

Interner Bericht  
DESY F33-75/1  
Februar 1975

**DESY-Bibliothek**

18. MRZ. 1975

Comptonstreuung an Protonen bei 6 GeV  
unter sehr kleinen Winkeln

von

Albrecht Giese



Comptonstreuung an Protonen bei 6 GeV  
unter sehr kleinen Winkeln

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereichs Physik der Universität Hamburg

vorgelegt von

Albrecht Giese  
geboren in  
Bad Oldesloe

Hamburg  
1975

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg

Referent: Prof. Dr. G. Weber

Koreferent: Prof. Dr. H. Schopper

Mündliche Prüfung: 19.2.1975

Prof. Dr. Alfred Weigert  
(stellvertr. Sprecher des Fachbereichs Physik)

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments  
der Gruppe F 33.



## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Beschreibung des Experiments	3
1. Prinzip der Messung	3
2. Apparatur	4
2.1 Überblick über den experimentellen Aufbau	4
2.2 Der Photonenstrahl	4
2.2.1 Strahlerzeugung	4
2.2.2 Strahlführung	7
2.2.3 Intensitätsmessung	9
2.2.4 Intensitätsspektrum	10
2.3 Das Wasserstoff-Target	11
2.4 Das Funkenkammer-Spektrometer	13
2.4.1 Der Magnet 2MC30	13
2.4.2 Vermessung des Magnetfelds	16
2.4.3 Überprüfung des Magnetfelds	18
2.4.4 Funkenkammer-Teleskope	19
2.5 Schauerzähler	21
2.6 Geometrische Vermessung der Apparatur	22
2.7 Apparative Elektronik	22
2.7.1 Schnelle Elektronik	22
2.7.2 Zählerelektronik	24
3. Aufnahme der Daten	25
3.1 Aufgaben des Digitalrechners	25
3.2 Meßablauf	27
3.3 Datenübertragung und -kontrolle	28
III. Datenauswertung	30
1. Gang der Datenreduktion	30
2. Methode der Wirkungsquerschnitts-Berechnung	32
3. Geometrische Rekonstruktion des Ereignisses	33
3.1 Prinzip der Spurenanalyse	33
3.2 Optimierung der Parameter im Analyseprogramm	35

3.2.1	Mindestzahl von Funken auf der Spur	35
3.2.2	Bestimmung der Straßenbreite	37
3.3	Zuordnung der Spuren	37
3.4	Korrektur auf Fehlzuordnung der Spuren	40
3.5	Der Teleskope-Wirkungsgrad	42
4.	Kinematische Rekonstruktion des Ereignisses	43
4.1	Rekonstruktion im Magnetfeld	43
4.1.1	Näherung "Dünne magnetische Linse"	44
4.1.2	Die Bahnintegration	45
4.2	Bestimmung aller kinematischer Größen	46
4.3	Genauigkeit der kinematischen Größen	47
5.	Berechnung des Wirkungsquerschnitts	49
5.1	Beziehung zwischen Meß- und Rechengrößen	49
5.2	Simulation nach dem Monte-Carlo-Verfahren	50
5.2.1	Monte-Carlo-Erzeugung von Compton-Ereignissen	50
5.2.2	Simulation des physikalischen Untergrundes	52
5.2.3	Auswertung der Simulation	53
5.3	Herstellung der Spektren	54
5.3.1	Rechnerische Feinjustierung der Apparatur	54
5.3.2	Einordnen der Ereignisse in Bins	54
5.4	Anpassung der Spektren	55
5.4.1	Methode der Anpassung	55
5.4.2	Wahl der Parameter bei der Anpassung	56
5.5	Korrekturen und Fehler	59
5.5.1	Fehler von Apparatur und Meßtechnik	59
5.5.2	Fehler aus den physikalischen Annahmen in der Simulation	64
5.5.3	Systematischer Gesamtfehler	65
5.6	Ergebnisse	65
IV.	Diskussion und Vergleich der Ergebnisse	67
1.	Ergebnisse anderer Compton-Streu-Experimente	67
2.	Parametrisierung der Daten im Rahmen von Modellen und Vergleich mit anderen Experimenten	70
2.1	Diffraktionsmodell	70
2.2	Comptonstreuung und totaler Erzeugungsquerschnitt	73
2.3	Vektor-Dominanz-Modell	76

Zusammenfassung	81
Literaturverzeichnis	82
Lebenslauf	84
Danksagung	85





## I. Einleitung

Die Comptonstreuung am Proton ist ein elementarer Prozeß unter den Photon-Nukleon-Wechselwirkungen. Sie hat in vielen qualitativen Eigenarten Ähnlichkeiten mit Reaktionen zwischen rein hadronischen Teilchen. Der Wirkungsquerschnitt liegt jedoch um einen Faktor von rund 200 niedriger.

Ebenso wie bei Wechselwirkungen zwischen rein hadronischen Teilchen gibt es für die Proton-Comptonstreuung noch keine geschlossene Theorie, sondern nur Modelle, die imstande sind, das Reaktionsverhalten in begrenzten Bereichen zu parametrisieren. Zu diesen gehören das Diffraktionsmodell und das Vektor-Dominanz-Modell.

Den Modellen stehen Beziehungen gegenüber, die auf keine speziellen Modellannahmen Bezug nehmen, sondern von allgemeinen Prinzipien ausgehen. Zu ihnen gehören das Optische Theorem, welches auf der Unitarität der S-Matrix (d.i. der Erhaltung der Wahrscheinlichkeiten und der Invarianz gegen Zeitumkehr) beruht, und Dispersionsrelationen, die aus der Analytizität der Streuamplitude folgen. Das Optische Theorem stellt eine Beziehung her zwischen dem Imaginärteil der Streuamplitude für die Vorwärtsrichtung und dem totalen Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion. Die Dispersionsrelationen erlauben zusätzlich die Berechnung des Realteils der Streuamplitude aus dem totalen Wirkungsquerschnitt für Photoerzeugung. Beide Beziehungen gelten für den spinunabhängigen Teil der Streuamplitude und lassen sich nur dann direkt auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt anwenden, wenn die Spinabhängigkeit der Streuamplitude klein ist. Aus diesem Grunde ermöglicht der Vergleich des Vorwärts-Streuquerschnitts mit dem totalen Wirkungsquerschnitt entweder eine Konsistenzprüfung der verschiedenartigen Messungen unter der Annahme einer vernachlässigbaren Spinabhängigkeit oder die Abschätzung der Spinabhängigkeit unter der Verwendung gesicherter Messungen.

Ziel dieser Arbeit ist die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Vorwärtsrichtung. Er ist nicht direkt bestimmbar, sondern wird durch Extrapolation der bei verschiedenen kleinen Winkeln gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte ermittelt. Der Extrapolation haftet prinzipiell die Unsicherheit über den Verlauf des Wirkungsquerschnitts im Bereich der kleinsten Winkel an. Dieser Fehler wird aber um so kleiner, je näher die experimentellen Meßpunkte an der Vorwärtsrichtung liegen. Andererseits wachsen mit der Annäherung an die Vorwärtsrichtung die experimentellen Schwierigkeiten:

- Der auf das Proton übertragene Impuls wird so gering, daß dieses nicht mehr gemessen werden kann.

- Der nicht vollständig vermeidbare Strahl-Halo erhöht den apparativen Untergrund.
- Der Elektron-Compton-Effekt beginnt ebenfalls, zum apparativen Untergrund beizutragen.

Über einen größeren Energiebereich existieren bisher Messungen bis zu einem minimalen quadrierten Impulsübertrag von  $|t| = 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$  bzw.  $|t| = 0.06 \text{ (GeV/c)}^2$ . Lediglich bei 2 Energien (8 GeV und 16 GeV) existiert eine Messung bis hinunter zu  $|t| = 0.014 \text{ (GeV/c)}^2$ . Im vorliegenden Experiment wird für eine Photonenergie von  $k_\gamma = 6 \text{ GeV}$  die untere Grenze des quadrierten Impulsübertrages auf einen Wert von  $|t| = 0.004 \text{ (GeV/c)}^2$  erniedrigt.

## II. Beschreibung des Experiments

### 1. Prinzip der Messung

Ein durch Bremsstrahlung erzeugter, scharf kollimierter Photonenstrahl ist auf ein Wasserstofftarget gerichtet. Die an den Protonen gestreuten Photonen werden in einem Konverter in  $e^+e^-$ -Paare verwandelt, deren Richtung und Energie in einer Paarspektrometeranordnung bestimmt wird. Das Proton hat bei  $|t| = 0.004 \text{ (GeV/c)}^2$  nur eine Energie von 2 MeV. Es kann daher im unteren  $|t|$ -Bereich das Target nicht mehr verlassen und demzufolge nicht gemessen werden. Das Experiment ist deshalb nur als Einarmmessung durchführbar, bei der lediglich das gestreute Photon nachgewiesen wird.

Die wesentliche Schwierigkeit einer solchen Messung ist die Abtrennung von Untergrundprozessen, die ein Photon in die Apparatur gelangen lassen. Den überwiegenden Beitrag zum Untergrund liefert der Prozeß



Weitere Untergrundprozesse sind die  $\pi$ -Photoerzeugung



die  $\omega$ -Photoerzeugung



die Anregung von Photon-Nukleon-Resonanzen



sowie Reaktionen mit vielen Teilchen im Endzustand, die von Photonen begleitet sind.

Die Photonen aus diesen Untergrundreaktionen haben ein vollständig anderes Spektrum als solche aus der Comptonstreuung. Sie können daher über die Form des Spektrums abgetrennt werden. Während elastisch und unter kleinem Winkel gestreute Photonen die Form des Bremsspektrums mit seinem flachen Verlauf und dem steilen Abfall an der Kante reproduzieren, verschwindet das Spektrum des

Untergrundes stetig bis zur Kante hin (Abb. 1).

Der Elektron-Compton-Effekt ist dagegen kein konkurrierender Untergrundprozeß. Er hat eine andere Kinematik in der Art, daß bei gegebenem Streuwinkel des Photons ein größerer Energiebetrag auf das Rückstoßteilchen abgegeben wird. Die den Konverter treffenden Photonen haben dabei Energien unterhalb 3.5 GeV und die von ihnen erzeugten  $e^+e^-$ -Paare werden nicht mehr akzeptiert. Sie liefern allerdings einen merklichen Beitrag zum zufälligen Spurenuntergrund in den Funkenkammern.

## 2. Die Apparatur

### 2.1 Überblick über den experimentellen Aufbau

Abb. 2 gibt einen Überblick über die verwendete Apparatur. Der Photonenstrahl wird an einem Target (T) im Synchrotron erzeugt, durchläuft Kollimatoren (K1, K2, K3) und Reinigungsmagnete (R1, R2, MA). Die im Wasserstofftarget ( $H_2$ ) nach unten gestreuten Photonen werden im Aluminium-Konverter (KONV) in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert. Beide geladenen Teilchen werden entsprechend ihren Impulsen im Magneten (2MC30) abgelenkt, ihre Bahn wird in je einem Funkenkammer-Teleskop (FT) registriert. Die Schauerzähler (SCH) hinter beiden Teleskopen setzen eine Energieschwelle und liefern den Trigger für die Auslese der Funkenkammern und die Aufnahme und Weitergabe der Daten.

Ein Kontroll-Paarspektrometer (PS, "Kontrollspektrometer") mißt Intensität und Spektrum des Photonenstrahls, ein Quantameter (Q) dient als Strahlmonitor. Ein Monitorteleskop (M) liefert Totzeitkorrekturen bei kurzzeitigen Unterbrechungen der Datennahme.

### 2.2 Der Photonenstrahl

#### 2.2.1 Strahlerzeugung

Das Bremsstrahlungstarget ist ein Tantalstäbchen von der Dicke 0.1 mm, entsprechend einer Strahlungslänge von  $X = 0.026 \cdot X_0$ . Es befindet sich im Ring des Synchrotrons auf der Innenseite der Elektronensollbahn im feldfreien Abschnitt zwischen den Magneten F23 und D24 (s. Abb. 2). Einige 100  $\mu$ s vor Ende der Beschleunigungsperiode wird der Elektronenstrahl durch Einschalten gepulster Magnete auf das Target gesteuert. Die Auslenkung erfolgt über mehr als 1000 Umläufe der Elektronen, so daß ein Photonenstrahl von ca. 1.5 ms Dauer

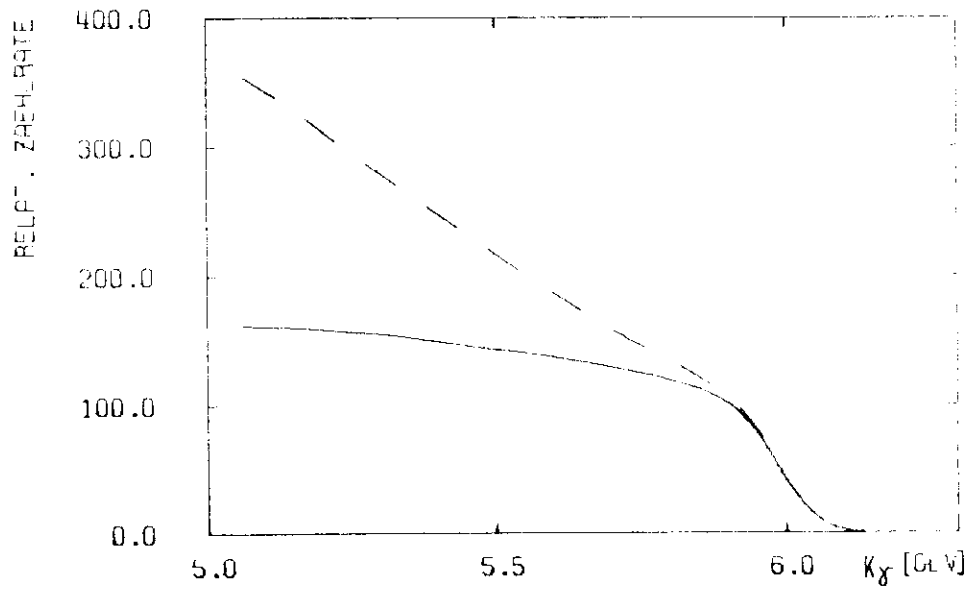
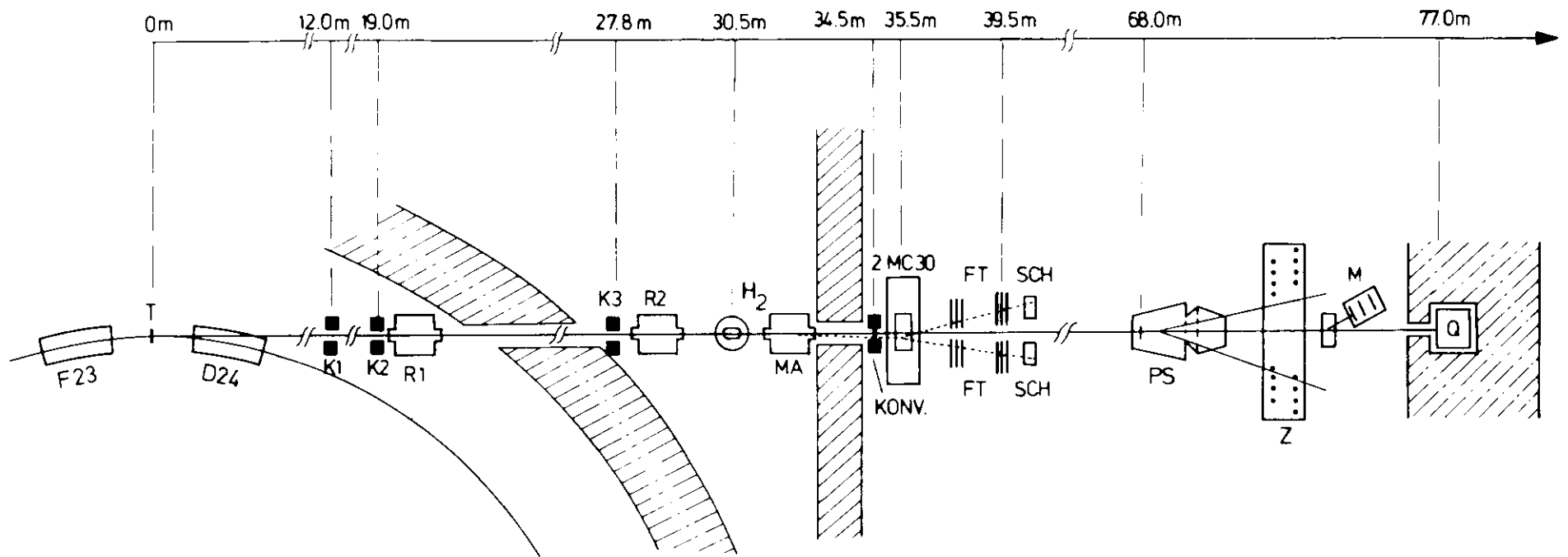


Abb. 1: Prinzip der Untergrund-Abtrennung

- Spektrum elastisch gestreuter Photonen
- - - Gesamtspektrum incl. Untergrund



**Abb. 2:** Aufbau des Experiments

F23, D24: Synchrotronmagnete; T: Synchrotrontarget;  
 K1, K2, K3: Kollimatoren; R1, R2, MA: Reinigungsmagnete;  
 H<sub>2</sub>: H<sub>2</sub>-Target; KONV.: Konverter; 2MC30: Analysiermagnet;  
 FT: Funkenkammer-Teleskope; SCH: Schauerzähler; PS: Kontrollspektrometer;  
 Z: Spektrometer-Zählerbank; M: Monitorteleskop; Q: Quantameter

("Spill") erzeugt wird. Der Spill liegt symmetrisch zum Zeitpunkt  $t_{\max}$  der maximalen Erregung der Synchrotron-Magnete.

Für die Wahl der Spillbreite sind zwei Gesichtspunkte maßgebend:

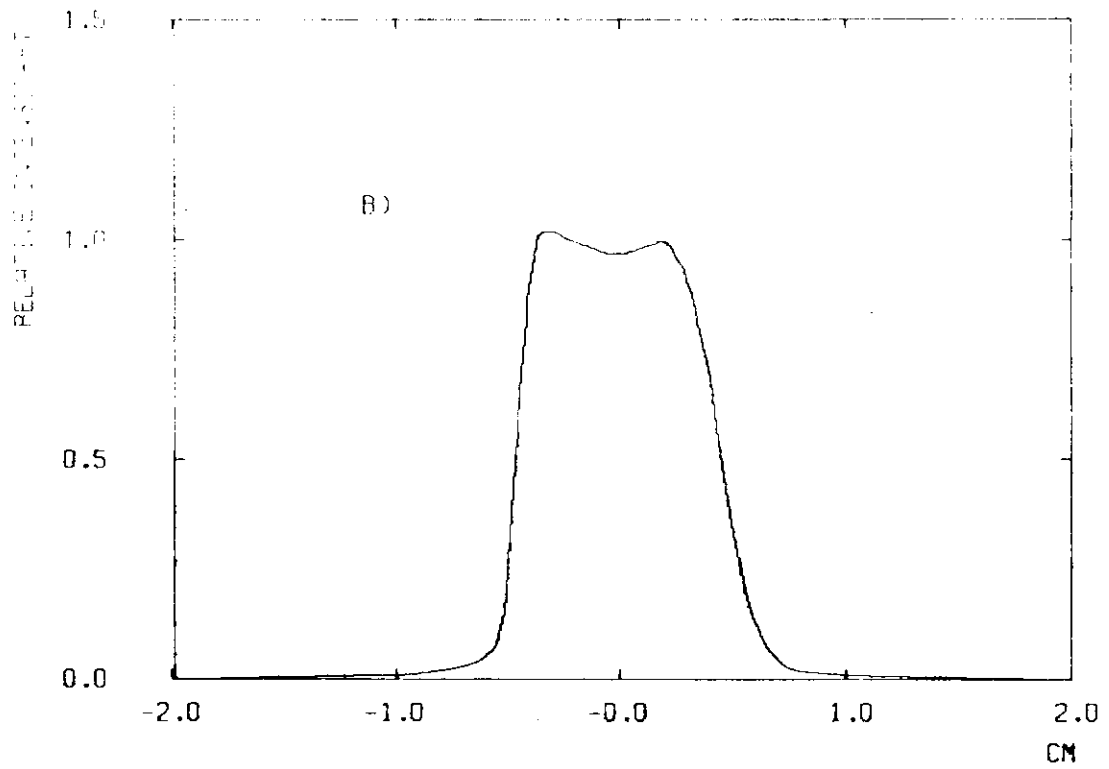
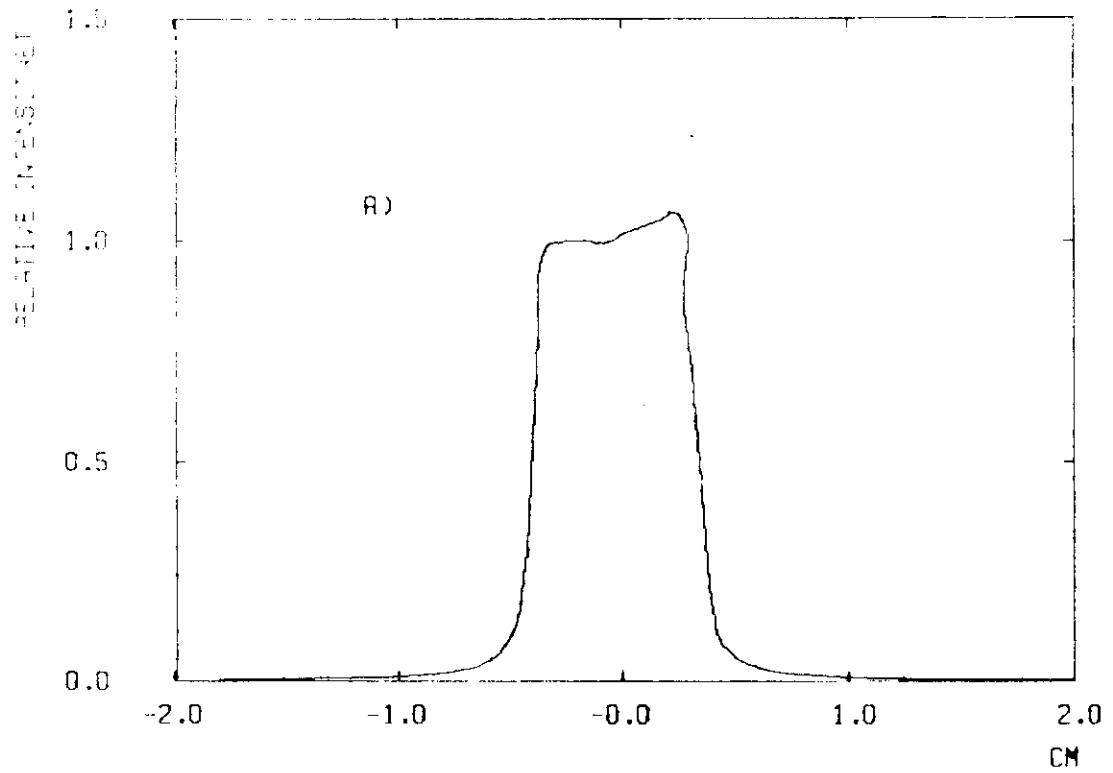
- 1) Die momentane Strahlintensität, bei der die Nachweisapparatur vernünftig arbeitet, ist nach oben begrenzt durch die Gedächtniszeit der Funkenkammern. Eine zu hohe momentane Strahlintensität führt zu einer zu großen Anzahl von Funken in jeder Kammer, welche die Zuverlässigkeit der Spurerkennung reduziert. Es können dann in den einzelnen Projektionen der Funkenkammer-Teleskope mehrere Spuren rekonstruiert werden, die sich nicht mehr eindeutig einem Ereignis zuordnen lassen.
- 2) Die Energieunschärfe der Elektronen führt zu einer Abrundung der oberen Kante des Bremsspektrums. Dadurch wird die Trennung des Compton-Anteils von den Untergrundkomponenten des gemessenen Spektrums erschwert. Da zu jedem Ereignis der zeitliche Abstand zu  $t_{\max}$  registriert wird, kann auf die Abweichung der aktuellen Kantenenergie von  $k_{\max}$  korrigiert werden. Diese Korrektur wird aber unsicher, wenn der zeitliche Abstand zu  $t_{\max}$  zu groß wird.

Einer Abweichung von  $\pm 0.75$  ms von  $t_{\max}$  entspricht eine Energieverschiebung von  $\Delta k/k_{\max} = -1.4$  %.

### 2.2.2 Die Strahlführung

Die Lage des Photonenstrahls ist bestimmt durch die Lage des Tantal-Targets im Ring und die Position des Kollimators K1. Der Kollimator K1 hat eine Öffnung von ca.  $2 \times 2 \text{ mm}^2$ . Die Kollimatoren K2 ( $6 \times 6 \text{ mm}^2$ ) und K3 ( $17 \times 17 \text{ mm}^2$ ) begrenzen den Halo des Strahls. Der Strahl trifft das Wasserstofftarget mit einem Querschnitt von ca.  $8 \times 8 \text{ mm}^2$ . Durch seitliches Verschieben des Tantal-targets im Ring und des Kollimators K1 (beide sind fernsteuerbar) wird der Photonenstrahl so justiert, daß das Maximum der Intensität sowohl auf die Mitte des Wasserstofftargetes als auch ins Zentrum des Quantameters fällt. Die Strahllage wird am Wasserstofftarget, am Konverter und vor dem Eintritt ins Quantameter mit Hilfe von Filmaufnahmen kontrolliert, vor dem Quantameter zusätzlich mit einer Fernsehkamera.

Die Intensitätsverteilung über den Strahlquerschnitt wird am Wasserstofftarget durch Fluoreszenzgläser bestimmt. Abb. 3 zeigt das Ergebnis der photometrischen Vermessung der entsprechenden Strahlaufnahme. Die Strahllage kann photographisch bis auf  $0.5 \text{ mm}$  genau ermittelt werden. Die Strahldivergenz beträgt  $\pm 0.10 \text{ mrad}$  zur Strahlachse.



**Abb. 3:** Intensitätsverlauf über den Strahlquerschnitt

A) horizontal      B) vertikal



Der Strahl wird zur Vermeidung von Strahluntergrund bis zum Target überwiegend in Vakuum geführt. Vom Target bis zum Ende des Funkenkammer-Paarspektrometers läuft er ausschließlich durch Vakuum, danach durchs Kontrollspektrometer bis zum Quantameter wieder überwiegend in Vakuum. Der Strahl wird zusätzlich durch insgesamt 4 Reinigungsmagnete vor dem Target, hinter dem Target und vor dem Kontrollspektrometer (in Abb. 2 nicht gezeigt) von geladenem Untergrund befreit.

### 2.2.3 Intensitätsmessung

#### Absolutmessung mit Quantameter und Kontrollspektrometer

Zur Messung der Intensität des Photonenstrahls dient ein bei DESY entwickeltes totalabsorbierendes Gasentladungs-Quantameter (LAD65), gefüllt mit einer Mischung aus 90 % He und 10 % N<sub>2</sub>. Die im Quantameter erzeugte Ladung wird in einem Integrator mit 0.5 % absoluter Genauigkeit gemessen und durch die Zahl der Entladungen ("Sweeps") eines Kondensators angezeigt.

Die Anzahl effektiver Quanten  $Q_{\text{eff}}$  ist definiert als die Zahl von Photonen der Maximalenergie  $k_{\text{max}}$  des Bremsspektrums, deren Gesamtenergie gleich der des integrierten Spektrums ist:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{1}{k_{\text{max}}} \cdot \int_0^{k_{\text{max}}} k \cdot n(k) dk \quad (\text{II.6})$$

( $n(k)dk$ : Anzahl der Photonen im Intervall zwischen  $k$  und  $k+dk$ ). Die im Quantameter gemessene Ladung  $Q$  ist proportional der Gesamtenergie im Spektrum:

$$Q \propto W = \int_0^{k_{\text{max}}} k \cdot n(k) dk$$

Die effektive Ladung läßt sich darum darstellen durch

$$Q_{\text{eff}} = \frac{1}{k_{\text{max}}} \cdot K_{\text{QM}} \cdot Q \quad (\text{II.7})$$

wobei  $K_{\text{QM}}$  eine Quantameter-Eichkonstante ist.

Das vorliegende Experiment wurde bei einer Intensität von  $0.7-1.5 \cdot 10^{10} Q_{\text{eff}}/s$  durchgeführt.

Die Eichkonstante des benutzten Quantameters wurde im Dezember 1969 im externen Elektronenstrahl bestimmt. Sie betrug  $K_{\text{QM}} = 1.83 \cdot 10^{16} \text{ GeV/As} \pm 2 \%$ .

Unabhängig vom Quantameter wurde die Strahlintensität mit dem Kontrollspektrometer gemessen. Diese Messung lieferte den Wert  $K_{QM} = 1.80 \cdot 10^{16} \text{ GeV/As} \pm 1.5 \%$ . Diese daraus ermittelte gemeinsame Quantameterkonstante betrug

$$\underline{K_{QM} = 1.814 \cdot 10^{16} \text{ GeV/As} \pm 1.2 \%}$$

### Relativmessung mit Monitorzählern

Das Quantameter integriert die Strahlintensität über die Gesamtzeit eines Meßlaufs. Die schnelle Elektronik des Experiments akzeptiert Ereignisse nur innerhalb von ca. 2 ms um den Zeitpunkt der maximalen Synchrotronenergie und wird außerdem noch während der Verarbeitung der Information jedes Ereignisses zugestastet. Die Photonenzahl  $Q_{\text{eff}}$  aus der Quantametermessung muß zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte korrigiert werden um den Bruchteil von Photonen, der die Apparatur in Augenblicken trifft, in denen sie nicht aufnahmebereit ist.

Der Korrekturfaktor wird experimentell ermittelt mit Hilfe eines Monitor-Teleskops aus 3 Szintillationszählern, das vor dem Quantameter oberhalb des Photonstrahls aufgebaut ist (M in Abb. 2). Ein Permanentmagnet lenkt Elektronen, die von den Photonen des Strahls auf einem 1 mm dicken Aluminium-Blech erzeugt werden, auf die Zähler. Die Koinzidenzzählrate des Monitorteleskops ist proportional zur Strahlintensität. Sie wird mit zwei unterschiedlich aufgetasteten Zählern registriert. Der eine wird ebenso wie die schnelle Elektronik geöffnet, der andere zählt während der gesamten Dauer eines Meßlaufs. Mit dem Verhältnis beider Zählraten ist die vom Quantameter angezeigte Ladung zu korrigieren. Der Korrekturfaktor ist fast ausschließlich von der apparativen Totzeit (s.Kap.3.2) bestimmt.

### 2.2.4 Intensitätsspektrum

Das Photonspektrum wurde während des Experiments laufend mit dem Kontrollspektrometer (PS in Abb.2) gemessen. In einer 5  $\mu$  dicken Hostaphanfolie (Strahlungslänge  $X = 0.155 \cdot 10^{-4} \cdot X_0$ ) wird ein sehr kleiner Bruchteil der Photonen des durchlaufenden Strahls konvertiert. Elektronen und Positronen werden im homogenen Feld eines Ablenkmagneten impulsanalysiert (SCH66). Durch 2-fach-Koinzidenzen zwischen Szintillationszählern werden rechts und links des Strahls Trajektorien definiert. Insgesamt 7 Koinzidenzen zwischen je zwei Trajektorien definieren  $e^+e^-$ -Paare von bekannter Energie. Die Energien, die zwei benachbar-

ten Trajektorien entsprechen, unterscheiden sich um 5 %. Durch Änderung des Magnetfeldes kann das Spektrum kontinuierlich durchgemessen werden. Das Kontrollspektrometer hat für jedes Teilchen eine rechteckige Impulsauflösung mit einer vollen Breite von 0.75 %. Die Energieauflösung für Photonen ist damit eine dreieckige Funktion mit einer totalen Breite von 1.5 %.

Abb. 4 zeigt ein in diesem Experiment verwendetes Intensitätsspektrum. Das vom Synchrotron gelieferte Photonspektrum (Kurve 1) unterscheidet sich von einem reinen Bethe-Heitler-Spektrum um eine Kantenverschmierung, die a) von der Dicke des Targets im Synchrotron (LUT67), b) von der Spillbreite (Kap.2.2.1) verursacht wird. Beide Einflüsse sind nicht genau genug bekannt und müssen daher durch Anpassung berücksichtigt werden.

Zur Bestimmung des Synchrotronspektrums geht man von einem theoretischen Bethe-Heitler-Spektrum aus. Dieses wird erst um den Einfluß von Targetdicke und Spillbreite verschmiert, dann wird die (genau bekannte) Auflösungsfunktion des Spektrometers hineingefaltet. Die daraus resultierende Kurve wird durch Variation von Targetdicke und Spillbreite an die Meßpunkte angepaßt (Kurve 2 in Abb. 4). Damit liegt dann auch die Form des Synchrotronspektrums (Kurve 1 in Abb. 4) fest. Durch Anpassung der Normierung wird zusätzlich die Strahlintensität bestimmt und die Quantameterrechnung geprüft (s. Kap. 2.2.3).

### 2.3 Das Wasserstofftarget

Das Wasserstofftarget ist ein bei DESY entwickeltes Kondensationstarget (KES67). Die Targetzelle besteht aus einem in Strahlrichtung liegenden Zylindermantel aus 125  $\mu$  dicker Polyamidfolie (Kapton der Fa. Du Pont) mit aufgesetzten Kugelkalotten. Der Zylinder hat einen Durchmesser von 48.5 mm und eine Länge von 180 mm, die Kugelkalotten haben einen Krümmungsradius von ca. 38 mm. Die Zelle befindet sich in einer Streukammer in einem Isoliervakuum von ca.  $10^{-5}$  Torr. Die Ein- und Austrittsfenster für den Strahl bestehen aus 150  $\mu$ -Kaptonfolien.

Das Target wird über einen Kondensator aus einem Gasbehälter mit hochreinem Wasserstoff gefüllt. Dabei sinkt der Druck im gesamten System auf den der Kondensatortemperatur entsprechenden Wert des Dampfdruckes. Durch die Druckanzeige am Gasbehälter läßt sich deshalb die Dichte des Wasserstoffs in der Zelle überwachen. Zum Entleeren wird der geschlossene Kreislauf zwischen Zelle, Kondensator und Gasbehälter in der Rückleitung unterbrochen. Der in der Zelle verdampfende Wasserstoff drückt die Flüssigkeit in den Kondensator zurück.

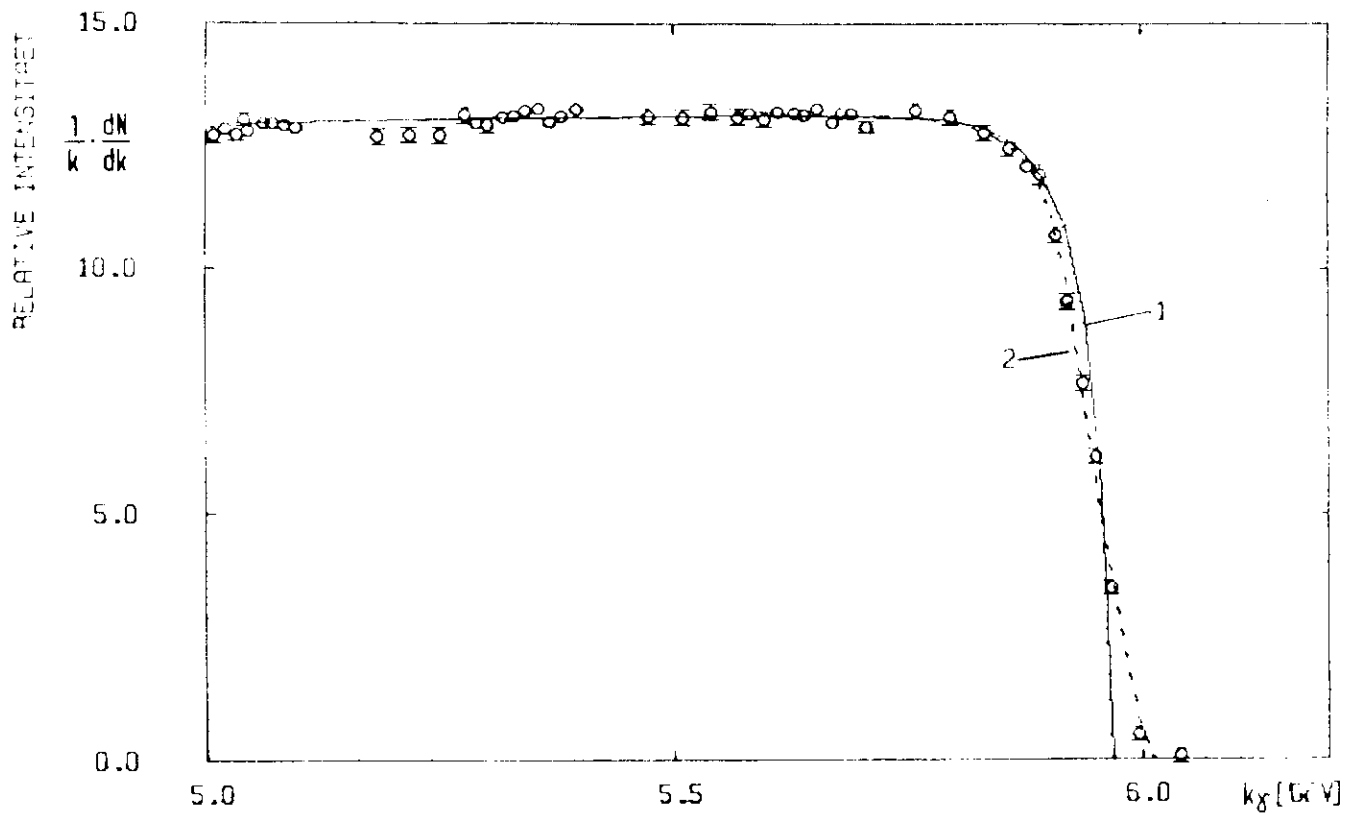


Abb. 4: Primär-Spektrum

Kurve 1: Synchrotron-Spektrum

(modifiziertes Bethe-Heitler-Spektrum)

Kurve 2: Anpassungskurve an die Meßpunkte des  
Kontrollspektrometers

Die Länge der Targetzelle wurde in Abhängigkeit vom Druck vermessen. Sie beträgt 197.4 mm über alles bei normalem  $H_2$ -Druck. Die Änderung der Länge mit der Temperatur ist vernachlässigbar.

Der Photonenstrahl durchläuft das Target nicht exakt längs seiner Mittellinie, sondern um einige mm seitlich versetzt und schräg. Die Position des Strahls im Target wurde mit Hilfe von Strahlaufnahmen bestimmt. Ferner muß eine Mittelung der Länge über den Strahlquerschnitt von  $8 \times 8 \text{ mm}^2$  vorgenommen werden. Beide Effekte zusammen führen zu einer Korrektur von  $(-2 \pm 1)$  mm zu den angegebenen Längenwerten. Tabelle 1 zeigt die Targetdichte während des Experiments. Sie wurde nach (KES69) aus dem Druck ermittelt.

Tabelle 1: Parameter des Wasserstofftargets

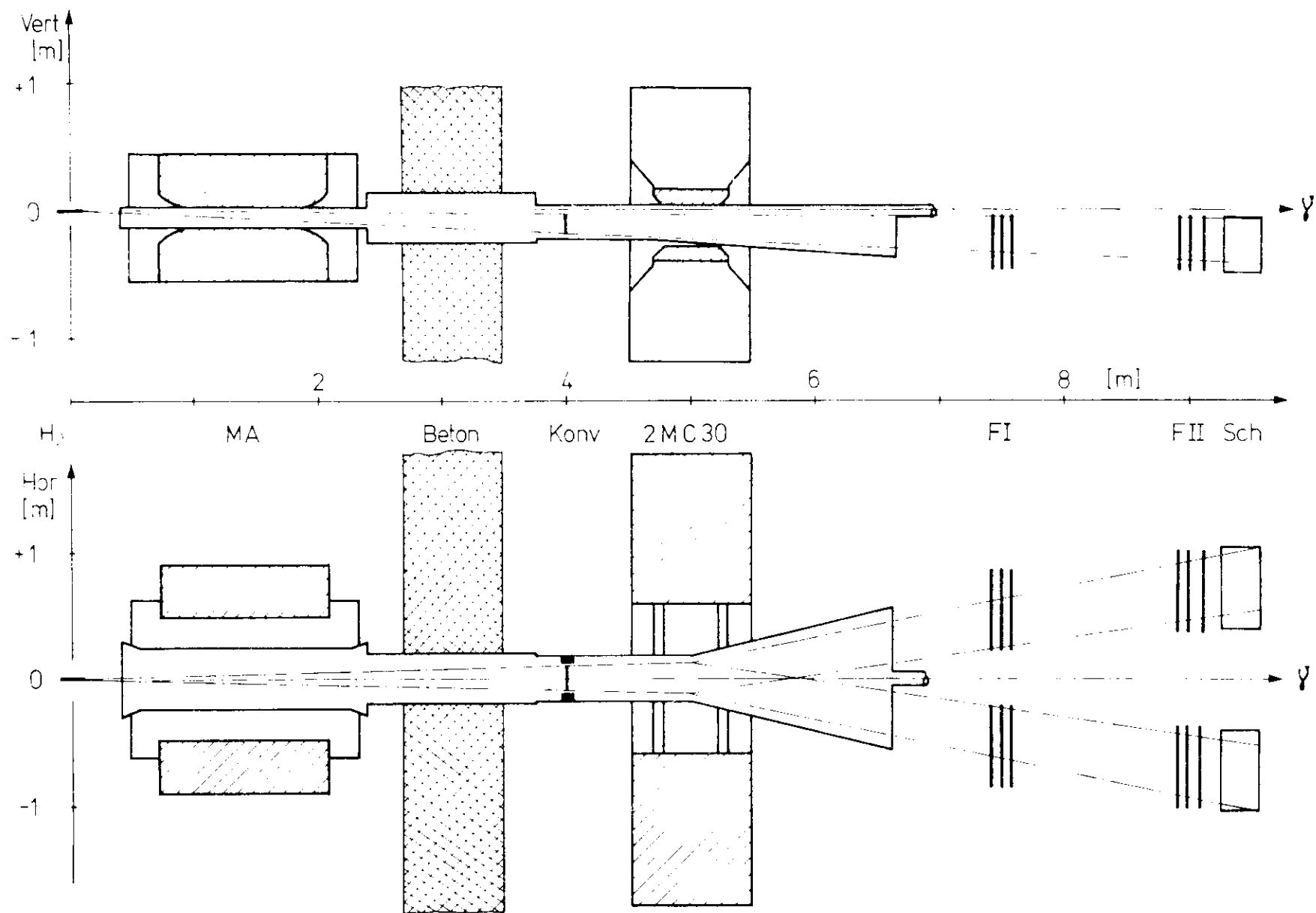
Targetlänge	cm	19.74
Druck	at	$1.15 \pm 0.02$
Räuml. Dichte	$\text{g/cm}^3$	$0.07040 \pm 0.00015$
entspr.	$\text{N/cm}^3$	$(0.419 \pm 0.001) \cdot 10^{23}$
Flächendichte	$\text{g/cm}^2$	$1.390 \pm 0.003$
entspr.	$\text{N/cm}^2$	$(8.27 \pm 0.02) \cdot 10^{23}$

## 2.4 Das Funkenkammer-Spektrometer

Das Funkenkammer-Spektrometer (Abb.5) dient zur Messung von Richtung und Energie der im Wasserstofftarget gestreuten Photonen. Die gestreuten Photonen werden an dem 3.95 mm dicken Al-Konverter mit einer Wahrscheinlichkeit von rund 3 % in  $e^+e^-$ -Paare konvertiert. Beide geladenen Teilchen werden vom Feld des Magneten 2MC30 abgelenkt. Zwei Funkenkammerteleskope registrieren die Bahn der Teilchen.

### 2.4.1 Der Magnet 2MC30

Der Magnet 2MC30 hat eine Jochöffnung von 108 cm Breite, 32 cm Höhe und 96 cm Tiefe. Der Erregerstrom beträgt maximal 1500 A. Er kann kontrolliert werden über die Spannung an einem Vorwiderstand, der in einem thermostatisch geregelten Ölbad mit einer Genauigkeit von  $10^{-4}$  konstant gehalten wird. Da der Magnet



**Abb. 5 a:** Funkenkammer-Spektrometer; oben: Vertikalschnitt, unten: Horizontalschnitt

MA: Reinigungsmagnet; Konv: Konverter; 2MC30: Analysiermagnet;

FI, FII: Funkenkammerblöcke; Sch: Schauerzähler;  $\gamma$ : Photonen-Primärstrahl

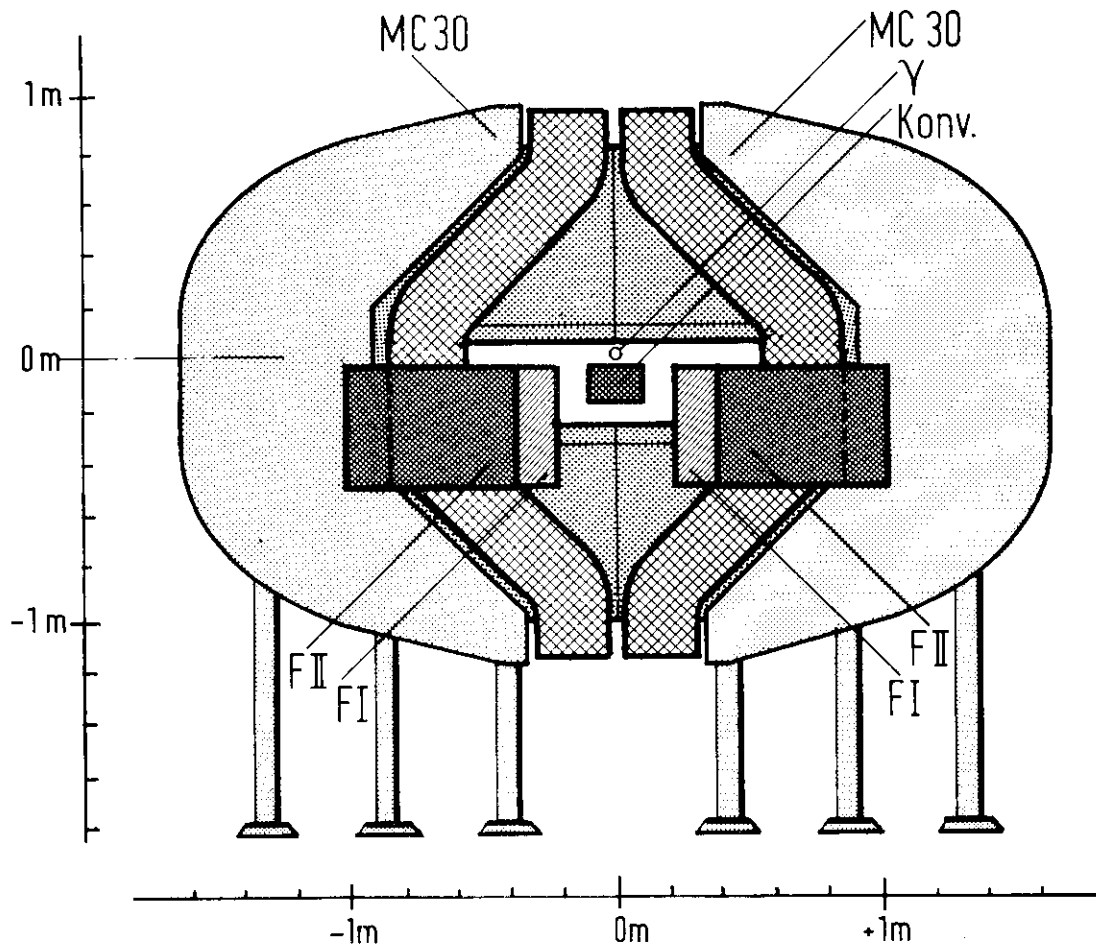


Abb. 5 b: Funkenkammer-Spektrometer (schematisch)  
 entgegen der Strahlrichtung gesehen  
 MC30: Hälfte des Analysiermagneten 2MC30;  
 Konv: Konverter;  $\gamma$ : Photonenstrahl;  
 FI, FII: Funkenkammerblöcke  
 (Die durch den Magneten verlaufende Vakuum-  
 kammer ist nicht eingezeichnet)

aufgrund seiner Jochform ein beträchtliches Streufeld besitzt, welches durch eisenhaltige Teile der Apparatur in seiner Nähe noch verzerrt wird, mußte das Magnetfeld an Ort und Stelle vermessen werden, wobei sich alle eisenhaltigen Teile wie die Abschirmwand zum Target und die Schwerbetonsteine in ihrer endgültigen Lage befanden.

#### 2.4.2. Vermessung des Magnetfelds

Zur Interpolation des Magnetfelds bei der Auswertung (s. Abschn. III, Kap. 4.1.2) wird ein 3-dimensionales Gitter von Meßpunkten verwendet, wobei an jedem Gitterpunkt alle 3 Komponenten des Feldes bekannt sind. Dieses Gitter wurde so gewählt, daß im Gebiet und in der Richtung eines starken Feldgradienten der geringste Abstand der Gitterpunkte 5 cm beträgt, während er sich im Außenfeld bis auf 20 cm vergrößert (Abb. 6).

Als Meßsonde diente eine 3-Komponenten-Hallsonde vom Typ SBV 578 der Firma Siemens. Diese Sonde war in einen Aluminium-Meßkopf eingebaut, zusammen mit einem Netzwerk von Widerständen, welches die Temperaturabhängigkeit auf einen Wert unter  $10^{-5}/^{\circ}\text{C}$  reduzierte. Der Meßkopf war über einen Aluminium-Arm an einem Wagen befestigt, der auf Schienen in Strahlrichtung gefahren werden konnte. Die Position der Sonde vertikal zur Strahlrichtung wurde mittels zweier Spindeln von Hand eingestellt und abgelesen. In Strahlrichtung wurde die Sonde durch einen Motor bewegt, wobei die Position über einen optischen Taktgeber ("Digitizer") elektronisch ermittelt wurde. Die Taktimpulse wurden von einem Prozeßrechner CAE C90-10 aufsummiert.

Der Rechner triggerte an bestimmten fest eingegebenen Punkten ein Digital-Voltmeter an, welches die Hallspannungen zu den 3 Komponenten maß. Alle vom Rechner aufgenommenen Daten wurden an einen Großrechner vom Typ IBM 360/75 übertragen, auf dem die weitere Auswertung der Feldmessung durchgeführt wurde. Das Netz wurde vermessen in einem Bereich vom Konverter an 2.50 m strahlabwärts. Für die Netzpunkte mit einem Konverterabstand von mehr als 2.50 m wurde das Magnetfeld als Feld eines Dipols berechnet:

$$\vec{B}(\vec{r}) = \frac{r^2 \cdot \vec{B}_0 - 3(\vec{r} \cdot \vec{B}_0) \cdot \vec{r}}{r^5} \quad (\text{II.8})$$

wobei  $\vec{r}$  der Radiusvektor von der Dipolmitte zum betrachteten Raumpunkt ist und  $\vec{B}$  das magnetische Feld an diesem Punkt. Die Richtung des Dipolmoments  $\vec{B}_0$  ist aus Symmetriegründen bekannt,  $\vec{B}_0$  wurde an die Daten angepaßt im Bereich



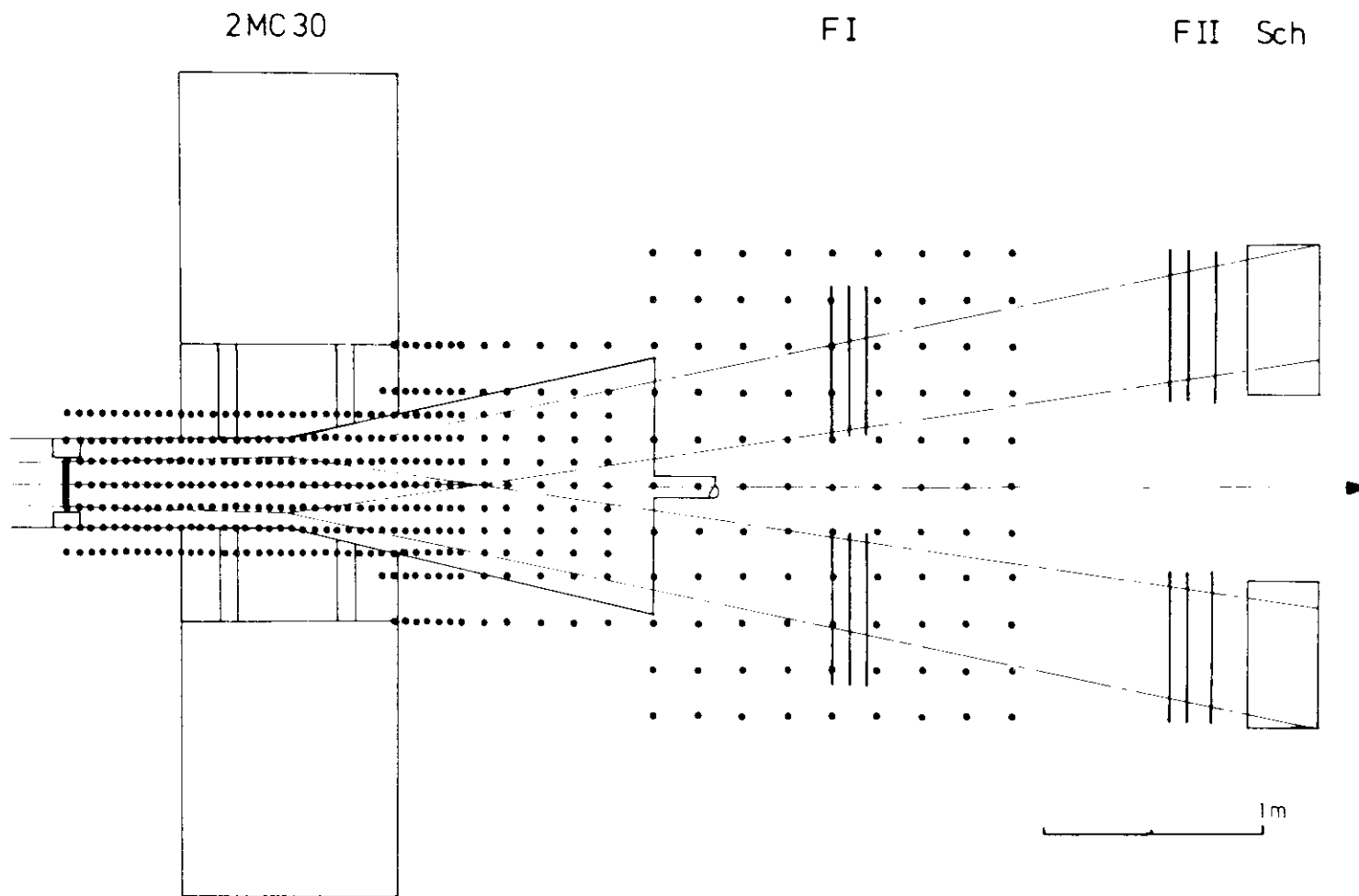


Abb. 6: Punktenetz der Magnetfeldmessung  
 2MC30: Analysiermagnet; FI, FII: Funkenkammerblöcke;  
 Sch: Schauertzähler

mit dem Abstand 1.80 - 2.50 m vom Konverter, entsprechend 0.80 - 1.50 m von der Magnetmitte.

Bei dem Erregerstrom von 1500 A beträgt das Magnetfeld am Ort maximaler Feldstärke ca. 14 kG. (1423 kG).

Bdl ist im Mittel 1260 k · cm. Zu diesem Wert liefert das durch die Dipolformel ermittelte Außenfeld einen Beitrag von ca. 1 %.

### 2.4.3 Überprüfung der Magnetfeldmessung

1.) Das Meßergebnis an allen Gitterpunkten wurde austabelliert. Durch visuellen Vergleich mit allen Nachbarpunkten wurde geprüft, ob einzelne Punkte infolge von Bedienungsfehlern der Meßapparatur oder von elektronischen Störungen deutlich abweichen.

2.) Nach der Potentialgleichung

$$\Delta B = 0 \quad (11.9)$$

soll (bei nicht zu grobem Raster) der Wert jeder Feldkomponente gleich sein mit dem Mittelwert der 6 nächsten Nachbarpunkte:

$$B_{i000} = \frac{1}{6} [ B_{i+00} + B_{i-00} + B_{i0+0} + B_{i0-0} + B_{i00+} + B_{i00-} ], \quad (11.10)$$

wobei 000 den betrachteten Gitterpunkt bezeichnet,  $_{-}^{+}00$ ,  $0_{-}^{+}0$ ,  $00_{-}^{+}$  jeweils die Nachbarpunkte in x- bzw. y- bzw. z-Richtung. Der Wert

$$\Delta(BL) = \left[ \sum_{i=1}^6 (B_{00i} - \langle B \rangle)^2 \cdot \Delta x^2 \right]^{1/2} \quad (11.11)$$

(Summe längs eine Netzlinie parallel zum Strahl)

gibt Auskunft über die Auswirkung statistischer Meßwertschwankungen auf Bdl. Außerdem wird eine obere Schranke für die Meßunschärfe aufgrund der Grobheit des Rasters gegeben.

Die für dieses Experiment durchgeführte Feldmessung erbrachte folgende Werte für  $\Delta(BL)$ :

1.) Für die vertikale Hauptrichtung des Feldes (y)

$$\Delta(BL) \approx 1.0 \text{ k}\Gamma \text{ cm}$$

2.) für die Komponente parallel zum Strahl (z)

$$\Delta(BL) \approx 0.6 \text{ k}\Gamma \text{ cm}$$

3.) für die waagerechte Komponente quer zum Strahl (x)

$$\Delta(BL) \approx 0.2 \text{ k}\Gamma \text{ cm}$$

Aus diesen Werten folgt für die Impulsauflösung:

$$\frac{\Delta P}{P} \approx 0.8 \cdot 10^{-3}$$

Für die vertikale Bahn der Teilchen gilt:

$$\Delta\theta \approx 0.02 \text{ mrad}$$

Beide Werte sind vernachlässigbar im Vergleich zu anderen Ungenauigkeiten der Apparatur.

Systematische Fehler der Feldmessung (z.B. durch geometrische Fehljustierung des Sondenkopfes) sind hierin nicht enthalten. Sie werden über die Meßdaten des Experimentes ermittelt (s. Abschn. III, Kap. 4.3).

#### 2.4.4 Funkenkammer-Teleskope

Die Bahnen des im Magnetfeld abgelenkten Elektrons und Positrons werden je in einem Funkenkammerteleskop gemessen. Jedes Teleskop enthält 6 Funkenkammern. Jede Funkenkammer besteht aus 2 Leiterebenen mit horizontal bzw. vertikal verlaufenden Leiterbahnen. In allen Kammern werden die Funkenkoordinaten  $x$  und  $y$  beider Ebenen ausgelesen. Die letzte Kammer ist um  $15^\circ$  um die Teleskopachse gedreht, damit für Ereignisse mit mehreren Spuren Zuordnungen zwischen  $x$ - und  $y$ -Projektion gemacht werden können.

Konstruktion, Eigenschaften und Betriebsweise der Funkenkammern sind wiederholt beschrieben worden (FRA68, VOG69, LÖF70). In Tabelle 2 sind die wichtigsten

technischen Daten der Kammern und die für dieses Experiment typischen Betriebsparameter zusammengestellt.

Tabelle 2: Daten und Betriebsparameter der Funkenkammern eines Teleskopes

Empfindliche Fläche (Breite x Höhe in mm <sup>2</sup> )	K1 - 5:	640 x 416
	K6:	800 x 512
Gapweite		6 mm
mittlere Flächendichte je Kammer	K1-5:	0.085 g/cm <sup>2</sup>
	K6:	0.134 g/cm <sup>2</sup>
Gasgemisch		75 % Ne, 25 % He (+ 1.5 % C <sub>2</sub> H <sub>2</sub> OH-Zusatz)
Cu-Leiterbahnen		35 $\mu$ dick, 0.4 mm breit
Abstand der Leiterbahnen		1 mm
Ferritkerne		VALVO FXC 6 B2
Hochspannungsimpuls		6 - 7 kV
		10 ns Anstiegszeit
		100 ns exponentieller Abfall
Klärfeld		100 V/cm
Gedächtniszeit (für Wirkungs- grad 50 %)		500 ns
Verzögerungszeit (zwischen Teilchendurchgang und Anlegen der Hochspannung)		220 ns

## 2.5 Schauerzähler

Am Ende eines jeden Funkenkammer-Teleskops befindet sich als Triggerzähler ein Block aus zwei nebeneinanderstehenden Schauerzählern. Jeder Schauerzähler hat eine Breite und eine Tiefe von je 32.5 cm und eine Höhe von 45.0 cm. Er besteht aus 24 hintereinanderliegenden 9.52 mm starken Platten aus dem Szintillationsmaterial Pilot M, zwischen denen sich 3 mm starke Bleiplatten befinden. Die Strahlungslänge der gesamten Anordnung ist  $X = 12.8 \cdot X_0$ . Das Szintillationslicht der in den Bleiplatten erzeugten Schauer wird über einen Plexiglas-Lichtleiter an die Photokathode eines Photomultipliers VALVO XP 1040 geführt. Das Anodensignal des Multipliers wird für den Trigger verwendet, das dem Anodensignal proportionale Signal der letzten Dynode wird zur Kontrolle der Verstärkung einem Analog-Digital-Konverter (ADC) zugeführt.

### Kontrolle von Verstärkung und Ansprechsicherheit

Der Multiplier XP 1040 zeigt auch bei konstanter Hochspannung beträchtliche Verstärkungsschwankungen für Belastungen mit unterschiedlicher Strahlintensität. Die der angelegten Hochspannung entsprechende Verstärkung für Betrieb mit konstanter Belastung stellt sich in der Regel erst nach ca. 1 Stunde ein. Daher ist es nötig, die Verstärkung der Röhren ständig zu korrigieren.

Die Verstärkung der Photomultiplier wird überwacht mit Referenzsignalen von Galliumphosphid-Photodioden (Monsanto MV 50), die auf der Rückseite der Zähler angebracht sind. 20 ms nach jedem Ereignis werden die Photodioden aller 4 Zähler gezündet und die Multiplier-Signale wie bei einem normalen Ereignis registriert. Die Verzögerung um exakt einen Synchrotronzyklus von 20 ms stellt sicher, daß das Referenzsignal im nächstfolgenden Photonenstrahl-Impuls unter einer Belastung des Multipliers aufgenommen wird, wie sie zum Zeitpunkt des Ereignisses vorlag.

Auf diese Weise können Langzeitveränderungen der Multiplier-Verstärkung erkannt und durch Nachstellen der Hochspannung ausgeglichen werden. Außerdem kann geprüft werden, ob aufgrund einer möglicherweise zu hohen Zählrate Trigger verlorengehen.

## Eichung der Schauerzähler

Zur Grobeichung der Schauerzähler wird im Synchrotron ein Photonenstrahl mit einer Bremskante bei 2 GeV erzeugt. Durch geeignete Wahl des Magnetfeldes des 2MC30 wird erreicht, daß Elektronen oder Positronen bis 2 GeV den untersuchten Schauerzähler treffen. Die Oberkante des vom Schauerzähler gelieferten Impulshöhenspektrums entspricht dann der Energie von 2 GeV. Aus diesem Wert kann wegen der weitgehenden Linearität der Eichkurve der Schauerzähler die Schwelle für den Trigger bestimmt werden.

Bei der späteren Datenauswertung wird die Energiemessung der Schauerzähler verglichen mit der Energieberechnung über die Trajektorie im Magnetfeld. Auf diese Weise wird dann geprüft, ob die Triggerschwelle richtig eingestellt war.

## 2.6 Geometrische Vermessung der Apparatur

Je einmal vor und nach der gesamten Datennahme wurde die Apparatur vermessen, bezogen auf die Sollage des Photonenstrahls. Es wurden die Positionen vermessen von

- Target
- Konverter
- Magnet
- den Schauerzählern
- den Funkenkammer-Teleskopen

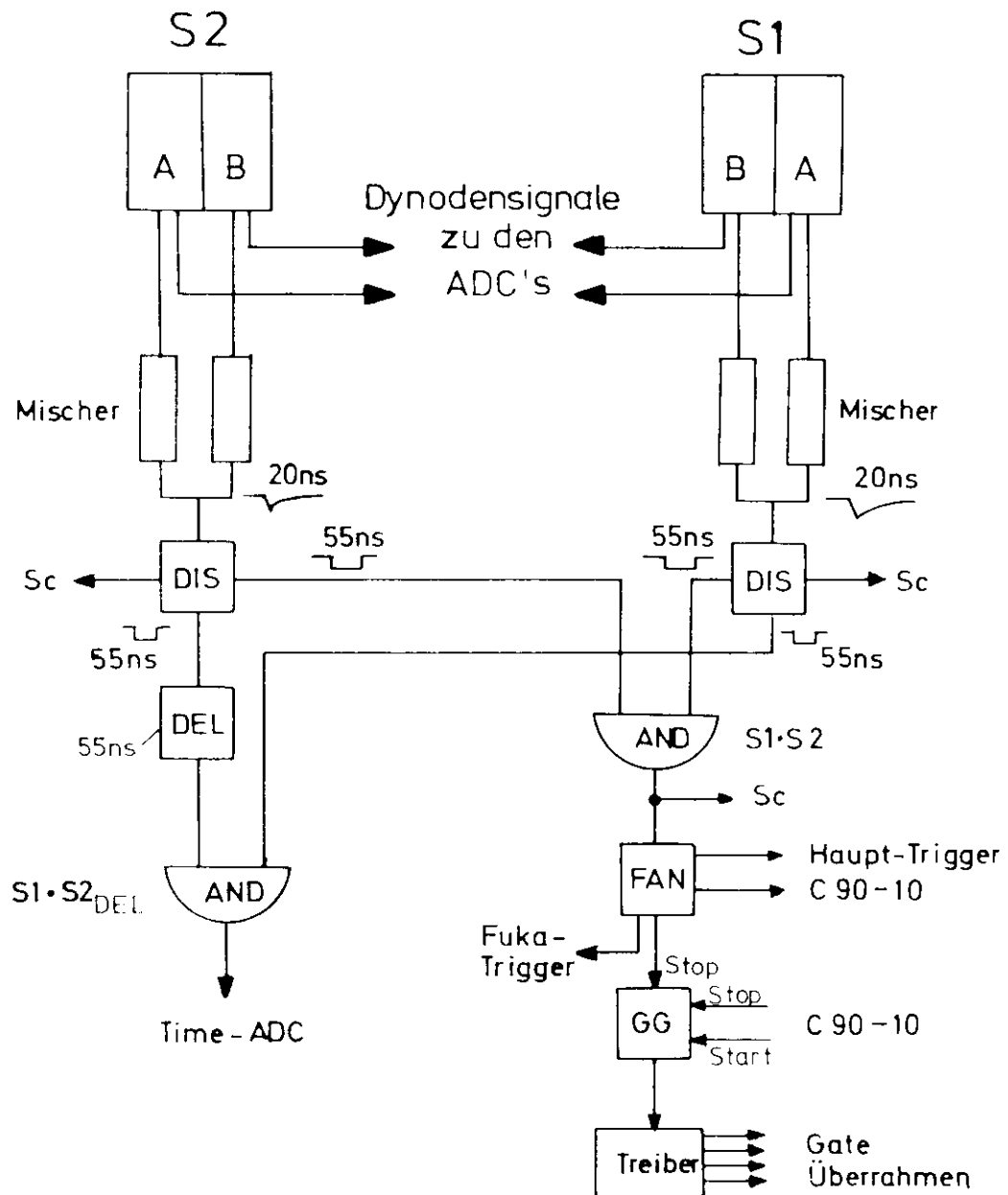
(von letzteren jeweils ein Referenzpunkt am Anfang und am Ende des Teleskops)

Der Vergleich zwischen beiden Messungen zeigt einen typischen Meßfehler von  $\pm 0.5$  mm in der absoluten Positionsmessung. Die bezüglich der Winkelbestimmungen wichtigen relativen Positionen der Funkenkammerblöcke zueinander wurden mit einer Genauigkeit von  $\pm 0.10$  mm gemessen.

## 2.7 Apparative Elektronik

### 2.7.1 Schnelle Elektronik

Die Triggerelektronik ist in Abb. 7 in einem Blockschaltbild dargestellt. (Verzögerungsglieder sind z.T. zusammengefaßt, Dämpfungsglieder und einige Signalverteiler sind nicht dargestellt.)



**Abb. 7:** (Vereinfachtes) Blockschaltbild der schnellen Elektronik

S1, S2: Schauerzähler-Blöcke; DIS: Diskriminator;

DEL: Verzögerungsglied; FAN: Signalverteiler; GG: Gategenerator

Die Anodensignale der beiden Zähler A und B eines jeden Blocks werden über Widerstände passiv addiert. Die Schwelle des jeweils folgenden Diskriminators ist so eingestellt, daß Pulse von Teilchen mit einer Energie unter 0.3 GeV unterdrückt werden. Die Diskriminatoren erzeugen Rechteckimpulse einer Länge von 55 ns, so daß die folgende Koinzidenzstufe (AND) eine zeitliche Toleranz von  $\pm 55$  ns enthält. Neben diesem Signal, das den Haupttrigger bildet, wird eine um 55 ns verzögerte Koinzidenz erzeugt. Die Länge des Impulses  $S1 \cdot S2_{\text{DEL}}$  ist innerhalb der Koinzidenztoleranz linear abhängig von dem zeitlichen Abstand zwischen den Signalen der beiden Schauerblöcke S1 und S2. Dieses Signal wird zur Messung dieser Zeitdifferenz auf einen Analog-Digital-Konverter (ADC) gegeben.

### 2.7.2 Zähler-Elektronik

Der Überwachung des Meßablaufs dienen mehrere elektronische Zähler und ein Digitalvoltmeter (DVM), welches über einen Relais-Multiplexer an mehrere Meßstellen angeschlossen werden kann.

Die elektronischen Zähler liefern

- die Einzelzählrate der Schauerzähler
- die Zahl der Trigger-Koinzidenzen
- die Zahl der Quantameter-Entladungen (Sweeps)
- die Zählrate der beiden Monitorzähler zur Totzeitkorrektur
- die Zahl der Hochspannungspulse einer beliebig wählbaren Funkenkammer
- den zeitlichen Abstand des Triggers vom Augenblick maximaler Synchrotronenergie in Einheiten von  $10^{-6}$  s (Spillzähler)
- die Zeit seit Beginn der Meßreihe in Einheiten von  $10^{-1}$  s
- das Datum und die Uhrzeit
- alle Einzelzählraten der Szintillationszähler des Kontrollspektrometers sowie alle Koinzidenzen, welche Trajektorien definieren.

Darüberhinaus kann über Data-Boxen eine Reihe von festen Parametern eingegeben werden. Zu diesen gehören: Art und Stellung des Synchrotron-Targets, Füllzustand und Druck des Wasserstofftargets, eventuelle Änderungen in der Strahlführung.

Das DVM wird an folgende Meßstellen angeschlossen:

- Referenzspannungen für den Strom des Analysiermagneten 2MC30, des Kontrollspektrometers und aller Reinigungsmagneten im Strahl
- die Hallspannungen zweier im Magneten 2MC30 fest installierter Hallsonden zur Feldkontrolle
- Referenzspannungen für die Hochspannungen an den Photomultipliern der Schauerzähler.



### 3. Aufnahme der Daten

Zur Steuerung des Experiments wird ein Digitalrechner vom Typ C 90-10 der Firma CAE<sup>+)</sup> benutzt. Im folgenden wird ein Überblick über die Funktionen des Rechners und die Steuerung des Datenflusses gegeben.

#### 3.1 Aufgaben des Digitalrechners

Der Rechner hat eine Speicherkapazität von 16 k 12-bit-Worten. Die Zykluszeit beträgt 1.75  $\mu$ s.

Die Aufgaben der Maschine sind

- Steuerung des Meßablaufs
- Erfassen der Daten
- Datenübertragung zur DESY-Rechenanlage IBM 360/75
- Herstellung statistischer Verteilungen und Ausgabe über Bildschirm und Schreibmaschine.

Die C90-10 ist über eine Koppel elektronik (Interface) an die Elektronik des Experimentes angeschlossen (s. Abb. 8). Die wesentlichen Bestandteile des Interface sind der INPUT/OUTPUT-Coupler, ein 16 x 12-bit-Multiplexer sowie (in Abb. 8 nicht gezeichnete) Steuereinheiten und Flip-Flop-Register zur ADC-Auslese. Der INPUT/OUTPUT-Coupler liefert Steuersignale (START, STOP, RESET) für das Quantameter (QM), die elektronischen Zähler, das Main-Gate (MG), das Digitalvoltmeter (DVM) und die Funkenkammer-Ausleseelektronik. An seinen Eingängen akzeptiert der Coupler den Inhalt der ADC-Puffer, die Magnetkernadressen von der Funkenkammer-Ausleseelektronik, sowie das Ausleseergebnis des DVM.

Ereignisse, auf die der Rechner prompt reagieren muß, haben über "Interrupt"-Eingänge direkten Zugriff zum Rechenwerk. Auf diese Weise sind ohne Zeitverzug Eingriffe in den Programmablauf möglich.

---

<sup>+)</sup> CAE: Compagnie Européenne d'Automatisme Electronique, Fa. später umbenannt in CII.

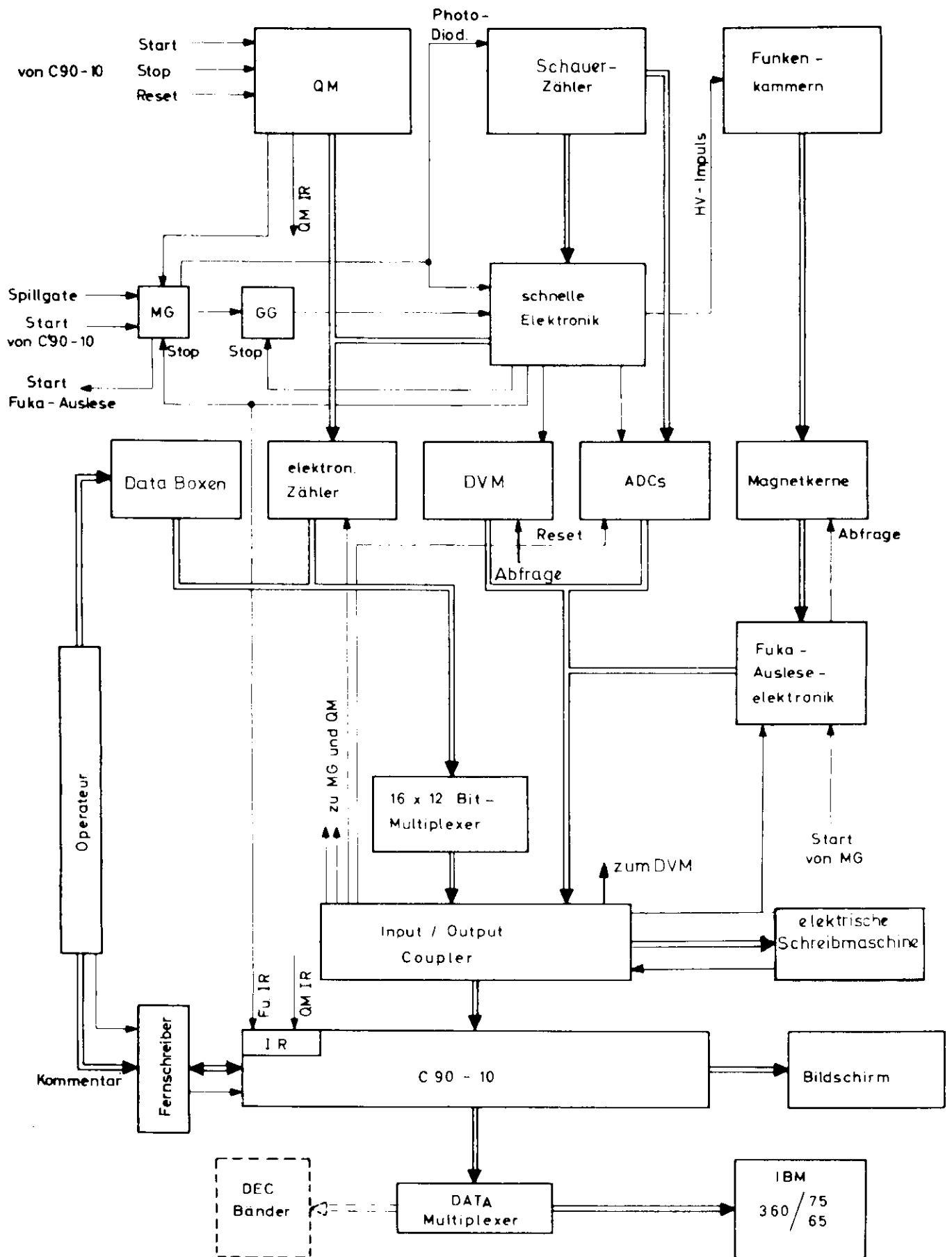


Abb. 8: Steuerung der Datennahme (vereinfacht)

⇒ Datentransport, → Steuersignal,

QM: Quantameter; MG: Main-Gate; GG: Gate-Generator;

IR: Interrupts; FuIR: Funken-IR; QM-IR: Quantameter-IR

### 3.2 Meßablauf

Die Datennahme gliedert sich in eine Folge von Meßläufen ("Runs"), deren Dauer 30-60 min beträgt, entsprechend  $1.5-3.0 \cdot 10^{13}$  eff. Quanten. Der Strom des Kontrollspektrometers wird von Run zu Run variiert. Im Mittel liefern je 30 aufeinanderfolgende Runs eine vollständige Messung des Photonenspektrums.

Die Steuerung des Meßablaufs und des Datenflusses ist vereinfacht in Abb. 8 wiedergegeben. Zu Beginn eines Meßruns sendet die C90-10 ein RESET an die elektronischen Zähler, öffnet das Main-Gate der schnellen Elektronik und macht diese damit empfindlich und startet den Integrator des Quantameters.

Trifft ein Ereignis ein, so wird mit einer Verzögerung von ca. 150 ns gegenüber dem Teilchendurchgang über einen Gate-Generator die schnelle Elektronik geschlossen, die Hochspannungspulser für die Funkenkammern werden gezündet (Verzögerung des Hochspannungsimpulses an den Funkenkammern ca. 220 ns), die Gate-Eingänge der ADCs geöffnet (300 ns Verzögerung). Ein Interruptsignal erreicht die C90-10 ca. 0.5  $\mu$ s nach dem Koinzidenzereignis und bewirkt die Auslese der ADC-Information sowie folgender Zählerstände: Sweepzahl, Uhrzeit, Zeitpunkt innerhalb des Synchrotron-Zyklus, Totzeitmonitor-Rate. Nach Beendigung der Auslese (Dauer einige ms) erfolgt ein RESET der ADCs. Inzwischen hat das Trigger-signal das Main-Gate geschlossen, welches der Funkenkammer-Ausleseelektronik das Startsignal erteilt. Je 32 Magnetkerne werden über einen gemeinsamen Abfragedraht gleichzeitig auf ihren Zustand überprüft, 32 getrennte Leseleitungen übertragen parallel die Information dieser Kerne zur Ausleseelektronik, die der C90-10 die Adressen der durch Funkenstrom geklappten Kerne anbietet.

Exakt 20 ms nach dem Ereignis werden die Photodioden der Schauerzähler gezündet und ihre Analogsignale konvertiert. Die Rechenmaschine liest die ADCs nochmals aus und gibt ihnen wieder ein RESET.

Die Speicherung der Daten in der C90-10 ist im Mittel ca. 10 ms nach dem Eintritt des Ereignisses beendet. Das Main-Gate wird wieder geöffnet und die schnelle Elektronik ist wieder empfindlich. Die C90-10 aktiviert dann den Datenkanal zur IBM für die Übertragung der Ereignis-Information. Die Übertragung dauert ca. 20 - 40 ms. Anschließend werden die Zählraten-Verteilungen im Kernspeicher der C90-10 ergänzt und neu aufbereitet.

Während der Datenübertragung zur IBM und der Bearbeitung der Zählraten-Verteilungen ist die schnelle Elektronik wieder aufnahmebereit. Ein in dieser Zeit neu eintreffendes Ereignis kann jedoch erst nach Abschluß dieser Vorgänge be-

arbeitet werden. Die apparative Totzeit setzt sich demnach aus 2 Beiträgen zusammen:

- Während der Dateneinlese in die C90-10 ist die Apparatur vollständig unempfindlich.
- Ein während der Verarbeitungszeit eintreffendes Ereignis kann erst verzögert bearbeitet werden.

Auf beide Effekte wird mit dem Verhältnis der Monitor-Zählraten korrigiert. Die maximale Triggerrate im Experiment betrug  $3 \text{ s}^{-1}$  bei einem Totzeitverlust von ca. 15 %.

Ein Run wird nach Ablauf einer vorgewählten Zahl von Sweeps beendet. Die C90-10 liest zum Runende den Stand sämtlicher angeschlossener elektronischer Zähler aus und läßt, wie auch am Runanfang, vom DVM alle Meßstellen ausmessen. Über die Schreibmaschine werden die Zählerinhalte und die Funkenstatistik der Drahtebenen ausgedruckt.

### 3.3 Datenübertragung und -Kontrolle

Die Informationen über ein Ereignis werden in Form von 1-5 "Eventrecords" aus je 250 12-bit-Worten zur IBM übertragen und dort auf Magnetplatte gespeichert. Die Records enthalten in den ersten 64 Worten eine Kennung (Record-Typ, Run-Nr., Record-Nr.) und den Inhalt derjenigen Zähler, die bei jedem Ereignis ausgelesen werden. Der Rest eines Records enthält bis zu 93 Funkenadressen. Für Ereignisse mit mehr Funken werden Folgerecords übertragen. Dies ist bei etwa 50 % der Ereignisse der Fall.

Nach jeder Quantameter-Entladung ("Sweep") wird ein "Zähler-Record" übermittelt, welches sämtliche von der C90-10 eingelesenen Zählerstände enthält. Beginn und Ende eines Runs werden durch spezielle Records markiert, die zusätzlich zu den Zählerständen die Meßergebnisse des DVM enthalten.

Vom Plattenspeicher werden die Daten während des Meßbetriebs auf Magnetbänder kopiert, die später als Ausgangsmaterial für die Auswertung dienen. Das Kopierprogramm berechnet gleichzeitig Kontrolldaten, die es ermöglichen, das einwandfreie Funktionieren der Apparatur zu überwachen. Alle Zählerraten werden auf die Zahl der Sweeps normiert, so daß es möglich ist, ihre Konstanz unmittelbar zu überprüfen. Die Spektren der ADCs werden ausgedruckt. Vor allem die Verteilungen der Lichtdioden-Signale geben Auskunft über die Stabilität der Verstärkung der Photo-Multiplier und damit über die Konstanz der Triggerschwellen und

geben Hinweise auf eventuelle Triggerverluste. Die Meßergebnisse des DVM zu Anfang und Ende des Runs werden ausgedruckt und eventuelle Veränderungen angezeigt.

Außerdem führt das Programm für jedes 5. Ereignis eine Spurerkennung in den Funkenkammer-Teleskopen durch. Es liefert Statistiken über Funkenzahlen und Spurenwirkungsgrade in den Funkenkammern und die Zahl der Einfach- und Mehrfachspuren in den Teleskopen.

Auf diese Weise können Störungen in der Apparatur ohne große Zeitverzögerung erkannt werden.

### III. Datenauswertung

#### 1. Gang der Datenreduktion

Eine Übersicht über die Datenreduktion, die Zwischendatensätze und die Auswertemethode gibt Abb. 9.

Zunächst werden alle Runs verworfen, bei deren Aufnahme apparative Fehler auftraten. Für alle verbliebenen Funkenereignisse wird eine Spurenanalyse durchgeführt. Die Funkenadressen im Eventrecord werden ersetzt durch eine Beschreibung von Ort und Richtung der gefundenen Spuren in jeder Teleskop-Projektion, ferner das Funkenmuster der Spuren und das  $\chi^2$  der Fitgeraden. Alle übrigen Angaben über das Ereignis werden unverändert in den 1. Zwischendatensatz übernommen. Zählerrecords werden in dieser Stufe der Auswertung nicht behandelt, sondern ebenfalls unverändert in den 1. Zwischendatensatz übernommen.

Im 2. Abschnitt der Auswertung werden zunächst alle Ereignisse verworfen, denen nicht in jeder Teleskopprojektion genau eine Spur zugeordnet werden kann. Zur Einsparung von Rechenzeit werden ferner alle die Ereignisse nicht weiter behandelt, deren Gesamtenergie mit Sicherheit unter einer bestimmten Schwelle (4.5 GeV) lag. Für den Rest der Ereignisse wird mit Hilfe eines Bahnintegrationsverfahrens durch das Feld des Magneten 2MC30 eine genaue Energie- und Winkelanalyse durchgeführt.

Der 2. Zwischendatensatz enthält für jedes Ereignis neben den obengenannten Spurdaten sämtliche für das Ereignis rekonstruierbaren geometrischen und kinematischen Daten, ferner einige ausgewählte Zählerdaten. An diesem Datensatz lassen sich mit geringem Rechenaufwand Schnitte in der Kinematik, der Geometrie und in etlichen anderen Größen vornehmen.

In der nächsten Stufe der Auswertung erfolgt die Abtrennung des physikalischen und des apparativen Untergrundes. Diese Abtrennung kann nicht ereignisweise sondern nur statistisch erfolgen (s. Abschn.II, Kap.1). Sie wird daher individuell für solche Rechtecke ("Bins")  $\Delta k \cdot \Delta t$  des gesamten (k,t)-Bereichs vorgenommen, für die ein mittlerer Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  bestimmt werden soll. Aus diesem Grunde werden die Ereignisse bei der Herstellung des 3. Zwischendatensatzes bereits in (k,t)-Bins eingefüllt.

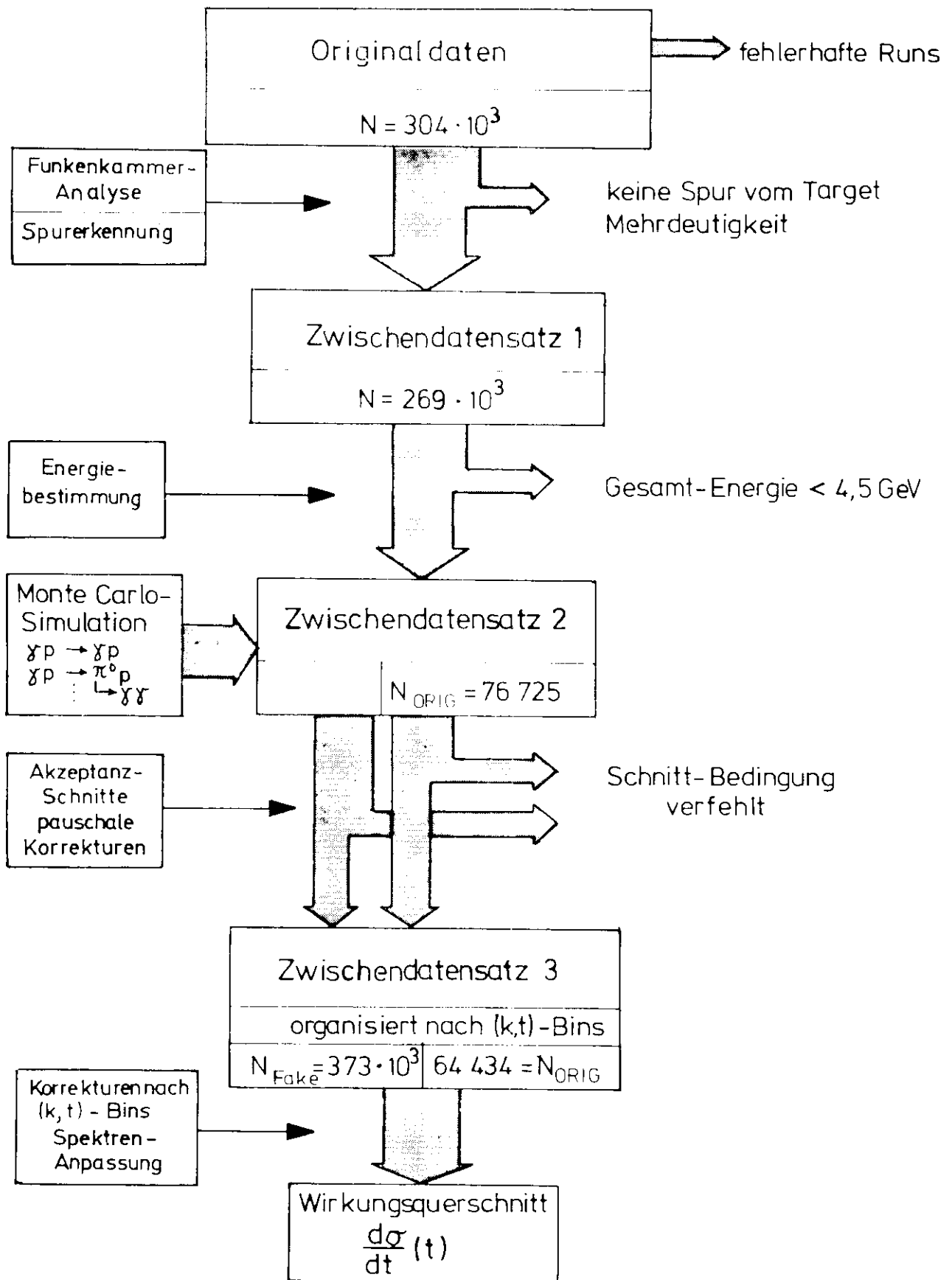


Abb. 9: Übersicht über die Datenreduktion und -auswertung

## 2. Methode der Wirkungsquerschnitts-Berechnung

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts aus der gemessenen Teilchenrate müssen folgende Größen bekannt sein:

- 1.) der Photonenfluß
- 2.) die Targetdichte
- 3.) die Konversionswahrscheinlichkeit im Konverter
- 4.) die Nachweiswahrscheinlichkeit der Zähler
- 5.) die Akzeptanz der Apparatur für das  $(k,t)$ -Bin.

Die Akzeptanz gibt an, welcher Anteil aller in das Bin  $(Ak,At)$  fallenden Ereignisse von der Apparatur aufgrund der geometrischen Anordnung erfaßt wird. Sie wird bestimmt von den geometrischen Grenzen von Zählern, Abschirmungen und von den geometrischen Schnitten im Programm. Bei ihrer Bestimmung muß berücksichtigt werden, daß in der Rekonstruktion der Teilchen Unsicherheiten bestehen wegen der begrenzten Orts- und Winkelauflösung der Apparatur und der Vielfach-Streuung der Teilchen beim Durchgang durch Materie. Diese Ungenauigkeiten führen dazu, daß Ereignisse mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit in falsche  $(k,t)$ -Bins eingeordnet werden.

Diese Ungenauigkeiten sind im einzelnen genügend genau bekannt. Ihr Einfluß auf die Akzeptanz der Apparatur für jedes einzelne  $(k,t)$ -Bin ist jedoch so kompliziert, daß eine analytische Berechnung kaum möglich ist.

Aus diesem Grund wird die Akzeptanz mit Hilfe von Simulationsrechnungen bestimmt. In der Simulation werden Ereignisse unter der Annahme bestimmter Wirkungsquerschnitte erzeugt und allen Einflüssen statistisch unterworfen, denen die tatsächlichen Ereignisse in der Apparatur unterworfen sind. Das Ansprechen der Apparatur wird in einem Format ausgegeben, das dem der gemessenen Originaldaten entspricht. Die so gewonnenen "Fake"-Daten werden der gleichen Auswertung unterworfen wie die Originaldaten. Auch für die Fake-Daten wird ein nach  $(k,t)$ -Bins geordneter "Zwischendatensatz 3" hergestellt. Die Anpassung der Fake-Daten an die Originaldaten im "Zwischendatensatz 3" liefert dann die Korrekturen für die in der Simulation angenommenen Wirkungsquerschnitte und damit die Wirkungsquerschnitte der Meßdaten.



### 3. Geometrische Rekonstruktion des Ereignisses

#### 3.1 Prinzip der Spurenanalyse

Die Spurenanalyse für die Bahnen von  $e^+$  und  $e^-$  wurde mit Hilfe des Programmsystems SPARK von G. Franke durchgeführt. Es wird in (FRA72) ausführlich beschrieben. An dieser Stelle wird das Verfahren vereinfacht dargestellt.

Die Teilchenbahnen werden jeweils getrennt für die x- und y-Projektion eines jeden Teleskops rekonstruiert entsprechend der Information aus der x- bzw. y-Ebene der Funkenkammern. Die Informationen aus den gedrehten Kammern werden in der Weise verwendet, daß alle räumlichen Schnittpunkte gezündeter Drähte in beiden Projektionen bestimmt und in das Koordinatensystem der nicht gedrehten Kammern übertragen werden.

Zur Spursuche legt das Programm eine Gerade durch 2 Funken in nicht benachbarten Kammern. Es prüft, ob in anderen Kammern Funken längs dieser Geraden innerhalb einer "Straßenbreite" von + 3 mm gemeldet sind. Durch alle auf diese Weise gefundenen Funken wird eine Ausgleichsgerade gelegt nach dem Prinzip kleinster Fehlerquadrate. Eine Gerade wird als Funkenspur dann akzeptiert, wenn folgende Bedingungen erfüllt sind:

- 1.) Zur Spur muß eine Mindestzahl von 5 Funken in verschiedenen Kammern gehören.
- 2.) Die Spur muß auf das apparative Quellengebiet zeigen oder in einen Toleranzbereich um dieses herum. Dieses Quellengebiet ist in der vertikalen Projektion die Strahlausdehnung im Target und in der horizontalen Projektion die Projektion des Konverters in die brechende Ebene des Magneten 2MC30.

Abb. 10 und Abb. 11 zeigen, daß diese Beschränkung nicht zu einem Verlust von Ereignissen führt.

Ist auf diese Weise eine Teilchenspur akzeptiert worden, werden alle zugehörigen Funken gelöscht, so daß sie für eine weitere Spurensuche nicht mehr zur Verfügung stehen. Das Programm beginnt daraufhin mit einem anderen Funkenpaar eine weitere Spurensuche und setzt dieses Verfahren so lange fort, bis alle möglichen Funkenpaare durchlaufen sind.

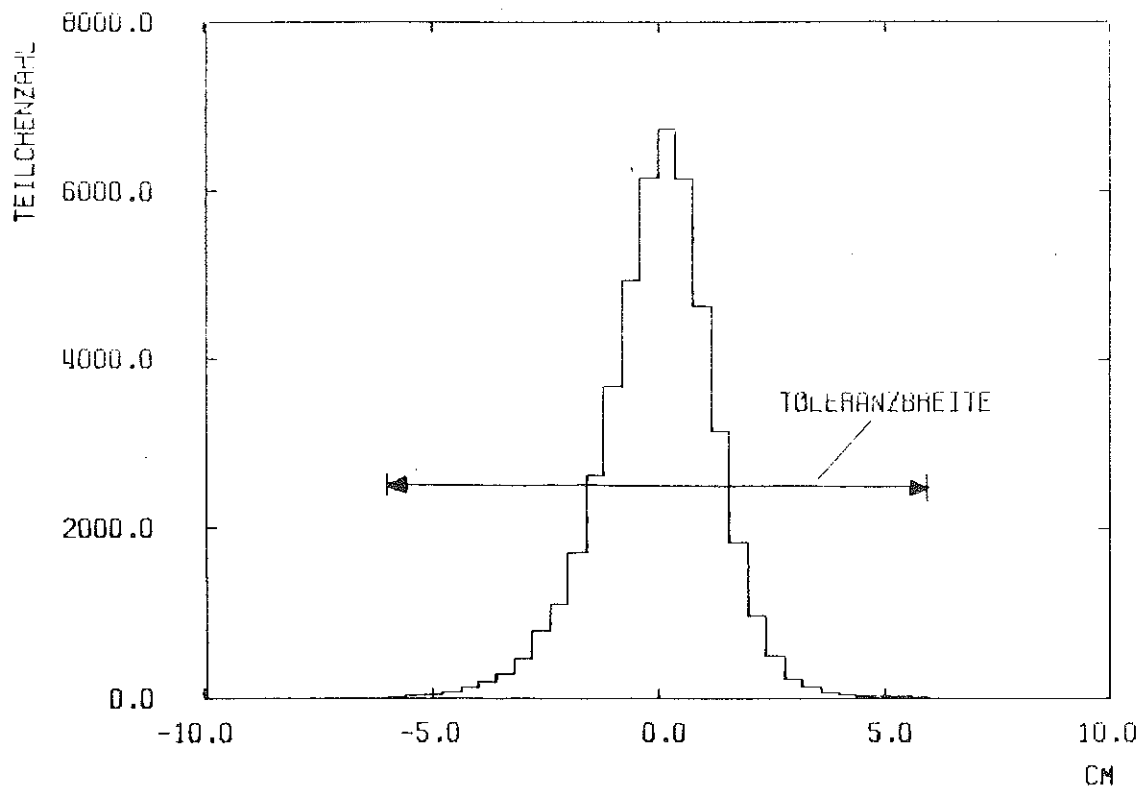


Abb. 10: Targetrekonstruktion

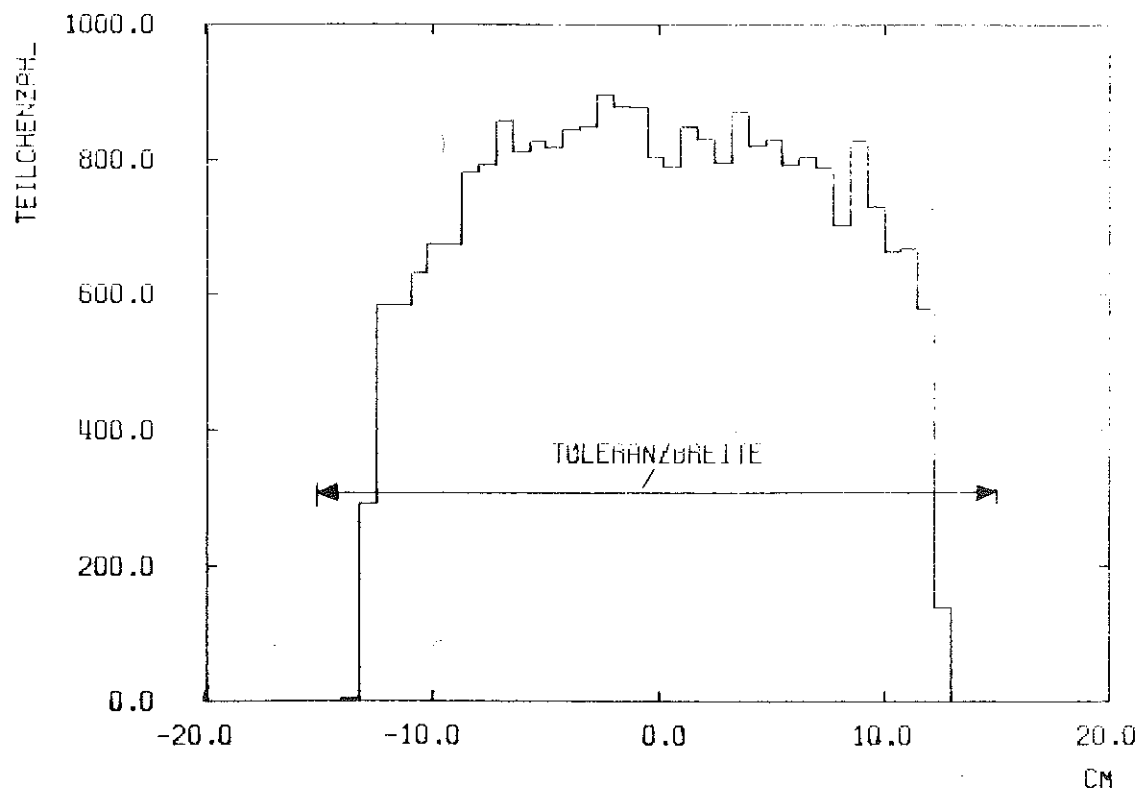


Abb. 11: Durchstoßpunkt in Magnernmitte

### 3.2 Optimierung der Parameter im Analyseprogramm

Wegen der hohen Belastung der Funkenkammern (bis zu 10 Funken/Kammer) wurden gegenüber (FRA72) neue Optima für die Mindestfunkenzahl pro Spur und für die Straßenbreite (s.Kap. 3.1) ermittelt.

#### 3.2.1 Mindestzahl von Funken auf der Spur

Die geforderte Mindestzahl von Funken auf einer Spur beeinflusst

- 1.) den Wirkungsgrad des Gesamtteleskops
- 2.) die Redundanz der Spur.

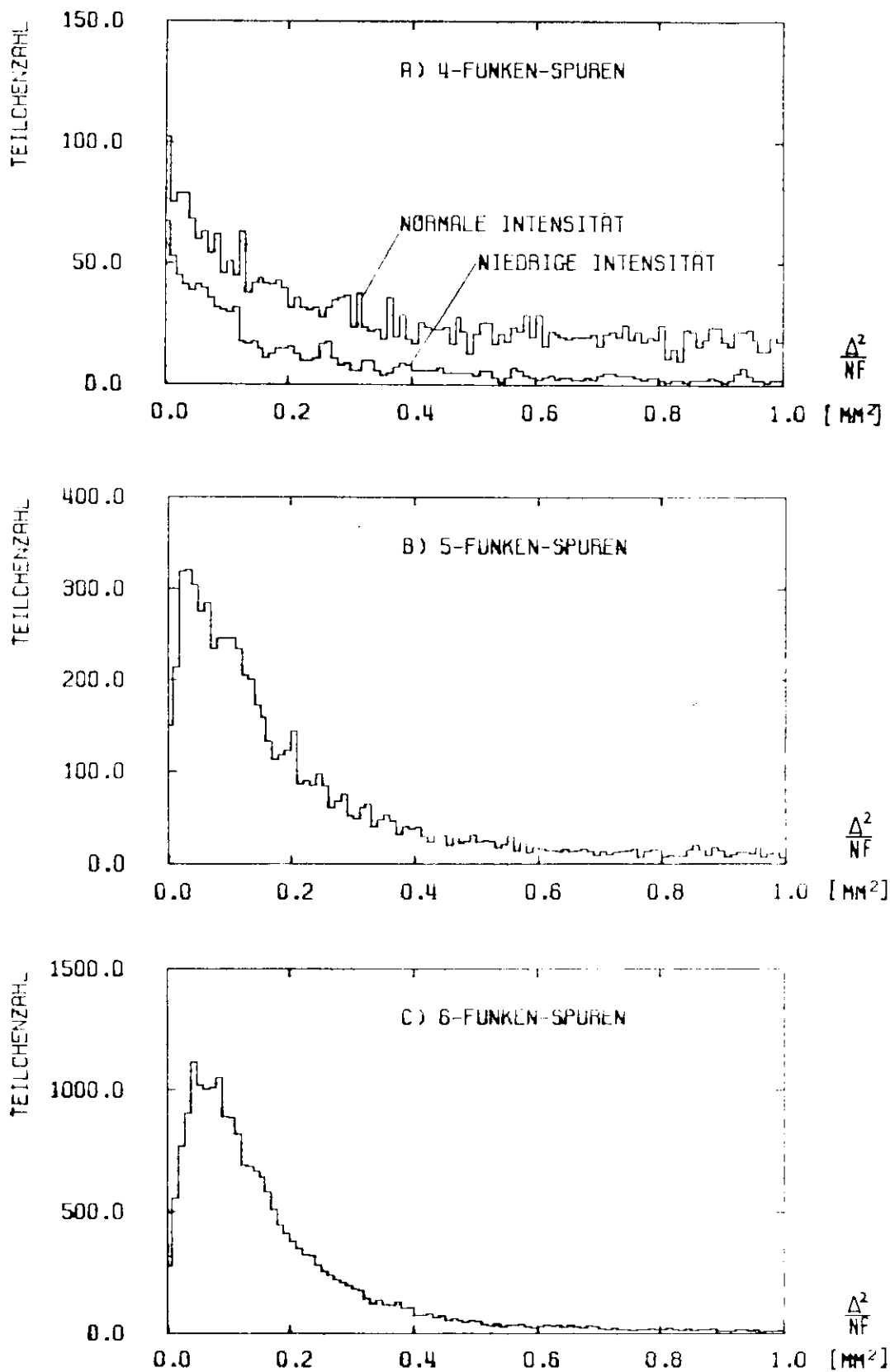
(s. Tabelle 3)

Tabelle 3: Spureneigenschaften bei verschiedenen minimalen Funkenzahlen

Mindestzahl	Wirkungsgrad des Gesamtteleskops	Anteil von Problem- spuren
4	0.999	5 %
5	0.97	1.5 %
6	0.68	1 %

Bei einem mittleren Funkenkammer-Wirkungsgrad von 97 % erfordert eine Mindestzahl von 4 Funken keine Korrektur der Daten, bei 5 Funken beträgt die notwendige Korrektur ca. 3 %, bei 6 Funken 32 %. Die Unsicherheit der Korrektur liegt je nach Spurenzahl bei 10 - 40 % des Korrekturwertes (s.Kap. 3.5). Eine zu geringe Redundanz der Spuren kann andererseits dazu führen, daß statistisch verstreute Funken zufällig zu einer Spur zusammengefaßt werden oder eine echte Spur durch einen fremden Funken verfälscht wird. Die Häufigkeit solcher Fälle ist abhängig von der Funkendichte in den Kammern und damit von der Intensität, bei der gemessen wurde.

Abb. 12 a-c zeigen die Verteilung der Spuren mit 4, 5 und 6 Funken über dem mittleren Abweichungsquadrat der Funken von der Ausgleichsgeraden. Bei 4-Funken-Spuren (Abb. 12a) ist zusätzlich eine Verteilung aus Daten eingezeichnet, die bei sehr geringer Intensität (ca. 15 % der Normalintensität) aufgenommen wurden. Der Vergleich beider Verteilungen zeigt, daß der überwiegende Teil der bei Nor-



**Abb. 12:** Abhängigkeit der Summe der Quadrate des Funkenabstandes von der Ausgleichsgeraden ( $\Delta^2$ ) über der Zahl der Freiheitsgrade in der Geradenanpassung (NF)

malintensität gefundenen 4-Funken-Spuren aus zufälligen Funkenkombinationen besteht. Bei 5-Funken-Spuren (Abb. 12b) und 6-Funken-Spuren (Abb. 12c) sind die Verhältnisse wesentlich günstiger. Ein großer Teil der fehlkombinierten Spuren wird im Zuge der weiteren Auswertung allerdings nicht dem Ereignis zugeordnet. Tabelle 3 zeigt, wie groß der Anteil an Ereignissen ist, welche durch Fehls Spuren beeinträchtigt sind.

Für die Auswertung dieses Experiments wurde eine Mindestzahl von 5 Funken festgelegt, weil die Korrektur auf den Teleskop-Wirkungsgrad noch unproblematisch ist und sich die Redundanz der 5-Funken-Spuren von der der 6-Funken-Spuren nicht wesentlich unterscheidet.

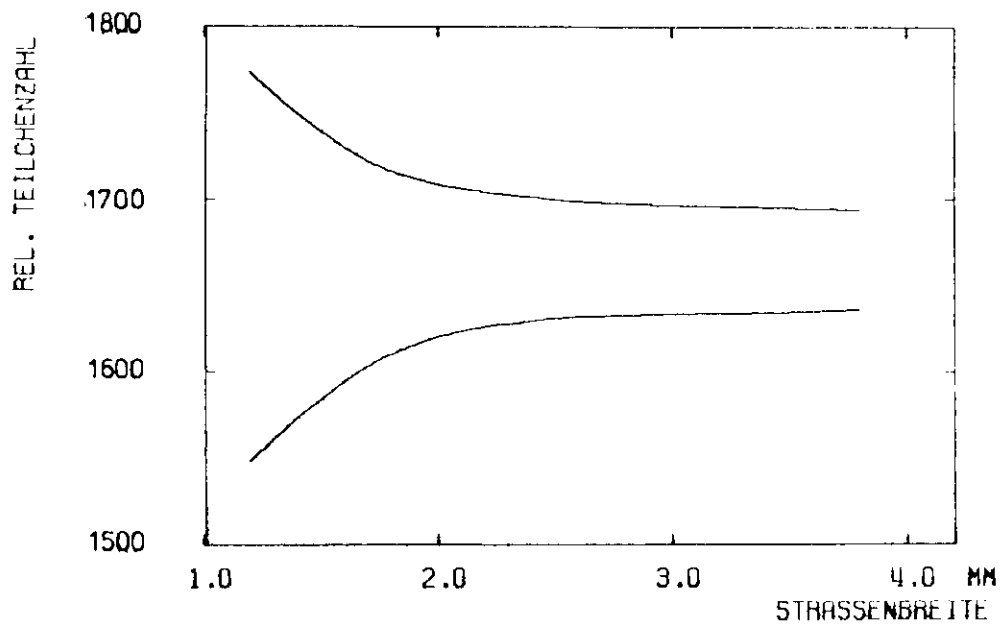
### 3.2.2 Bestimmung der Straßenbreite

Die Straßenbreite gibt an, bis zu welchem Abstand Funken als zur Spur gehörig akzeptiert werden. Sie darf nicht zu groß sein, damit eine Verfälschung der Spuren durch fremde Funken vermieden wird. Andererseits muß sie groß genug sein verglichen mit dem geometrischen Auflösungsvermögen der Funkenkammern von ca. 0.5 mm.

Die untere Kurve in Abb. 13 zeigt, wie die Zahl analysierter Ereignisse von der Straßenbreite abhängt. Eine Toleranz unter 2 mm führt zu einem deutlichen Verlust an Ereignissen. Bei der oberen Kurve ist die Ereigniszahl korrigiert um den Funkenkammer-Wirkungsgrad, wie er sich aus der Statistik der Funkenmuster bei der Auswertung mit der jeweiligen Straßenbreite ergibt. Die statistische Bestimmung des Wirkungsgrades (s. Kap. 3.5) setzt voraus, daß sich alle Kammern unkorreliert verhalten. Diese Forderung ist wegen des digitalen Auflösungsvermögens bei zu geringer Straßenbreite nicht mehr erfüllt. Aus diesem Grund werden bei einer Toleranz unter 2 mm die Verluste an Ereignissen überkompensiert, wie aus Abb. 13 (obere Kurve) ersichtlich ist. Zwischen 2 und 3 mm nähert sich die Kurve einem Plateau. Für die endgültige Auswertung wurde daher eine Straßenbreite von 3 mm verwendet.

### 3.3 Zuordnung der Spuren

Eine Bilanz der Spurenrekonstruktion gibt Tabelle 4. In 11 % aller Trigger wurde in mindestens einer Projektion keine Spur gefunden. Dieser Anteil besteht zum Teil aus Ereignissen, in denen in dieser Projektion mehr als eine Kammer nicht gezündet hat, zum größeren Teil erklärt er sich aus Fehltriggerern durch Teilchen



**Abb. 13:** Spurenwirkungsgrad

obere Kurve: korrigiert auf Funkenkammer-Wirkungsgrad

untere Kurve: nicht korrigiert

Tabelle 4: Bilanz der Spuren-Rekonstruktion

Gesamtzahl der Trigger	304505	
Mind. eine Projektion leer	33538	11.0 %
Davon wegen Funkenk.-Wirkungsgrad		2.9 % <sup>+) )</sup>
In mind. 1 Proj. 3 Spuren	157	0.1 % <sup>+) )</sup>
Eindeutige Ereignisse (in jeder Proj. genau 1 Spur)	239012	78.5 %
Mehrdeutige Ereignisse	31798	10.4 %
Zugeordnet durch gedr. Kammer	28030	9.2 %
Zugeordnet durch Durchstoßpt. in Magnetmitte	2333	0.8 %
Keine Zuordnung möglich	1435	0.5 % <sup>+) )</sup>
Gesamtzahl brauchbarer Trigger	269375	88.4 %

<sup>+) )</sup> Korrektur erforderlich

aus dem Strahluntergrund, deren Bahn außerhalb der Funkenkammern lag.

In 10.6 % aller Trigger wurde in mindestens einer Projektion mehr als eine Spur gefunden. Nach Abzug der Fälle, die durch die gedrehte Ebene im Teleskop geklärt werden können, bleibt ein Rest von 1.3 % nicht eindeutiger Spuren. Das sind solche Fälle, in denen entweder die gedrehte Ebene nicht gezündet hat oder in denen in einem Teleskop zwei vollständige Spuren gefunden wurden. Diese Fälle werden behandelt durch Rückverfolgung der Teilchenbahnen in den Magneten 2MC30. Kann der Magnet als dünne magnetische Linse für geladene Teilchen verstanden werden, läßt sich die Ablenkung der Teilchen im Feld durch einen Knick in Magnetmitte darstellen. Die daraus resultierende Bedingung, daß die rückwärtigen Verlängerungen von zusammenhängenden Teilchenbahnen sich in Magnetmitte treffen müssen, wird abgeschwächt

- a) durch die Tatsache, daß das reale Magnetfeld nicht exakt eine dünne Linse darstellt,
- b) durch die Störung der Teilchenbahnen durch Vielfachstreuung.

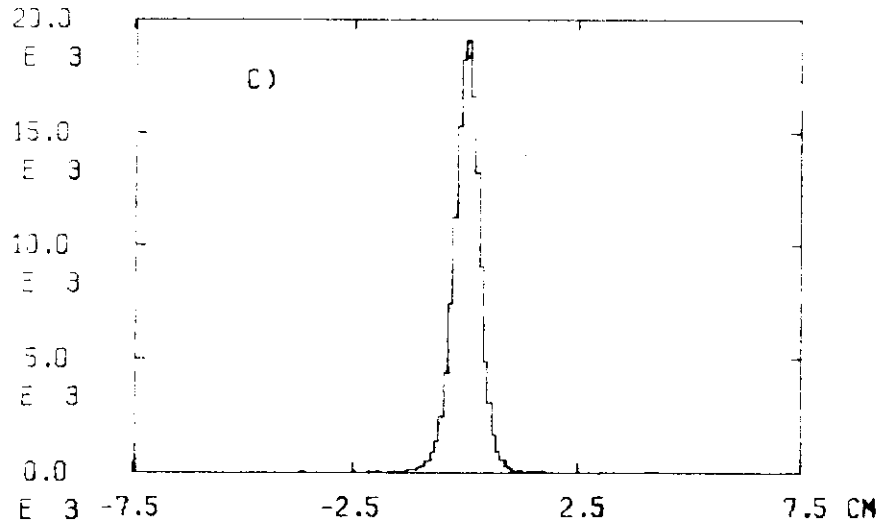
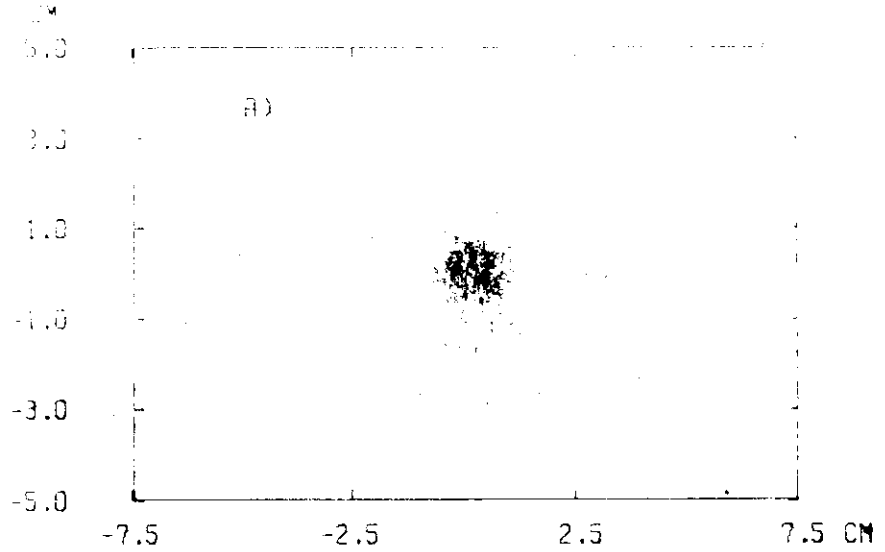
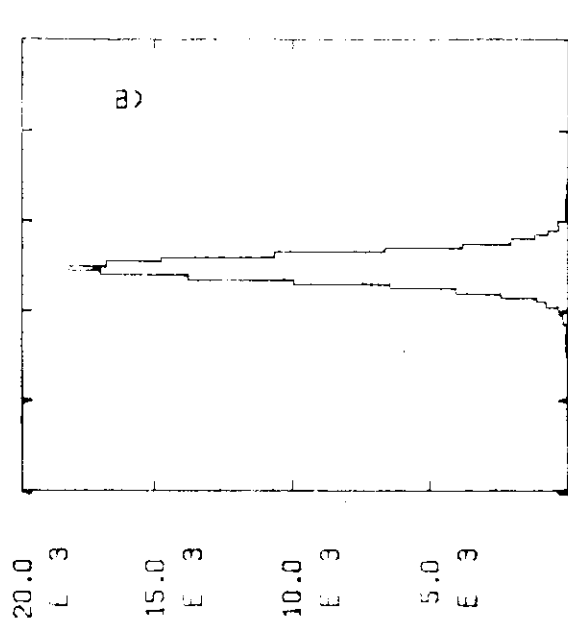
Abb. 14 zeigt in 2-dimensionaler Darstellung den Abstand  $\vec{\Delta x}$  der Durchstoßpunkte der beiden Teilchengeraden eines Ereignisses in der brechenden Ebene des Magneten. Es ist ersichtlich, daß Abweichungen über 2.0 cm nur sehr selten vorkommen. Daher werden Spurenpaare, bei denen dieser Abstand nicht überschritten wird, als zum selben Ereignis gehörend betrachtet. Erfüllen mehr als eine Kombination oder keine Kombination von Spuren diese Bedingung, wird das Ereignis verworfen. Das ist bei 0.5 % aller Trigger der Fall.

### 3.4 Korrektur auf Fehlzuordnung der Spuren

Fehlzuordnungen von Spuren in verschiedenen Teleskop-Projektionen sind möglich aus folgenden Gründen:

- 1.) Wenn in einer Teleskop-Projektion die echte Spur nicht sichtbar ist, aber genau eine (falsche) Spur gefunden wurde, wird das Ereignis als eindeutig identifiziert. Dieses gilt auch für scheinbar gute Ereignisse aus zufälligen Triggerkoinzidenzen.
- 2.) Die Zuordnung durch die gedrehte Funkenkammer kann aufgrund von Funkenuntergrund in dieser Kammer falsch sein.
- 3.) Die Zuordnung über den Abstand der Durchstoßpunkte in Magnetmitte kann falsch sein aufgrund eines zufällig geringen Abstands bei nicht zueinander gehörenden Punkten.





**Abb. 14:** Abstand der Durchstoßpunkte  
 der in den Teleskopen gefun-  
 denen Spuren in Magnetmitte  
 A) 2-dimensionale Verteilung  
 B) vertikale Projektion  
 C) horizontale Projektion

Auf diese Fehlzuordnungen wird statistisch korrigiert über den Abstand der Durchstoßpunkte in Magnetmitte (Abb. 14). Für die Auswertung werden Ereignisse mit einem Abstand  $|Ax| > 4$  cm verworfen. Der Untergrund im Bereich  $|Ax| > 4$  cm wird ermittelt unter der Annahme, daß die Untergrundverteilung vom Außenbereich bis zum Punkt  $|Ax| = 0$  hin linear ansteigt. Daher werden Ereignisse aus dem Bereich  $|Ax| > 4$  cm mit einem geeigneten Normierungsfaktor versehen als statistisch repräsentativ für die Ereignisse unter dem Verteilungsmaximum bei  $|Ax| = 0$  angesehen. Für solche Ereignisse wird eine  $(k,t)$ -Verteilung hergestellt, die bei der Spektrenanpassung (Kap.5.4) von der  $(k,t)$ -Verteilung der Originaldaten abgezogen wird. Wegen der Unsicherheit der Extrapolation wird als Fehler 50 % des mittleren Korrekturwertes von 1 % angesetzt.

### 3.5 Der Teleskop-Wirkungsgrad

Der Wirkungsgrad einer Funkenkammer-Ebene ist definiert durch

$$\eta_e = \frac{N_F}{N_0} \quad (\text{III.1})$$

Dabei ist  $N_F$ : Zahl der Spuren, zu denen diese Kammerebene einen Beitrag geleistet hat,

$N_0$ : Gesamtzahl der untersuchten Spuren.

Zur Vermeidung einer statistischen Verfälschung dürfen dabei nur solche Spuren betrachtet werden, die in den nicht untersuchten Kammerebenen ein gleiches Funkenmuster hatten. Der Wirkungsgrad der gesamten Funkenkammer ist bestimmt durch die Wirkungsgrade beider Ebenen und die Kopplung zwischen ihnen. Er wird beschrieben durch die  $(2 \times 2)$ -Matrix

$$\begin{pmatrix} \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N_F^{ij} \\ N_0 \end{pmatrix} \quad (i,j = 1,2) \quad (\text{III.2})$$

Dabei bedeutet

$N_F^{11}$ : Zahl der Fälle, wenn x-Proj. und y-Proj. gezündet  
 $N_F^{12}$ : " " x-Proj. gezündet, y-Proj. nicht  
 $N_F^{21}$ : " " y-Proj. gezündet, x-Proj. nicht  
 $N_F^{22}$ : " " y-Proj. und x-Proj. nicht gezündet

Der Wirkungsgrad eines Teleskoparms ergibt sich daraus zu

$$\eta_T = \sum_{\substack{\text{alle } i,j \\ = 1,2}} \eta_1^{i_1 j_1} \cdot \eta_2^{i_2 j_2} \cdot \eta_3^{i_3 j_3} \cdot \eta_4^{i_4 j_4} \cdot \eta_5^{i_5 j_5} \cdot \eta_6^{i_6 j_6} \quad (\text{III.3})$$

mit der Einschränkung, daß es in jeder Projektion höchstens einen Ausfall gegeben haben darf.

Für das gesamte 2-Arm-Teleskop gilt

$$\eta_G = \eta_{T=1} \cdot \eta_{T=2} \quad (\text{III.4})$$

Da eine Ortsabhängigkeit des Funkenkammer-Wirkungsgrades nicht ausgeschlossen werden kann, wurde der Korrekturwert nach (k,t)-Bins der Ereignisse ermittelt und angebracht.

Die Genauigkeit des Korrekturwertes hängt ab von der Anzahl an Ereignissen, die im jeweiligen (k,t)-Bin zur Bestimmung zur Verfügung standen. Bei einem Teleskop-Wirkungsgrad von  $\eta_G = 97\%$  und der vorliegenden Kopplung zwischen den Funkenkammerebenen ist der Korrekturwert mit einem statistischen Fehler behaftet, der 28% des statistischen Fehlers der gemessenen Teilchenzahl in diesem (k,t)-Bin beträgt.

#### 4. Kinematische Rekonstruktion des Ereignisses

Die kinematische Analyse geht aus vom Zwischendatensatz 1 und verwendet die dort enthaltenen Angaben über Ort und Steigung der Teilchenbahnen in den beiden Teleskoparmen. Sie bestimmt durch Rückverfolgung beider Teilchenbahnen durch das Magnetfeld den Impuls von Elektron und Positron und den Bahnwinkel des Comptongestreuten Photons. Aus diesen Angaben lassen sich alle übrigen kinematischen Größen berechnen.

##### 4.1 Rekonstruktion im Magnetfeld

Die Ablenkung eines einfach geladenen Teilchens im Magnetfeld wird beschrieben durch

$$d\vec{p} = \frac{e_0}{c} (\vec{e} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} \quad (\text{III.5})$$

mit  $\vec{p}$  Teilchenimpuls

$e_0$  Elementarladung

$c$  Lichtgeschwindigkeit

$\vec{e}$  Einheitsvektor in Bewegungsrichtung

$\vec{B}$  Magnetische Flußdichte

$l$  Länge der Teilchenbahn im Feld

Für den Ablenkungswinkel gilt

$$d\vec{e} = \frac{d\vec{p}}{p} = \frac{1}{p} \cdot \frac{e_0}{c} (\vec{e} \times \vec{B}) \cdot d\vec{l} \quad (\text{III.6})$$

Durchläuft das Teilchen einen homogenen Feldsektor vertikal zum Flußdichtevektor, vereinfacht sich Gleichung (III.6) zu

$$|d\vec{e}| = d\theta = \frac{e_0}{c} \cdot \frac{1}{p} \cdot B \cdot dl$$

oder integriert

$$\theta - \theta_0 = \frac{e_0}{c} \cdot \frac{1}{p} \cdot B \cdot l \quad (\text{III.7})$$

#### 4.1.1 Näherung für dünne magnetische Linse

Wird in Gleichung (III.7) das Produkt  $B \cdot l$  ersetzt durch einen mittleren Wert von

$$(BL) = \int B dl$$

für typische Teilchenbahnen durch den Magneten, ergibt sich mit

$$p = \frac{e_0}{c} \cdot \frac{(BL)}{\theta - \theta_0} \quad (\text{III.8})$$

eine einfache Möglichkeit zur näherungsweise Bestimmung des Teilchenimpulses aus dem Ablenkungswinkel im Magnetfeld. Dabei ist  $\theta$  der Winkel der horizontalen Projektion der Teilchenbahn im Funkenkammer-Teleskop.  $\theta_0$  ist die horizontale

Projektion des Streuwinkels des Photons. Die Bahn des Photons ist bestimmt durch die Position des Targets und den Durchstoßpunkt der nach rückwärts verlängerten Teilchenbahnen aus den Funkenkammern in der brechenden Ebene des Magneten. Mit diesen beiden Größen ist auch der Durchstoßpunkt im Konverter bekannt. Die vertikalen Projektionen aller Winkel ergeben sich unmittelbar aus der Richtung der Teilchenspuren in den Funkenkammern, da im homogenen vertikalen Magnetfeld eine vertikale Ablenkung nicht erfolgt.

#### 4.1.2 Die Bahnintegration

Das numerische Bahnintegrationsverfahren bestimmt die Bahn des Elektrons bzw. des Positrons im Magnetfeld. Es benutzt als Startwerte die nach dem oben beschriebenen Verfahren ermittelten Näherungswerte für den Durchstoßpunkt im Konverter, für den Bahnwinkel im Konverter und für den Impuls des jeweiligen Teilchens. Die Ablenkung des Teilchens wird jeweils in einem Quader des vermessenen Feldnetzes nach Gleichung (III.6) durchgeführt. Dabei werden Richtung und Betrag des Magnetfeldes innerhalb des Quaders als konstant angenommen, der Feldwert wird linear interpoliert aus den Werten an den Quader-Eckpunkten entsprechend der mittleren Entfernung der Teilchenbahn von den Eckpunkten. Auf diese Weise wird die Teilchenbahn stückweise zusammengesetzt bis zum Ende der Funkenkammerteleskope.

Die rekonstruierten Teilchenbahnen treffen normalerweise nicht die beiden von der Spurenanalyse gelieferten Referenzpunkte, die in jedem Teleskoparm die tatsächliche Bahn der Teilchen beschreiben. Aus den Abweichungen von diesen Referenzpunkten werden Korrekturen für die Startwerte berechnet. In der horizontalen Projektion werden die Impulse der Teilchen nach Gleichung (III.8) korrigiert, gleichzeitig wird der Startpunkt im Konverter so verschoben, daß eine optimale Anpassung an die Referenzpunkte nach der Methode kleinster Fehlerquadrate zu erwarten ist. Die horizontale Projektion der als gemeinsam angesetzten Startrichtung beider Teilchen im Konverter ergibt sich aus dem Target-Ort und dem Konverter-Durchstoßpunkt und wird nicht gesondert angepaßt. In der vertikalen Projektion werden der gemeinsame Konverter-Durchstoßpunkt und die Startrichtung ebenfalls mit der Methode kleinster Fehlerquadrate an die Referenzpunkte angepaßt. Die in der Vertikalen geringen Einflüsse des Magnetfeldes werden bei der Bestimmung der Korrekturverschiebung nicht berücksichtigt.

Mit diesen neuen Startwerten wird die Bahnintegration wiederholt. Die Iteration wird solange fortgesetzt, bis die erwartete Verbesserung des Fehlerquadrats

durch eine weitere Iteration unter 5 % liegt. In diesem Fall haben sich erfahrungsgemäß die Teilchenimpulse bis auf eine relative Abweichung von weniger als  $10^{-4}$  dem Konvergenzwert genähert.

Durch eine geeignete Wahl der Größe (BL) kann die mittlere Zahl der Iterationen auf 1-2 reduziert werden.

#### 4.2 Bestimmung aller kinematischen Größen

Das numerische Bahnintegrationsverfahren liefert folgende Größen:

- Die Impulse von Elektron und Positron  $p_1, p_2$
- Den Streuwinkel des Comptongestreuten Photons  $\theta$

Aus den Teilchenimpulsen ergibt sich die Energie  $E_1$  und  $E_2$  nach

$$E_i = (p_i^2 + m^2)^{1/2} \quad i = 1, 2 \quad (\text{III.9})$$

( $c = 1$  gesetzt wie im folgenden immer).

Die Energie des Photons nach der Streuung ist dann

$$k = E_1 + E_2 \quad (\text{III.10})$$

unter Vernachlässigung der bei der Konversion auftretenden Strahlungsverluste. Diese lassen sich nur statistisch behandeln. Sie sind im Mittel sehr gering (<1 %) und werden berücksichtigt bei der Herstellung der Fake-Daten.

Die Energie des Photons vor der Streuung berechnet sich zu

$$k = \frac{k'}{1 - k'/m(1 - \cos\theta)} \quad (\text{III.11})$$

( $m$  = Masse des Rückstoßteilchens)

Danach folgt für das Quadrat des Vierer-Impuls-Übertrags

$$t = -2kk'(1 - \cos\theta) \quad (\text{III.12})$$

Damit sind alle wichtigen kinematischen Größen bekannt.

### 4.3 Genauigkeit der kinematischen Daten

Für die Genauigkeit der kinematischen Rekonstruktion sind maßgebend:

- die Genauigkeit, mit der die Apparatur geometrisch vermessen ist
- die Genauigkeit, mit der das Magnetfeld bekannt ist
- die Genauigkeit, mit der die Lage der Teilchenbahnen in der Apparatur bekannt ist.

Die meßtechnischen Ungenauigkeiten und Auflösungsgrenzen sind in Tabelle 5 aufgeführt.

Die Vermessung der Apparatur wurde in Abschn. II, Kap.2.6, beschrieben. Die Vermessung der Position des Photonenstrahls zur übrigen Apparatur wurde mit Hilfe photographischer Strahlaufnahmen durchgeführt. Die Strahldivergenz ergibt sich aus dem Vergleich der Strahlbreite am Target mit der fast punktförmigen Quelle im Synchrotron.

Die Orts- und Winkelauflösung der Funkenkammer-Teleskope wurde statistisch ermittelt aus den Abweichungen der Funkenorte von der Ausgleichsgeraden (s.Kap.3.1).

Der mittlere Streuwinkel im Konverter wurde abgeschätzt nach der Rossi-Formel für die Vielfachstreuung und dem mittleren Winkel des Elektron-Positron-Paares bei der Paarerzeugung.

Die Genauigkeit des Magnetfeldes ist in den energiebestimmenden Komponenten vor allem abhängig von der Konstanz des Erregerstroms. Diese wurde nicht weiter getrieben als angegeben, weil die Ungenauigkeit der Synchrotron-Energie in einer ähnlichen Größenordnung liegt und daher ohnehin eine Anpassung der Spektren notwendig ist. Die Genauigkeit in den winkelbestimmenden Komponenten des Feldes ist sehr empfindlich abhängig von der geometrischen Justierung der Meßsonde bei ihrer Eichung und bei der Feldmessung. Sie wird aus der Genauigkeit ermittelt, mit welcher der Targetort und der Konverterort aus den Daten rekonstruiert werden konnten. Abweichungen, die mit den anderen oben aufgeführten Meßfehlern nicht zu erklären sind, werden der Feldgenauigkeit zugeschrieben. Dieses ist nicht problematisch, da eine falsche Zuweisung keinen großen Einfluß auf die Abschätzung der kinematischen Auflösung hat.

Die Abschätzungen ergeben eine Energieauflösung der Apparatur von 25 MeV, entsprechend  $4.2 \cdot 10^{-3}$  der Maximalenergie. Der systematische Fehler in der Kantenenergie beträgt 9 MeV, entsprechend  $1.5 \cdot 10^{-3}$ . (Diese Abschätzung wird durch

Tabelle 5: Ungenauigkeiten der Messung und apparative Auflösung

Ursache	Primär- fehler	Winkel- fehler	Syst.fehler in $k$	Auflösung in $k$	Syst.fehler in $\theta$	Auflösung in $\theta$
Vermessung d. Funkenkammern	0.1 mm	0.1 mrad	$10^{-3}$	0	0.1 mrad	0
Sollstrahl- Abweichung	0.5 mm	0.2 mrad	0	0	0.2 mrad	0
Strahl- divergenz		0.1 mrad	0	0	0	0.1 mrad
Funkenkammer- rekonstruktion	0.4 mm	0.6 mrad	0	$2 \cdot 10^{-3}$	0	0.4 mrad
Konverter- streuung		0.6 mrad	0	$3.6 \cdot 10^{-3}$	0	0.4 mrad
Magnetstrom- konstanz	$1 \cdot 10^{-3}$		$1 \cdot 10^{-3}$	$1 \cdot 10^{-3}$	0	0
Eichung und Just.d.Sonde	$1 \cdot 10^{-3}$		0	0	0.1 mrad	0.8 mrad
Fehler-summe			$1.5 \cdot 10^{-3}$	$4.2 \cdot 10^{-3}$	0.2 mrad	1.0 mrad



das Ergebnis der Kantenanpassung der Spektren (Kap.5.4.1) bestätigt).

Die Winkelauflösung für den Photonwinkel beträgt 1 mrad entspr.  $\Delta t$  zwischen 0.001 bei  $|t| = 0.007$  und 0.003 bei  $|t| = 0.08$ . Der absolute Fehler in der Winkelbestimmung beträgt (nach einer pauschalen Korrektur der Teilchenbahnen auf die Konverter- und Targetposition) 0.2 mrad entspr.  $\Delta t = 0.0002$  bei  $|t| = 0.007$  und  $\Delta t = 0.0006$  bei  $|t| = 0.08$ .

## 5. Berechnung des Wirkungsquerschnittes

### 5.1 Beziehung zwischen Meß- und Rechengrößen

Für die Zahl an Compton-Ereignissen  $N_c$  im Bin  $(\Delta k, \Delta t)$  um den Punkt  $(k, t)$  gilt

$$N_c(k) = N_p \cdot Q_{\text{eff}} \cdot \eta \cdot \int_{\Delta k} \int_{\Delta t} dk dt \int_{k'} \int_{t'} dk' dt' \frac{d\sigma_c}{dt}(k', t') \cdot \frac{f(k')}{k'} \cdot a(k', t') \cdot r(k', k, t', t) \quad (\text{III.13})$$

Dabei bedeuten

- $N_p$  : Flächendichte der Targetprotonen  
 $Q_{\text{eff}}$  : Anzahl effektiver Quanten  
 $\eta$  : Produkt der  $(k, t)$ -unabhängigen Korrekturfaktoren  
 $\sigma_c$  : Wirkungsquerschnitt für Comptonstreuung  
 $f(k')$  : normiertes Photonenintensitätsspektrum ( $\int f(k) dk = k_{\text{max}}$ )  
 $a(k', t')$  : Akzeptanzwahrscheinlichkeit; sie ist das Produkt aus
1. der Wahrscheinlichkeit, daß das Photon den Konverter trifft,
  2. der Wahrscheinlichkeit, daß im Konverter eine Paarbildung stattfindet,
  3. der Wahrscheinlichkeit, daß das  $e^+e^-$ -Paar von der Teleskop-anordnung registriert wird
- $r(k', k, t', t)$  : Auflösungsfunktion; sie gibt an, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis, das bei  $(k', t')$  stattfand, bei  $(k, t)$  registriert wird

## 5.2 Simulationsrechnung nach dem Monte-Carlo-Verfahren

Gleichung (III.13) wird numerisch mit Hilfe einer Monte-Carlo (MC)-Simulation gelöst. Dabei werden für den Wirkungsquerschnitt Werte

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \text{ Fake}$$

in der Nähe der vermuteten Lösung eingesetzt. Der Vergleich der gemessenen Teilchenzahl  $N_{C, \text{Messung}}$  mit der bei der Simulation erzeugten Teilchenzahl  $N_{C, \text{Fake}}$  ergibt den Korrekturfaktor zum angenommenen Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \text{ Fake} \cdot \frac{N_{C(\text{Messung})}}{N_{C(\text{Fake})}} \quad (\text{III.14})$$

für jedes  $(k, t)$ -Bin.

### 5.2.1 MC-Erzeugung von Compton-Ereignissen

Die Comptonereignisse werden in der  $(k, t)$ -Ebene erzeugt mit der Häufigkeitsverteilung

$$\frac{f(k)}{k} \cdot \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} \text{ Fake}$$

Der Azimutwinkel wird gleichverteilt gewürfelt. Für den Wirkungsquerschnitt wird der Ansatz

$$\frac{d\sigma}{dt} (k, t) = \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (k) \cdot e^{B \cdot t} \quad (\text{III.15})$$

verwendet.

Die Funktion  $\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (k)$  ist eine Polynom-Anpassung an die Daten von B. Naroska (NAR70):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0} (k) = & 0.466 + 0.583 \cdot k^{-1/2} + 0.443 \cdot k^{-1} + \\ & + 0.380 \cdot k^{-3/2} + 0.147 \cdot k^{-2} \end{aligned} \quad (\text{III.16})$$

Für den Faktor  $B$  in der Exponentialfunktion (III.15) wird der Wert  $B = 5.8 (\text{GeV}/c)^2$  verwendet. Er entstammt einem früheren bei DESY durchgeführten **Compton-Streue**xperiment bei **größeren** Winkeln (s. **Abschn.IV, Kap.1**).

Das Spektrum  $f(k)$  enthält die in **Abschn.II, Kap.2.2.4** beschriebene Anpassung an die während der Datennahme durchgeführten Messungen des Photon-Spektrums. Die Photonspektren werden gewichtet addiert mit dem Gewicht der zugehörigen Zahl effektiver Quanten. Die Funktion  $f(k)$  wird interpoliert zwischen Stützstellen, die im flachen Teil des Spektrums einen Abstand von 1 % der Maximalenergie und im Kantenbereich einen Abstand von 0.1 % der Maximalenergie haben.

Der Ort der Comptonstreuung im Target wird gewürfelt entsprechend einem trapezförmigen Strahlprofil, welches der Vermessung des Strahlprofils (**Abb.3**) angepaßt wurde. Die Abschwächung des Stromes gestreuter Teilchen im Target braucht nicht berücksichtigt zu werden, da der vom Monitorzähler registrierte Strahl ungestreuter Teilchen in gleicher Weise abgeschwächt wird.

Die Vorgänge im Konverter liefern den größten Beitrag zur Verschmierung bei der Bestimmung der kinematischen Teilchendaten und müssen daher besonders exakt simuliert werden. Die Tiefe des Konversionsortes wird gleichverteilt gewürfelt wegen der geringen Konversionswahrscheinlichkeit von 3.3 %. Der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung entstammt der Zusammenstellung von Koch & Motz (**KM59**), die Coulomb-Korrektur ist den Rechnungen von D. Lublow (**LUB63**), der Beitrag der Hüllenelektronen denen von Wheeler & Lamb (**WL39**) entnommen. Die Strahlungskorrekturen werden vorgenommen nach den Angaben von H.D. Schulz (**SCH66**). Hierbei wird die Näherung für Verluste durch weiche Photonen verwendet, da das Prinzip der Messung in erster Linie eine genaue Wiedergabe der Kante des Photonenspektrums erfordert. Der Fehler bei der Bestimmung des Paarerzeugungsquerschnitts ist nach den Angaben von H.D. Schulz (**SCH66**) mit 0.7 % anzunehmen.

Der Winkel zwischen beiden Teilchen bei der Paarerzeugung, der einen Anteil von 7 % an der gesamten Winkelverschmierung hat, wird nach den Angaben von H.D. Schulz (s.o.) gewürfelt.

Der Hauptteil der Winkelverschmierung wird verursacht durch die Vielfachstreuung der beiden geladenen Teilchen im Restkonverter. Sie wird gewürfelt nach der modifizierten Rossi-Formel

$$\langle \theta_{\text{msc}} \rangle = \frac{15}{p \cdot \beta} \cdot \sqrt{\frac{X}{X_0}} (1 + \epsilon) \quad (\text{III.17})$$

dabei ist  $p$ : der Teilchenimpuls in MeV  
 $\beta$ : die Geschwindigkeit der Teilchen in Einheiten von  $c$   
 $X$ : die Dicke des Streuers  
 $X_0$ : die Strahlungslänge des Streumaterials

Die Korrektur  $\epsilon$  wurde aus den Angaben des CERN-Handbuchs (CPS) interpoliert für Atome der Ladungszahl 13 (Al).

Beim Durchgang durch den Restkonverter erleiden die geladenen Teilchen einen Energieverlust durch Bremsstrahlung. Hierfür wird eine ausreichende Näherung bei W. Heitler (HEI57) angegeben, die bei der Simulation verwendet wird.

Die vom Fake gewürfelten Angaben über Ort, Richtung und Impuls der Teilchen beim Verlassen des Konverters werden als Startwerte für die Berechnung der Teilchenbahnen durch das Magnetfeld verwendet. Diese wird, wie in Kap. 4.1.2 beschrieben, durchgeführt unter der Annahme eines genau bekannten Magnetfelds.

Die Vielfachstreuung in den Wänden und Folien der Funkenkammern wird wegen der geringen Dicke ( $X \approx 5 \cdot 10^{-3} X_0$ ) nach der einfachen Rossi-Formel gewürfelt. Die Bahn der Teilchen in den Funkenkammern wird beschrieben durch Angabe von Durchstoßpunkten durch je 2 Referenzebenen in den beiden Teleskoparmen. Zur Simulation der Ortsungenauigkeit der Funkenkammern würfelt das Programm eine Verschiebung der Durchstoßpunkte, deren mittlerer Wert sich aus der Ortsungenauigkeit der Kammern ergibt.

Das Verhalten der Schauerzähler beim Teilchendurchgang wird nicht simuliert, weil die Signale der Schauerzähler nur für den Trigger verwendet werden.

### 5.2.2 Simulation des physikalischen Untergrundes

Zum physikalischen Untergrund tragen alle Reaktionen bei, die im Endzustand ein für die Apparatur sichtbares Photon enthalten. Das Spektrum der Photonen hängt ab von der Zahl und der Masse der anderen Teilchen im Endzustand.

Man kann klassifizieren nach folgenden Typen von Reaktionen:

$$a) \quad \gamma p \rightarrow X p \quad (III.18)$$

$$b) \quad \gamma p \rightarrow \gamma N^* \quad (III.19)$$

$$c) \quad \gamma p \rightarrow \gamma p + \gamma \quad (III.20)$$

Die Reaktion (III.18) wurde gewürfelt für  $X = \pi^0$  und  $X = \eta$ . Dabei wurden für die  $\pi^0$ -Reaktion die bei Ref. (BBH70) angegebenen Wirkungsquerschnitte und für die  $\eta$ -Reaktion die bei Ref. (BRA70) angegebenen Wirkungsquerschnitte verwendet.

Die Apparatur sieht nur eines der beiden erzeugten Photonen. Da sich andererseits die Energie im Laborsystem fast beliebig auf beide Photonen verteilt, fällt das Spektrum des gemessenen Photons monoton zur Kante hin ab und verschwindet dort.

Der inelastisch Comptoneffekt (III.19) wurde gewürfelt für  $N^*$  (1470) nach den Schätzungen von G. Wolf (WOL70). Er liefert Photonen mit einer Energie von max. 5.5 GeV und leistet einen Beitrag von  $< 0.5\%$  zur Zählrate. Höhere Resonanzen führen zu einem größeren Energieverlust des Photons und liefern keinen Beitrag zum verwendeten Bereich des Spektrums.

Die Spektren von Reaktionen vom Typ (III.20) mit einer unbestimmten Menge von Teilchen  $Y$  im Endzustand unterscheiden sich von den vorgenannten dadurch, daß sie zur maximalen Energie hin noch schneller abfallen. Die maximal erreichbare Photonenergie liegt mehrere Prozent unter der Energie der Photonen im Anfangszustand, weil ein Mindestbetrag an Energie von den anderen Reaktionspartnern fortgeführt wird. Dadurch sind diese Reaktionen für die Auswertung von geringerer Bedeutung als die Reaktionen vom Typ (III.18).

Stellvertretend für alle Reaktionen dieses Typs wurden die Reaktionen gewürfelt:



Der Wirkungsquerschnitt für (III.21) wurde J. Ballam et al. (BAL70) entnommen, für die Reaktion (III.22) wurden die Abschätzungen von G. Wolf (WOL70) verwendet.

### 5.2.3 Auswertung der Simulation

Die simulierten Ereignisse werden in gleicher Weise wie die Originaldaten kinematisch analysiert unter der Annahme, daß es sich um Compton-Ereignisse handelt. Die Ergebnisse werden im Format der Originaldaten auf dem Zwischendatensatz 2 ausgegeben. Die weitere Behandlung erfolgt mit den Programmen, welche auch die Originaldaten auswerten. Dadurch ist gewährleistet, daß sich Schnitte und

Rechenungenauigkeiten in der Auswertung in gleicher Weise auf Fake- und Originaldaten auswirken.

### 5.3 Herstellung der Spektren

#### 5.3.1 Rechnerische Feinjustierung der Apparatur

Vor der Herstellung der Spektren wird eine geometrische Feinjustierung der Apparatur vorgenommen. Die Koordinaten-Nullpunkte im auswertenden Programm werden so verschoben, daß die Rekonstruktion von Targetort und Konverterort jeweils bei Original- und Fakedaten zur Deckung kommt. Dadurch wird vermieden, daß der  $t$ -Bereich von Original- und Fakedaten gegeneinander versetzt ist und es dadurch in der Nähe der Grenzen des  $t$ -Bereichs zu Anpassungsfehlern kommt. Nach dieser Korrektur werden geometrische Schnitte an Original- und Fakedaten in der Weise vorgenommen, daß alle Ereignisse verworfen werden, die nicht wenigstens 1 cm von den Rändern des empfindlichen Bereichs von Funkenkammern und Schauerzählern entfernt liegen.

#### 5.3.2 Einordnen in Bins

Die Ereignisse werden nach der rekonstruierten Photonenergie im Anfangszustand  $k$  und dem Betrag des Vierer-Impulsübertrags  $|t|$  in Bins zusammengefaßt. Die Breite der Bins in  $k$  wurde so gewählt, daß sie mit konstantem  $\Delta k = 24$  MeV etwa der Energieauflösung der Apparatur entspricht. Die Breite der Bins in  $t$  variiert mit  $t$  in der Weise, daß sie konstanten Intervallen im Streuwinkel von  $\Delta\theta = 4$  mrad bei der Maximalenergie von  $k = 6$  GeV entspricht. Dadurch variiert die Binbreite zwischen  $\Delta t = 0.004$  bei  $t = -0.007$  und  $\Delta t = 0.013$  bei  $t = -0.10$  ( $t$  in  $(\text{GeV}/c)^2$ ). Die apparative Auflösung in  $t$  entspricht damit überall einer viertel Binbreite. Die so erzeugte Verteilung über  $(k,t)$  umfaßt einen Bereich von  $5.0 \text{ GeV} \leq k \leq 6.5 \text{ GeV}$  und  $0.004 (\text{GeV}/c)^2 \leq -t \leq 0.10 (\text{GeV}/c)^2$ .

Je eine  $(k,t)$ -Verteilung wird für folgende Datenmengen hergestellt:

#### 1.) Die Originaldaten

Hier werden von der Verteilung der "Target voll"-Daten die Verteilung der "Target leer"-Daten und die der "Ax-Untergrund"-Daten abgezogen (s.Kap.3.4). Die resultierende Verteilung wird binweise auf den Funkenkammer-Wirkungsgrad korrigiert.

#### 2.) Die Fake-Daten für die Compton-Reaktion

#### 3.) Die Fake-Daten für die Untergrundreaktion vom Typ (III.18) (im folgenden U1)

4.) Die Fake-Daten für die übrigen Untergrund-Reaktionen (im folgenden U2).

## 5.4 Anpassung der Spektren

### 5.4.1 Methode der Anpassung

Die Anpassung der Fake-Daten an die Originaldaten geschieht mit dem Fit-Programm SOLVE. Die Anpassung wird unabhängig für jedes t-Bin vorgenommen. Für jeden t-Bereich wird die Energie-Verteilung für

- Compton-Fake
- Untergrund-Fake U1
- Untergrund-Fake U2

jeweils mit einem Normierungsfaktor versehen und addiert. Außerdem können die Verteilungen zur absoluten Anpassung der Energiemessung auf der Energieskala verschoben werden. Das Programm SOLVE variiert nach Wahl einen oder mehrere dieser Veränderlichen so, daß

$$\chi^2 = \sum_{k_{\min} < k_i < k_{\max}} \left[ \frac{N_o(k_i) - \lambda_C N_C(k_i) - \lambda_{U1} N_{U1}(k_i) - \lambda_{U2} N_{U2}(k_i)}{\Delta(N_o(k_i) - \lambda_C N_C(k_i) - \lambda_{U1} N_{U1}(k_i) - \lambda_{U2} N_{U2}(k_i))} \right]^2 \quad (\text{III.23})$$

minimiert wird. Dabei bedeuten  $N_o(k_i)$ ,  $N_C(k_i)$ ,  $N_{U1}(k_i)$ ,  $N_{U2}(k_i)$  jeweils die Teilchenzahlen für Originaldaten bzw. für Compton-Fake-Daten bzw. für Untergrund-Fake-(U<sub>1</sub>,U<sub>2</sub>)-Daten im Energie-Bin  $k_i$ ,  $\lambda_C, \lambda_{U1}, \lambda_{U2}$  die zugehörigen Normierungsfaktoren,  $\Delta$  symbolisiert den statistischen Fehler des Differenzausdrucks.  $\lambda_C$  ist der gesuchte Korrekturfaktor zu dem im Compton-Fake angenommenen Wirkungsquerschnitt. (Gl. (III.14):  $\lambda_C = N_{C, \text{Messg.}} / N_{C, \text{Fake}}$ ).

Die Anpassung wird so durchgeführt, daß zunächst in einem Fit über den gesamten t-Bereich im Kantenbereich des Spektrums ( $k \geq 5.76$  GeV) die Lage der Kante bestimmt wird. Bei diesem Fit wird in einer Iteration der Anteil der Untergrundreaktionen fest eingegeben mit einem Betrag, den die gesamte Anpassung schließlich liefert.

Im nächsten Schritt wird die resultierende Kantenlage als bekannt angenommen und mit dieser in jedem t-Bin eine Anpassung nach Gleichung (III.23) vorgenommen. Dabei können die Normierungsfaktoren  $\lambda_{U1}$  und  $\lambda_{U2}$  entweder beide nach den

Literaturangaben fest (d.h. = 1) eingegeben werden, oder es wird  $\lambda_{U1}$  fest eingegeben und  $\lambda_{U2}$  angepaßt oder es werden beide Faktoren angepaßt. Vom Verhältnis zwischen statistischen und systematischen Fehlern hängt es ab, für welchen Bereich und welche Prozedur der Gesamtfehler minimal ist. Tabelle 6 zeigt, wie der Anteil an Untergrundreaktionen im Gesamtspektrum von der unteren Grenze des Spektrum-Bereichs abhängt (s.auch Abb. 15). Ein größerer Bereich enthält größere Unsicherheiten bezüglich der Untergrundreaktionen, dafür verkleinert sich der Einfluß der Zählstatistik und der Unsicherheit der Kantenlage.

#### 5.4.2 Wahl der Parameter bei der Anpassung

Zur Anpassung der Spektren steht der Energiebereich von 5.0 GeV bis über die Kante hinaus ( $> 6$  GeV) zur Verfügung. Niedrigere Energien werden wegen der Näherungen im Fake und der Unsicherheiten bezüglich der Vielteilchenreaktionen aus dem physikalischen Untergrund nicht verwendet.

Zur Optimierung des tatsächlich verwendeten Bereichs muß untersucht werden, wie bei gegebenen Unsicherheiten in den Komponenten des angepaßten Spektrums der Fehler im Endergebnis von der Wahl des Bereichs abhängt.

Es wurden 3 Bereiche gewählt:

- 1.)  $k > 5.04$  GeV      (=  $0.84 \cdot k_{\max}$ )
- 2.)  $k > 5.40$  GeV      (=  $0.90 \cdot k_{\max}$ )
- 3.)  $k > 5.76$  GeV      (=  $0.96 \cdot k_{\max}$ )

Die Unsicherheiten in den Komponenten des angepaßten Spektrums sind in erster Linie Unsicherheiten der verwendeten Wirkungsquerschnitte. Für die in U1 zusammengefaßten Reaktionen kann ein Fehler von insgesamt  $\pm 20$  % angenommen werden. Die Literaturangaben für die Reaktionen in U2 können im verwendeten Impulsübertragungsbereich eher als Schätzungen angesehen werden. Außerdem tragen zu diesem Spektrum Reaktionen bei, die bei der Simulation nicht berücksichtigt wurden. Hier wurde ein Gesamtfehler von ( $+ 100$  %,  $- 50$  %) angenommen.

In Tabelle 7 ist für die drei Bereiche des Spektrums und für die drei genannten Fitprozeduren jeweils die Summe derjenigen Fehler angegeben, die sich mit der Fitprozedur ändern. Der Fehler enthält jeweils

- 1.) den statistischen Fehler der Originaldaten (Zählratenfehler)
- 2.) den Einfluß des statistischen Fehlers bei der Bestimmung der Kantenlage



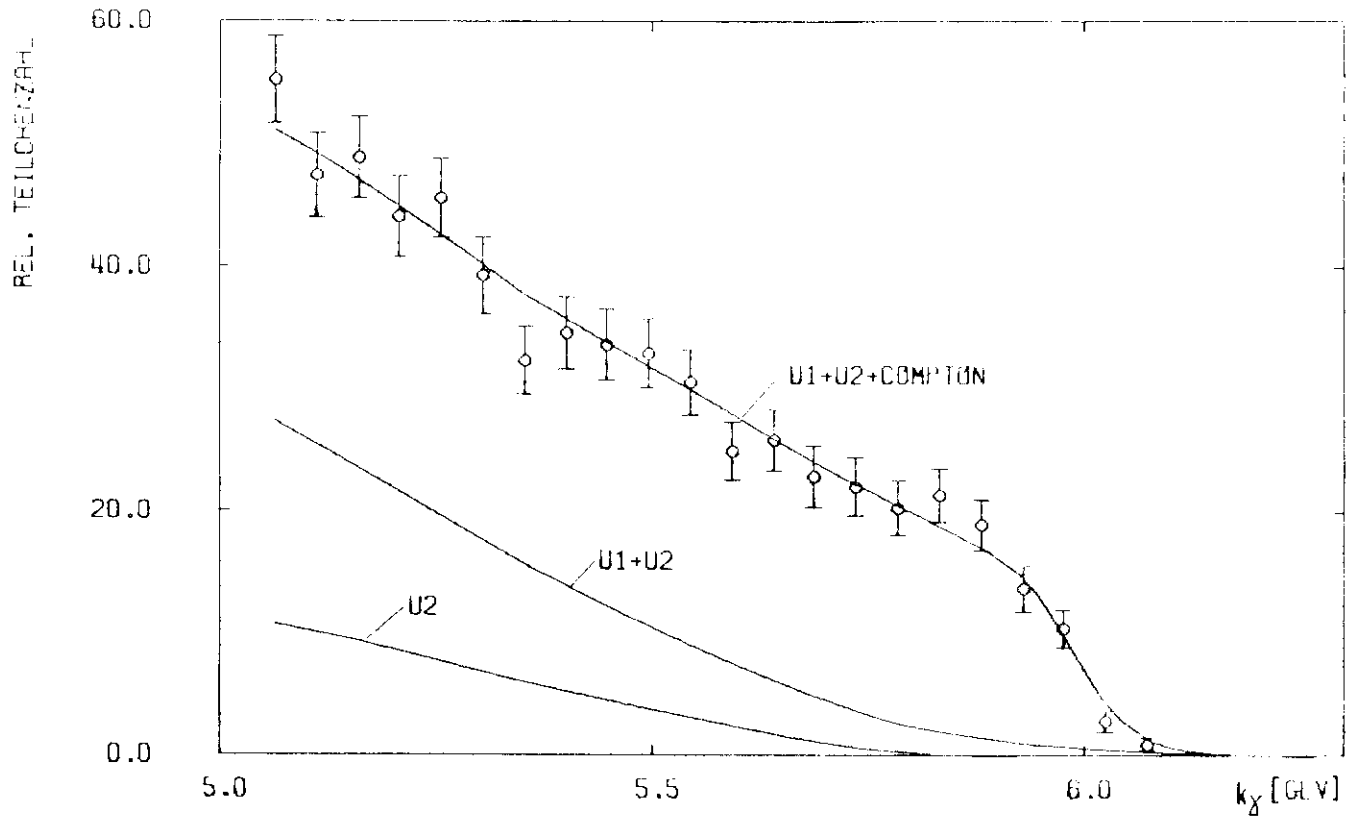
Tabelle 6: Anteile der Komponenten am Spektrum

	$k > 0.84 \cdot k_{\max}$	$k > 0.90 \cdot k_{\max}$	$k > 0.96 \cdot k_{\max}$
Compton-Ereign.	0.636	0.772	0.930
U1-Ereignisse	0.194	0.141	0.065
U2-Ereignisse	0.170	0.088	0.004

Tabelle 7: Fehler im Vorwärtspunkt für verschiedene Fitprozeduren

	$k > 0.84 \cdot k_{\max}$	$k > 0.90 \cdot k_{\max}$	$k > 0.96 \cdot k_{\max}$
U1 fest			3)
U2 fest	9.8 %	6.4 %	6.1 %
U1 fest	1)	2)	
U2 angepaßt	4.6 %	5.3 %	7.3 %
U1 angepaßt			
U2 angepaßt	8.2 %	11.0 %	14.8 %

Die Ergebnisse für 1), 2) und 3) sind in Abb. 16 dargestellt



**Abb. 15:** Aufteilung des Spektrums in Komponenten, dargestellt durch die in einem mittleren  $t$ -Bin an die Meßdaten angepaßten Fake-Spektren

- 3.) entweder den Einfluß der Fehler der in der Literatur angegebenen Wirkungsquerschnitte, sofern diese fest eingegeben wurden,  
oder den statistischen Fehler der Anpassung der Untergrundreaktion, falls diese angepaßt wurde.

In Abb. 16 sind für jeden der drei Spektrums-Bereiche für die jeweils günstigste Fitprozedur die Ergebnisse für den Vorwärts-Streuquerschnitt und den "Slope"-Faktor  $B$  der Exponentialfunktion angegeben. Verwendet wurde dabei die einfache exponentielle Anpassung für die  $t$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts (s. Abschn. IV, Kap. 2.1, Gl. IV.6). Die Ergebnisse sind offensichtlich unabhängig vom Bereich.

### 5.5 Korrekturen und Fehler

Der Faktor  $\epsilon$  in Gleichung (III.13) repräsentiert die an der Gesamtnormierung der Daten notwendige Korrektur. Die einzelnen Beiträge zu dieser Korrektur sind mit den zugehörigen Fehlern in Tabelle 8 aufgeführt.

Neben der Korrektur an der Gesamtnormierung sind  $(k,t)$ -abhängige Korrekturen notwendig, die an der Akzeptanzfunktion  $a(k,t)$  (Gl. III.13) anzubringen sind. Die Auswirkungen der zugehörigen Unsicherheiten auf die Bestimmung des Vorwärts-Streuquerschnitts sind in Tabelle 9 angegeben. Die dort genannten Fehler gelten bei Anwendung der günstigsten Fitprozedur (s. Kap. 5.4.2).

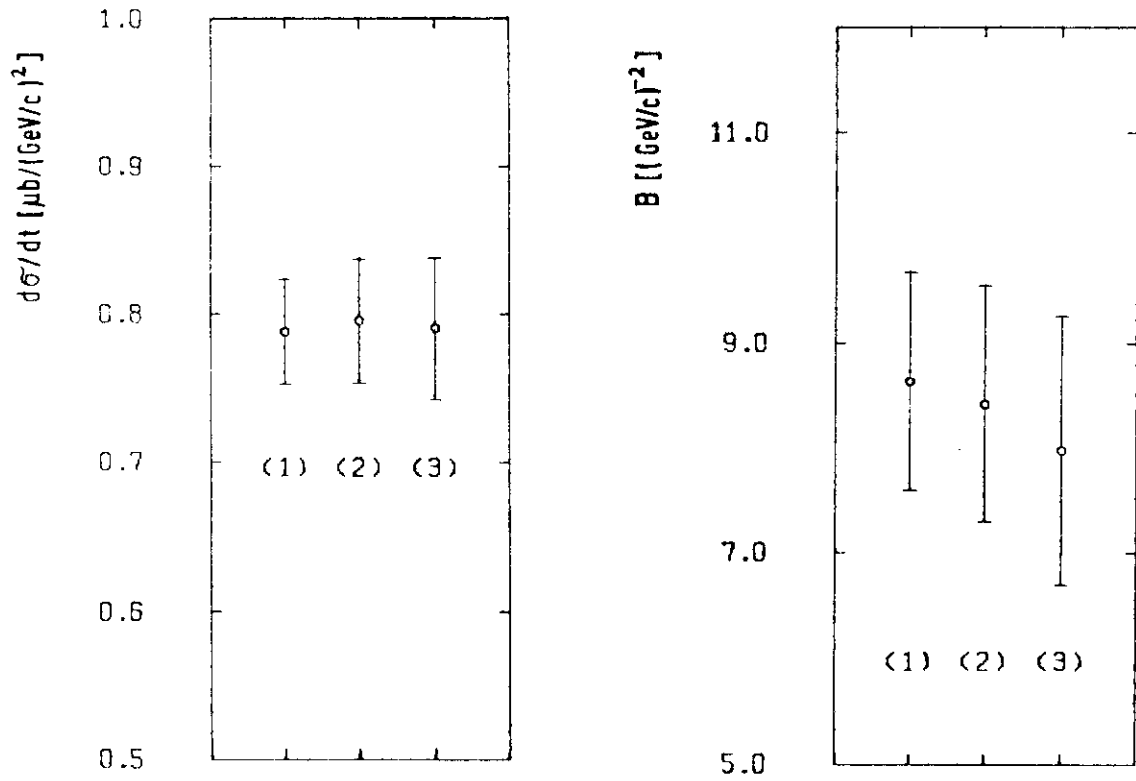
Die Fehler werden unabhängig von dieser Klassifizierung im folgenden nach der Art ihrer Entstehung beschrieben.

#### 5.5.1 Fehler von Apparatur und Meßtechnik

Bereits besprochen wurden die Korrekturen und Unsicherheiten bei der apparativen Totzeit und der Quantameter-Konstanten (Abschn. II, Kap. 2.2.3), der Targetlänge und -dichte (Abschn. II, Kap. 2.3), der unverstandenen Mehrfachspuren (dieser Abschn., Kap. 3.3) und der zufälligen Spurkoinzidenzen in beiden Teleskopen (Kap. 3.4).

Der Fehler der Photon-Konversion setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der Konversionswahrscheinlichkeit (s. Kap. 5.2.1) und den Schwankungen in der Dicke des Konverters.

Bei der Bestimmung der Verluste durch Absorber im Strahl wurden alle Folien und



**Abb. 16:** Ergebnisse verschiedener Anpassungen  
(vergl. Tabelle 7)

- (1)  $k \cong 0.84 \cdot k_{\text{max}}$
- (2)  $k \cong 0.90 \cdot k_{\text{max}}$
- (3)  $k \cong 0.96 \cdot k_{\text{max}}$

Tabelle 8: Korrekturen und Fehler (Normierungsfehler)

Ursache	Korrektur	Fehler
Apparat. Totzeit	+2 % bis +18 %	$\pm$ 0.1 %
Voll-Target-Dichte	- 0.1 %	$\pm$ 0.2 %
Leer-Target-Dichte	+ 1.9 %	$\pm$ 0.1 %
Target-Länge	+ 1.0 %	$\pm$ 0.5 %
Photon-Konversion	0.0 %	$\pm$ 1.0 %
Absorber im Strahl	- 0.3 %	$\pm$ 0.1 %
Quantameter-Konstante	- 2.1 %	$\pm$ 1.2 %
Störung am Spillzeitähler:		
Voll-Target-Daten	+ 4.4 %	$\pm$ 0.1 %
Leer-Target-Daten	+ 1.4 %	
Unverstand. Mehrfachspuren	+ 0.5 %	$\pm$ 0.1 %
Zufällige Spirkoinz.	- 1.0 %	$\pm$ 0.5 %
Fehler aus d. Kantenanpassung	0.0 %	$\pm$ 2.2 %
Gesamter Normierungsfehler		$\pm$ 2.8 %

Tabelle 9: Systematische Fehler (ohne Normierungsfehler)

Ursache	Fehler <sup>+) </sup>
Funkenkammer-Wirkungsgrad (mittl. Korrektur + 2.9 %)	+ 1.3 %
Fehler aus der Winkelbestimmung	+ 1.5 %
Fehler aus nicht angepaßtem Untergrund U1	+ 1.0 %
Fehler aus der unsicheren Form des Spektrums von U2	+ 0.5 %
Systematischer Gesamtfehler <sup>+) </sup>	+ 2.3 %

<sup>+)</sup>  Aufgeführt ist der Fehlereinfluß auf den Vorwärtspunkt bei Anwendung der günstigsten Fitprozedur (Fit 1) in Tabelle 7.

Luftstrecken berücksichtigt, die nur den Primärstrahl, nicht aber gestreute Photonen schwächen. Eine gleichzeitige Abschwächung gestreuter und ungestreuter Photonen in Materie hat auf die Normierung der Daten keinen Einfluß.

Bei der Auswertung zeigte sich, daß bei einigen Triggern der Spill-Zähler gestört war. Diese Ereignisse wurden verworfen, weil eine Korrektur der Energie auf die Spillzeit nicht möglich war (s. Abschn.II, Kap.2.2.1). Da die Rate solcher Fälle intensitätsabhängig war, ist die Korrektur für Target-Voll-Daten und Target-Leer-Daten verschieden.

Die Berechnung des Funkenkammer-Wirkungsgrades wurde in Kap. 3.5 beschrieben. Der dort genannte statistische Fehler der Korrektur, der 28 % des statistischen Fehlers der Teilchenzählrate beträgt, leistet zur Bestimmung des Vorwärts-Wirkungsquerschnitts einen Beitrag von 1.3 %.

Die Unsicherheit der Anpassung der Kantenlage (s.Kap. 5.4.1) verursacht im Vorwärts-Wirkungsquerschnitt einen Fehler von 2.2 %.

Der Fehler des Photon-Streuwinkels von 0.2 mrad führt zu einer Fehlbestimmung von  $t$ , die auf die Bestimmung des Vorwärts-Streiquerschnitts allerdings nur einen Einfluß von 0.4 % hat. Schwerer wiegt der Anpassungsfehler aus der Verschiebung der  $t$ -Bereiche von Original- und Fakedaten gegeneinander. Mit Hilfe der in Kap. 5.3.1 beschriebenen Feinjustierung läßt sich die Verschiebung so weit reduzieren, daß die verbleibende Fehlanpassung einem Streuwinkel von  $\approx 0.08$  mrad entspricht. Der resultierende Fehler im Vorwärts-Streiquerschnitt beträgt 1.5 %.

Fehler in der geometrischen Akzeptanz können nur auftreten im Rahmen der Fehler bei der Vermessung des Magnetfeldes und der geometrischen Vermessung der Apparatur. Beide Vermessungen waren so genau, daß kein merklicher Akzeptanzfehler daraus zu erwarten ist. Zur zusätzlichen Kontrolle wurden probeweise einige willkürliche geometrische Schnitte angebracht, die das Ergebnis nur im Rahmen der dadurch geänderten Teilchenzahlstatistik beeinflussten.

### 5.5.2 Fehler aus den physikalischen Annahmen in der Simulation

Das Fake-Spektrum für Compton-Streuung wurde hergestellt unter bestimmten Annahmen über die  $t$ - und  $k$ -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts. Es muß sichergestellt sein, daß das Ergebnis der Auswertung von diesen Annahmen nicht abhängt.

Die Unabhängigkeit von der angenommenen  $t$ -Abhängigkeit ist dadurch gewährleistet, daß die Auswertung vollständig getrennt für jedes  $t$ -Bin durchgeführt wird. Die Unabhängigkeit vom  $k$ -Verlauf ergibt sich aus der geringen Empfindlichkeit des Ergebnisses gegen Änderungen in den Untergrundspektren (s.u.). Eine falsch angenommene  $k$ -Abhängigkeit würde zu einer leichten Verzerrung im Gesamtspektrum an Punkten  $k \neq 6$  GeV führen, die den Normierungsfaktor für den Untergrund ändern würde. Das Ergebnis, welches letztlich von der Höhe des Spektrums in der Nähe der Kante abhängt, würde davon nicht nennenswert beeinflusst.

Das Fake-Spektrum für Untergrund-Reaktionen wurde, wie in Kap. 5.2.2 beschrieben, aufgeteilt in zwei unterschiedlich geformte Komponenten. Die mit U1 bezeichnete Komponente ist in ihrer Form recht gut bekannt, da sie von zwei sehr ähnlichen Reaktionen gebildet wird. Auch der mögliche Normierungsfehler von  $\pm 20\%$  hat nur einen geringen Einfluß ( $\pm 1.0\%$ ), da im verwendeten Bereich des Spektrums eine Änderung in dieser Komponente durch eine entsprechende Änderung der angepaßten anderen Komponente U2 weitgehend kompensiert werden kann.

Die mit U2 bezeichnete Komponente ist weniger gut bekannt aus folgenden Gründen:

- 1.) Die Wirkungsquerschnitte der berücksichtigten Reaktionen sind nur sehr ungenau gemessen.
- 2.) Die dieser Komponente zufallenden Reaktionen haben stark unterschiedliche Teilchenzahlen im Endzustand. Daraus resultieren unterschiedliche Phasenräume der erzeugten Photonen.
- 3.) Nur für die in Kap. 5.2.2 aufgeführten Reaktionen wurde ein Fake-Spektrum angefertigt. Weitere Reaktionen mit einem nicht genau bekannten Gesamt-Wirkungsquerschnitt wurden nicht berücksichtigt.

Aus diesen Gründen ist

- a.) die Normierung des U2-Spektrums sehr ungewiß. Diese Komponente wird jedoch angepaßt, so daß die Normierung nicht verwendet wird.
- b.) die Form des U2-Gesamtspektrums unsicher. Das ist jedoch im verwendeten



Teil des Spektrums von nur geringem Einfluß. Dies zeigt einmal die aus Abb. 16 ersichtliche Unabhängigkeit des Ergebnisses vom Bereich des verwendeten Spektrums. Auf der anderen Seite kann man die  $\pi$ -Reaktion (III.21) in U2 vollständig durch die im Phasenraum verschiedene Multi- $\pi$ -Reaktion (III.22) ersetzen. Das Ergebnis für den Vorwärts-Streuquerschnitt ändert sich dadurch nur um 0.5 %. Dieser Betrag wurde als Fehler für die Unsicherheit der Form des Spektrums eingesetzt.

### 5.5.3 Systematischer Gesamtfehler

Der auf alle Daten gleich wirkende Normierungsfehler beträgt  $\pm 2.8$  %. Die von den kinematischen Größen abhängigen Fehler verursachen eine zusätzliche Unsicherheit bei der Bestimmung des Vorwärts-Streuquerschnitts von  $\pm 2.3$  %. Der gesamte systematische Fehler bei der Bestimmung des Vorwärts-Streuquerschnitts beträgt danach  $\pm 3.6$  %.

### 5.6 Ergebnisse

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d^2/dt$  für die elastische Streuung von Photonen am Proton sind für 11 Intervalle des quadratischen Viererimpuls-Übertrags  $t$  in Tabelle 10 zusammengefaßt. Als statistischer Fehler ist jeweils der Fehler angegeben, der vom Fitprogramm als statistische Unsicherheit der Anpassung geliefert wird. Er resultiert aus der Zählratenstatistik der Originaldaten. Im systematischen Fehler sind Normierungsfehler nicht enthalten. Das schließt jedoch Korrelationen zwischen den Fehlern in verschiedenen  $t$ -Bins nicht aus.

Tabelle 10: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Reaktion

 $\gamma p \rightarrow \gamma p$ 

$-t$	$d\sigma/dt$	stat.Fehler	syst. Fehler	Ges.Fehler <sup>+) </sup>
$[(\text{GeV}/c)^2]$	$[\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2]$			
0.0040 - 0.0052	0.691	$\pm 0.170$	$\pm 0.089$	$\pm 0.192$
0.0052 - 0.0092	0.811	$\pm 0.062$	$\pm 0.030$	$\pm 0.069$
0.0092 - 0.014	0.766	$\pm 0.045$	$\pm 0.027$	$\pm 0.052$
0.014 - 0.021	0.657	$\pm 0.035$	$\pm 0.026$	$\pm 0.044$
0.021 - 0.028	0.597	$\pm 0.029$	$\pm 0.025$	$\pm 0.039$
0.028 - 0.037	0.612	$\pm 0.029$	$\pm 0.022$	$\pm 0.036$
0.037 - 0.047	0.532	$\pm 0.026$	$\pm 0.027$	$\pm 0.038$
0.047 - 0.058	0.510	$\pm 0.026$	$\pm 0.030$	$\pm 0.040$
0.058 - 0.070	0.452	$\pm 0.027$	$\pm 0.034$	$\pm 0.044$
0.070 - 0.083	0.446	$\pm 0.043$	$\pm 0.037$	$\pm 0.057$
0.083 - 0.097	0.322	$\pm 0.123$	$\pm 0.054$	$\pm 0.135$

<sup>+)</sup>  Der Normierungsfehler von  $\pm 2.8\%$  ist in den Fehlerangaben nicht enthalten.

## IV. Diskussion und Vergleich der Ergebnisse

### 1. Ergebnisse anderer Compton-Streuexperimente

Es gibt bisher 2 Compton-Streuexperimente bei gleicher oder vergleichbarer Energie:

- ein am SLAC bei mehreren Energie, u.a. bei einer Energie von  $k_\gamma = 5.5$  GeV und im  $t$ -Bereich  $0.1 \leq -t \leq 0.6$   $(\text{GeV}/c)^2$  durchgeführtes Experiment (AND70) und
- ein am DESY durchgeführtes Experiment in den Energieintervallen  $k_\gamma = 5-6$  GeV und  $k_\gamma = 6-7$  GeV und im  $t$ -Bereich  $0.062 \leq -t \leq 0.65$   $(\text{GeV}/c)^2$  (FRN72).

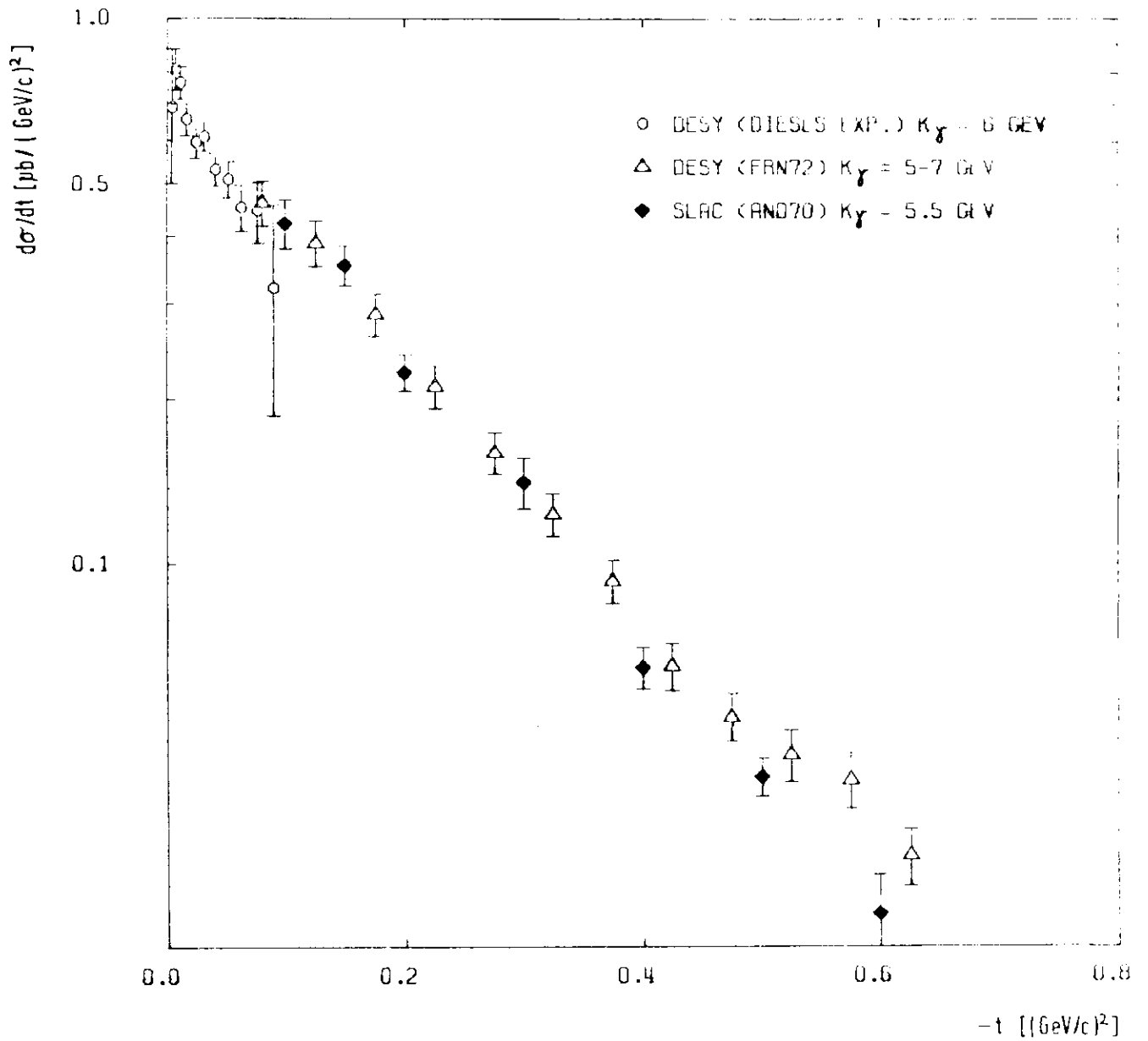
Abb. 17 zeigt die Ergebnisse dieses Experiments zusammen mit den Ergebnissen der beiden oben genannten Experimente. Die Fehler der Datenpunkte enthalten die statistischen Fehler und die systematischen Fehler, sofern es sich nicht um Normierungsfehler handelt. Die Normierungsfehler betragen für dieses Experiment 3 %, für die SLAC-Daten 5 % und für die Daten des anderen DESY-Experiments 8 %.

Der Anschluß der Daten dieses Experiments an die Daten des anderen Experiments ist nicht voll befriedigend, auch bei Berücksichtigung der Normierungsfehler und der unterschiedlichen Energien. Die  $t$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist in diesem Experiment deutlich stärker als in den anderen beiden.

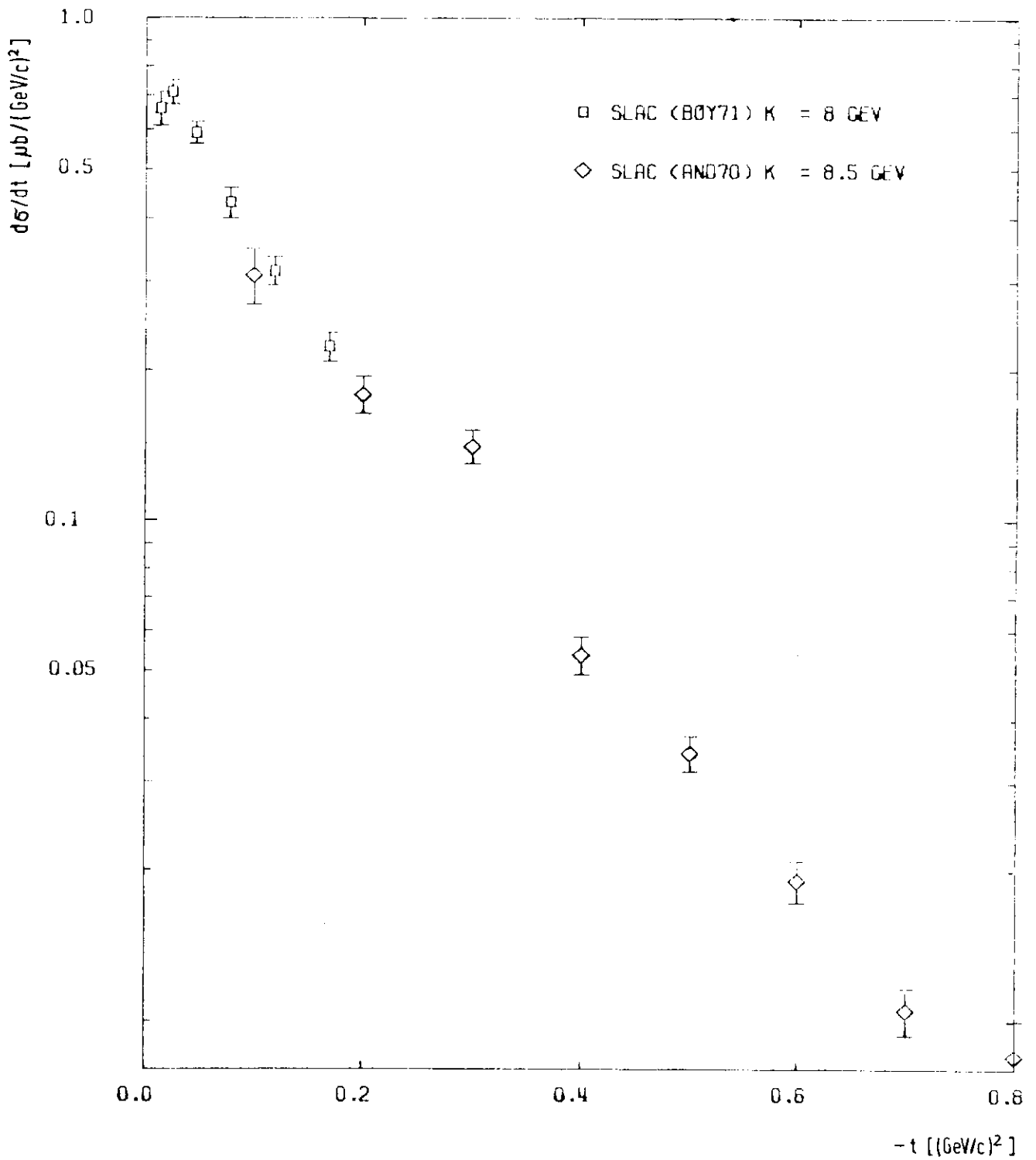
Es gibt bisher nur ein anderes Experiment, bei welchem bei vergleichbar geringen Impulsüberträgen gemessen wurde. Dieses Experiment wurde bei SLAC durchgeführt bei einer Energie von  $k_\gamma = 8$  GeV und  $k_\gamma = 16$  GeV und im  $t$ -Bereich  $0.014 \leq -t \leq 0.169$   $(\text{GeV}/c)^2$ . Es handelt sich hier wie bei diesem Experiment um eine Einarmmessung mit einer ähnlichen Apparatur (BOY71).

Die Ergebnisse des obengenannten Experiments bei  $k_\gamma = 8$  GeV sind in Abb. 18 dargestellt zusammen mit den Ergebnissen eines weiter oben schon erwähnten SLAC-Experiments bei einer Energie von  $k_\gamma = 8.5$  GeV und einem  $t$ -Bereich von  $0.1 \leq -t \leq 0.8$   $(\text{GeV}/c)^2$  (AND70). Auch hier scheint die  $t$ -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts zu kleineren  $|t|$  hin stärker zu werden.

Ein ausführlicher Vergleich dieser Messungen wird in den nächsten Kapiteln im Rahmen der dort behandelten Parametrisierungen vorgenommen.



**Abb. 17:** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  in Abhängigkeit von  $t$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma p$



**Abb. 18:** Differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  in Abhängigkeit von  $t$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma p$

## 2. Parametrisierung der Daten im Rahmen von Modellen und Vergleich mit anderen Experimenten

### 2.1 Diffraktionsmodell

Das Diffraktionsmodell beschreibt die Streuung aus der Sicht der Wellenoptik (hier dargestellt in Anlehnung an (GOT71)). Das Wellenbild hinter dem Streuzentrum wird in der Fraunhofer-Näherung beschrieben durch

$$U(r) \approx e^{ikz} + \frac{e^{ikr}}{r} \cdot f(k, \vartheta) \quad (\text{IV.1})$$

als Überlagerung der einfallenden ungestörten Wellenfront und einer vom Streuzentrum ausgehenden Kugelwelle.

Dabei ist

- r: der Abstand vom Streuzentrum
- z: der Abstand vom Streuzentrum in Richtung der ungestört durchlaufenden Welle
- k: der Impuls der einlaufenden Welle ( $n = 1$  gesetzt wie im folgenden immer)
- $\vartheta$ : der Streuwinkel

Die Streuamplitude  $f(k, \vartheta)$  kann ihrerseits dargestellt werden als

$$f(k, \vartheta) = \frac{ik}{2} \int_{-\infty}^{\infty} \Gamma(\vec{b}) \cdot e^{i\vec{q}\vec{b}} d^2b \quad (\text{IV.2})$$

$\vec{b}$ : Stoßparameter

$\vec{q}$ : Impulsübertrag

$\Gamma(\vec{b})$  beschreibt die Verteilung der Stoßparameter und wird als "Profilfunktion" bezeichnet.

Hat der Streukörper sphärische Symmetrie, kann die Integration teilweise ausgeführt und die Streuamplitude mit Hilfe einer Besselfunktion beschrieben werden:

$$f(k, \vartheta) = ik \int_0^{\infty} \Gamma(b) \cdot J_0(q \cdot b) \cdot b \, db \quad (\text{IV.3})$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dt} &= \frac{\sigma}{k^2} \cdot \frac{dk^2}{dt} = \frac{\sigma}{k^2} \left[ \Gamma(k, t) \right]^2 \\ &= \left[ \int_0^{\infty} \Gamma(b) \cdot J_0(p \cdot q) \cdot b \, db \right]^2 \end{aligned} \quad (\text{IV.4})$$

ist damit eine Fourier-Bessel-Transformation der Profil-Funktion. Daraus folgt unter der einfachsten Annahme einer Gaußschen Profilfunktion:

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \cdot e^{-Bq^2} \quad (\text{IV.5})$$

oder, mit  $q^2 = -t$

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \cdot e^{Bt} \quad (\text{IV.6})$$

wobei A und B jeweils (k,t)-unabhängige Konstanten sind.

Gleichung (IV.6) wird allgemein als Anpassungskurve an die Meßdaten verwendet, vor allem auch für die Extrapolation des differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Vorwärtspunkt ( $t = 0$ ). Diese Anpassung liefert für die Daten dieses Experiments (incl. system. Fehler, außer Normierungsfehlern):

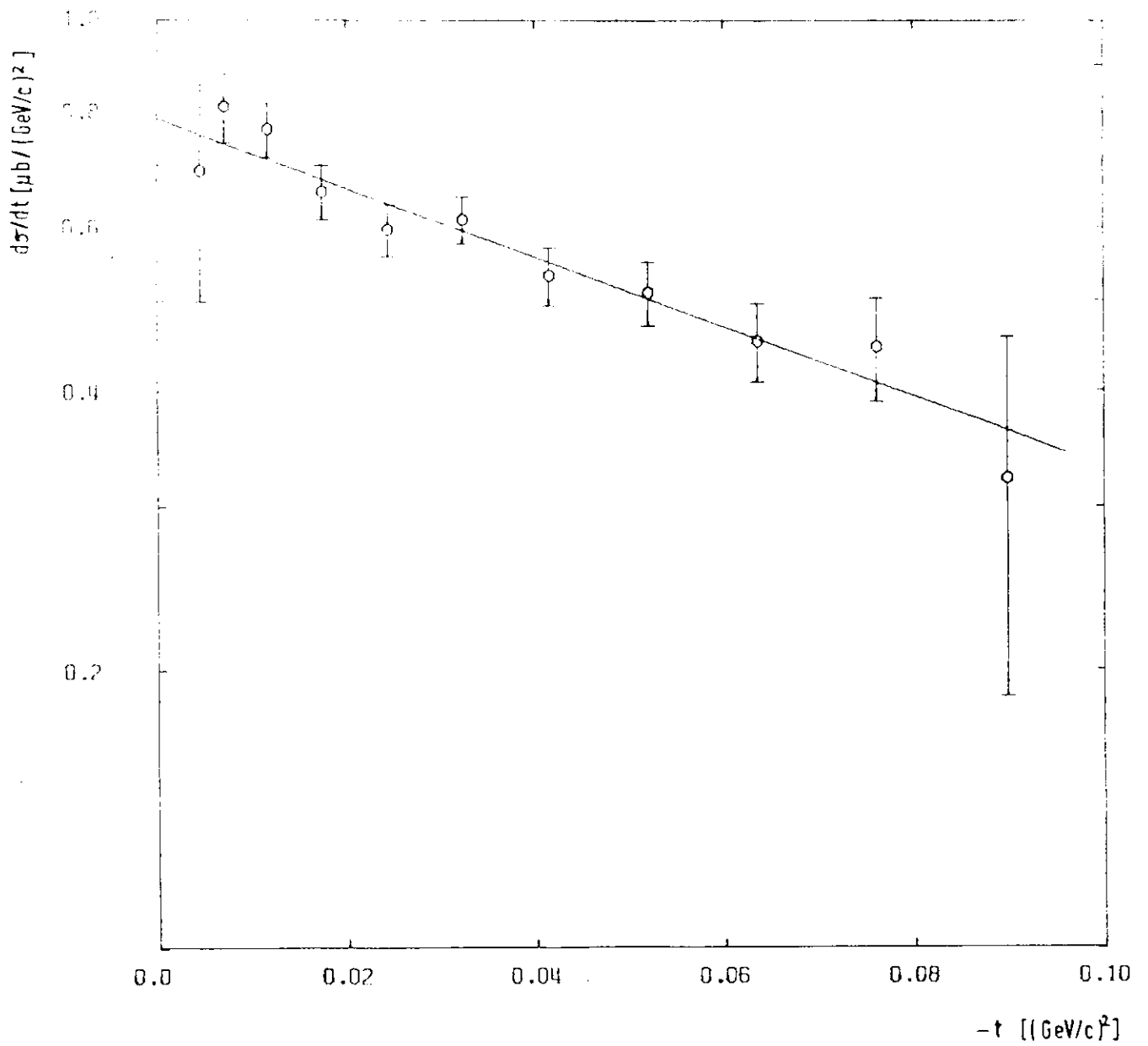
$$\begin{aligned} A &= \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = (0.788 \pm 0.036) \text{ nb}/(\text{GeV}/c)^2 \\ B &= (8.64 \pm 1.20) (\text{GeV}/c)^{-2} \\ \chi^2 & - \text{Vertrauenszahl} : 0.87 \end{aligned}$$

(siehe hierzu Abb. 19).

Die Ergebnisse früherer Experimente bei größeren  $|t|$  zeigen, daß eine Datenanpassung über einen größeren t-Bereich nach dem einfachen Exponentialgesetz (IV.6) nicht möglich ist. Daher wird für die Anpassung im größeren t-Bereich häufig eine Funktion der Art

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \cdot e^{Bt+Ct^2} \quad (\text{IV.7})$$

verwendet.



**Abb. 19:** Differentieller Wirkungsquerschnitt für Compton-Streuung mit einem einfachen Diffraktionsfit



In Tabelle 11 sind die Ergebnisse der Anpassung an die Daten dieses Experiments zusammen mit den entsprechenden Ergebnissen der im vorigen Kapitel erwähnten Experimente zusammengefaßt. Die Fehler enthalten statistische und systematische Fehler einschließlich der Normierungsfehler.

Ein gemeinsamer Fit an die Daten dieses Experiments und die Daten eines anderen Experiments mit vergleichbarer Energie und größerem  $|t|$  wurde nicht vorgenommen wegen der offensichtlichen Normierungsunterschiede der Daten (s. Abb. 17). Auf eine mögliche Anpassung der Normierung wurde ebenfalls verzichtet, weil sie wegen der fehlenden Information über den exakten Verlauf von  $d\sigma/dt(t)$  zu keiner besseren Bestimmung des Vorwärts-Streuquerschnitts führt. Abb. 17 läßt vermuten, daß der Anstieg des differentiellen Wirkungsquerschnitts zum Vorwärtspunkt hin noch schneller zunimmt, als es die Funktion (IV.7) wiedergibt.

Die Abweichungen im Verlauf von  $d\sigma/dt$  von der einfachen Exponentialdarstellung (IV.6), die alle genannten Daten zeigen, widersprechen im Rahmen des Diffraktionsmodells einer Gaußschen Stoßparameter-Verteilung: Es kommen häufiger große Stoßparameter vor, als es eine Normalverteilung angibt.

## 2.2 Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung und totaler Erzeugungsquerschnitt

Die Streuamplitude für Compton-Streuung in Vorwärtsrichtung schreibt sich nach Gell-Mann, Goldberger und Thirring (GEL54):

$$f(k) = \chi_f^* \left[ f_1(k) (\vec{e}_f \cdot \vec{e}_i) + i \cdot \vec{\sigma} (\vec{e}_f \times \vec{e}_i) \cdot f_2(k) \right] \chi_i \quad (\text{IV.8})$$

Dabei ist

- $\chi_i(\chi_f)$ : Spinor des Protons vor (nach) der Streuung
- $\vec{\sigma}$ : Spinmatrix des Protons
- $\vec{e}_i(\vec{e}_f)$ : Polarisationsvektor des ein-(aus-)laufenden Photons
- $f_1(k)$  beschreibt die spinunabhängige,
- $f_2(k)$  die spinabhängige Streuung des Photons am Proton.

Die Beiträge beider Amplituden zum Vorwärts-Wirkungsquerschnitt addieren sich inkohärent:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{s}{k^2} \cdot \left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{\theta=0} = \frac{\pi}{k^2} (|f_1|^2 + |f_2|^2) \quad (\text{IV.9})$$

Tabelle 11: Parametrisierung mehrerer Compton-Streuexperimente <sup>+)</sup> 

Referenz	$k_1$ GeV	$t_1$ -Bereich (GeV/c) <sup>2</sup>	A $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$	B (GeV/c) <sup>-2</sup>	C (GeV/c) <sup>-4</sup>
1 Dieses E.	6	0.004-0.09	$0.79 \pm 0.04$	$8.6 \pm 1.2$	-
2 AND70	5.5	0.1 - 0.6	$0.88 \pm 0.15$	$6.9 \pm 1.3$	$1.3 \pm 1.9$
3 FRN72	5-7	0.06 - 0.4	$0.76 \pm 0.08$	$5.5 \pm 0.4$	-
4 BOY71	8	0.014-0.17	$0.82 \pm 0.04$	$7.7 \pm 0.5$	-
5 AND70	8.5	0.1 - 0.8	$0.6 \pm 0.1$	$6.2 \pm 0.8$	$0.7 \pm 0.9$
6 4 & 5		0.014-0.8	$0.79 \pm 0.04$	$7.6 \pm 0.4$	$2.3 \pm 0.5$

<sup>+)</sup>  Sämtliche Fehler (incl. Normierungsfehlern) sind in den Fehlerangaben enthalten.

Das Optische Theorem verknüpft die Imaginärteile der Streuamplituden mit den entsprechenden totalen Wirkungsquerschnitten für die Photoproduktion. Also für die spingemittelte Amplitude:

$$\text{Im } f_1(k) = \frac{k}{4\pi} \cdot \sigma_{\text{tot}}(k) \quad (\text{IV.10})$$

Aus (IV.9) und (IV.10) folgt

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2 + \frac{\pi}{k^2} |\text{Re } f_1|^2 + \frac{\pi}{k^2} |f_2|^2 \quad (\text{IV.11})$$

Umfassende Messungen liegen bis heute erst vor für  $\sigma_{\text{tot}}$ . Eine Anpassungskurve an die bis 1971 veröffentlichten Daten zwischen 2 und 20 GeV ist bei G. Wolf (WOL71) angegeben (Referenzen für die verwendeten Messungen siehe dort). Die Fehler in den angegebenen Parametern lassen auf eine Genauigkeit der Anpassungskurve von ca. 2 % schließen.

Der Realteil der Streuamplitude kann mittels einer Dispersions-Relation (GEL54) bestimmt werden aus dem Imaginärteil oder entsprechend (IV.10) aus  $\sigma_{\text{tot}}$ :

$$\text{Re } f_1(k) = -\frac{\alpha}{m_p} + \frac{k^2}{2\pi} \cdot P \int_{k_0}^{\infty} \frac{dk'^2}{k'^2 - k^2} \sigma_{\text{tot}}(k') \quad (\text{IV.12})$$

mit  $\alpha$  : Feinstrukturkonstante

$m_p$  : Protonmasse

$k_0$  : 1-Pion-Erzeugungsschwelle

P bedeutet, daß der Cauchy'sche Hauptwert des Integrals zu nehmen ist.

Der Realteil von  $f_1$  wurde von Damashek & Gilman (DAM70) für einen großen Energiebereich berechnet. Für  $\sigma_{\text{tot}}$  wurde dabei eine Anpassungskurve an die experimentellen Daten verwendet, die mit der bei G. Wolf (WOL71) angegebenen praktisch identisch ist (Abweichungen max. ca. 0.5 %).

Eine Messung des Realteils von  $f_1$  ist möglich über eine Interferenz der Compton-Streuamplitude mit der Bethe-Heitler-Amplitude. Eine solche Messung liegt bisher erst für einen Punkt vor ((ALV72) bei 2.2 GeV). Sie stimmt mit der Rechnung im Rahmen des Fehlers von 20 % gut überein.

Die spinabhängige Amplitude  $f_2$  läßt sich im Prinzip bestimmen aus einer Streuung zirkular polarisierter Photonen an einem polarisierten Target. Bis heute liegen derartige Messungen allerdings nicht vor. Daher ist nur eine Abschätzung nach Gl. IV.11 möglich. Diese Bestimmung ist modellunabhängig, weil das Optische Theorem und die Dispersionsrelationen aus elementaren Prinzipien folgen (der Unitarität und der Analytizität der Streuamplitude).

Abb. 20 zeigt das Ergebnis dieses Experiments für den differentiellen Vorwärts-Wirkungsquerschnitt neben den Ergebnissen der übrigen in Kap. 2.1 genannten Messungen. Die Kurven geben a) den Optischen Punkt aus der Anpassung von Damashek & Gilman (DAM70) an die  $\sigma_{\text{tot}}$ -Daten ohne Realteil wieder (untere Kurve) und b) den gesamten differentiellen Vorwärts-Wirkungsquerschnitt aus  $f_1$  unter Verwendung des errechneten Realteils (obere Kurve).

Das Ergebnis dieser Messung liegt deutlich unter der Kurve des gesamten differentiellen Vorwärts-Wirkungsquerschnitts. Auch wenn man den Fehlerbeitrag aus  $(\sigma_{\text{tot}})^2$  von ca. 4 % berücksichtigt, bleibt noch eine Diskrepanz von eineinhalb Fehlerbreiten. Eine solche Abweichung muß im Rahmen einer normalen Fehlerverteilung noch als möglich angesehen werden. Andererseits enthält auch diese Bestimmung des Vorwärts-Streupunktes die Hypothese, daß der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts im gemessenen kleinen  $t$ -Intervall mit der einfachen Exponentialdarstellung (IV.6) hinreichend genau beschrieben wird.

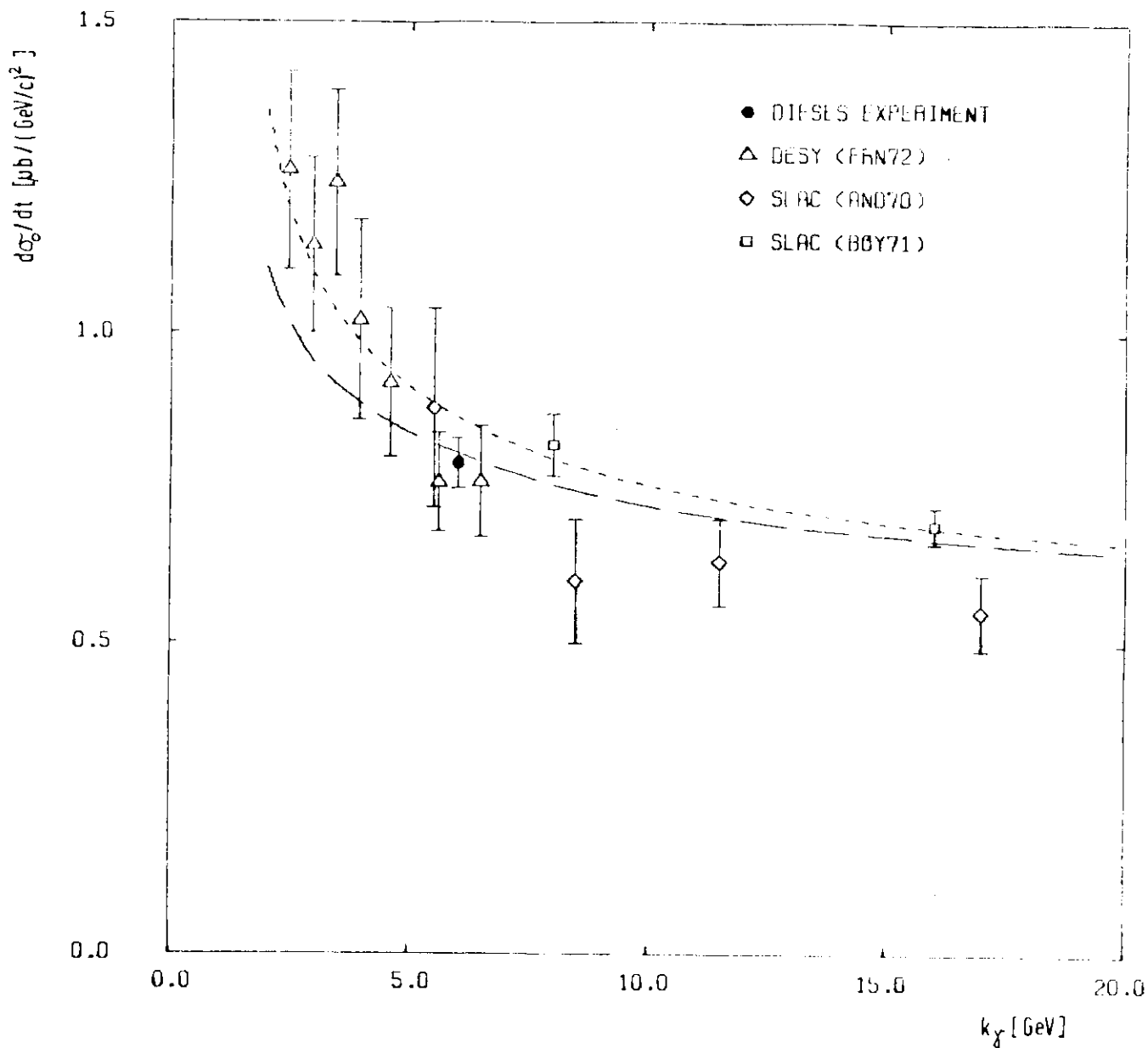
Für den spinabhängigen Anteil am Wirkungsquerschnitt folgt, daß der Wert  $f_2 = 0$  für  $t = 0$  mit der Messung am ehesten verträglich ist.

### 2.3 Vektor-Dominanz-Modell

Die Comptonstreuung liefert eine der direktesten Möglichkeiten zur Prüfung des Vektor-Dominanz-Modells (VDM). Das Vektor-Dominanz-Modell beschreibt die Hochenergie-Reaktionen zwischen Photonen und Nukleonen über ihre hadronischen Komponenten. Das Photon, oder äquivalent der elektromagnetische Strom  $j_{\text{em}}(x)$  wird beschrieben durch die Felder der Vektormesonen (VDM60):

$$j_{\text{em}}(x) = -e \cdot \sum_V \frac{M_V^2}{2\gamma_V} V \quad (IV.13)$$

mit  $M_V$ : Masse des Vektormesons  
 $\gamma_V$ : Kopplungskonstante des Vektormesons  
 $V$ : Feld des Vektormesons  $V$



**Abb. 20:** Compton-Streuquerschnitt in Vorwärtsrichtung  
in Abhängigkeit von der Photonenergie

$$\left. \begin{array}{l} \text{---} 1/16\pi \cdot \sigma_{\text{tot}}^2 \text{ (Opt. Punkt)} \\ \text{---} 1/16\pi \cdot \sigma_{\text{tot}}^2 + \pi/k^2 \cdot |\text{Re } f_1|^2 \end{array} \right\} \text{ aus (DAM70)}$$

Dieses bedeutet für die Streuamplitude

$$f(\vec{p} \rightarrow \vec{p}) = \frac{\gamma_V}{V} \cdot f(\vec{p} \rightarrow V_T p) \quad (IV.14)$$

$V_T$ : Transversal polarisiertes Vektormeson  
(Photon kann nur an ein solches koppeln)

Für die differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt

$$\left[ \frac{d\sigma}{dt}(\vec{p} \rightarrow \vec{p}) \right]^{1/2} = \frac{\gamma_V}{V} \left[ \frac{d\sigma}{dt}(\vec{p} \rightarrow V_T p) \right]^{1/2} \quad (IV.15)$$

unter der Annahme einer maximal konstruktiven Interferenz der Einzel-Streuamplituden.

Die Compton-Summenformel (IV.15) konnte bekanntlich für die Vektormesonen  $V = \rho, \omega, \phi$  nicht bestätigt werden. Bei Verwendung der neueren Messungen der Kopplungskonstanten  $\gamma_V$  aus Speicherringexperimenten lieferte (IV.15) nur ca. 70 % des Comptonquerschnitts (BUS70, WLF70).

Das Ergebnis der Compton-Summenformel für die Energie  $k_\gamma = 6$  GeV mit einer neueren Messung der Vektormesonen-Wirkungsquerschnitte ist in Tabelle 12 aufgeführt. Die Summe liefert für die Wurzel des differentiellen Wirkungsquerschnitts

$$\sqrt{\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}}_{\text{VDM}} = (0.66 \pm 0.03) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}^{1/2}$$

gegenüber dem Ergebnis dieses Experiments von

$$\sqrt{\frac{d\sigma}{dt} \Big|_{t=0}}_{\text{MESSG.}} = (0.88 \pm 0.03) \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}/c}^{1/2}$$

und liefert damit nur einen Beitrag von ca. 75 % zum gemessenen Betrag der Streuamplitude.

Zur Beseitigung dieses Defizits wurde an mehreren Labors nach weiteren Vektormesonen gesucht. In der Reaktion

Tabelle 12: Beiträge der Vektormesonen zum Compton-Wirkungsquerschnitt  $t = 0$ ,  $k = 6$  GeV

Vektormeson	$\frac{d\sigma_0}{dt} \left[ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2} \right]$	$\frac{\gamma^2}{4\pi}$	$\left( \frac{\pi\alpha}{2} \frac{d\sigma_0}{dt} \right)^{1/2} \left[ \frac{\mu\text{b}^{1/2}}{\text{GeV}} \right]$
$\rho$	$102 \pm 7^{1)}$	$0.64 \pm 0.05^{2)}$	$0.539 \pm 0.028$
$\omega$	$19.7 \pm 3^{1)}$	$4.8 \pm 0.5^{2)}$	$0.0865 \pm 0.0080$
$\phi$	$1.9 \pm 0.6^{1)}$	$2.8 \pm 0.2^{2)}$	$0.035 \pm 0.0057$
Summe			$0.661 \pm 0.030$

1) Ref. (BAL73); zwischen den Wirkungsquerschnitten von 4.7 GeV und 9.3 GeV wurde linear interpoliert, zwischen den 4 modellabhängigen Wirkungsquerschnitten wurde ebenfalls linear interpoliert.

2) Messungen aus der  $e^+e^-$ -Vernichtung, Referenzen siehe (WOL72).

$$\gamma p \rightarrow p 2\pi^+ 2\pi^- \quad (\text{IV.16})$$

wurde von einer Berkeley-SLAC-Kollaboration (BIN72) ein Vektorzustand ( $\rho'$ ) mit einer Masse von ca. 1.6 GeV gefunden. Das Vektor-Dominanz-Modell liefert für das  $\rho'$  unter plausiblen Annahmen eine Kopplungskonstante (WOL72)

$$\gamma_{\rho'}^2/4\pi = 3.9 \pm 1.3$$

Da der Wirkungsquerschnitt für die  $\rho'$ -Erzeugung nur bei einer Energie von 9.3 GeV gemessen wurde, ist eine Anwendung auf dieses Experiment nicht unmittelbar möglich. Im Vergleich der Daten bei 9.3 GeV liefert  $\rho'$  einen Beitrag von ca. 10 % zur Compton-Summenformel (WOL72).

Zur Überbrückung der restlichen Differenz können weitere Vektormesonen beitragen. In zwei Labors wurde vor kurzem ein neues Vektormeson entdeckt mit der Masse von 3.1 GeV (AUG74,AUB74). Nach der bisherigen Kenntnis der Eigenschaften könnte man einen Beitrag von maximal 5 % des  $\rho$ -Beitrags zur Compton-Summenformel (SCH74) erwarten. Ein weiteres Vektormeson mit einer Masse von 3.7 GeV wurde bei SPEAR (ABR75) und bei DORIS (CRI75) beobachtet. Über dieses sind bisher jedoch keine weiteren Eigenschaften bekannt. Es ist nicht auszuschließen, daß weitere Vektormesonen gefunden werden, welche ebenso wie mögliche nichtresonante Beiträge die Diskrepanz von (IV.15) weiter verringern.

Unabhängig hiervon hat D.R. Yennie (YEN74) vorgeschlagen, den 2-Pion-Zustand als Überlagerung eines  $\rho$ -Kerns mit einer lockeren, nicht resonanten 2-Pion-Struktur zu verstehen. Diese Modifikation des Vektor-Dominanz-Modells sollte den 2-Pion-Beitrag zum Photon-Wirkungsquerschnitt um einen Anteil von 10-20 % des  $\rho$ -Anteils vergrößern.



## Zusammenfassung

Die elastische Streuung hochenergetischer Photonen am Proton wurde sehr nahe der Vorwärtsrichtung untersucht. Die Photonenergie betrug 6 GeV, der quadratische Vierer-Impulsübertrag lag im Bereich  $0.0004 \leq -t \leq 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ . Wegen des geringen Impulsübertrages auf das Proton mußte dieses Experiment als Einarmmessung durchgeführt werden. Das gestreute Photon wurde in einer Al-Platte in ein  $e^+e^-$ -Paar konvertiert, beide geladenen Teilchen wurden nach Richtung und Energie von einer Paarspektrometeranordnung analysiert.

Die Meßergebnisse lassen sie wie folgt beschreiben:

- 1.) Ein einfacher Diffraktionsfit der Form  $d\sigma/dt = A \cdot e^{Bt}$  führt zu einem Vorwärts-Streuquerschnitt A, der mit  $0.79 \pm 0.04 \text{ } \mu\text{b}/(\text{GeV/c})^2$  etwas unterhalb der Ergebnisse anderer Daten liegt. Der Wert  $B = 8.6 \pm 1.2 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  stimmt mit einem anderen Experiment mit vergleichbar kleinen Streuwinkeln gut überein. Der Vergleich mehrerer Experimente zeigt jedoch, daß das Ergebnis für B vom untersuchten t-Bereich abhängt. Dies deutet darauf hin, daß die einfache Exponentialform  $\propto \exp(Bt)$  keine korrekte Beschreibung für den Verlauf des Wirkungsquerschnitts ist.
- 2.) Der gemessene differentielle Wirkungsquerschnitt in Vorwärtsrichtung ist etwas kleiner als der Wert, der sich aus den vorhandenen Messungen des totalen Wirkungsquerschnitts unter Anwendung des Optischen Theorems und einer Dispersionsrelation für eine spinunabhängige Streuung ergibt. Aus dem vorliegenden Experiment folgt daher ein verschwindender Anteil der spinabhängigen Streuung an der gesamten Streuamplitude.
- 3.) Die über das Vektor-Dominanz-Modell erhaltene Summenformel für die Compton-Streuung ist ebenso wie bei anderen früheren Untersuchungen nicht erfüllt. Neuere Experimente geben allerdings Hinweise auf die Existenz weiterer Vektormesonen, die die Diskrepanz vermindern könnten.

Literaturverzeichnis

- ALV72 H. Alvensleben et al., DESY 72/66 (1972)
- AND70 R. L. Anderson et al., Phys.Rev.Lett. 25, 1218 (1970)
- AUB 74 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)
- BAL73 J. Ballam et al., Phys.Rev. 7D, 3150 (1973)
- BBH70 M. Braunschweig et al., Nucl.Phys. B20, 191 (1970)
- BIN72 H. H. Bingham et al., SLAC-PUB-1113 (1972) und LBL-1085 (1972)
- BOY71 A. M. Boyarski et al., Phys.Rev.Lett. 26, 1600 (1971)
- BRA70 W. Braunschweig et al., Phys.Lett. 33B, 236 (1970)
- BUS71 G. Buschhorn et al., Phys.Lett. 37B, 207 (1971)
- CPS CERN-Proton-Synchrotron, User's Handbook (1971)
- CRI75 L. Crigee et al., Phys.Lett. (eingesandt)
- DAM70 M. Damashek, F.J. Gilman, Phys.Rev. 1D, 1319 (1970)
- FRA68 G. Franke, DESY, Interner Bericht F33-68/2 (1968)
- FRA72 G. Franke, DESY, Interner Bericht F33-72/3 (1972)
- FRN72 G. Franke, DESY, Interner Bericht F33-72/1 (1972)  
(Ergebnisse veröffentlicht unter (BUS71))
- GEL54 M. Gell-Mann, M. L. Goldberger, W. Thirring, Phys.Rev.95, 1612 (1954)
- GOT72 K. Gottfried, CERN 72-20 (1972)
- HEI57 W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation", Oxford University  
Press, Oxford 1957 (Kap. VII, §37, Formel 15)
- KES67 G. Kessler, DESY 67/44 (1967)
- KES69 G. Kessler, DESY, Interner Bericht B2-69/3 (1969)
- KM69 H. W. Koch, J. W. Motz, Rev.Mod.Phys. 31, 920 (1959) (Formel 3CS)
- LAD65 A. Ladage, H. Pingel, DESY 65/12 (1965)

- LÖF70 G. Löffler, DESY, Interner Bericht F33-70/3 (1970)
- LUB63 D. Lublow, DESY A2.96 (1963)
- LUT67 G. Lutz, H. D. Schulz, DESY 67/29 (1967)
- NAR70 B. Naroska, DESY, Interner Bericht F1-70/3 (1970)
- SCH66 H. D. Schulz, DESY 66/16 (1966)
- SCH74 D. Schildknecht, private Mitteilung
- VDM60 1.) J. J. Sakurai, Ann.Phys. 11, 1 (1960)  
2.) M. Gell-Mann, F. Zachariasen, Phys.Rev. 124, 953 (1961)  
3.) D. Schildknecht, Z.f.Physik 229, 278 (1969)
- VOG69 G. Vogel, DESY, Interner Bericht F33-69/2 (1969)
- WL39 J. A. Wheeler, W. E. Lamb, Phys.Rev. 55, 858 (1939)  
und Phys.Rev. 101, 1836 (1956)
- WLF70 G. Wolf, DESY 70/64 (1970)
- WOL70 G. Wolf, DESY 70/45 (1970)
- WOL71 G. Wolf, DESY 71/50 (1971)
- WOL72 G. Wolf, DESY 72/61 (1972)
- YEN74 D. R. Yennie, CLNS-278 (1974)

Lebenslauf

Am 21.9.1941 wurde ich in Bad Oldesloe geboren als Sohn des Arztes Dr. Albrecht Giese und seiner Ehefrau Ingrid Giese, geb. Ahlgrimm.

In den Jahren 1948 bis 1956 besuchte ich nacheinander die Volksschule in 2061 Stubben und die Volksschule Hohe Weide in Hamburg. Von 1956 bis zum Abitur im Jahre 1962 besuchte ich das altsprachliche Wilhelm-Gymnasium in Hamburg. Im Sommer 1962 nahm ich ein halbes Jahr lang an einem Maschinenbau-Praktikum der Firma Heidenreich & Harbek in Hamburg teil. Seit dem Wintersemester 1962/63 bin ich als Student der Physik an der Universität Hamburg immatrikuliert. 1970 machte ich das Diplom in Physik nach einer Diplomarbeit in einer Forschungsgruppe des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg.

Hamburg, den 25.1.1975

Danksagung

Den Herren Profs. E. Lohrmann und G. Weber danke ich für die Ermöglichung, Förderung und Betreuung dieser Dissertation. Die Arbeit ist das Ergebnis eines Experiments der Gruppe F33 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Am Experiment waren folgende Wissenschaftler beteiligt:

Dr. L. Criegee, Dr. G. Franke, Dr. G. Poelz, Dr. U. Timm, Dr. H. Werner und W. Zimmermann. Allen Genannten danke ich für ihre Mitarbeit bei Aufbau, Durchführung und Auswertung des Experiments. Herrn Th. Kahl danke ich für seine Mitarbeit im späteren Stadium der Auswertung.

Den Herren Dr. F. Gutbrod und Dr. D. Schildknecht danke ich für Informationen über neuere Entwicklungen in der Theorie.

Den Herren H. Ahrens, J. Hilbert und A. Marxen danke ich für ihren Einsatz im technischen Bereich.

Frau W. Kuffner danke ich für das Anfertigen technischer Zeichnungen. Frau G. Andersson danke ich für das Schreiben dieser Arbeit.

