veröffentlicht worden (DIT75). Die Daten sind nicht in der Form von totalen Wirkungsquerschnitten angegeben und können nicht direkt eingezeichnet werden. Sie zeigen aber keinerlei Andeutung von Abschattung. Die Autoren finden für den Exponenten x weder eine Abhängigkeit von a^2 noch von ν . Sie geben für x den Mittelwert $1,0003 \pm 0,0009$ an. Der Verlauf der totalen Wirkungsquerschnitte für $x = 1$ ist in Abb. VIII.5 als gestrichelte Gerade eingezeichnet. Die Daten für reelle Photonen liegen deutlich darunter.

Schatteneffekt ist somit bei $a^2 = 0$ sicher vorhanden, scheint aber schon bei Werten unterhalb $q^2 \approx 0,4$ (GeV/c)² zu verschwinden. Bestehende Theorien wie z. B. das verallgemeinerte Vektor-Dominanz-Modell sagen ein langsames Abnehmen des Schatteneffektes mit a^2 voraus (SCH73,b).

IX. Zusammenfassung

In dieser Arbeit wurde Compton-Streuung an Wasserstoff, Deuterium und schweren Kernen bis Gold ($A=197$) bei sehr kleinen Impulsüberträgen und bei zwei Energien untersucht. Es wurde im Bereich $0,002 \leq |t| \leq 0,06$ (GeV/c)² bei 5 GeV und im Bereich $0,001 \leq |t| \leq 0,02$ (GeV/c)² bei 3 GeV gemessen.

Die Daten des differentiellen Wirkungsquerschnittes für Compton-Streuung am Proton bei 5 GeV lassen sich im hier betrachteten $|t|$ -Bereich gut durch eine Exponentialfunktion $d\sigma/dt = d\sigma/dt(t=0) \cdot \exp(-B|t|)$ beschreiben. Für die Parameter ergeben sich die Werte $d\sigma/dt(t=0) = 0,815 \pm 0,037 \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ und $B = 8,5 \pm 1,5$ (GeV/c)⁻². Die Daten schließen recht gut, aber nicht völlig glatt an vergleichbare Messungen bei höheren $|t|$ -Werten an. Der Wert für $d\sigma/dt(t=0)$ ist verträglich mit anderen Messungen bei vergleichbarer Energie. Er liegt aber um zwei Standardabweichungen unterhalb der Vorhersage des optischen Theorems bei Berücksichtigung des Realteils der elastischen Streuamplitude nach einer Dispersionsrelation und ist mit einem verschwindenden spinabhängigen Anteil in der Compton-Streumplitude verträglich.

Der Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte von Proton und Deuteron erlaubt eine Messung des des Anteils von (Isospin=1)-Austausch in der Photon-Nukleon-Wechselwirkung.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt des Deuterons zeigt im durchgemessenen $|t|$ -Bereich den Übergang von kohärenter zu inkohärenter Streuung. Für den Vergleich mit den Protondaten muß daher der Formfaktor des Deuterons $F(t)$ berechnet werden. Weiterhin muß die Glauberkorrektur $G(t)$ als Funktion von t angebracht werden. Da die (Isospin=1)-Amplitude a_1 klein gegen die Amplitude a_0 für (Isospin=0)-Austausch ist, kann ihr genauer Wert nur innerhalb großer relativer Fehler bestimmt werden und hängt zudem vom genauen Verlauf von $F(t)$ und $G(t)$ ab. Aber sowohl für die Wellenfunktion des Deuterons nach Hulthén als auch nach Reid ergeben sich ergeben sich für den Anteil an (Isospin=1)-Austausch positive Werte. Wenn die neuere Wellenfunktion nach Reid zugrundegelegt wird, erhält man für den Parameter $|a_1|^2 / |a_0 + a_1|^2$ den Wert $0,13 \pm 0,11$ und für $\text{Re}(a_0 \cdot a_1^*) / |a_0 + a_1|^2$ den Wert $-0,001 \pm 0,035$. Dies weist auf einen kleinen, aber endlichen Wert der Amplitude

a_1 hin. Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes an Proton und Deuteron stimmen mit diesem Resultat überein.

Compton-Streuung an schweren Kernen bietet eine neue Möglichkeit, den Schatteneffekt zu untersuchen. Dazu wurde der differentielle Wirkungsquerschnitt für sieben Targets von Be ($A=9$) bis Au ($A=197$) bei 5 GeV und für fünf Targets von Be ($A=9$) bis Ag ($A=108$) bei 3 GeV gemessen.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt bei 5 GeV für genügend schwere Kerne ($A \geq 64$) Andeutungen einer Diffraktionsstruktur. An den differentiellen Wirkungsquerschnitt wurde im kohärenten Bereich die theoretische Vorhersage eines optischen Modells unter Verwendung des Vektor-Dominanz-Modells angepaßt. Ein zusätzlicher inkohärenter Beitrag wurde mit eingeschlossen. Die auf $t=0$ extrapolierten Wirkungsquerschnitte sollten, da Compton-Streuung unter sehr kleinen Winkeln kohärent verläuft, proportional zu A^2 ansteigen. Sie steigen aber weniger stark an und zeigen einen deutlichen Schatteneffekt.

Freie Parameter bei der Anpassung an die experimentellen Daten sind erstens Skalenfaktoren, die an die theoretischen Kurven heranmultipliziert werden, zweitens die Kernradien. Als Materiedichteverteilung des Kerns wird eine Fermi-Verteilung angenommen. Die in diesem Experiment gemessenen Halbwertsradien stimmen innerhalb von typisch 8 % mit den Werten aus Elektron-Streuung überein.

Die Abhängigkeit des Schatteneffektes von der Massenzahl A wird qualitativ richtig vom Vektor-Dominanz-Modell vorhergesagt. Das genaue Maß der Abschattung hängt aber empfindlich von den Eingabeparametern und der Art der gemachten Approximationen ab.

Die Rechnung nach dem ρ -Dominanz-Modell führt zu einem zu starken Schatteneffekt. Das VDM in Diagonalanproximation bei Berücksichtigung von drei Vektor-mesonen ρ, ω und ϕ gibt dagegen das Maß der Abschattung besser wieder. Zur quantitativen Übereinstimmung der Vorhersage mit den Daten des Experimentes gelangt man durch eine leichte Verletzung des VDM: Die Eingabeparameter $\sigma_{\rho N}$ oder $\alpha_{\rho N}$ müssen, abweichend von den Forderungen des VDM, etwa auf die Werte $\sigma_{\rho N} \approx 25$ mb und $\alpha_{\rho N} \approx -0,2$ festgesetzt werden. Eine andere Möglichkeit, die Vorhersage mit den Daten in Einklang zu bringen, besteht darin, anzunehmen,

daß etwa 20 % der elastischen Streuamplitude keiner Abschattung unterworfen ist.

Abschattung ist bisher in Messungen des totalen Wirkungsquerschnittes beobachtet worden. Zum Vergleich mit diesen Daten ist aus den gemessenen Vorwärtswirkungsquerschnitten mit Hilfe des optischen Theorems der totale Wirkungsquerschnitt berechnet worden. Die Realteile der elastischen Streuamplitude nehmen nach den Modellrechnungen sehr große Werte an und können bei der Berechnung der totalen Wirkungsquerschnitte nicht vernachlässigt werden. Die berechneten Werte sind mit vorliegenden Messungen bei vergleichbarer Energie verträglich. Sie zeigen wie die direkte Messung eine Abhängigkeit von der Massenzahl proportional zu A^x mit $x \approx 0,92$ und weisen Schatteneffekt auf.

Literaturverzeichnis

- ALV72 H. Alvensleben et al., Phys.Rev.Lett. 30, 328 (1973)
 AND70 R. L. Anderson et al., Phys.Rev.Lett. 25, 1218 (1970)
 ARM72 T. A. Armstrong et al., Phys.Rev., D5, 1640 (1972)
 AUB74 J. J. Aubert et al., Phys.Rev.Lett. 33, 1404 (1974)
 AUG74 J. E. Augustin et al., Phys.Rev.Lett. 33, 1406 (1974)
 ABR75 G. S. Abrams et al., Phys.Rev.Lett. (eingesandt)
 BAL71 J. Ballam et al., SLAC PUB 852 (1971)
 BAL71a J. Ballam et al., SLAC PUB 941 (1971)
 BIN72 H. H. Bingham et al., Phys.Lett. 41B, 635 (1972)
 BOC69 G. V. Bochmann et al., Phys.Lett. 30B, 254 (1969)
 BOY71 A. M. Bovarski et al., Phys.Rev.Lett. 26, 1600 (1971)
 BOY73 A. M. Bovarski et al., Phys.Rev.Lett. 30, 1098 (1973)
 BRA70a M. Braunschweig et al., Nucl.Phys. D20, 191 (1970)
 BRA70b M. Braunschweig et al., Phys.Lett. 33B, 236 (1970)
 BRO69 S. J. Brodsky, J. Pumplin, Phys.Rev. 182, 1794 (1969)
 BRO73 G. E. Brookes et al., Phys.Rev. D8, 2820 (1973)
 BUS71 G. Buschhorn et al., Phys.Lett. 37B, 207 (1971)
 CAL73 D. O. Caldwell, Phys.Rev. D7, 1362 (1973)
 CHE51 G. F. Chew, H. W. Lewis, Phys.Rev. 84, 779 (1951)
 CPS CERN-Proton-Synchrotron, User's handbook (1971)
 CRI75 L. Criegee et al., Phys.Lett. 53B, 489 (1975)
 DAM70 M. Damashek, F. J. Gilman, Phys.Rev. 1D, 1319 (1970)
 DIT75 W. F. Ditzler et al., Phys.Lett. 57B, 201 (1975)
 DPG73 L. Criegee et al., Beitrag zur Frühjahrstagung der
 Deutschen Physikalischen Gesellschaft,
 Heidelberg (1973)
 ELT67 L. P. E. Elton, in Landolt-Börnstein, New Series, Group I, 2, (1967)
 ELT61 L. R. B. Elton, Nuclear Sizes, p.28, Oxford Un. Press (1961)
 FRA72a G. Franke, DESY, Interner Bericht F33-72/3 (1972)
 FRA72b G. Franke, DESY, Interner Bericht F33-72/1 (1972)
 FRE67 P. G. O. Freund, Nuovo Cimento 48, 541 (1967)
 FRAN66 V. Franco, R. J. Glauber, Phys.Rev. 142, 1195 (1966)
 GEL54 M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, U. Thirring, Phys.Rev. 95, 1612 (1954)
 GIE75 A. Giese, DESY, Interner Bericht F33-75/1 (1975)
 GOT69 K. Gottfried, D. F. Yennie, Phys. Rev. 182, 1595 (1969)
 GOT71 K. Gottfried, Proc. 5th. Int. Symp. on Electr. & Phot. Int. at High. En.,
 Cornell University (1971)

HAL72 H. J. Halpern et al., Phys. Rev. Lett. 29, 1425 (1972)
 HEI57 W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation", Oxford University
 Press, Oxford 1957 (Kap. VII, §37, Formel 15)
 HEN71 M. Hemen et al., Phys.Lett. 34B, 631 (1971)
 HIL70 H. Hübner et al., DESY, 71/16 (1970)
 KES67 G. Kessler, DESY, 67/44 (1967)
 KOC59 E. O. Koch, J. W. Metz, Rev.Mod.Phys. 31, 92 (1959) (Formel 308)
 LAJ65 A. Ladave, H. Pingel, DESY 65/12 (1965)
 LUB63 D. Lubbe, DESY 62/96 (1963)
 MCL69 G. Mc Clellan et al., Phys.Rev.Lett. 22, 374 (1969)
 MOL48 G. Z. Mollière, Naturforsch. 3 (a), 76 (1948)
 MEY70 E. Meyer et al., Phys.Lett. 33B, 189 (1970)
 NAR70 E. Nareska, DESY, Interner Bericht 71-7/73 (1970)
 PLZ75 G. Poelz, DESY, private Mitteilungen.
 POD71 M. J. Podolsky, Dissertation, Berkeley, UCPL-2-1128 (1971)
 REI68 D. V. Reid, Ann.Phys. 50, 411 (1968)
 ROL69 H. Rollnick, Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (1969)
 SAK72 J. J. Sakurai, D. Schildknecht, Phys.Lett. 40B, 121 (1972)
 SCH66 H. D. Schulz, DESY 66/16 (1966)
 SCH73a Schildknecht, DESY, 73/21 (1973)
 SCH73b D. Schildknecht, Nucl. Phys. B66, 398 (1973)
 SPI F. Spital, Cornell University, private Mitteilung.
 ST067 L. Stodolsky, Phys.Rev.Lett. 18, 135 (1967)
 STE73 S. Stein et al., SLAC PUB 1528, (1975)
 WHE39 J. A. Wheeler, W. E. Lamb, Phys.Rev. 55, 858 (1939)
 und Phys.Rev. 101, 1836 (1956)
 WOL70a G. Wolf, DESY 70/45 (1970)
 WOL70b G. Wolf, DESY 70/64 (1970)
 WOL71 G. Wolf, DESY 71/50 (1971)
 WOODS4 R. D. Woods, D. S. Saxon, Phys. Rev. 95, 577 (1954)

Lebenslauf

Ich wurde am 12. Dezember 1946 in Sindelfingen geboren als Sohn
 des Dipl. Volkswirtes Dr. Hans R. Kahl und seiner Ehefrau Annelise
 Kahl geb. Berlin.
 Von 1953 bis 1961 besuchte ich zunächst die Grundschule in Frankfurt
 am Main und dann das altsprachliche Lessing-Gymnasium. Im Jahre 1961
 zog meine Familie nach Brüssel um. Ich besuchte dort die altsprachliche
 Abteilung der Europäischen Schule und bestand im Jahre 1965 die Abitur-
 prüfung.
 Nach Teilnahme an einem Mathematikurs am Institut St. Louis in
 Brüssel begann ich im Jahre 1966 das Physikstudium an der Freien
 Universität Brüssel. Ab 1968 setzte ich das Studium an der Rheinisch-
 Westfälischen Technischen Hochschule in Aachen fort. Nach einer
 Diplomarbeit über ein Thema der Hochenergiephysik legte ich im Herbst
 1972 die Diplom-Hauptprüfung ab. Bis März 1973 arbeitete ich weiter
 in dem Hochschulinstitut, an dem ich meine Diplomarbeit angefertigt
 hatte.
 Seit Sommersemester 1973 bin ich an der Universität Hamburg immatriku-
 liert. Seitdem arbeite ich an meiner Dissertation innerhalb der
 Forschungsgruppe F33 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY.

Hamburg, den 10. 12. 75

Danksagung

Den Herren Profs. G. Weber und H. Schopper danke ich dafür, daß sie mir die Anfertigung dieser Dissertation ermöglicht und sie gefördert haben. Herrn Prof. G. Weber sowie Herrn Prof. E. Lohrmann danke ich für kritische Durchsicht des Textes.

Diese Arbeit entstand im Rahmen eines Experiments der Gruppe F33 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY. An dem Experiment waren die folgenden Wissenschaftler beteiligt : Dr. L. Criegee, Dr. G. Franke, Dr. A. Giese, Dr. G. Poelz, Dr. U. Timm und W. Zimmermann. Allen Herren gilt mein Dank für ihren Beitrag zum Gelingen des Experimentes und für die Unterstützung meiner Arbeit. Insbesondere danke ich Herrn Dr. G. Poelz für seine Mitarbeit in allen Phasen des Experimentes und für viele interessante Diskussionen, sowie Herrn Dr. A. Giese für seine stete Hilfsbereitschaft und Mitarbeit bei allen Fragen der Datenanalyse.

Herrn Dr. R. Spital (Cornell-Universität) bin ich zu Dank verpflichtet für die Überlassung eines Rechnerprogrammes, das als Grundlage für die VDM-Rechnungen diente. Herrn Dr. F. Gutbrod danke ich für Auskünfte in Fragen der Theorie.

Den Herren H. Ahrens, J. Hilbert und A. Marxen möchte ich für die Ausführung der technischen Arbeiten danken, die das Experiment ermöglichten.

Weiterhin möchte ich Frau W. Kuffner für die Hilfe beim Anfertigen von Zeichnungen danken. Schließlich gilt mein besonderer Dank Frä. G. Deichmann für ihre aufopferungsvolle Mithilfe bei der mühseligen Schreibarbeit.

