

Interner Bericht  
DESY F 35 - 72/1  
Januar 1972

DESY-BIBLIOTHEK

11. FEB. 1972

11. 08. 1972

Elastische Streuung linear polarisierter Photonen am Proton  
im Energiebereich zwischen 2.2 und 6.2 GeV

von

Rainer Kotthaus



Elastische Streuung linear polarisierter Photonen am Proton  
im Energiebereich zwischen 2.2 und 6.2 GeV

von  
Rainer Kotthaus

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experimentes, das die Gruppen F 33 und F 35 gemeinsam am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY durchgeführt haben.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
I. Einleitung	1
II. Beschreibung des Experiments	
1. Prinzip der Messung	5
2. Apparatur	8
2.1 Überblick über den experimentellen Aufbau	8
2.2 Photonstrahl	8
2.2.1 kohärente Bremsstrahlung an Kristallgittern	8
2.2.2 Kristallorientierung	11
2.2.3 Strahlerzeugung, Strahlaufbau	12
2.2.4 Intensitäts- und Polarisationspektrum	14
2.3 Intensitätsmessung	15
2.4 Wasserstofftarget	17
2.5 Protonspektrometer	18
2.6 Photonspektrometer	19
2.6.1 Schauerhodoskop	20
2.6.2 Bleiglas-Čerenkovzähler	21
2.6.3 Justierung des Photonspektrometers	24
2.7 schnelle Elektronik	25
2.7.1 Triggerzähler	25
2.7.2 Hauptkoinzidenz	26
3. Aufnahme der Daten	28
3.1 Aufgaben des Digitalrechners	28
3.2 Ablauf der Messung	29
3.3 Datenübertragung und On Line-Kontrolldaten	31
III. Datenauswertung	
1. Übersicht über die Datenreduktion	32
2. Verfahren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte	34
3. p-Spurerkennung und -Reichweitebestimmung	35
4. Bestimmung der Photonwinkel	38
4.1 Erkennungsmethode	38
4.2 Prüfung des Verfahrens	40
4.3 Ortsauflösungsvermögen der Hodoskope	42

	Seite
5. kinematische Analyse	43
5.1 Berechnung kinematischer Grössen und Zwangsbedingungen	43
5.2 kinematische Auflösung	44
5.3 Untergrundsubtraktion	45
6. Berechnung des Wirkungsquerschnitts und der Asymmetrie	49
6.1 Beziehungen zwischen Mess- und Rechengrössen	49
6.2 MC-Erzeugung von Comptonstreuereignissen	51
6.3 Korrekturen und systematische Fehler	53
6.4 Ergebnisse	58
 IV. Diskussion und Vergleich der Ergebnisse	
1. differentielle Wirkungsquerschnitte	59
1.1 Vergleich mit anderen Comptonstreuexperimenten	59
1.2 Parametrisierungen	60
1.3 Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung und totaler Hadron-Erzeugungsquerschnitt	63
1.4 Vergleich im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells	68
1.4.1 VDM-Relationen für Comptonstreuung	69
1.4.2 Vergleich mit der Vektormeson-Photoerzeugung	71
2. Asymmetrie	75
2.1 modellunabhängige Beschreibung durch Helizitätsamplituden	75
2.2 Vergleich mit Modellvorstellungen	76
 Anhang	
A1 Helizitätsamplituden und Polarisationsgrössen für Comptonstreuung	79
A2 Asymmetrie des $\pi^0$ -Untergrundes	81
A3 Verfälschung der Vetoaussage durch Schauerrückstreuung	82
 Zusammenfassung	84
 Literaturverzeichnis	
 Danksagung	

I. Einleitung

Die in der Wechselwirkung hochenergetischer Photonen mit Hadronen beobachteten Erscheinungen sind qualitativ denen in rein hadronischen Prozessen sehr ähnlich. So entspricht die Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoerzeugung von Hadronen am Proton  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  recht genau derjenigen des totalen Pion-Nukleon-Wirkungsquerschnitts  $\sigma_{tot}(\pi N)$ . In der Grössenordnung unterscheiden sich beide Wirkungsquerschnitte um mehr als 2 Zehnerpotenzen:

$$\sigma_{tot}(\gamma p) \approx \frac{1}{200} \sigma_{tot}(\pi N)$$

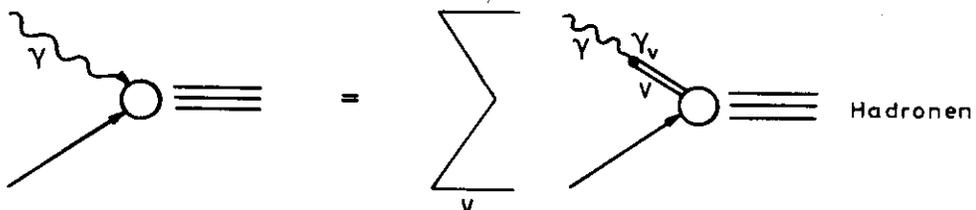
Aus der Unitaritätsbeziehung zwischen totaler Wechselwirkung und elastischer Streuung zweier Teilchen (Optisches Theorem) folgt dann, dass der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung

$$\gamma p \longrightarrow \gamma p$$

nur etwa  $10^{-4}$  bis  $10^{-5}$  des Querschnitts für die elastische  $\pi N$ -Streuung beträgt, falls die Winkelverteilungen in beiden Prozessen ähnlich sind. Während die elastische Streuung oberhalb des Resonanzbereichs etwa 20% des totalen  $\pi N$ -Wirkungsquerschnitts ausmacht, sind also weniger als 2% der gesamten Photon-Proton-Wechselwirkung auf die Comptonstreuung zurückzuführen. Dagegen trägt die  $\rho^0$ -Photoerzeugung

$$\gamma p \longrightarrow \rho^0 p$$

im GeV-Bereich etwa 15% zum totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot}(\gamma p)$  bei. Die Analogie zur  $\pi N$ -Wechselwirkung wird wieder vollständig, falls man die  $\rho^0$ -Produktion als "elastische" Streuung betrachtet, in der die Rolle des Photons von einem Hadron ( $\rho^0$ ) gleicher Quantenzahlen übernommen wird. Allgemein wird im Vektormeson-Dominanz-Modell (VDM) die Vorstellung formuliert, dass die Wechselwirkung reeller und virtueller Photonen mit Hadronen über Vektormeson-Zwischenzustände verläuft (z.B. Jo 67, Sa 69):



Die Summe erstreckt sich über die neutralen, nichtseltsamen Vektormesonen  $V = \rho^0, \omega$  und  $\phi$ . Die Kopplung, beschrieben durch die Parameter  $\gamma_V$ , soll universell, d.h. von den Massen der koppelnden Teilchen unabhängig sein.

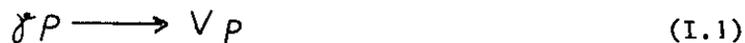
Erste Ergebnisse von Messungen des Compton-Streuquerschnitts am Proton und Deuteron für Photonenergien oberhalb von 1.5 GeV wurden 1970/71 publiziert (An 70, Bu 70, Deu 70, Boy 71). Der Grund dafür, dass die elastische Streuung als "einfachste" Reaktion hochenergetischer Photonen erst relativ spät untersucht wurde, ist in den spezifischen experimentellen Schwierigkeiten zu sehen, die durch den kleinen Wirkungsquerschnitt bedingt sind. Insbesondere stellt der  $\gamma\gamma$ -Zerfall photo-produzierter  $\pi^0$ -Mesonen eine sehr starke, kinematisch schwer zu trennende Untergrundquelle dar.

Alle Experimente wurden bei kleinen quadratischen Impulsüberträgen  $|t|$  und Energien bis zu  $k = 17$  GeV durchgeführt. Unterhalb von 5 GeV sind die Messungen sehr lückenhaft.

Qualitativ zeigt der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  im gesamten untersuchten Photonenergiebereich das aus der bekannten Vektormeson-Photoerzeugung im VDM erwartete überwiegend diffraktive Verhalten:

- $d\sigma/dt$  fällt mit wachsendem Impulsübertrag etwa gemäss einem Exponentialgesetz  $d\sigma/dt = A \cdot \exp(Bt)$  ab. Die Steigung  $B$  beträgt für  $k > 5$  GeV und  $|t| > 0.06$   $(\text{GeV}/c)^2$  energieunabhängig 6 bis 7  $(\text{GeV}/c)^{-2}$  (An 70, Bu 70) und stimmt mit dem Anstieg des Diffraktionsmaximums in der  $\rho^0$ -Photoerzeugung überein. Unterhalb von 4 GeV deutet sich im Intervall  $0.15 < |t| < 0.4$   $(\text{GeV}/c)^2$  eine geringere  $t$ -Abhängigkeit an (Deu 70).
- Der Wirkungsquerschnitt fällt nur schwach mit zunehmender Photonenergie.
- In Messungen am Deuterium (Boy 71) zeigt sich ein scharfes Vorwärtsmaximum kohärenter Streuung ( $\gamma d \rightarrow \gamma d$ ), das sich der für grössere Impulsüberträge allein beobachteten inkohärenten Streuung an den Nukleonen des Deuterons überlagert. Der aus den Daten ermittelte Neutron-Wirkungsquerschnitt ist kaum kleiner als der der Streuung am Proton, ein Hinweis auf dominierenden Isospin-0-Austausch im  $t$ -Kanal und nur sehr geringen Beitrag durch Isovektoraustausch.

Im quantitativen Vergleich mit der Vektormesonenerzeugung durch reelle Photonen



und durch  $e^+e^-$ -Annihilation (zeitartige Photonen) in Speicherringexperimenten



zeigt sich eine deutliche Verletzung des VDM, das aus den Wirkungsquerschnitten der Reaktionen (I.1) für  $V = \rho^0, \omega$  und  $\phi$  und den in den Prozessen (I.2) bestimmten Kopplungskonstanten  $\gamma_V^2$  einen zu kleinen Compton-Streuquerschnitt vorhersagt. Die Diskrepanz stellt die Hypothese der Massenunabhängigkeit der Kopplung in Frage oder deutet hin auf eine sehr starke Bindung des Photons an weitere, bisher unbekannte Vektormesonen.

Die fundamentalen Prinzipien der Unitarität und Kausalität verknüpfen die elastische Photonstreuung in Vorwärtsrichtung mit dem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$ . Durch Extrapolation des Verlaufs der  $t$ -Abhängigkeit des bei kleinen Impulsüberträgen gemessenen Compton-Streuquerschnitts zu  $t = 0$  ist deshalb eine modellunabhängige Überprüfung der aus den Messungen von  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  gewonnenen Aussagen über die Vorwärtsstreuamplitude möglich. Besonders interessant ist der Vergleich im Energiebereich unterhalb von 5 GeV. Dort sagen Auswertungen einer Dispersionsrelation mit den Messergebnissen  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  für die über den Nukleonspin gemittelte Vorwärtsstreuamplitude einen beträchtlichen Realteil voraus (Da 70, Na 70). Der Vorwärtswirkungsquerschnitt sollte demzufolge deutlich überhöht sein gegenüber dem Optischen Punkt  $1/16\pi \cdot \sigma_{\text{tot}}^2$  für rein imaginäre Streuamplitude.

Systematische Messungen der  $k^-$  und  $t$ -Abhängigkeit des Compton-Streuquerschnitts für kleine  $|t|$  und  $k < 5$  GeV können im Vergleich mit den Resultaten für höhere Energien Aufschluss geben über ein mögliches "Schrumpfen" des Diffraktionsmaximums - also des Radius der Photon-Proton-Wechselwirkung - mit zunehmender  $\gamma$ -Energie.

Im Bereich niedriger Energien liegen detaillierte Messungen der Vektormeson-Photoerzeugung vor. Insbesondere ist aus Blasenkammerexperimenten der Polarisationszustand photoerzeugter  $\rho^0$  und  $\omega$  bekannt (ABB 68, Ei 69,

Ba 71, Po 71), so dass durch Untersuchung der Comptonstreuung auch bei kleinen Energien eine direkte, von weiteren Modellvorstellungen unabhängige Prüfung des VDM möglich ist.

Polarisationsgrößen der Comptonstreuung sind bisher im GeV-Bereich nicht gemessen worden. Dagegen ist die Spinstruktur der Vektormeson- (speziell der  $\rho^0$ - und  $\omega$ -) Photoerzeugung weitgehend aufgedeckt. Dort ist die Situation experimentell sehr günstig, weil die am besten in Spurenkammern zu beobachtenden Winkelverteilungen der Zerfallsprodukte des erzeugten Vektormesons dessen Spineinstellung erkennen lassen. In der  $\rho^0$ -Photoproduktion konnte die Erhaltung der Helizität des Vektorteilchens nachgewiesen werden (ABB 68, Ba 71).

Die Untersuchung der Comptonstreuung mit linear polarisierten Photonen liefert, solange die Polarisation des gestreuten Photons unbeobachtet bleibt, nur eine begrenzte Einsicht in die Spinabhängigkeit. Die Erhaltung der Photonhelizität lässt sich nicht positiv bestätigen. Eine nichtverschwindende Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts bezüglich der Photonpolarisationsrichtung beweist dagegen das Auftreten eines Helizitätswechsels.

Im folgenden wird ein Experiment beschrieben, in dem mit linear polarisierten Photonen der Wirkungsquerschnitt der Comptonstreuung am Proton im Energiebereich von 2.2 bis 6.2 GeV und für Impulsüberträge  $|t|$  zwischen 0.1 und 0.85 (GeV/c)<sup>2</sup> gemessen wurde. Die Polarisationsabhängigkeit der Streuung wurde für Energien um 3.5 GeV untersucht.<sup>+</sup>

---

<sup>+</sup>) Ergebnisse dieses Experimentes wurden in Phys.Lett.B veröffentlicht (Bu 71) und sind in den DESY-Berichten 71/51 und 71/52 erschienen.

In der Arbeit über die Wirkungsquerschnittsasymmetrie  $\Sigma$  (Phys.Lett. 37B, 211 und DESY 71/52) wurde für die Modellvorstellung des  $0^+$ -Austauschs versehentlich  $\Sigma = -(1 - \cos^2 \theta)/(1 + \cos^2 \theta)$  angegeben statt, wie es richtig heissen muss,  $\Sigma \approx 0$  (Gi 71).

## II. Beschreibung des Experiments

### 1. Prinzip der Messung

Das Ziel des Experiments war, die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Comptonstreuung linear polarisierter Photonen am Proton

$$\gamma p \longrightarrow \gamma' p \quad (\text{II.1})$$

von der Polarisationsrichtung (= Schwingungsrichtung des elektrischen Feldvektors) des einlaufenden Photons zu untersuchen und den Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Photonen definierter Energie als Funktion des Quadrats des Viererimpulsübertrags  $t$  auf das Proton zu messen.

Durch kohärente Bremsstrahlung von 7.15-GeV-Elektronen an einem geeignet orientierten Diamantkristall wird ein parallel bzw. senkrecht zur horizontalen Ebene linear polarisierter Photonstrahl erzeugt. Das  $\gamma$ -Energiespektrum ist kontinuierlich, die Energie jedes einzelnen Photons also zunächst unbekannt.

Als 2-Teilchenreaktion ist (II.1) kinematisch vollständig bestimmt, wenn 2 unabhängige kinematische Parameter der auslaufenden Teilchen genau gemessen werden.

In diesem Experiment werden das gestreute Photon und das Rückstossproton in Koinzidenz nachgewiesen und die Richtungen beider Teilchen bezüglich des  $\gamma$ -Strahls bestimmt. (Abb. II. 1)

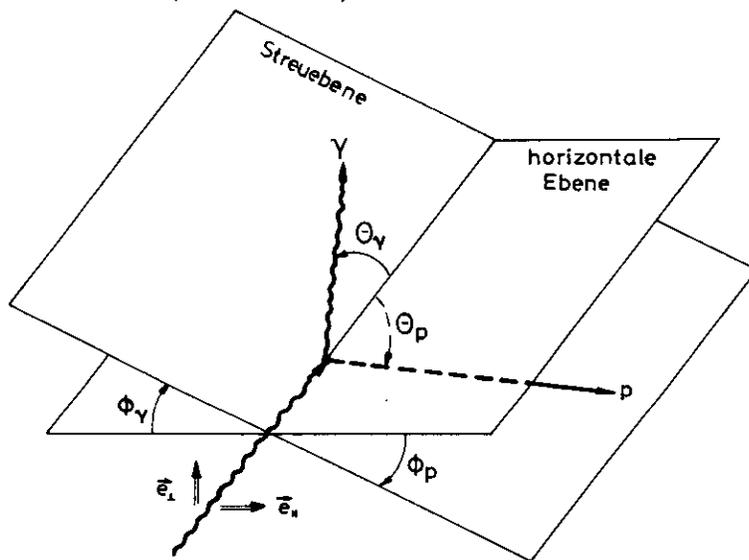


Abb. II.1: Comptonstreuungsprozess: Definition der Richtungen der gestreuten Teilchen

$\vec{e}_\perp$  ( $\vec{e}_\parallel$ ): Polarisationsvektoren für horizontale (vertikale) lineare Polarisation



lichkeit der Apparatur für  $\gamma$ -p-Koinzidenzen aus diesen Prozessen.

Die Elektron-Comptonstreuung hat eine vollständig andere Kinematik als (II.1) und wird durch die Koinzidenzbedingung quantitativ ausgeschaltet.

Alle denkbaren Untergrundreaktionen führen zu Mehrteilchenendzuständen, für die die Richtung des nachgewiesenen Photons nicht wie im Falle der Comptonstreuung in der durch die Richtungen des einfallenden Strahls und des Rückstossprotons aufgespannten Ebene liegen muss. In der Verteilung der Ereignisse über der Differenz  $\Delta\phi = \phi_\gamma - \phi_p$  der Azimutwinkel (Koplanaritätsverteilung) kann der Untergrund statistisch von Comptonereignissen getrennt werden, obwohl diese nicht positiv identifiziert werden.

Abb. II. 2 zeigt eine Koplanaritätsverteilung. Dem relativ flach verlaufenden Untergrund überlagert sich ein scharfes Signal elastischer Streuereignisse (vgl. auch Abb. III.11).

Die Abhängigkeit der Comptonstreuung von der Photonpolarisation beschreiben wir - wie allgemein üblich - durch die Asymmetrie  $\Sigma$  des differentiellen Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/dt$ :

$$\Sigma = \frac{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\perp - \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\parallel}{\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\perp + \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\parallel} \quad (\text{II.4})$$

" $\perp$ " (" $\parallel$ ") bedeutet Photonpolarisation senkrecht (parallel) zur Streuebene.

Der Wirkungsquerschnitt für die elastische Streuung unpolarisierter Photonen ist gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{2} \left[ \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\perp + \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_\parallel \right] \quad (\text{II.5})$$

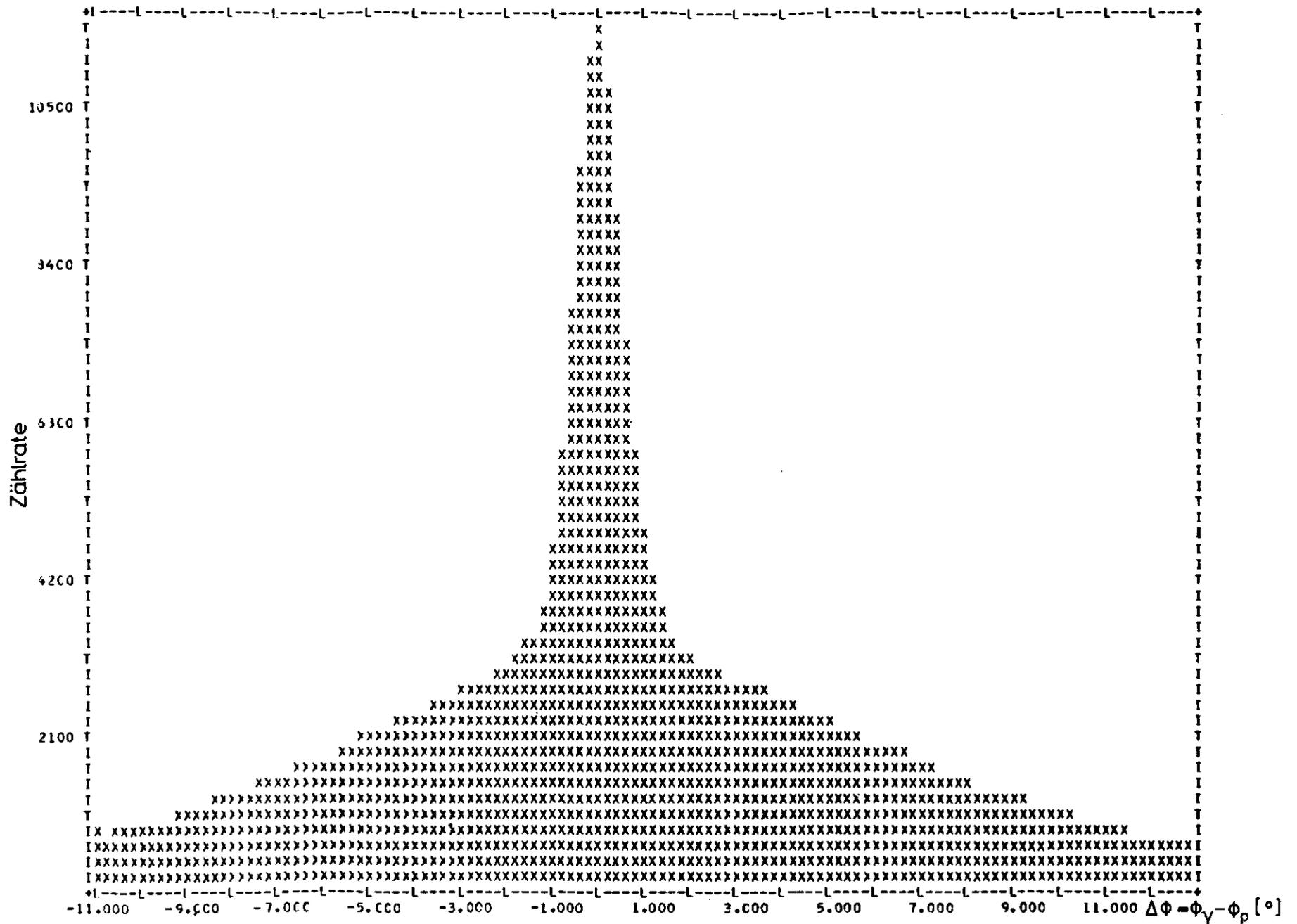


Abb. II.2 : Koplanaritätsverteilung von  $\gamma\gamma$ -Koinzidenzereignissen (horizontale Strahlpolarisation)

## 2. Apparatur

### 2.1. Überblick über den experimentellen Aufbau

Abb. II.3 gibt eine Übersicht über den Aufbau des Experimentes am  $\gamma$ -Strahl 24 des DESY.

Der Strahl wird an einem Diamantkristall T im Ring des Synchrotrons erzeugt und in einem Flüssigwasserstofftarget ( $H_2$ ) mit Protonen zur Wechselwirkung gebracht. Das gestreute Photon wird in Schauerhodoskopen aus Szintillationszählern und totalabsorbierenden Čerenkovzählern nachgewiesen. Zum Nachweis des Rückstossprotons dient ein Drahtfunkenkammer-Spektrometer, das schon in früheren Experimenten zur  $\rho^0$ -Erzeugung mit polarisierten Photonen benutzt worden war (Cr 68, Lö 70).

Die gesamte Apparatur ist durch eine Wand aus Beton, Eisen und Blei gegen den strahlaufwärtsgelegenen Teil der Experimentierhalle abgeschirmt. Weitere Bleiabschirmungen begrenzen die direkte Sicht der Spektrometer auf den  $\gamma$ -Strahl.

Die Messungen wurden in zwei Perioden zu je etwa 160 h im Juli und August 1970 durchgeführt. - Der gesamte in diesem Experiment überdeckte Bereich von Photonenergien  $k$  und Impulsüberträgen  $t$  wurde mit zwei Winkelsetzungen der Spektrometer erfasst (Abb. II. 4). Die Spektrometerwinkel  $\theta_\gamma^0$  und  $\theta_p^0$  bezüglich der Strahlrichtung betragen:

$$\begin{aligned} \text{für kleine } |t| & : \theta_\gamma^0 = 8.05^\circ, \quad \theta_p^0 = 72.86^\circ \\ \text{für grössere } |t| & : \theta_\gamma^0 = 11.04^\circ, \quad \theta_p^0 = 67.70^\circ \end{aligned}$$

Die Triggerschwelle im  $\gamma$ - ( $p$ -) Spektrometer begrenzt den zugänglichen kinematischen Bereich zu kleinen  $k$  ( $|t|$ ). Die Synchrotronenergie stellt die obere Energiegrenze dar.

## 2.2 Photonstrahl

### 2.2.1 kohärente Bremsstrahlung an Kristallgittern

Bei der Elektron-Bremsstrahlung im periodischen Potential eines Kristallgitters treten Interferenzeffekte auf, die bewirken, dass Bremsstrahlung nur dann kohärent emittiert wird, wenn der Impulsübertrag  $\vec{q}$  auf das Gitter gleich einem reziproken Gittervektor  $\vec{g}$  ist

$$\vec{q} = \vec{g} \quad (\text{II.6})$$

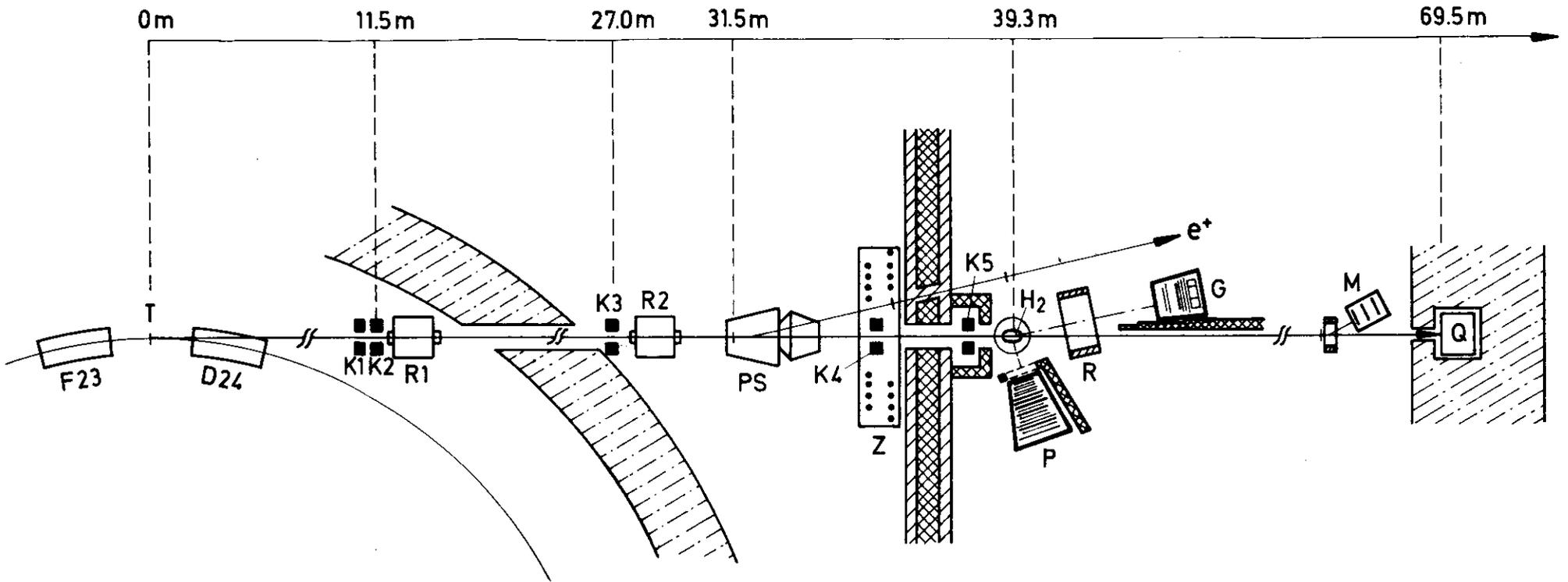


Abb. II.3: Überblick über den Aufbau des Experiments (schematisch)

F 23, D 24 : Synchrotronmagnete, T : Diamanttarget

K 1 ... K 5 : Kollimatoren, R, R 1, R 2 : Reinigungsmagnete,

PS : Paarspektrometermagnet, Z : Paarspektrometer-Zählerbank,

H<sub>2</sub> : H<sub>2</sub>-Target, P : Protonspektrometer, G : Photonspektrometer,

M : Monitorteleskop, Q : Quantameter, e<sup>+</sup> : Positronenstrahl

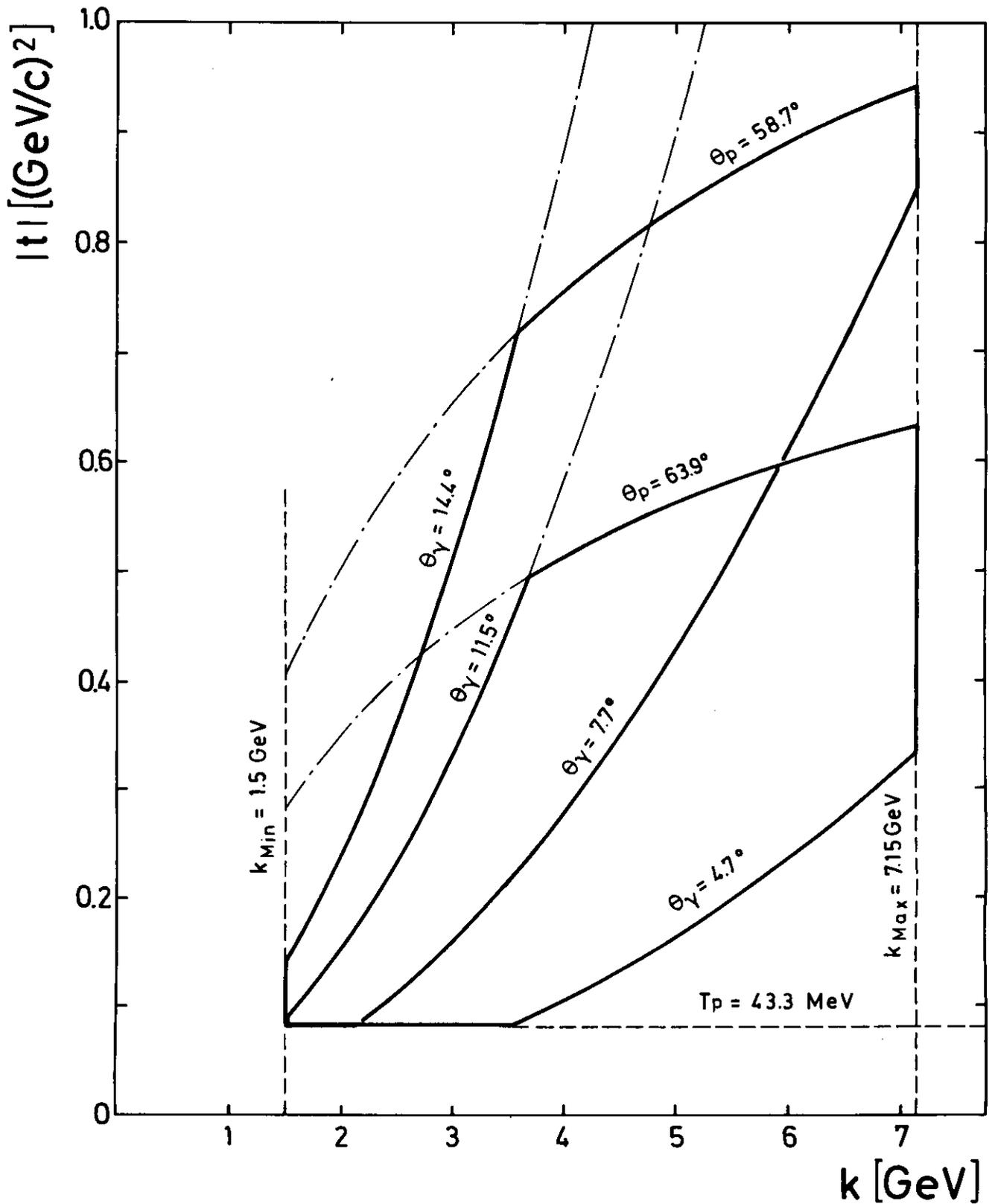


Abb.II.4 : k-t-Akzeptanz der Apparatur für 2 Winkelsetzungen (stark umrandet)

$T_p = 43.3 \text{ MeV}$  : Triggerschwelle im p-Spektrometer

$k_{\text{Min}} = 1.5 \text{ GeV}$  : Triggerschwelle im  $\gamma$ -Spektrometer

$k_{\text{Max}} = 7.15 \text{ GeV}$  : Synchrotronenergie

(II.6) gilt in Analogie zur Bragg'schen Reflexionsbedingung für die Beugung von Wellen an periodischen Strukturen.

Für eine ausführliche Diskussion der Theorie der kohärenten Bremsstrahlung, der experimentellen Ergebnisse sowie eine Zusammenstellung der Literatur sei auf (Ti 69) verwiesen.

Die einem bestimmten Punkt im reziproken Gitter (mit Gittervektor  $\vec{g}$ ) entsprechende Bremsstrahlung ist vollständig linear polarisiert in Richtung der Transversalkomponente von  $\vec{g}$  bezüglich der Photonrichtung.

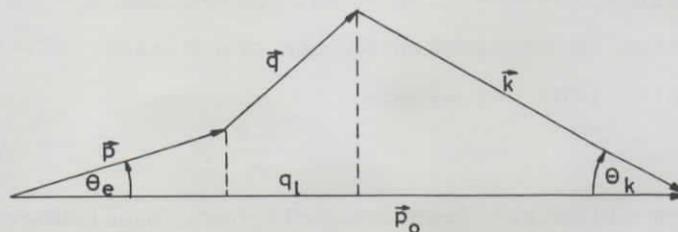
Der Polarisationsgrad

$$\mathcal{P} = \frac{N_g^p - N_g^s}{N_g^p + N_g^s} \quad (\text{II.7})$$

( $N_g^p$  ( $N_g^s$ ): Zahl der Photonen, die parallel (senkrecht) zu einer Referenzebene linear polarisiert sind)

eines durch Bremsstrahlung in einem Kristall erzeugten Photonstrahls ergibt sich aus der Überlagerung aller kohärenten Beiträge, einem inkohärenten Anteil unpolarisierter Bremsstrahlung, der aus den Gitterschwingungen des Kristalls resultiert, und aus dem Einfluss experimenteller Gegebenheiten (vgl. Abschnitt 2.2.4)

Neben der Polarisation sind Spitzen ("Spikes") im Intensitätsspektrum charakteristisch für die kohärente Bremsstrahlung (vgl. Abb. II.7). Diese Struktur wurde zuerst von Bologna et al. (Bo 60) experimentell beobachtet und erklärt durch das Zusammenwirken der Interferenzbedingung (II.6) und der kinematischen Begrenzung der möglichen Werte des Impulsübertrages  $\vec{q}$ .



Impuls- und Energieerhaltungssatz lauten:

$$\vec{p}_0 = \vec{p} + \vec{k} + \vec{q} \quad \vec{p}_0 (\vec{p}), E_0 (E): \text{Impuls, Energie des Elektrons vor (nach) dem Stoss}$$

$$E_0 = E + k \quad \vec{k} (k) : \text{Impuls (Energie) des Photons}$$

Die Rückstossenergie des Gitters ist vernachlässigbar klein. Für jede feste Photonenergie  $k$  ergibt sich der minimale Wert  $\delta$  des Impulsübertrages  $q_1$  in Richtung von  $\vec{p}_0$  für Bremsstrahlung in Vorwärtsrichtung ( $\theta_k = \theta_e = 0$ ):

$$\delta = q_e^{\min} = p_0 - p - k \approx \frac{m_e^2}{2E_0} \frac{x}{1-x} \quad (\text{Lichtgeschwindigkeit } c = 1)$$

$x = k/E_0$  ist die relative Photonenergie,  $m_e$  die Elektronenmasse. Eine scharfe obere Grenze für den longitudinalen Impulsübertrag bei der Emission un kollimierter Bremsstrahlung existiert nicht. Allerdings sind die Photonwinkel  $\theta_k$  im wesentlichen auf den Bereich  $\theta_k \leq m_e/E_0$  beschränkt, so dass der Impulsübertrag  $q_1$  ( $\theta_k = m_e/E_0$ ) eine obere Grenze in dem Sinne darstellt, dass grössere Werte unwahrscheinlich sind. Näherungsweise ergibt sich:

$$q_e^{\max} \approx 2\delta$$

$q_1$  ist also im wesentlichen wie folgt beschränkt:

$$\delta \leq q_e \leq 2\delta, \quad \delta = \frac{m_e^2}{2E_0} \frac{x}{1-x} \quad (\text{II.8})$$

Der zur Richtung  $\vec{p}_0$  transversale Impulsübertrag  $q_t$  wird nach oben durch den (wiederum nicht scharfen) Maximalwert  $2xm_e$  begrenzt, der sich für  $\theta_k = m_e/E_0$  und Koplanarität aller Vektoren ( $\vec{p}_0$ ,  $\vec{p}$ ,  $\vec{q}$  und  $\vec{k}$ ) ergibt:

$$0 \leq q_t \leq 2 \times m_e \quad (\text{II.9})$$

Für  $x = 0.5$  und  $E_0 = 7 \text{ GeV}$  - das entspricht etwa den Verhältnissen in diesem Experiment - ist  $\delta = 1.86 \cdot 10^{-5} \text{ MeV/c}$  und  $q_t^{\max} = 2xm_e = 0.511 \text{ MeV/c}$ . Dem Einheitsvektor im reziproken Gitter von Diamant (Gitterkonstante  $a = 3.567 \text{ \AA}$ ) entspricht der Impuls:

$$\frac{2\pi}{a} \hbar = 3.47 \cdot 10^{-3} \text{ MeV/c}$$

d.h. der Bereich erlaubter (wahrscheinlicher) Impulsüberträge  $\vec{q}$  ist eine im Vergleich zu den Abständen reziproker Gitterpunkte extrem dünne, sehr ausgedehnte zylindrische Scheibe ("pan cake") im Impulsraum senkrecht zu  $\vec{p}_0$ .

(Die in (II.8) und (II.9) angegebene Begrenzung des pan cake ist nur eine Näherung; eine genauere Rechnung (Ti 69) zeigt, dass die untere scharfe Grenze  $\delta$  quadratisch von  $q_t$  abhängt.)

Zur Bremsstrahlungsintensität tragen nur reziproke Gitterpunkte aus dem Bereich des pan cake bei. Beziehung (II.8) lässt das Auftreten der Spikes im kohärenten Spektrum erkennen. Wir betrachten einen bestimmten reziproken Gitterpunkt, d.h. festes  $q_1$ . Mit wachsender relativer Photonenergie  $x$  schiebt sich der pan cake über den Gitterpunkt hinweg; der Beitrag zur Intensität nimmt kontinuierlich zu mit Annäherung der unteren kinematischen Grenze  $\delta(x)$  an  $q_1$ ; für  $\delta(x)=q_1$  wird die Intensität maximal ( $\theta_k=0$ ) und fällt auf Null sobald  $\delta(x)>q_1$ ; der betrachtete Gitterpunkt liegt dann ausserhalb des pan cake.

Durch geeignete Orientierung des Kristalls zur Richtung des Elektronenstrahls kann man Zahl und Lage der Spikes im Intensitätsspektrum sowie die zugehörige Polarisationsrichtung bestimmen. Insbesondere ist es möglich, sogenannte 1-Punkt-Spektren zu erzeugen, deren kohärente Intensität in einem bestimmten Bereich des Spektrums im wesentlichen aus dem Beitrag eines einzigen reziproken Gitterpunktes resultiert. 1-Punkt-Spektren zeichnen sich durch hohen Polarisationsgrad aus (Lu 67).

### 2.2.2 Kristallorientierung

Das Bremsstrahlungstarget T ist ein 1.5 mm ( $\approx 1.27 \cdot 10^{-2} X_0$ ) dicker Diamantkristall. Die Orientierung bezüglich des Elektronenstrahls im Synchrotron zeigt Abb. II.5a. Die (0, 0, 1)-Achse des Diamanten bildet den Winkel  $\theta = 50$  mrad mit dem Strahl,  $\alpha$  ist der Winkel zwischen den Ebenen  $(\vec{e}_1, \vec{p}_0)$  und  $(\vec{e}_1, \vec{e}_2)$ . Der Diamant wird in einem Goniometer gehalten (Abb. II.5b), das um die vertikale und eine horizontale Achse senkrecht zur Strahlrichtung gedreht werden kann. Die Goniometerwinkel  $\theta_H$  und  $\theta_V$  können auf 0.1 mrad genau eingestellt werden.

Abb. II.6 zeigt die  $\vec{b}_2$ - $\vec{b}_3$ -Ebene des reziproken Diamantgitters. Für  $\theta=50$  mrad und  $\alpha$  nahe  $90^\circ$  liefert der reziproke Gitterpunkt  $(2, \bar{2}, 0)$  ein 1-Punkt-Spektrum der gewünschten Spike-Energie von 3.9 GeV bei ho-

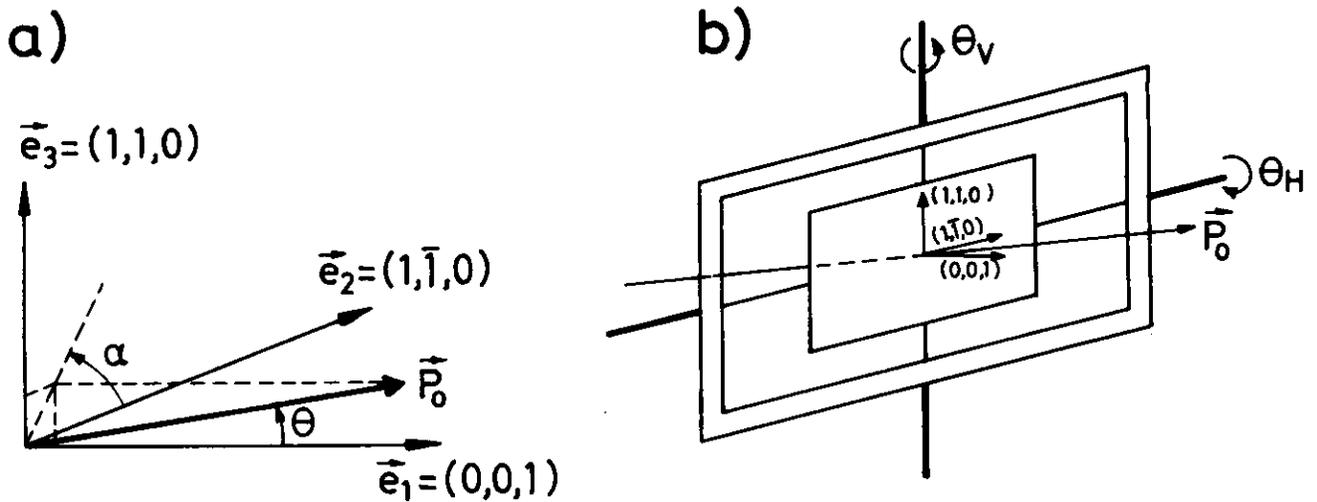


Abb. II.5 : Orientierung des Diamantkristalls

- a) Lage der Kristallachsen bezüglich der Richtung des Elektronenstrahls ( $\vec{p}_0$ )
- b) Orientierung bezüglich der Drehachsen des Goniometers

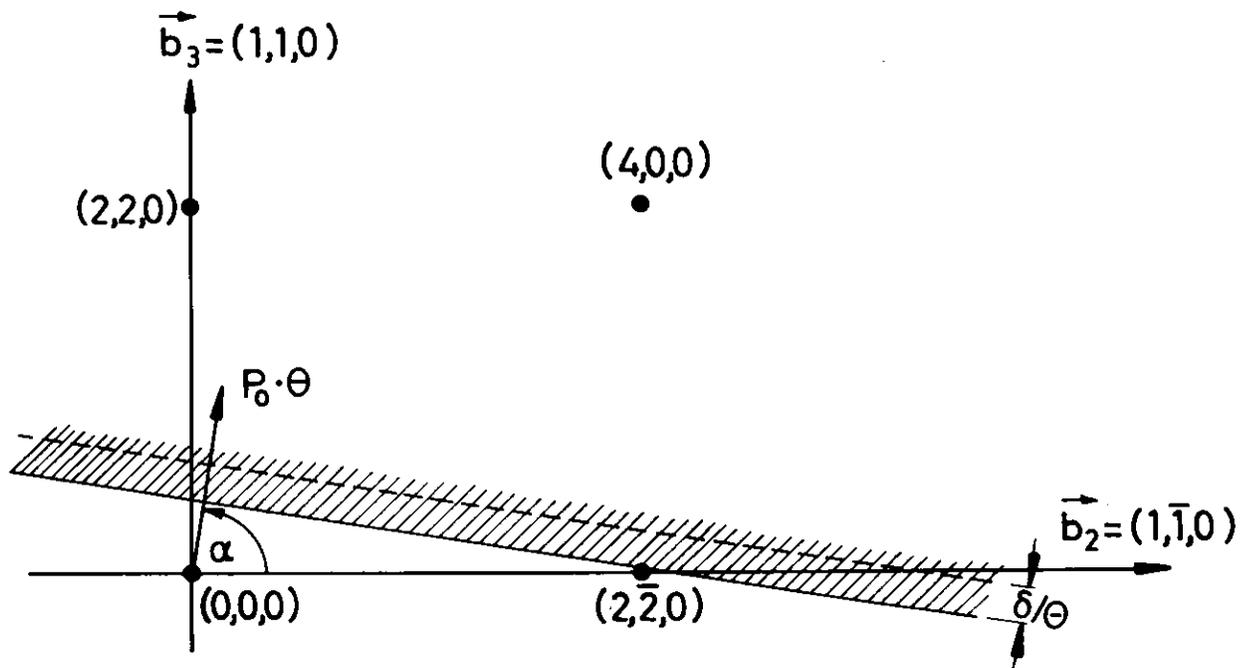


Abb. II.6 : Schnitt des pan cake (schraffiert) mit der  $\vec{b}_2$ - $\vec{b}_3$ -Ebene des reziproken Gitters für horizontale Polarisation (1-Punkt-Spektrum des Punktes  $(2, \bar{2}, 0)$ )

horizontaler Strahlpolarisation (Abb. II. 7). Für diesen Fall ist in Abb. II. 6 schraffiert der Schnitt des pan cake mit der gezeichneten Netzebene angedeutet. Ist  $\alpha$  nahe  $0^\circ$ , so liefert der Punkt (2, 2, 0) das entsprechende Spektrum mit vertikaler Polarisation. Reziproke Gitterpunkte ausserhalb der Ebene  $\vec{b}_1 = 0$  geben wegen der grossen Longitudinalimpulsüberträge keinen nennenswerten Beitrag. Die beiden Polarisationsrichtungen entsprechenden Goniometerwinkel  $\theta_H$  und  $\theta_V$  (bezogen auf die Orientierung  $\theta_H^0$  und  $\theta_V^0$  für  $\vec{p}_0$  parallel zur (0, 0, 1)-Achse sind:

$$\text{horizontale Polarisation: } \theta_H = +50\text{mrad} \quad \theta_V = +3.2\text{mrad}$$

$$\text{vertikale Polarisation: } \theta_H = +3.2\text{mrad} \quad \theta_V = -50\text{mrad}$$

Das Verfahren zum Auffinden der Winkel  $\theta_H^0$  und  $\theta_V^0$  beruht auf der Abhängigkeit der Gesamtintensität der Bremsstrahlung und der Form des Spektrums von der Richtung der Kristallachsen und wird in (Lu 66) beschrieben.

Für die Wahl der Bezugsebene zur Definition des Polarisationsgrades P (vgl. (II. 7)) gilt in dieser Arbeit folgende Konvention: Zu jeder der beiden Diamantorientierungen wird die Referenzebene so gewählt, dass  $P > 0$ . Ihre Lage bezüglich der horizontalen (Synchrotron-) Ebene wird durch Indices "||" und "⊥" an P angedeutet:

$$P_{||} = \frac{N_{\gamma}'' - N_{\gamma}'}{N_{\gamma}'' + N_{\gamma}'} > 0, \quad P_{\perp} = \frac{N_{\gamma}' - N_{\gamma}''}{N_{\gamma}' + N_{\gamma}''} > 0$$

Die hier gewählte Orientierung des Diamantkristalls hat gegenüber der in früheren Polarisationsexperimenten bei DESY (Cr 68, Ge 69) benutzten ( $\vec{p}_0$  etwa parallel zur (1, 1, 0)-Richtung) den Vorzug, dass durch kleine Drehungen um die Goniometerachsen beide Polarisationsrichtungen an einem Kristall erzeugt werden können, während früher für vertikale und horizontale Polarisation zwei verschiedene Kristalle benötigt wurden.

### 2.2.3 Strahlerzeugung, Strahlaufbau

Das Diamanttarget T befindet sich im Beschleunigungsring des Synchrotrons auf der Innenseite der Elektronensollbahn im feldfreien Abschnitt zwischen den Magneten F 23 und D 24 (s. Abb. II. 3).

Einige 100  $\mu$ s vor Ende der Beschleunigungsperiode wird der Elektronenstrahl durch Einschalten gepulster Magnete ("beam bump") auf den Diamanten gesteuert. Die Auslenkung erfolgt über mehr als 1000 Umläufe der Elektronen, so dass ein  $\gamma$ -Strahl-Impuls ("Spill") von etwa 1.4 ms Dauer (volle Breite in halber Höhe) erzeugt wird. Der Spill liegt symmetrisch zum Zeitpunkt  $t_{\max}$  der maximalen Erregung der Synchrotronmagnete. Für die Wahl der Spilllänge sind zwei Gesichtspunkte massgebend:

- Die momentane Strahlintensität, bei der die Nachweisapparatur des Experiments vernünftig arbeitet, ist nach oben begrenzt durch Totzeitverluste und zufällige Koinzidenzen, die insbesondere die Zuverlässigkeit der Spurenerkennung im Protonteleskop beeinträchtigen. Eine hohe mittlere Strahlintensität lässt sich deshalb nur mit einem breiten Spill erzielen.
- Die Energieunschärfe der Elektronen reduziert die Höhe des kohärenten Spike sowie den Polarisationsgrad im experimentellen Photonspektrum. Elektronen, die nicht zum Zeitpunkt  $t_{\max}$  auf das Target treffen, tragen mit geringerer Endenergie zur Bremsstrahlung bei. Bezüglich der Qualität der Spektren ist also ein schmaler Spill günstig. Die Abweichung von der Maximalenergie  $E_{\max}(t_{\max})$  lässt sich für jeden Zeitpunkt aus dem zeitlichen Verlauf der Feldstärke der Synchrotronmagnete berechnen. Einer Abweichung von  $\pm 0.7$  ms von  $t_{\max}$  entspricht eine Energieverschiebung von  $\Delta E/E_{\max} = -1.2\%$ .

Die schnelle Elektronik des Experimentes wird nur jeweils für  $\pm 1.8$  ms symmetrisch zu  $t_{\max}$  aufgetastet, um sicher zu sein, dass bei zeitlichen Schwankungen des Spills keine Ereignisse mit zu grosser Zeitabweichung akzeptiert werden.

Der Photonstrahl (Abb. II.3) wird zunächst durch den Eisenkollimator K1 (Breite x Höhe =  $8 \times 4$  mm<sup>2</sup>) vorkollimiert. Das endgültige Strahlprofil bestimmen die Bleikollimatoren K2 ( $1.2 \times 1.4$  mm<sup>2</sup>) und K3 ( $3 \times 3$  mm<sup>2</sup>), hinter denen jeweils horizontal ablenkende Reinigungsmagnete (R1, R2) aufgestellt sind. Die Kollimatoren K4 ( $9 \times 9$  mm<sup>2</sup>) und K5 ( $15 \times 15$  mm<sup>2</sup>) begrenzen den Halo des Strahls. Der Strahlquerschnitt am Ort des H<sub>2</sub>-Targets beträgt  $B \times H = 4 \times 5$  mm<sup>2</sup>.

Durch seitliches Verschieben des Diamanttargets und der begrenzenden Kollimatoren wird der  $\gamma$ -Strahl so justiert, dass das Maximum der Intensität sowohl auf die Mitte des  $H_2$ -Targets als auch ins Zentrum des Quantameters (vgl. Abschnitt 2.3) fällt. Die Strahllage wird im  $H_2$ -Target durch Röntgenfilmaufnahmen und vor dem Eintritt ins Quantameter durch Beobachtung mit einer Fernsehkamera kontrolliert.

In der Experimentierhalle wird der Strahl überwiegend durch Grobvakuum oder in He-Atmosphäre geführt.

#### 2.2.4 Intensitäts- und Polarisationspektrum

Das Photonspektrum wurde während des Experimentes laufend mit einem Paarspektrometer (Abb. II.3) gemessen. In einer  $70 \mu$  dicken Aluminiumfolie wird ein sehr kleiner Bruchteil (etwa  $6 \cdot 10^{-4}$ ) der Photonen des einlaufenden Strahls konvertiert. Elektronen und Positronen werden im homogenen Feld eines Ablenkmagneten (Schu 66) impulsanalysiert. Durch 2-fach-Koinzidenzen zwischen Szintillationszählern werden rechts und links des Strahls Trajektorien definiert. Insgesamt 7 4-fach-Koinzidenzen zwischen den Zählern je einer rechten und linken Trajektorie definieren  $e^+e^-$ -Paare von bekannter Energie. Die je 2 benachbarten Kanälen entsprechenden Energien unterscheiden sich um 5%. Das Impulsaufklärungsvermögen des Paarspektrometers ist 1.5%.

Abb. II.7a zeigt ein gemessenes Intensitätsspektrum. Die Punkte entsprechen den Paarspektrometerraten nach Subtraktion von zufälligen Koinzidenzen und einem experimentell ermittelten Leertargeteffekt (Paare, die durch Konversion von Photonen des Strahlhalos am Rahmen des Al-Konverters erzeugt wurden). Die ausgezogene Kurve ist das Ergebnis einer Anpassung des gemessenen Spektrums.

Das in 2.2.1 diskutierte ideale Spektrum wird durch experimentelle Gegebenheiten verändert. Die Winkel  $\alpha$  und  $\theta$  (Abb. II.5a) haben gewisse Unsicherheiten wegen der Primärdivergenz des Elektronenstrahls (typisch etwa 1 mrad), der Vielfachstreuung im Diamanten (mittlerer Vielfachstreuungswinkel etwa 0.3 mrad), der Mosaikstruktur des Kristalls sowie unvermeidlicher Vibration der Diamanthalterung. Da die Bremsstrahlung sehr scharf um die Richtung des Elektrons gebündelt emittiert wird, können durch Kollimation des  $\gamma$ -Strahls die genannten

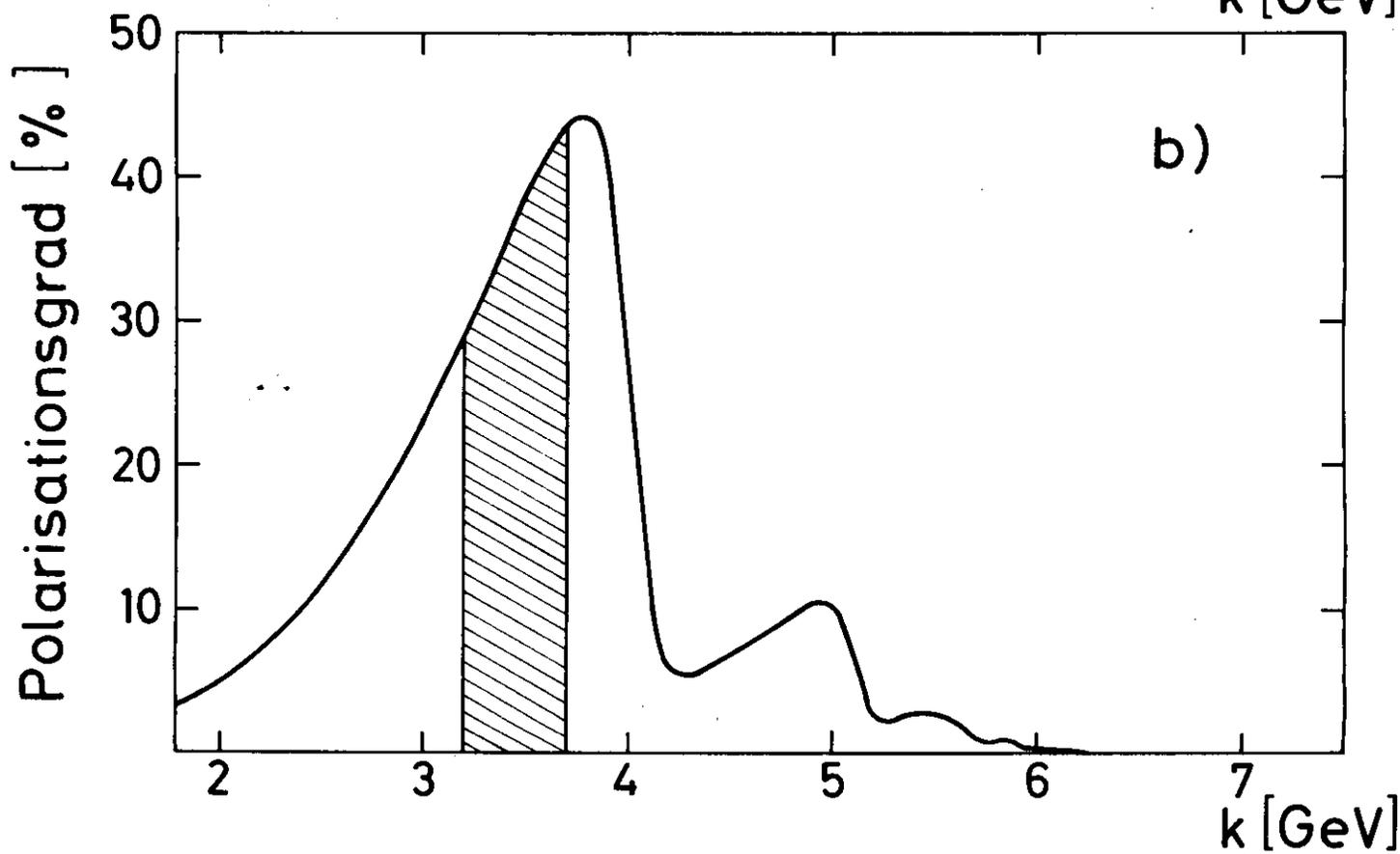
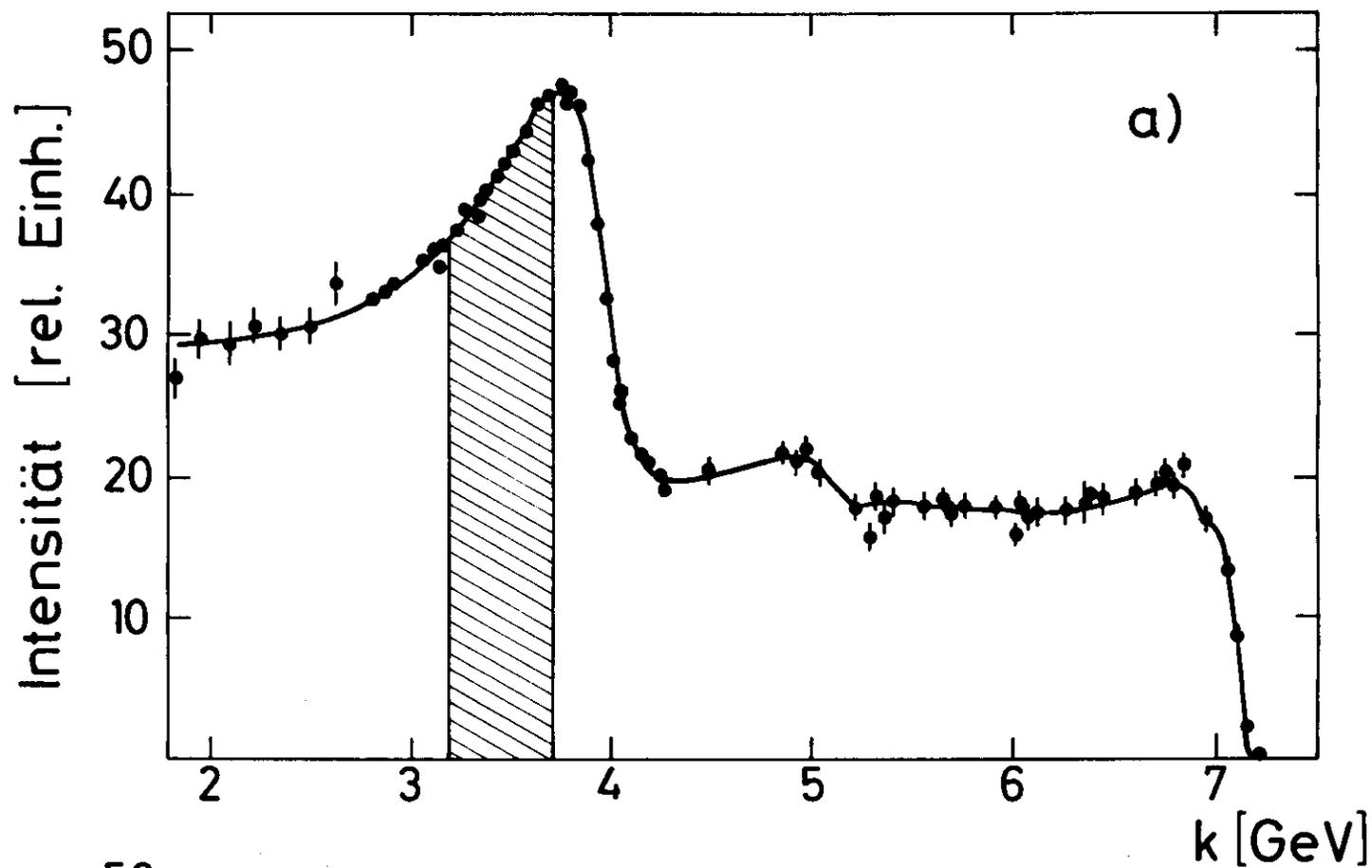


Abb. II.7 : Photonspektren

a) gemessenes und angepasstes Intensitätsspektrum

b) berechnetes Polarisationspektrum

schraffiert: Auswertebereich für die Wirkungsquerschnittssymmetrie

Ungenauigkeiten in der Orientierung zum Teil unterdrückt werden. Der Kollimationswinkel beträgt in diesem Experiment  $\pm 0.065$  mrad. Neben den Unsicherheiten der Winkel  $\alpha$  und  $\theta$  trägt die der relativen Photonenergie  $x = k/E_0$  wegen der Unschärfe der Endenergie und des begrenzten Auflösungsvermögen des Paarspektrometers zur Form des Spektrums bei.

Die experimentelle Verschmierung äussert sich in einer Reduktion der Höhe und im Verwaschen der Kante des kohärenten Spikes. Dem wird in der Anpassung der gemessenen Spektren in der Weise Rechnung getragen, dass das theoretische Spektrum mit einer Gaußverteilung gefaltet wird. Die Breite dieser Verteilung wird als Anpassungsparameter bestimmt. Ferner wird die Anpassung bezüglich des Verhältnisses der kohärenten zur inkohärenten Intensität optimiert.

Das "experimentelle" Polarisationspektrum (Abb. II. 7b) wird berechnet aus dem idealen (Ti 69) durch Faltung mit der in der Anpassung des Intensitätsspektrums gefundenen Verteilungsfunktion. Die Gültigkeit dieses Verfahrens war in einem früheren Experiment (Cr 66) durch Analyse der Strahlpolarisation mit kohärenter Paarerzeugung innerhalb einer relativen Genauigkeit von  $\pm 0.05$  bestätigt worden.

### 2.3 Intensitätsmessung

#### Absolutmessung mit Quantameter und Paarspektrometer

Zur Messung der Gesamtenergie des  $\gamma$ -Strahls dient ein bei DESY entwickeltes totalabsorbierendes Gasentladungsquantameter (La 65), gefüllt mit einem Gemisch aus 90% He und 10% N<sub>2</sub>. Die im Quantameter (QM) 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 äquivalente Zahl von Photonen der Maximalenergie  $k_{\text{max}}$  des Bremsspektrums, deren Gesamtenergie gleich der des integrierten Spektrums ist:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{1}{k_{\text{max}}} \int_0^{k_{\text{max}}} k \cdot n(k) dk \quad (\text{II.10})$$

( $n(k)dk$ : Anzahl der Photonen im Intervall zwischen  $k$  und  $k + dk$ )

$Q_{\text{eff}}$  berechnet sich aus der gemessenen Ladung  $Q$  und der QM-Eichkonstante  $K_{\text{QM}}$  zu:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{1}{k_{\text{max}}} \cdot K_{\text{QM}} \cdot Q \quad (\text{II.11})$$

Dieses Experiment wurde bei einer Strahlintensität von 2 bis  $4 \cdot 10^8$  eff. Quanten/sec durchgeführt.

Die Eichkonstante des benutzten QM war im Januar 1969 im externen Elektronenstrahl bestimmt worden. Anhand der im Paarspektrometer beobachteten Absolutzählraten lässt sich über den bekannten Paarerzeugungsquerschnitt die QM-Konstante überprüfen (Ti 71). - Es wurde festgestellt, dass  $K_{QM}$  um etwa 20% gegenüber dem aus der Eichmessung bekannten Wert gesunken war. Eine Nacheichung am Elektronenstrahl im Dezember 1970 bestätigte die Paarspektrometermessungen. Aus diesen ergibt sich für dieses Experiment:

$$K_{QM} = (1.43 \pm 0.03) \cdot 10^{16} \text{ GeV/As}$$

Alle Kontrollmessungen mit dem Paarspektrometer deuten auf eine kontinuierliche Abnahme von  $K_{QM}$  seit Anfang 1969 hin. Als mögliche Ursache kommt herausdiffundierendes Helium in Betracht.

#### Relativmessung mit Monitorzählern

Das QM integriert die Strahlintensität über die Gesamtzeit eines Meßlaufes. Die schnelle Elektronik des Experimentes akzeptiert Koinzidenzereignisse nur innerhalb  $\pm 1.8 \text{ ms}$  um  $t_{\max}$  und wird ausserdem noch während der Verarbeitung der Information jedes Ereignisses zugetastet (apparative Totzeit, vgl. Kap.II.3.2).

Die Photonenzahl (II.11) aus der QM-Messung muss zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte korrigiert werden, um den Bruchteil von Photonen, der das Target zu Zeitpunkten trifft, in denen die Apparatur nicht aufnahmebereit ist, und deshalb nicht zu registrierten Streueignissen beiträgt.

Der Korrekturfaktor wird experimentell ermittelt mit Hilfe eines Monitorteleskops aus 3 Szintillationszählern, das vor dem Quantameter seitlich vom  $\gamma$ -Strahl aufgebaut ist (s.Abb.II.3). Ein Permanentmagnet lenkt Elektronen, die von Photonen des Strahls in einem 1 mm dicken Aluminiumblech erzeugt werden, auf die Zähler.

Die Koinzidenzzählrate des Monitorteleskops ist proportional zur integralen Strahlintensität. Sie wird mit 2 unterschiedlich aufgetasteten

Zählern registriert. Der eine wird ebenso wie die schnelle Elektronik geöffnet, der andere zählt während der gesamten Dauer einer Messung. Mit dem Verhältnis beider Zählraten ist die vom OM angezeigte Ladung zu korrigieren. Der Korrekturfaktor ist fast ausschliesslich durch die apparative Totzeit bestimmt.

#### 2.4 Wasserstofftarget

Es wurde ein bei DESY konstruiertes Flüssigwasserstofftarget (Ke 67) benutzt. Die Targetzelle besteht aus einem in Strahlrichtung liegenden Zylindermantel von 20 mm Durchmesser aus 25  $\mu$  dicker Polyimidfolie ("Kapton H" der Fa. Du Pont) mit aufgeklebten Kugelkalotten aus dem gleichen Material. Die maximale Länge des Gefässes beträgt 66.1 mm. Die Zelle befindet sich im Isoliervakuum von  $10^{-5}$  bis  $10^{-6}$  Torr einer zylindrischen Streukammer, deren Ein- und Austrittsfenster in Richtung des Strahls und der Spektrometer aus 150  $\mu$ -Kaptonfolien bestehen.

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  $H_2$ -Dampfdrucks. Durch Druckanzeige am Gasbehälter lässt sich deshalb der Füllzustand 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  $H_2$ -Flüssigkeit in den Kondensator zurück.

Die Länge der Targetzelle wurde unter den Druckverhältnissen während des Experimentes optisch vermessen sowohl bei Zimmertemperatur als auch bei  $N_2$ -Siedetemperatur. Im gekühlten Zustand war die Zelle um 0.15 mm, d.h. etwa 0.2% kürzer. Aus den Messungen ergibt sich nach Mittelung über den Strahlquerschnitt von  $4 \times 5 \text{ mm}^2$  die effektive Länge der kalten Zelle zu  $(65.8 \pm 0.5) \text{ mm}$ . Dem entspricht eine Flächendichte der Protonen von

$$N_p = (2.78 \pm 0.04) \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-2} \quad (\text{II.12})$$

(Dichte von flüssigem  $H_2$ :  $(0.0708 \pm 0.0007) \text{ g cm}^{-3}$ )

## 2.5 Protonspektrometer

Im Protonspektrometer (Abb. II.8), das auf einer um das Wasserstofftarget schwenkbaren Lafette aufgebaut ist, wird die Flugrichtung und - für quadratische Impulsüberträge  $|t| \leq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  - die Energie des Rückstossprotons gemessen.

Teilchenbahnen werden in einer Serie von 5 Drahtfunkenkammern (K1 bis K5) mit Ferritkernauslese identifiziert. 3 Szintillationszähler (P1, P2, P3) liefern das Proton-Triggersignal für die Hauptkoinzidenzbedingung und dienen als dE/dx-Zähler. Die Reichweite von Protonen, die die Zähler P1 bis P3 durchdringen, wird in einem System aus Graphitabsorbern und Funkenkammern bestimmt.

Jede Funkenkammer besteht aus zwei Leiterebenen (Hochspannungs- und Signalebene) mit horizontal bzw. vertikal verlaufenden Leiterbahnen. In den Kammern 1 bis 5 werden die Funkenkoordinaten x und y beider Ebenen ausgelesen, im Reichweiteteleskop nur jeweils die der Signalebene. Die strahlnächste Kammer (K1) ist um  $15^\circ$  um die Spektrometerachse gedreht, um für Ereignisse mit mehreren Spuren Zuordnungen zwischen x- und y-Projektionen machen zu können.

Konstruktion, Eigenschaften und Betriebsweise der Funkenkammern sind wiederholt beschrieben worden (Fr 68, Vo 69, Lö 70). In Tabelle II.1 sind die wichtigsten technischen Daten der Kammern und die für dieses Experiment typischen Betriebsparameter zusammengestellt.

In der Triggerbedingung wird für jeden dE/dx-Zähler ein Anodensignal von wenigstens 200 mV gefordert, dem entspricht eine minimale Protonenergie von 43.3 MeV.

Der Energieverlust in jedem Zähler wird über die Impulshöhe eines an der letzten Dynode ausgekoppelten Analogsignals gemessen. Die Verstärkungsstabilität der Photomultiplier wird während des Experiments mit Referenzsignalen von Photodioden (Typ XP 21 der Fa. FERRANTI) überwacht (vgl. Abschnitt II.2.6.2). Für die Abhängigkeit der Impulshöhe des Dynodensignals vom Durchtrittsort des Protons können aus der Ortsinformation der Funkenkammern im Reichweiteteleskop Korrekturen gewonnen werden. (Die Eichung der dE/dx-Zähler ist in (Fr 72) im einzelnen beschrieben).

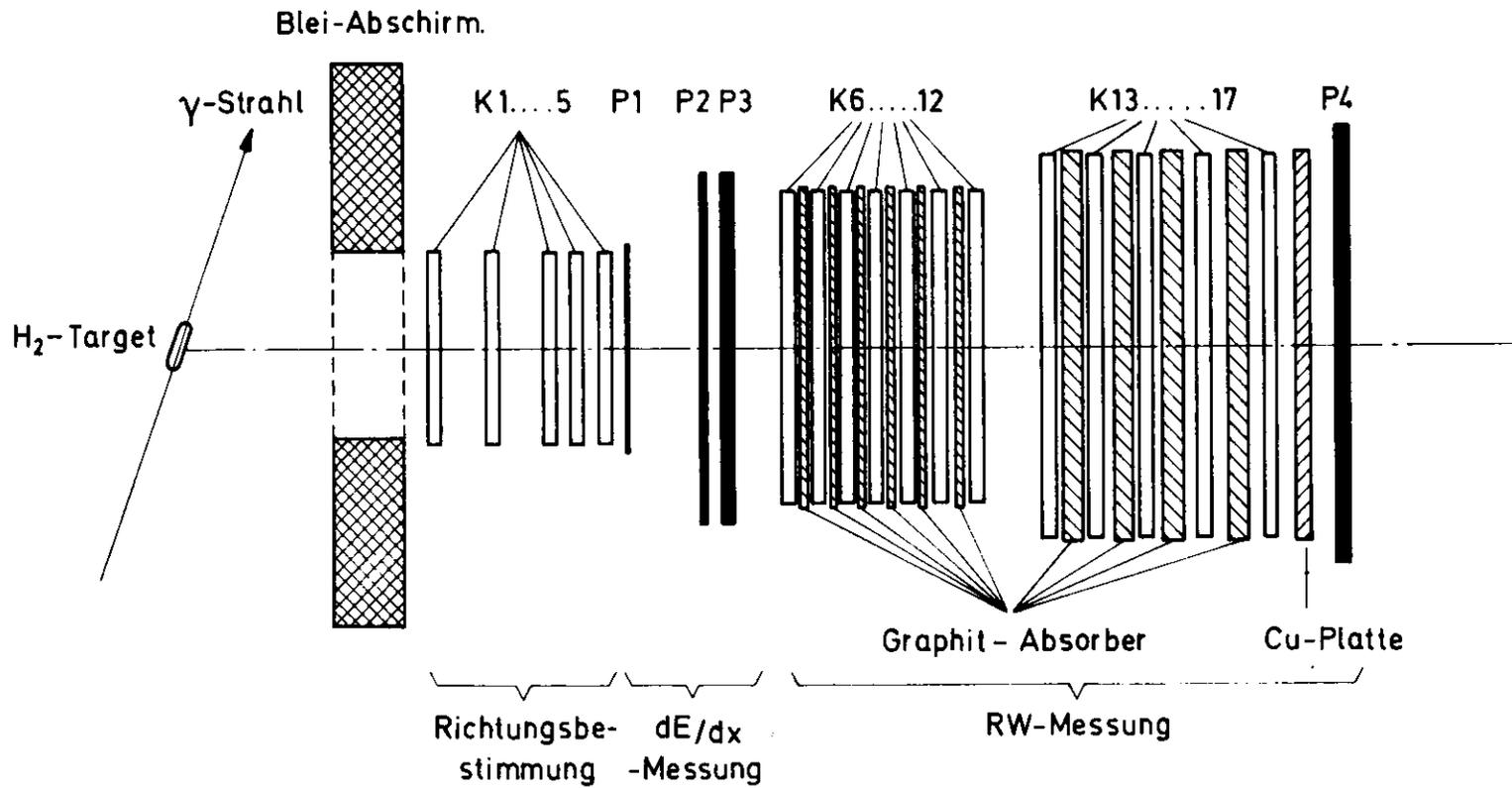


Abb. II.8 : Protonenspektrometer im Horizontalschnitt  
(schematisch, M. 1 : 10)

K 1 ... 5 : Funkenkammern (x- und y-Auslese)

K 6 ... 17 : Funkenkammern (nur x- oder y-Auslese)

P 1 ... 4 : Szintillationszähler

TABELLE II. 1: Funkenkammerdaten und -betriebsparameter

Empfindliche Fläche (Breite x Höhe in mm <sup>2</sup> )	K1 - 5: 256 x 416 K6 - 12: 416 x 640 K13 - 17: 512 x 800
Gapweite	6 mm
mittlere Flächendichte je Kammer	K1 - 12: 0.085 g/cm <sup>2</sup> K13 - 17: 0.134 g/cm <sup>2</sup>
Gasgemisch	75% Ne, 25% He (+ 1.5% C <sub>2</sub> H <sub>5</sub> OH-Zusatz)
Cu-Leiterbahnen	35μ dick, 0.4 mm breit
Abstand der Leiterbahnen	1 mm
Ferritkerne	VALVO FXC 6 B2
Hochspannungsimpuls	7 - 8 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)	240 ns

Das dE/dx-System absorbiert Protonen bis zu 64 MeV. In einer Folge von Graphitabsorbern wird die Reichweite energiereicherer Protonen durch Verfolgen der Spuren in den Funkenkammern 6 bis 17 bestimmt. Jedem Reichweiteintervall - insgesamt 13 für den erfassten Energiebereich von 147 MeV - ist durch empirische Energie-Reichweite-Beziehungen (Ste 60, Me 69) ein Energieintervall zugeordnet. Protonen oberhalb von 211 MeV durchlaufen das Reichweiteteleskop und werden vom Zähler P4 angezeigt.

Die gemessene Protonenergie wird weder zur kinematischen Rekonstruktion noch zur Einschränkung der Datenmenge benutzt, sondern nur zum Prüfen der Konsistenz mit der aus den Streuwinkeln berechneten Protonenergie herangezogen. Die Genauigkeit der Energiemessung wird deshalb hier nicht diskutiert.

Der genutzte Raumwinkel wird durch die empfindliche Fläche der 5. Funkenkammer begrenzt und beträgt unter Berücksichtigung der H<sub>2</sub>-Targetlänge 0.22 sterad. Die Methode und die Genauigkeit der geometrischen Vermessung des Spektrometers ist in (Fr 72) beschrieben.

## 2.6 Photonspektrometer

Abb. II.9 zeigt den Aufbau des Photonspektrometers schematisch im Horizontalschnitt.

Das gestreute Photon wird in einer 10.1 mm ( $1.79 X_0$ ) dicken Bleiplatte (Pb) in einen elektromagnetischen Schauer konvertiert (Konversionswahrscheinlichkeit: 74.5%). Im Mittel treten für Photonenergien zwischen 3 und 6 GeV 4 bis 5 Elektronen mit Energien oberhalb 1.5 MeV aus der Bleiplatte aus (Vö 65, Bu 67). Sie werden in einem unmittelbar folgenden Szintillatorrhodoskop aus horizontalen ( $\phi$ ) und vertikalen ( $\theta$ ) Streifenzählern nachgewiesen und markieren die Photonrichtung. In einem Bleiglas-Čerenkovzähler ( $\check{C}$ ) wird die Gesamtenergie des Schauers gemessen.

Ein vertikal ablenkender Magnet grosser Apertur reinigt den Raumwinkelbereich des Photondetektors von geladenen Teilchen bis zu Impulsen von etwa 600 MeV/c. Der restliche geladene Untergrund wird durch 2 Veto-zähler A1 und A2 zurückgewiesen.

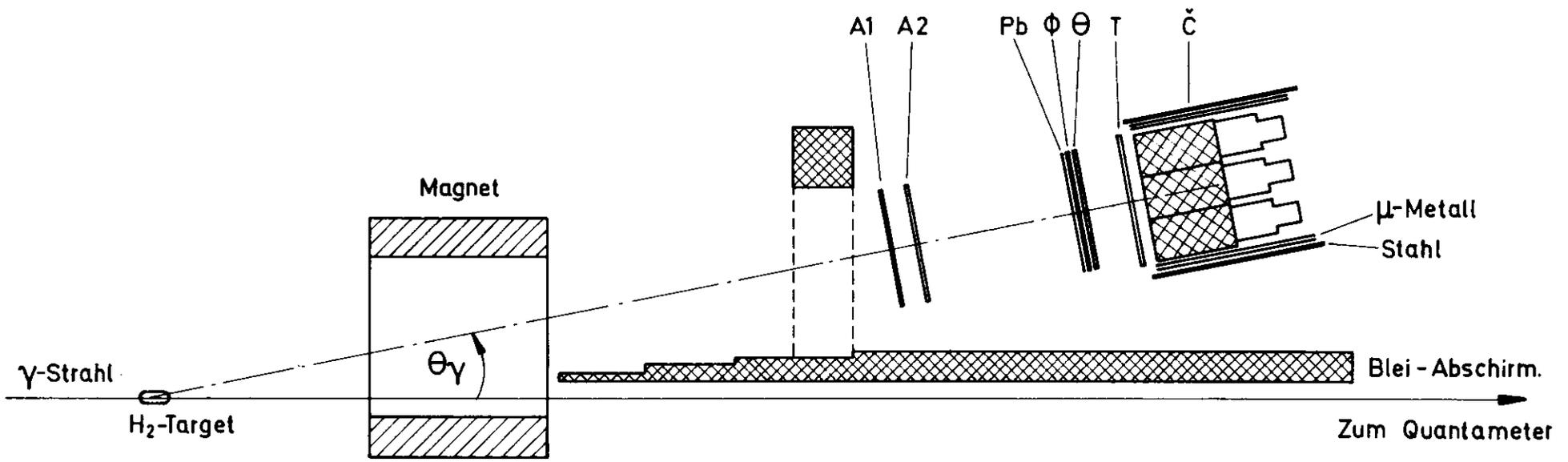


Abb. II.9 : Photonspektrometer im Horizontalschnitt (schematisch, M. 1 : 20)

A 1, A 2 : Veto­zähler, Pb : Bleikonverter,  
 $\phi$ ,  $\theta$  : Schauerhodoskope, T : Triggerzähler,  
 $\check{C}$  : Čerenkovzähler

Ein weiterer Szintillationszähler T zwischen Hodoskop und Čerenkovzähler zeigt an, ob das Photon konvertiert wurde.

Der genutzte Raumwinkel des  $\gamma$ -Spektrometers beträgt 13.6 msterad.

### 2.6.1 Schauerhodoskop

Das Schauerhodoskop besteht aus 2 je  $40 \times 40 \text{ cm}^2$  grossen parallelen Ebenen schmaler Szintillationszähler. Die 1. Ebene ( $\phi$ ) enthält 50 horizontale Zähler von je 8 mm Breite, die 2. Ebene ( $\theta$ ) 33 je 12 mm breite vertikale Zähler. Alle Streifen sind 40 cm lang und 6.4 mm dick. Der Abstand zwischen Bleikonverter und  $\phi$ -Ebene beträgt 3.2 mm, der zwischen den Zählerebenen 6.1 mm. Beide Abstände sind so gering wie möglich gehalten, um das Ortsauflösungsvermögen wegen der Schauerdivergenz nicht zu verschlechtern. Die Breiten der  $\phi$ - und  $\theta$ -Zähler sind in etwa der Schaueraufweitung zwischen beiden Ebenen angepasst (s. Kap.III.4.1). Als Szintillatormaterial wurde wegen der grossen Transmissionslänge von 250 cm für Szintillationslicht Pilot Y verwendet. Die Zählerelemente sind optisch gegeneinander isoliert.

Mit einem Ende jedes Hodoskopzählers ist ein rechteckiger Plexiglaslichtleiter verklebt, der das Szintillationslicht auf einen Photomultiplier (PM) Valvo XP 1110 führt. Die Anodensignale werden mit schnellen Differenzverstärkern (Anstiegszeit 4.5 ns) um einen Faktor 8 verstärkt. Die Hochspannungen für die einzelnen PM variieren zwischen 1400 V und 1800 V und sind so eingestellt, dass die verstärkten Signale minimal ionisierender Teilchen bei Durchlaufen des dem PM abgewandten Zählerendes die Diskriminatorschwelle von 100 mV noch sicher überschreiten.

Für die Analyse werden je 1(2) Randzähler der  $\theta(\phi)$ -Ebene nicht genutzt, um sicherzustellen, dass

- die Zähler die Akzeptanz nicht durch ihre Länge begrenzen
- die Randzone des Čerenkovzählers, in der Impulshöhenverluste von mehr als 10% auftreten (vgl. Abschn. 2.6.2) ausserhalb der Akzeptanz liegen.

Das Ortsauflösungsvermögen des Hodoskops wird ausser durch die Zählerbreiten noch bestimmt durch Schauereigenschaften (Anzahl und Winkel-

verteilung der Elektronen) sowie durch das Verfahren, den Schauer-  
schwerpunkt zu ermitteln, und wird deshalb später (Kap.III.4.3) dis-  
kutiert.

## 2.6.2 Bleiglas-Čerenkovzähler

### Aufbau des Zählers

Der Čerenkovzähler besteht aus 9 einzelnen Zählerelementen, die zu einer  
quadratischen 3 x 3-Matrix von  $42 \times 42 \text{ cm}^2$  zusammengestellt sind (Abb.II.9).  
Die Unterteilung des Zählers erlaubt eine grobe Lokalisierung der elek-  
tromagnetischen Kaskade, die für das Auffinden der Schauerkoordinaten  
im Zählerhodoskop als einschränkende Bedingung benutzt wird (vgl.  
Kap. III.4.1). Der Zähler ist auf einem senkrecht zur Achse des Photon-  
spektrometers horizontal und vertikal fahrbaren Schlitten aufgebaut.

Als Schauermedium und Radiator wird SF5-Bleiglas der Fa. Schott u.Gen.,  
Mainz, verwendet. Das Volumen jedes Zählerelementes beträgt  
 $14 \times 14 \times 28 \text{ cm}^3$  (Breite x Höhe x Tiefe).

SF5 (Brechungsindex  $n = 1.67$ , Strahlungslänge  $X_0 = 2.47 \text{ cm}$ ) zeichnet sich  
im Vergleich zu anderen kommerziellen Bleiglassorten durch besonders gute  
Transparenz für Čerenkovlicht aus (Lu 70).

Das Čerenkovlicht der Schauerelektronen trifft auf die S11-Photokathoden  
von auf der rückwärtigen Fläche jedes Zählers angebrachten PM Valvo XP1040.  
Jede Kathode (Durchmesser: 11 cm) überdeckt 48% der Fläche eines Zähler-  
elementes. Den optischen Kontakt zwischen Bleiglas und Glasgehäuse der  
PM vermittelt eine dünne Schicht Silikonfett (Fa. SISS - Silicones, Paris).  
Die PM sind zur Abschirmung äusserer Magnetfelder individuell mit  $\mu$ -  
Metallzylindern versehen. Zusätzlich ist der gesamte Zähler von 2 je 1 mm  
dicken  $\mu$ -Metallblechen umgeben und in einem Stahlgehäuse von 10 mm Wand-  
stärke untergebracht (s. Abb.II.9).

Um Analogsignale für Schauerenergien bis zu 6 GeV messen zu können, müssen  
die PM mit einer speziellen Spannungsunterteilung betrieben werden, die  
den Aufbau von Raumladungen zwischen den letzten Dynoden und der Anode  
weitgehend verhindert und somit nahezu konstante Verstärkung bis zu Ano-  
denimpulsströmen von etwa 250 mA gewährleistet. Als optimal erwies sich

ein stark progressiver Spannungsteiler ähnlich einer von Bellettini et al. (Be 63) vorgeschlagenen Verbesserung des VALVO-Typs "B". (Einzelheiten sind in (Lu 70) ausführlich beschrieben.) Die Hochspannungen der PM betragen zwischen 2.1 und 2.5 kV.

Das Analogsignal jedes Zählerelementes wird an der letzten Dynode entnommen und auf je einen Analog-Digital-Konverter (ADC) gegeben. Eine grobe Information über die Schauerenergie enthält ein Signal, das durch passive Addition aller 9 Anodenimpulse in einem Widerstandsnetzwerk erzeugt wird. In der Hauptkoinzidenz wird für dieses Signal eine Schwelle gesetzt, die etwa einer Energie von 1.5 GeV entspricht.

#### Verstärkungskontrolle

Der PM XP 1040 zeigt bei konstanter Hochspannung beträchtliche Verstärkungsschwankungen für Belastungen mit unterschiedlicher Strahlintensität (Br 67, Lu 70). Für Änderungen des mittleren Anodenstroms um mehr als  $1\mu\text{A}$  zeigen sich instantane Verstärkungssprünge bis zu 30%. Die der angelegten Hochspannung entsprechende Verstärkung für Betrieb bei konstanter Belastung stellt sich in der Regel erst nach mehr als 60 Minuten wieder ein.

Alle während des Experimentes auftretenden Verstärkungsinstabilitäten werden überwacht mit Referenzsignalen von Galliumphosphid-Photodioden (FERRANTI XP 21), die auf der Vorderseite der Zähler angebracht sind. 20 ms nach jedem Ereignis werden sämtliche Photodioden - auch die der  $dE/dx$ -Zähler des Protonspektrometers - gezündet und die PM-Signale wie für ein normales Koinzidenzereignis registriert. Die Verzögerung von 20 ms stellt sicher, dass das Referenzsignal im nächstfolgenden  $\gamma$ -Strahlimpuls unter einer Belastung der PM entnommen wird, die der zum Zeitpunkt des Ereignisses entspricht. Der Einfluss von möglicherweise existierenden Kurzzeitschwankungen der intensitätsabhängigen Verstärkung ist damit ausgeschaltet. Für die beobachteten Verstärkungsschwankungen wird die Impulshöheneichung der Čerenkovzähler korrigiert.

#### Energieeichung

Die Eichung der Čerenkovzähler wird mit  $e^+$  bekannter Energie auf einer durch 2 Szintillationszähler definierten Trajektorie des Paarspektro-

eters (Abb.II.3) durchgeführt. Der Eichstrahl hat eine Impulsschärfe von etwa  $\pm 1\%$ . Vor dem Čerenkovzähler befindet sich wie im Experiment eine 10.1 mm dicke Bleiplatte. Abb. II.10 zeigt eine typische Eichkurve, sowie eine Impulshöhenverteilung für 3 GeV- $e^+$  und das Photodiodensignal, das während der Eichung registriert wird und für die spätere Korrektur auf Verstärkungsschwankungen als Bezugsnormal dient.

Die Eichkurven verlaufen oberhalb von etwa 1 GeV zunächst linear und zeigen durch Abweichen von der Geraden bei grösserer Energie eine geringfügige PM-Sättigung an. Die Linearität der Eichkurven erklärt sich aus der Tatsache, dass die Dicke der Zähler nicht ausreicht, um e.m. Schauer im GeV-Bereich total zu absorbieren. Mit zunehmender Energie des Primärteilchens entweicht überwiegend in Form niederenergetischer Photonen ein anwachsender Bruchteil der Schauerenergie (etwa 15% für 3 GeV). Andererseits verschiebt sich das Schauermaximum zu grösserer Tiefe, d.h. in Richtung auf die Photokathode, so dass Absorptionsverluste auf dem geringeren Gesamtlaufweg des Čerenkovlichtes kleiner werden. Beide Effekte kompensieren sich oberhalb von etwa 1 GeV über den Energiebereich dieses Experimentes nahezu quantitativ. Unterhalb von 1 GeV bewirkt die rasche Zunahme des Absorptionsverlustes das beobachtete Abbiegen der Eichkurven.

Aus dem beschriebenen Verhalten ergeben sich zwei wichtige Zählereigenschaften:

- 1) Das Energieauflösungsvermögen wird nur unwesentlich durch statistische Schwankungen der Schauertiefe beeinflusst.
- 2) Die Impulshöhen für elektron- und photoninduzierte Schauer, die sich in der Longitudinalentwicklung unterscheiden, sind in guter Näherung gleich, wie experimentell durch eine Vergleichsmessung mit energiemarkierten Photonen im DESY- $\gamma$ -Strahl 12 bestätigt wurde.

Der Pb-Konverter vor dem Čerenkovzähler bewirkt eine Verschlechterung des Energieauflösungsvermögens wegen des statistisch schwankenden Energieverlustes und eine Reduktion der Impulshöhe für e-Schauer im Vergleich zu der für  $\gamma$ -Schauer von 5%. Auf diese Abweichung und kleine systematische Fehler in der Eichung wird korrigiert durch Vergleich mit der aus  $\Theta\gamma$

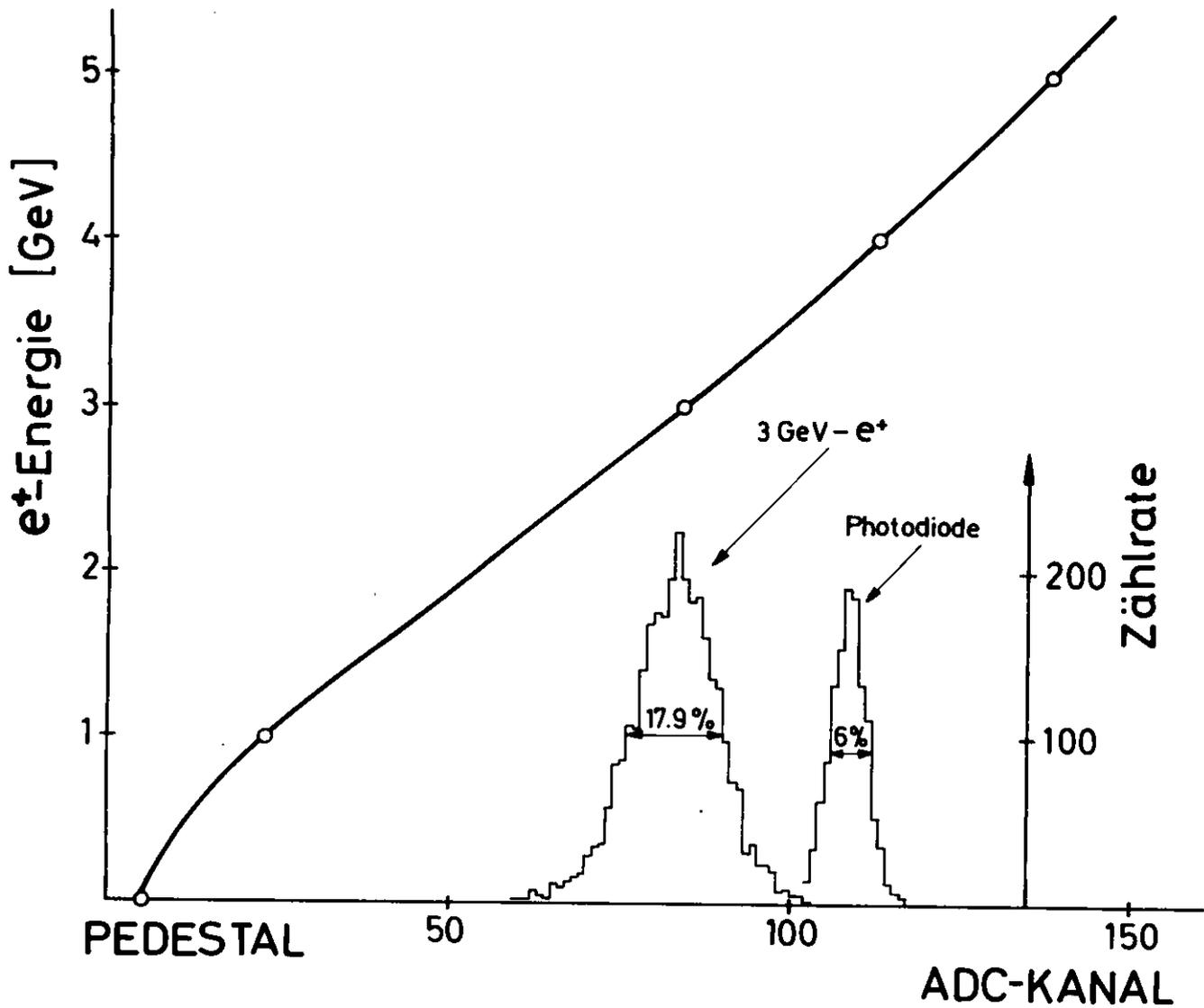


Abb. II.10 : Energieeichung des Čerenkovzählers:  
 Eichkurve, Impulshöhenverteilung für 3 GeV- $e^+$  und  
 Photodiodenreferenzsignal

und  $\theta_p$  berechneten Energie (Kap. III.5.1).

Das Energieauflösungsvermögen variiert von Zähler zu Zähler um bis zu 30%. Der Mittelwert beträgt für 3 GeV unter Experimentierbedingungen  $\pm 9.2\%$  (Breite in halber Höhe der Impulshöhenverteilung) und wird mit wachsender Energie  $E$  etwa proportional  $E^{-1/2}$  besser.

In den Spalten zwischen benachbarten Zählerelementen werden Impulshöhenverluste von 5 - 10% beobachtet. Etwa 1.2 cm vom Rand des Zählers entfernt beträgt die Impulshöhe noch 90% des Normalwertes. Die Spalt- und Randverluste führen lediglich zu einer lokal um bis zu 10% höheren Energieschwelle in der Triggerbedingung, bewirken jedoch im Auswertebereich ( $k > 2.2$  GeV) keine beobachtbare Verringerung der Ansprechwahrscheinlichkeit (vgl. Kap. III.4.2).

### 2.6.3 Justierung des Photonspektrometers

Die Achse des Photonspektrometers (Verbindungsline zwischen dem Zentrum des  $H_2$ -Targets und der Hodoskopmitte) wurde bezüglich des  $\gamma$ -Strahls trigonometrisch vermessen. Die Spektrometerwinkel beider Messperioden ( $8.05^\circ$  bzw.  $11.04^\circ$ ) ergeben sich aus diesen Messungen mit einer geschätzten Unsicherheit von  $\pm 0.05^\circ$ . Auf eine Abweichung der durch die Spektrometerachse und die Strahlrichtung aufgespannten mittleren Streuebene von 8.4 mrad von der horizontalen Ebene wurde in der Auswertung der Daten korrigiert.

Die Vermessung der Breite (Höhe) des  $\theta$ -( $\phi$ -)Hodoskops ergab mittlere Spaltbreiten zwischen den Zählern von 0.07 (0.11) mm.

Für beide Winkelsetzungen des Hodoskops stand die Längsachse des Čerenkovzählers fest unter einem Winkel von  $9.5^\circ$  zum  $\gamma$ -Strahl. Die Zählermitte wurde durch seitliches Verfahren jeweils auf die Spektrometerachse eingestellt.

Die Ausrichtung des Čerenkovzählers bezüglich des Hodoskops lässt sich an Hand solcher Ereignisse kontrollieren, für die in jeweils 4 an einem Eckpunkt benachbarten Zählern wenigstens einige 100 MeV Schauerenergie gemessen werden. Die Hodoskopverteilungen (Abb. II.11) zeigen,

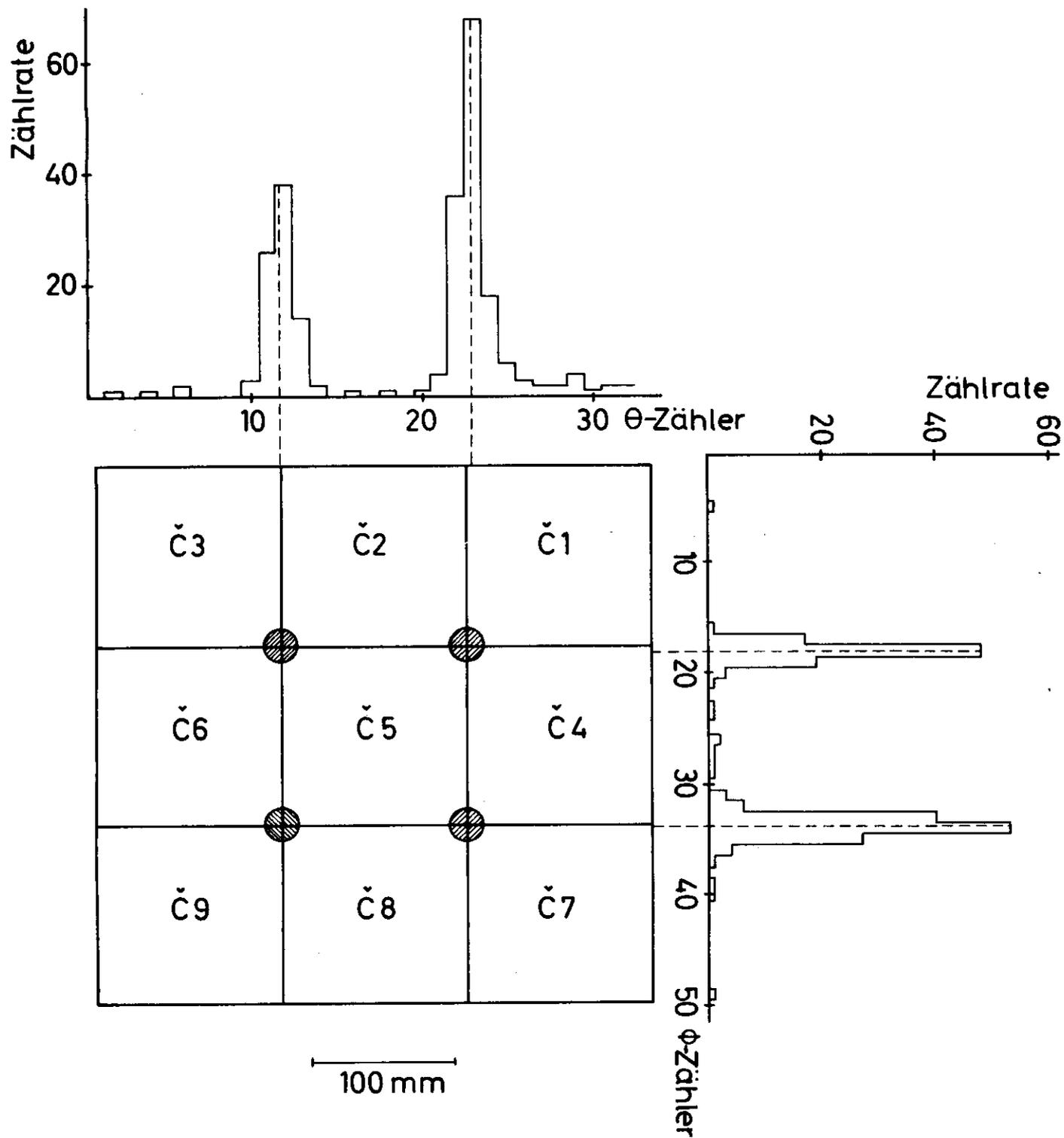


Abb. II.11 : Ausrichtung des Čerenkovzählers bezüglich der Schauerhodoskope ( $\gamma$ -Spektrometerwinkel  $11.04^\circ$ )  
(Erklärung im Text)

dass die Orte der entsprechenden Schauer ganz überwiegend auf die unmittelbare Umgebung der 4 Mittelpunkte solcher Zählergruppen beschränkt sind. In Abb. II. 11 ist die auf die Hodoskopenebene projizierte Fläche der Čerenkovzählermatrix in ihrer Sollposition gezeichnet. Grössere Missjustierungen, die nicht durch unterschiedlich breite Lücken zwischen den Zählern und die Drehung des Čerenkovzählers gegenüber der Spektrometerachse um  $1.5^\circ$  zu erklären sind, werden für keine der beiden Winkelsetzungen beobachtet.

## 2.7 schnelle Elektronik

### 2.7.1 Triggerzähler

Ein " $\gamma$ -p-Ereignis" wird definiert durch die logische Verknüpfung koinzidenter Signale in den Szintillationszählern P1, P2, P3 im p-Spektrometer sowie A1, A2, T und des Čerenkovzählers im  $\gamma$ -Spektrometer. Sämtliche Szintillationszähler sind mit PM VALVO 56 AVP ausgerüstet; ihre Abmessungen sind in Tabelle II.2 zusammengestellt.

TABELLE II.2: Abmessungen der Szintillationszähler

Zähler	Abmessung Breite x Höhe x Dicke in mm <sup>3</sup>
P1 (PILOT Y)	280 x 440 x 3.2
P2 ( " )	465 x 465 x 9.5
P3 ( " )	465 x 465 x 19
T (NE102)	450 x 450 x 10
A1 ( " )	400 x 400 x 10
A2 ( " )	400 x 400 x 10

Die momentanen Einzelzählraten der targetnächsten Zähler jedes Spektrometers (P1 und A1) betragen unter typischen Strahlbedingungen ( $3 \cdot 10^8$  effektive Quanten pro sec, 1.4 ms Spill) etwa 500 - 600 kHz.

### 2.7.2 Hauptkoinzidenz

Die schnelle Elektronik, in der die logischen Entscheidungen getroffen werden, ist aus Einheiten des Systems "M 100" der Fa. EG&G Inc. aufgebaut. Abb. II.12 a zeigt vereinfacht im Blockschaltbild den Aufbau der Hauptkoinzidenz. (Verzögerungseinheiten, Dämpfungsglieder und einige Signalverteiler sind nicht dargestellt.)

Es wird eine weitgehend selektive Triggerbedingung gestellt, um Totzeitverluste zu reduzieren, die durch das Verarbeiten der Information jedes Ereignisses auftreten (vgl. Kap. II.3.2). Im p-Spektrometer müssen alle 3 dE/dx-Zähler ansprechen; im Čerenkovzähler wird eine Energie von wenigstens 1.5 GeV gefordert; keiner der Veto-Zähler A1, A2 darf ein geladenes Teilchen anzeigen; der Triggerzähler T hinter dem Pb-Konverter muss dagegen ansprechen, d.h. Ereignisse, in denen das gestreute Photon nicht konvertiert, zu denen also die Ortsinformation fehlt, werden nicht akzeptiert. Die Triggerbedingung lautet also

$$MT = (P1 \cdot P2 \cdot P3) \cdot (\check{C} \cdot T \cdot \overline{(A1 + A2)})$$

( "•" logisches UND, "+" logisches ODER, "—" logisches NEIN)

Die gewählte Koinzidenzbedingung untersetzt die Triggerrate gegenüber der Koinzidenzrate  $(P1 \cdot P2 \cdot P3) \cdot \check{C}$  fast um einen Faktor 2.

$\overline{A1 + A2}$  unterdrückt die 20 - 30%-ige Kontamination durch geladene Teilchen; T reduziert die Photonrate entsprechend der Konversionswahrscheinlichkeit auf etwa 75%. Zählverluste durch Vortäuschung geladener Teilchen im  $\gamma$ -Spektrometer (Photonkonversion vor den Veto-Zählern und Rückstreuung von Schauerphotonen aus dem Čerenkovzähler) werden hinreichend genau berechnet bzw. experimentell ermittelt (vgl. Anhang A3).

Die Anodensignale der Triggerzähler werden durch Laufzeitkabel auf 6 ns Fussbreite verkürzt. Die Koinzidenzauflösung ist bestimmt durch die Breite der Diskriminatornormsignale. Die Impulsbreiten (s. Abb.II.12) werden so gross gewählt, dass trotz zeitlicher Schwankungen der PM-Signale die Überlappung der Normimpulse gesichert ist. Die durch die Zählergrößen bedingten Zeitschwankungen wegen unterschiedlicher Lichtlaufwege in den Szintillatoren sind am grössten für koplanar erzeugte  $\gamma$ -p-Ereignisse, da

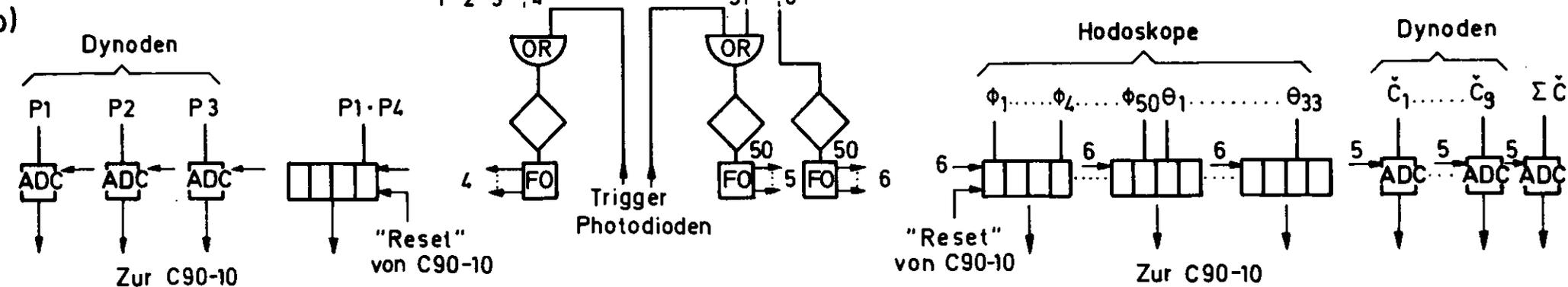
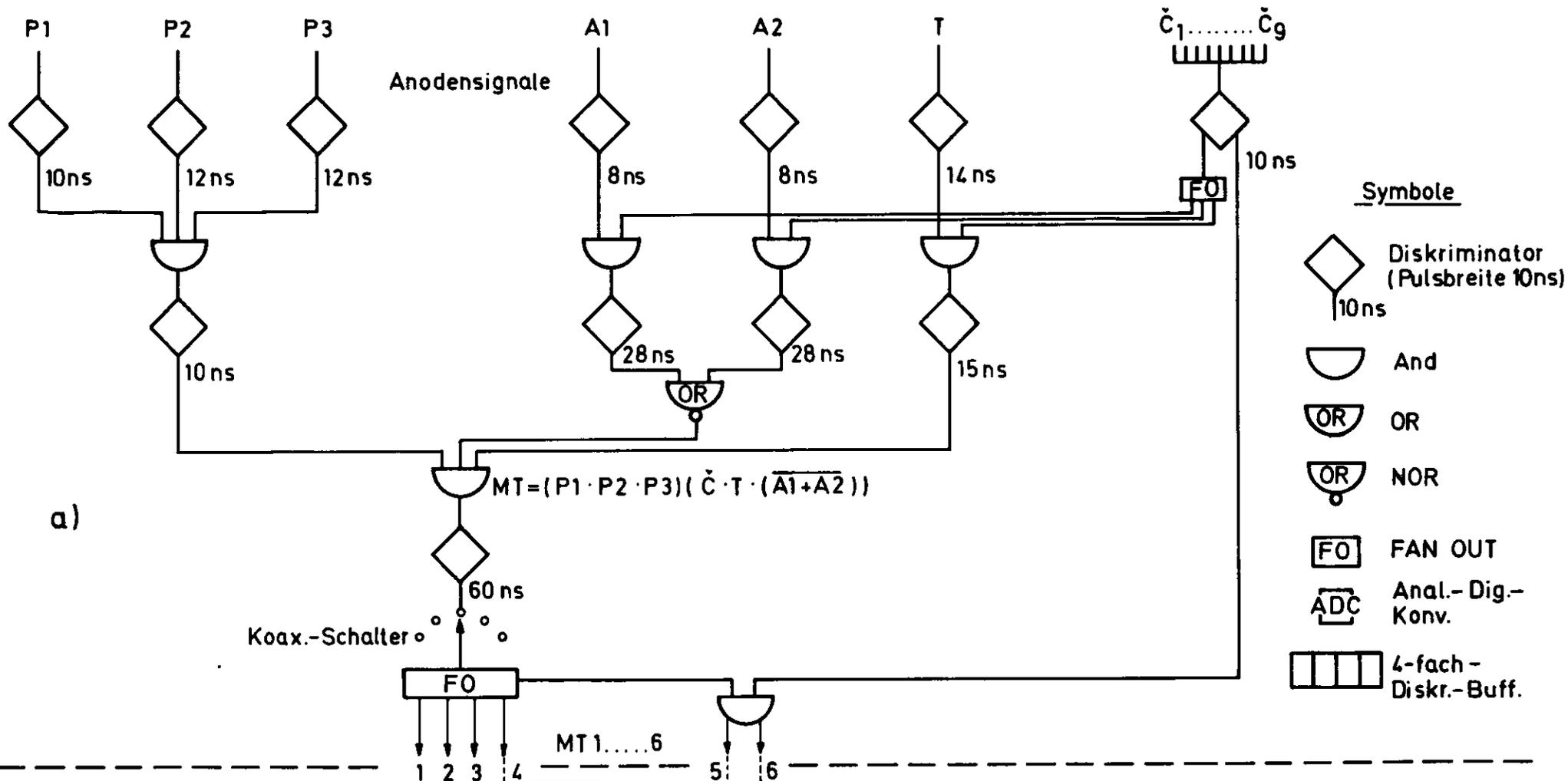


Abb. II.12 : vereinfachtes Blockschaltbild der schnellen Elektronik

a) Aufbau der Hauptkoinzidenz

b) Schema der Hodoskop- und Analog-Elektronik

die PM der Zähler in beiden Spektrometern aus technischen Gründen oberhalb der horizontalen Ebene angebracht sind. Über den erfassten Winkelbereich der Streuebene treten Zeitunterschiede bis zu  $\pm 2.5$  ns auf. Die Zeitbeziehung zwischen den Spektrometerkoinzidenzen  $P = P_1 \cdot P_2 \cdot P_3$  und  $G = \check{C} \cdot T$  hängt zudem von der Protongeschwindigkeit, also vom Impulsübertrag, ab. Die Laufzeitdifferenz auf der Strecke  $H_2$ -Target - P3 für  $t = 0.08$  und  $t = 0.8$  (GeV/c)<sup>2</sup> beträgt 5 ns. P und G sind in MT zeitlich so abgestimmt, dass P immer später als G eintrifft, das Proton also zeitbestimmend ist. Das Plateau der Verzögerungskurve  $P \leftrightarrow G$  ist 15 ns breit, die Halbwertsbreite beträgt 21 ns.

Das Vetosignal  $A_1 + A_2$  wird mit 32 ns so breit gewählt, dass es den Zeitbereich beider Spektrometerkoinzidenzen sicher überdeckt, der Beitrag zufälliger Antikoinzidenzen, der laufend gemessen wird, andererseits nicht zu gross ist.

Die Hauptkoinzidenz MT steuert folgende Vorgänge:

- Schliessen der schnellen Elektronik
- Triggern der Funkenkammer-Hochspannungspulser
- Start der Funkenkammeraules, Aktivierung des dem Experiment angeschlossenen Rechners zur Datenaufnahme
- Einlesen der Analogsignale der dE/dx- und Čerenkovzähler in ADC, Zwischenspeichern der Photonhodoskop-Information sowie des Koinzidenzsignals  $P_1 \cdot P_4$  von durchlaufenden Teilchen im p-Spektrometer

(Zum Test der Apparatur und zur Zählereichung können die genannten Vorgänge mit anderen Triggersignalen gesteuert werden, die über einen Koaxialschalter anzuwählen sind).

Das Schema der Hodoskop- und Analogelektronik ist in Abb. II.12b dargestellt. Es werden ADC der Fa. Le Croy benutzt (Modell 143A und 243 mit 128 bzw. 256 Kanälen), die die integrierten Dynodensignale konvertieren. Die Hodoskopsignale werden eingelesen in speichernde Diskriminatoren mit eingebautem AND-Gate (CHRONETICS Modell 171 des Systems Nanologic 150).

Die Gatesignale 5 und 6 (Abb. II.12b) für die Hodoskopdiskriminatoren und ADC der Čerenkovzähler liefert eine Koinzidenz  $MT \cdot \check{C}$ , in der Č zeitbestimmend ist, so dass der Zeitpunkt des Gates unabhängig von der p-Laufzeit ist. Für Gatebreiten von 50 ns ist der Beitrag zufälliger

Koinzidenzen in den Hodoskopen, Čerenkov- und dE/dx-Zählern hinreichend gering.

20 ms nach jedem Ereignis steuert ein Triggersignal, das mit MT zu einem ODER geschaltet ist, die Einlese der Photodiodensignale der Čerenkov- und dE/dx-Zähler.

### 3. Aufnahme der Daten

Die Datennahme gliedert sich in eine Folge kurzer Messläufe ("Runs"), deren Dauer in der Regel zwischen 3 und 40 min beträgt, entsprechend  $6 \cdot 10^{10}$  bis  $8 \cdot 10^{11}$  effektiven Quanten. Der Paarspektrometerstrom wird von Run zu Run variiert. Im Mittel liefern je 25 aufeinanderfolgende Messläufe bei gleicher Polarisationsrichtung eine vollständige Messung des Photonspektrums. Nach Ende jeder Aufnahme eines Spektrums wird die Strahlpolarisation gewechselt. Die gesamte Datenmenge verteilt sich auf 22 verschiedene und für die Berechnung des Polarisationsgrades jeweils individuell angepasste Intensitätsspektren.

Zur Steuerung des Experiments wird ein Digitalrechner (Fabrikat C 90-10 der Fa. CAE) benutzt. Im folgenden soll ein Überblick über die Funktionen des Rechners und die Steuerung der Daten im Experiment gegeben werden.

#### 3.1 Aufgaben des Digitalrechners

Der Rechner hat eine Speicherkapazität von 8192 12-bit-Worten; die Zykluszeit beträgt 1.75  $\mu$ s. Die Aufgaben der Maschine sind:

- Steuerung des Messablaufs und Datenflusses
- Erfassen der Daten
- Datenübertragung zur DESY-Rechenanlage IBM 360/(75, 65)
- Aufsummieren und Wiedergabe statistischer Verteilungen auf einem Bildschirm zur Kontrolle des Experiments.

Die wesentlichen Komponenten des Interface, über das die C 90-10 an die Elektronik des Experiments gekoppelt ist (Abb. II.13), sind der INPUT/OUTPUT-Coupler, ein 16 x 12-Bit-Multiplexer sowie (in Abb. II.13 nicht gezeichnete) Steuereinheiten und Flip-Flop-Register zur ADC- und Hodoskop-Puffer-Auslese. Der I/O-Coupler liefert Steuersignale (START, STOP, RESET) für das Quantameter (QM), die elektronischen Zähler sowie

das "Main-Gate" (MG) der schnellen Elektronik und bietet Adressen für die Einlese von Scalerinhalten, ADC und Hodoskop-Puffern an. An "PIN" (parallel input)-Eingängen akzeptiert der Coupler den Inhalt der ADC und Hodoskop-Puffer sowie Magnetkernadressen von der Funkenkammer-Ausleseelektronik. Den Auslesezyklus steuern Befehle zwischen I/O-Coupler und Ausleseelektronik. (Es wurde die in der Dissertation von G.Löffler (Lö 70) ausführlich beschriebene "schnelle" Version der Auslese benutzt).

Das Einlesen der Scaler und fester Runparameter wie Datum, Uhrzeit, Paarspektrometerstrom und Konverterdicke, Goniometerstellung, Synchrotronenergie und Messbereich des Quantameters geschieht über den Multiplexer.

Die Tätigkeit des Rechners während der Datennahme wird von einem Programmsystem "Compton 100" kontrolliert und kann durch externe - vom Experiment gelieferte - Signale (Interrupts) gesteuert werden. Die nach Prioritäten geordneten Interrupts veranlassen den Rechner, das laufende Programm zu unterbrechen, eine neue Aufgabe auszuführen und nach deren Beendigung im ursprünglichen Programm fortzufahren.

Die Information jedes Ereignisses wird zunächst vollständig in den Kernspeicher der C 90-10 eingelesen und anschliessend als "Event-Record" zur IBM-Rechenanlage übertragen.

Während der Messung summiert das Steuerprogramm laufend Ansprechhäufigkeiten der Magnetkerne, Impulshöhenverteilungen der ADC und Zählratenprofile der Hodoskope auf und macht die Verteilungen nach Wahl des Operateurs auf einem Bildschirm sichtbar.

Der Operateur kommuniziert über einen Fernschreiber mit angeschlossenem Lochstreifenleser und -stanzer mit der C90-10. Ferner sind externe Eingriffe in das laufende Programm über sog. "Break Points" (BP) möglich.

### 3.2 Ablauf der Messung

Die Steuerung des Messablaufs und Datentransports ist geringfügig vereinfacht in Abb. II.13 wiedergegeben.

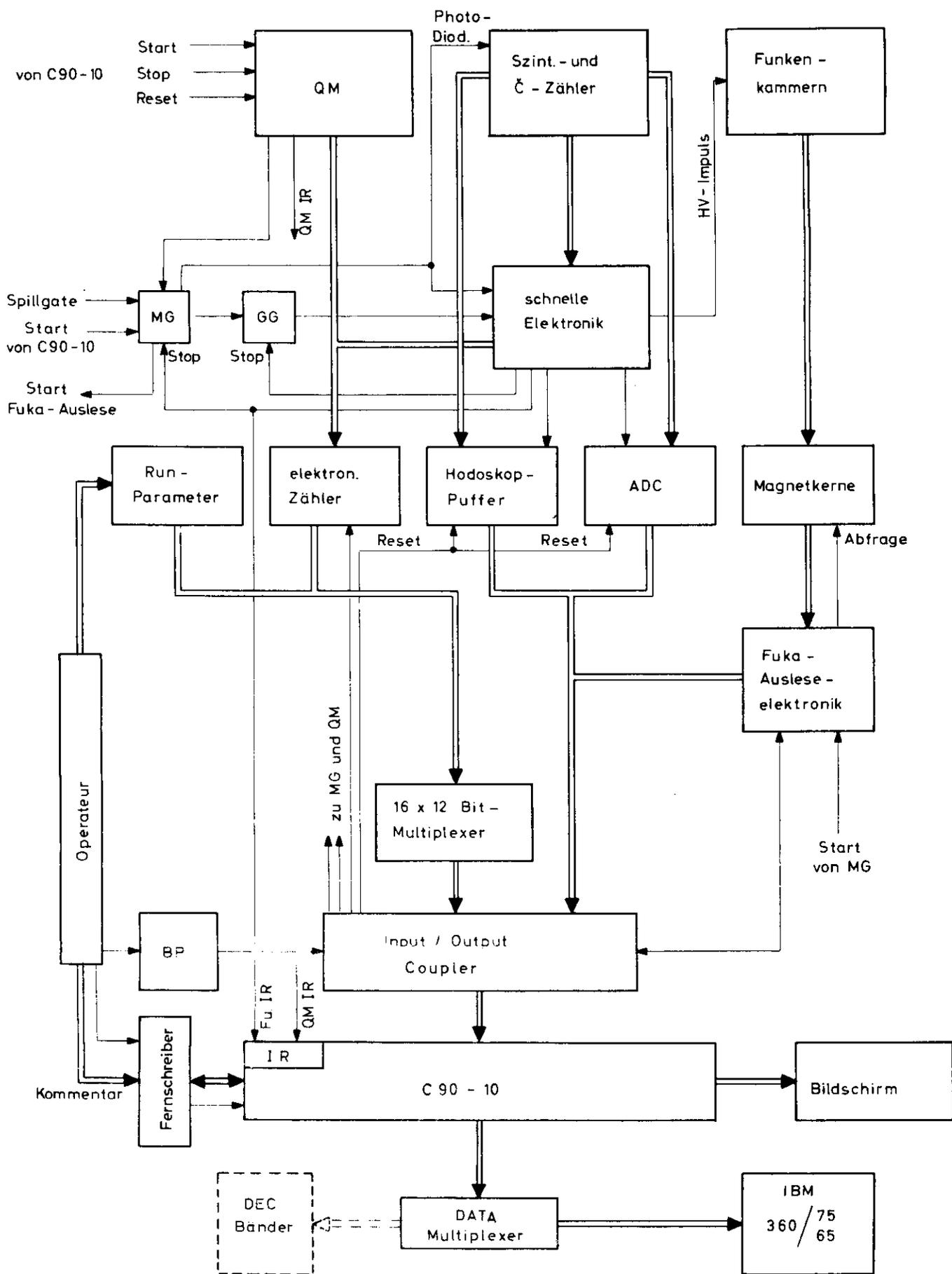


Abb. II.13 : Steuerung der Datennahme (vereinfacht)

⇒ Datentransport, → Steuersignal,

QM: Quantameter, MG: Main-Gate, GG: Gate-Generator, BP: Break Points, IR: Interrupts, FuIR: Funken-IR, QMIR: Quantameter-IR

Nach dem Startbefehl liefert die C90-10 ein RESET an die elektronischen Zähler, öffnet das Main-Gate (MG) der schnellen Elektronik und startet den Integrator des QM.

Trifft ein Ereignis ein, so wird mit einer Verzögerung von 160 ns gegenüber dem Teilchendurchgang über einen Gate-Generator (GG) die schnelle Elektronik geschlossen, die Hochspannungspulser für die Funkenkammern werden angestossen (Verzögerung des Hochspannungsimpulses 240 ns) und die Gate-Eingänge der ADC und Hodoskop-Puffer geöffnet (300 ns Verzögerung). Ein "Funkeninterrupt" (Fu IR) erreicht die C90-10 etwa 450 ns nach dem Koinzidenzereignis und bewirkt die Auslese der ADC- und Hodoskopinformation sowie einiger Zählerstände (MT, Totzeitmonitorraten, Sweep-Zahl, Zeit). Nach Beendigung der Auslese (Dauer einige ms) erfolgt ein RESET der ADC und Hodoskop-Puffer.

Inzwischen hat MT das Main-Gate geschlossen, welches der Funkenkammer-Ausleseelektronik das Startsignal erteilt. Je 32 Magnetkerne - eine Gruppe - jeder der 22 Drahtebenen werden über einen gemeinsamen Abfragedraht gleichzeitig auf ihren Zustand geprüft. 32 getrennte Leseleitungen übertragen parallel die Information der Kerne einer Gruppe zur Ausleseelektronik, die der C90-10 die Adressen der durch Funkenstrom geklappten Kerne anbietet.

Während der Funkenkammerauslese werden - über einen Univibrator exakt um 20 ms gegenüber dem  $\gamma$ -p-Ereignis verzögert - die Photodioden der dE/dx- und Čerenkovzähler gezündet und ihre Analogsignale konvertiert. Im Anschluss an die Kammerauslese liest die Rechenmaschine die ADC aus und setzt sie in den Ausgangszustand zurück.

Die Speicherung der Daten in der C90-10 ist im Mittel etwa 60 ms nach Eintritt des Ereignisses beendet. Das Main-Gate wird geöffnet, und die schnelle Elektronik ist wieder empfindlich.

Ein IR der C90-10 aktiviert den Datenkanal zur IBM für die Übertragung eines Event-Records (vgl. Abschnitt 3.3), die im Mittel etwa 20 ms dauert. Die Datenübertragung hat höchste Priorität; auf zwischenzeitlich eintreffende IR - etwa das nächste Fu IR - reagiert das Steuerprogramm erst nach Ende des Datentransports.

Die apparative Totzeit setzt sich also aus 2 Beiträgen zusammen:

- Während der Dateneinlese in die C90-10 ist die Apparatur vollständig unempfindlich.
- Für die Zeit der Übertragung zur IBM ist die schnelle Elektronik aufnahmebereit; die Information kann jedoch erst verzögert abgerufen werden.

Auf beide Effekte, sowie auf die in der Regel vernachlässigbar geringen Photonverluste, die das Spill-Gate von  $\pm 1.8$  ms bewirkt, wird mit dem Verhältnis der Monitorzählraten korrigiert. Die maximale Triggerrate betrug  $5 \text{ sec}^{-1}$ , entsprechend einem Totzeitverlust von etwa 45%.

Ein Run wird nach Ablauf einer vorgewählten Sweep-Zahl beendet. Über Fernschreiber druckt die Rechenmaschine sämtliche Zählerinhalte sowie eine Funkenstatistik für alle Drahtebenen aus.

### 3.3 Datenübertragung und On Line-Kontrolldaten

Nach jedem Ereignis wird ein Event-Record von 250 12-bit-Worten zur IBM übertragen und dort auf Magnetplatte gespeichert. Es ist mit einer Kennung (Record-Typ, Run- und Record-Nr.) versehen und enthält die Information des jeweiligen Ereignisses (290 bit für alle Szintillations- und Čerenkovzähler, 17-bit-Adressen der gesetzten Kerne) sowie die momentanen Scalerinhalte für MT, Monitorteleskop, QM-Sweeps und die Zeit seit Runbeginn.

Im Event-Record können als Doppelwort maximal 76 Funkenadressen übertragen werden. Für Ereignisse mit mehr als 76 Funken - der Anteil ist intensitätsabhängig und beträgt bis zu 25% - wird ein weiteres Record übertragen, das 105 Funkenadressen enthalten kann und als Folgerecord gekennzeichnet ist.

Nach jedem QM-Sweep übermittelt die C90-10 im Zähler-Record einige wichtige Zählraten sowie Goniometerwinkel und Paarspektrometerstrom an die IBM.

Beginn und Ende eines Runs werden durch spezielle Records markiert.

Vom Plattenspeicher werden die Daten während der Messung auf Magnetbänder kopiert, die als "Originalbänder" das Ausgangsmaterial für die spätere Off Line-Analyse darstellen. Das Schreibprogramm berechnet zusätzlich Kontrolldaten, die es gestatten, das einwandfreie Funktionieren der Apparatur kontinuierlich und ohne wesentliche Verzögerung zu überwachen. Alle Zählraten werden bezüglich der gemessenen Totzeitverluste

korrigiert und auf  $2 \cdot 10^9$  effektive Quanten ( $\hat{=}$  1 Sweep) normiert, so dass ihre Konstanz unmittelbar geprüft werden kann. Wichtige Quotienten von Zählerständen werden berechnet, beispielsweise der Beitrag zu fälliger Koinzidenzen zu MT, Verluste durch zufällige Antikoinzidenzen, die Ansprechwahrscheinlichkeit des Schauertriggerzählers T und die experimentelle Konversionswahrscheinlichkeit ( $= MT/MT$  (ohne T)).

Der Ausdruck sämtlicher ADC-Spektren erlaubt, die Stabilität der PM-Verstärkung und Diskriminatorschwellen der dE/dx- und Čerenkovzähler von Run zu Run zu kontrollieren. Schliesslich führt das On Line-Programm stichprobenartig (für jedes 5. Ereignis ohne Folgerecord) eine p-Spurerkennung durch und erstellt für alle Drahtebenen Statistiken über Funkenhäufigkeiten, Ansprechwahrscheinlichkeit, Spurenwirkungsgrad und relative Mehrfachfunkenhäufigkeit.

### III. Datenauswertung

#### 1. Übersicht über die Datenreduktion

Ein Überblick über die einzelnen Schritte der Datenreduktion sowie die Methode zur Ermittlung des Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/dt$  und der Asymmetrie  $\Sigma$  gibt Abb. III.1.

Für alle nicht offensichtlich fehlerhaften Messreihen der Originaldaten wird eine Proton-Spuranalyse durchgeführt. Die Parameter der erkannten Spuren bzw. Angaben über erfolglose Spurensuche werden zusammen mit der gegenüber dem Originaldatensatz nicht komprimierten Zählerinformation jedes Ereignisses auf einen 1. Zwischendatensatz übertragen.

Für die weitere Analyse werden nur Messreihen zugelassen, die innerhalb vorgegebener Toleranzen für Totzeitverluste, Instabilitäten der Čerenkov- und dE/dx-Zähler sowie Schwankungen der Triggerhäufigkeit keine Unregelmässigkeiten während der Datennahme erkennen lassen.

Die Verstärkungsschwankungen der Čerenkovzähler betragen für die akzeptierten Runs der 1. (2.) Messperiode maximal  $\pm 9\%$  ( $\pm 6\%$ ); die dE/dx-Zähler waren durchweg auf weniger als  $\pm 5\%$  stabil.

Die bezüglich der apparativen Totzeit korrigierte Hauptkoinzidenzrate pro Quantameter-Sweep ist empfindlich auf Änderungen aller wesentlichen Betriebsbedingungen und Messvorgänge, wie Totzeitbestimmung, Intensitätsmessung, Targetfüllung, Zähleransprechwahrscheinlichkeiten und Nach-

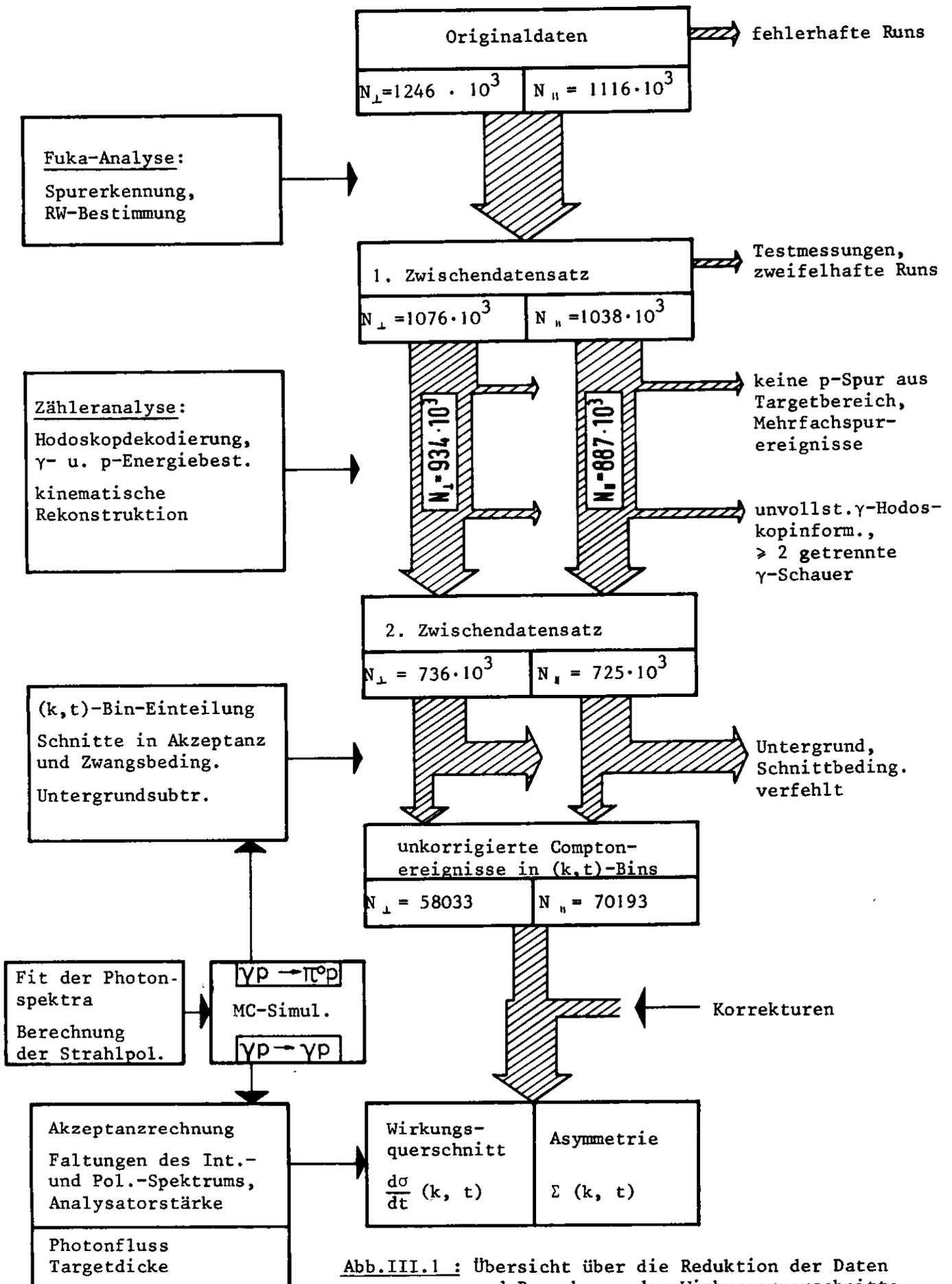


Abb.III.1 : Übersicht über die Reduktion der Daten und Berechnung der Wirkungsquerschnitte

$N_{\perp}$  ( $N_{\parallel}$ ): Ereigniszahlen für vertikale (horizontale) Polarisation des  $\gamma$ -Strahls

weisverhalten der Elektronik. Die Verteilung der korrigierten Trigger-  
raten aller Runs beider Messperioden zeigt geringfügige aussersta-  
tistische Schwankungen, die vollständig durch die zugelassenen Ver-  
stärkungs- (d.h. Schwellen-)Änderungen erklärt werden können. Die  
Verteilung gibt keinen Hinweis auf unverstandene Unregelmässigkeiten  
während der Datennahme, insbesondere zeigt sich, dass die Tot-  
zeitkorrektur mit Hilfe des Monitorteleskops korrekt ist über den ge-  
samten Bereich der aufgetretenen Totzeitverluste (5% bis 45%).

Nach Auswertung der Zählerinformation (Ermittlung der Photonkoordinaten  
in den Hodoskopebenen, Berechnung von Proton- und Photonenergie aus  
den ADC-Kanalzahlen) können diejenigen Ereignisse, für die in beiden  
Spektrometern die Richtungen von jeweils genau einem Teilchen erkannt  
sind, kinematisch rekonstruiert werden. Ereignisse für die im p-  
Spektrometer keine Spur gefunden wird, die aus der Nähe des Targets  
kommt, und solche mit 2 oder mehr deutlich getrennten Photonschauern ver-  
gleichbarer Energie können keine Compton-Streuereignisse sein und  
werden verworfen. Verluste, auf die korrigiert werden muss, ergeben  
sich durch Ereignisse mit unvollständigem Hodoskop-Inhalt ( $\theta$ - oder  
 $\phi$ -Ebene leer) oder mehreren Spuren im p-Spektrometer.

Der 2. Zwischendatensatz enthält für alle eindeutigen Ereignisse die  
gesamte Kenntnis über kinematische Parameter:

- Polar- und Azimutwinkel :  $\theta_\gamma, \theta_p, \phi_\gamma, \phi_p$
- 4-Impulsübertrag  $t$  ) für Comptonstreukinematik
- Energie  $k$  des einlaufenden Photons ) aus  $\theta_\gamma$  und  $\theta_p$  berechnet
- kinetische Energie  $T_p$  des Protons (für  $|t| \leq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  berechnet  
aus  $dE/dx$  - bzw. Reichweitebestimmung)
- Energie  $k'$  des gestreuten Photons, gemessen im Čerenkovzähler.

Im nächsten Schritt werden in der Koplanaritätsverteilung Compton- von  
Untergrundereignissen separiert. Die Trennung ist nur statistisch, nicht  
aber ereignisweise möglich und muss deshalb individuell in solchen  
Rechtecken ("Bins")  $\Delta k \cdot \Delta t$  des gesamten  $(k, t)$ -Bereiches durchgeführt  
werden, für die später mittlere Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  angegeben  
werden sollen. Die Grösse der Bins wird bestimmt durch die Struktur,  
die  $d\sigma/dt$  in Abhängigkeit von  $k$  und  $t$  zeigt und die innerhalb der sta-  
tistischen Genauigkeit noch aufgelöst werden kann. Für die Untergrund-

subtraktion werden Bins gleicher Grösse  $\Delta k \cdot \Delta t = 0.5 \cdot 0.05 \text{ GeV} \cdot (\text{GeV}/c)^2$  gewählt, welche zur Mittelung von  $d\sigma/dt$  und  $\Sigma$  zum Teil - für grosse  $k$  und  $|t|$  - wieder zusammengefasst werden.

Nach Anwendung aller Schnitte verbleiben im gesamten  $(k, t)$ -Bereich

$$N_c^{\perp} = 58033 \quad (\text{entspr. } 5.4\% \text{ der brauchbaren Trigger})$$

$$\text{und } N_c^{\parallel} = 70193 \quad (\text{entspr. } 6.8\% \text{ der brauchbaren Trigger})$$

unkorrigierte Comptonereignisse. (Wegen der grossen positiven Asymmetrie des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes (Be 69, An 71) ist der Comptonbeitrag zur Anzahl der Trigger für vertikale Polarisation etwas kleiner).

## 2. Verfahren zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte

Zur Berechnung der Querschnitte müssen ausser den Ereigniszahlen  $N_c^{\perp}$  und  $N_c^{\parallel}$ , ihren experimentbedingten Korrekturen sowie dem Photonfluss und der Flächendichte der Targetkerne noch die Akzeptanzwahrscheinlichkeiten der einzelnen  $(k, t)$ -Bins bekannt sein. Sie ergeben sich aus:

- apparativen Eigenschaften (Geometrie der Spektrometer, Ausdehnung von Strahl und Target, Schwellen in der Analogelektronik)
- Schnitten, die zur Reduktion der Daten angebracht werden
- dem Auflösungsvermögen für die Ermittlung von  $k$  und  $t$  (kinematische Auflösung).

Die begrenzte Genauigkeit der Winkelmessung (apparatives Auflösungsvermögen) führt zu Fehlern in der Berechnung von  $k$  und  $t$ , die bewirken, dass beispielsweise ein im Punkt  $(k', t')$  erzeugtes Ereignis an der Stelle  $(k, t)$  erkannt und deshalb mit gewisser Wahrscheinlichkeit in ein falsches Bin eingeordnet wird. Die Akzeptanz wird also noch von der Häufigkeitsverteilung der Streuereignisse in der Umgebung jedes Bins bestimmt und ist mithin auch vom Intensitäts- und Polarisationspektrum des  $\gamma$ -Strahls und sogar vom Verlauf des Wirkungsquerschnitts  $d\sigma/dt(k, t)$  und seiner Asymmetrie  $\Sigma$  abhängig.

Die analytische Berechnung der Akzeptanzgewichte und kinematischen Auflösungsfunktion ist wegen der Vielzahl zu berücksichtigender Einflüsse äusserst schwierig und unzweckmässig. Leicht zugänglich ist

dagegen das apparative Auflösungsvermögen, so dass es sich anbietet, durch Monte Carlo (MC)-Erzeugung von Comptonereignissen die gefalteten Akzeptanzen "experimentell" zu ermitteln.

### 3. p-Spurerkennung und -Reichweitebestimmung

Aus den Funkenkoordinaten der 5 targetnächsten Kammern wird die Flugrichtung des Protons rekonstruiert. Die Spurensuche erfolgt getrennt in den Ebenen vertikaler und horizontaler Leiterbahnen, d.h. es werden die Spurenprojektionen auf die horizontale bzw. vertikale Ebene (x- bzw. y-"View") gesucht. (x ist die Horizontal-, y die Vertikal-koordinate eines rechtshändigen Systems, dessen z-Richtung mit der Spektrometerachse zusammenfällt und dessen Ursprung im Zentrum des Targets liegt.)

Für eine mögliche p-Spur wird gefordert, dass sie

- 1) aus der Nähe des  $H_2$ -Targets kommt
- 2) in wenigstens 3 Ebenen jeder View Funken erzeugt.

Das Erkennungsverfahren verläuft folgendermassen:

Man wählt 2 nicht benachbarte Drahtebenen einer View, in diesen jeweils eine Funkenkoordinate und prüft, ob die Verbindungsgerade die Ebene  $z = 0$  innerhalb einer Abweichung von  $\Delta x = \pm 60$  mm bzw.  $\Delta y = \pm 40$  mm vom Targetmittelpunkt schneidet. Liegt der Schnittpunkt ausserhalb dieser Targetzone, so wird ein neues Paar von Funken gewählt. Das Verfahren wird mit neuen Referenzebenen fortgesetzt, sobald alle Kombinationen von Funken der zunächst gewählten Ebenen durchgespielt sind. Definieren die Primärfunken eine Gerade, die die Targetzone der untersuchten View trifft, so wird in den übrigen 3 Ebenen in einem Streifen ("Strasse") von  $\pm 4$  mm symmetrisch zur Geraden durch die Primärfunken nach weiteren Funken gesucht.

Die Bedingungen für eine Spur sind erfüllt, falls wenigsten ein weiterer Funke gefunden wird.

Eine Geradenanpassung nach der Methode kleinster Fehlerquadrate liefert die Bestimmungsgrössen der Spurprojektion.

Die Funkenkoordinaten erkannter Projektionen werden gelöscht und die Erkennungsprozedur für die restlichen Funken solange fortgesetzt, bis alle Spuren ermittelt sind.

Zur Bestimmung der p-Reichweite wird innerhalb eines begrenzten Winkelbereichs um die erkannte Spur nach Funken in den Kammern des Reichweiteteleskops gesucht. Richtungsänderungen durch Vielfachstreuung wird dadurch Rechnung getragen, dass der Scanbereich jeweils symmetrisch zur Richtung des letzten Spurabschnittes begrenzt wird (für Einzelheiten siehe (Fr 72)). Der letzte gefundene Funke einer Spur bestimmt die Reichweite.

Im Mittel beträgt der Anteil der Ereignisse mit 2 oder mehr Spuren in wenigstens einer View 7.2% (Tab.III.1). Für etwa 70% dieser Ereignisse lässt sich mit Hilfe der targetnächsten, gedrehten Kammer, deren Leiterbahnen Linearkombinationen von x- und y-Koordinaten definieren, genau ein Paar korrelierter Projektionen finden. Der Beitrag mehrdeutiger Ereignisse reduziert sich somit auf im Mittel (2.2%). Er ist wie erwartet annähernd proportional zur Strahlintensität und beträgt maximal 4.5%. Die Korrektur wird runweise durchgeführt.

Bei einem mittleren Kammerwirkungsgrad von etwa 97% stellt die Forderung von 3 Funken aus 5 Ebenen keine einschneidende Bedingung dar und garantiert für die Spurerkennung einen Wirkungsgrad von durchweg mehr als 99.9%, wie aus dem Verhältnis der Anzahl von Spuren mit 4 und 5 Funken berechnet wird.

Die Beschränkung der Spurensuche auf Richtungen aus der Targetzone führt, wie Abb. III.2 zeigt, ebenfalls nicht zu merklichen Verlusten. Die Verteilung der Reaktionsvertices (Koordinaten der extrapolierten p-Spuren in der senkrechten Ebene durch den Photonstrahl) reproduziert sehr genau die Länge der Targetzelle (6.6 cm) sowie die Strahlhöhe (0.5 cm). Die beobachtete Verschiebung der Zelle um 3 mm in der Strahlrichtung sowie die Höhenabweichung des Strahls um 1.7 mm werden in den Akzeptanzrechnungen berücksichtigt. Die Asymmetrie der Vertexverteilung über die Targetlänge (Abb. III.2b) erklärt sich aus der Winkelver-

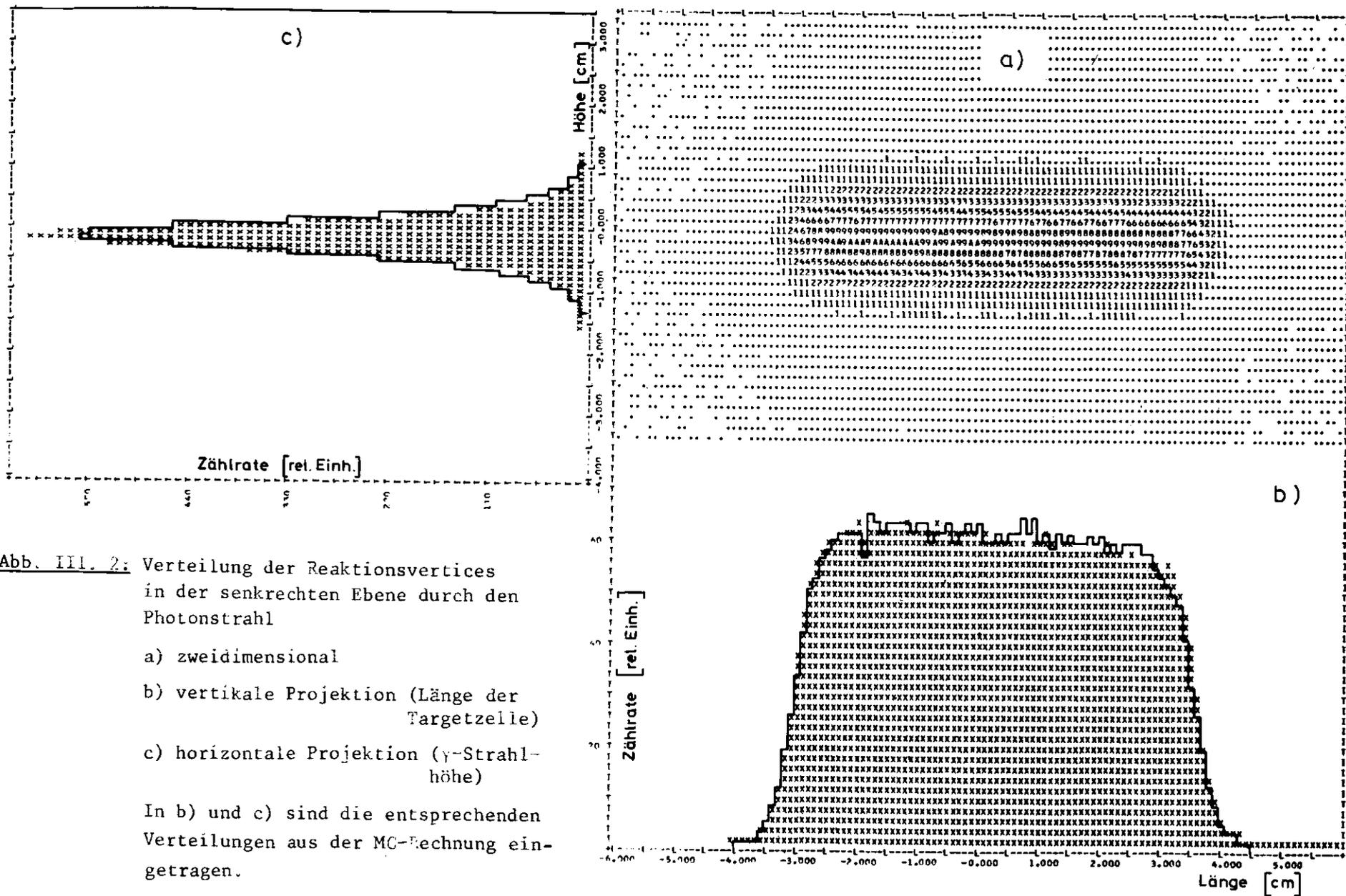


Abb. III. 2: Verteilung der Reaktionsvertices in der senkrechten Ebene durch den Photonstrahl

a) zweidimensional  
 b) vertikale Projektion (Länge der Targetzelle)  
 c) horizontale Projektion ( $\gamma$ -Strahlhöhe)

In b) und c) sind die entsprechenden Verteilungen aus der MC-Rechnung eingetragen.

teilung der Rückstossprotonen und der Akzeptanz des p-Spektrometers. Tab. III. 1 enthält das statistische Ergebnis der p-Spurenenerkennung für das gesamte Experiment ( $N_x$  ( $N_y$ ) : Zahl der Spuren in der x- (y-) View).

TABELLE III. 1 : Statistik zur p-Spurerkennung

Ereignistyp	relative Häufigkeit (%)
$N_x = N_y = 1$ (gedrehte Kammer benutzt)	86.1%
$N_x = N_y = 1$ (gedrehte Kammer nicht benutzt)	81.1%
$N_x > 1$ oder $N_y > 1$ (gedrehte Kammer benutzt)	2.2% <sup>+</sup>
$N_x > 1$ oder $N_y > 1$ (gedrehte Kammer nicht benutzt)	7.2%
$N_x = 0$ oder $N_y = 0$	11.7%
davon: keine Spur aus der Targetzone	9.1%
zu wenig Funken	2.1%
fehlerhaft kodierte Funkenadressen	0.5% <sup>+</sup>
" + " : Beiträge erfordern eine Korrektur	

Für 11.2% aller Ereignisse wird keine Spur aus der Targetzone gefunden oder ist wegen zu geringer Funkenzahl eine Rekonstruktion nicht möglich. Wie die Verteilung der Vertices und die Berechnung des Spurenwirkungsgrades zeigen, ist dies kein durch das Erkennungsverfahren bedingter Verlust an guten Spuren. Der Beitrag ist etwa gleich für beide Winkelsetzungen der Spektrometer (Messperiode für kleine  $|t|$  : 11.9%, für grosse  $|t|$  : 10.9%) und unabhängig von der Strahlintensität. In einem früheren Experiment zeigte sich eine deutliche Abhängigkeit von der Triggerschwelle im Photonspektrometer. Das Ergebnis einer visuellen Prüfung der Funken und Spurenstruktur dieser Untergrundereignisse wird in der Dissertation von G.Franke (Fr 72) mitgeteilt. Ein grosser Bruchteil kann durch elektromagnetische Schauer erklärt werden, die beide Spektrometer triggern.

#### 4. Bestimmung der Photonwinkel

Die Ermittlung der Flugrichtung des gestreuten Photons stützt sich auf:

- die Ortsbestimmung in den Schauerhodoskopen  $\theta$  und  $\phi$
- die Verteilung der Schauerenergie auf die 9 Elemente des Čerenkovzählers
- die Kenntnis des Wechselwirkungspunktes im  $H_2$ -Target aus der Extrapolation der Protonspur

Die Ausgangsinformation liegt vor in Form von Nummern getroffener Zähler sowie von ADC-Kanalzahlen. Es muss ein Verfahren entwickelt werden, das die Information dekodiert, Mehrdeutigkeiten richtig und vorurteilslos beseitigt und in seinem Wirkungsgrad kontrollierbar ist.

#### 4.1 Erkennungsmethode

Zu Beginn werden die Impulshöhen der Čerenkovzähler abgefragt. Ein Signal von wenigstens 4 ADC-Kanälen oberhalb des Pedestals wird als Ansprechen gewertet, dem entspricht eine Schwellenenergie  $k_{\min} \approx 350$  MeV (vgl. Abb. II.10). Es werden nur solche Ereignisse analysiert, für die die Muster (Pattern) ansprechender Zähler keinen direkten Hinweis auf mehrere getrennte Schauer geben. Das sind die Klassen I bis IV der Tabelle III.2, in der je ein Beispiel für die möglichen Zählerkombinationen und ihre relativen Häufigkeiten zusammengestellt sind. Die akzeptierten Klassen I - IV umfassen 83.9% aller Ereignisse; für 2/3 der Trigger spricht genau 1 Čerenkovzähler mit mehr als 350 MeV Energie an. Die verworfenen Klassen  $\bar{II}$  und  $\bar{III}$  enthalten überwiegend Ereignisse mit 2 getrennten Schauern aus dem Zerfall von  $\pi^0$ .

Die Abtrennung des 2-Photon-Untergrundes aus dem  $\pi^0$ -Zerfall liefert das Kriterium für die Wahl der Energieschwelle  $k_{\min}$  zur Patternklassifizierung: Der Abstand  $a$  der Zerfallsphotonen (Energien  $k_1, k_2$ ) eines  $\pi^0$  der Energie  $E_{\pi^0}$  am Ort des Čerenkovzählers (Abstand  $d$  vom  $H_2$ -Target) beträgt:

$$a \approx d \left( \sqrt{k_1/k_2} + \sqrt{k_2/k_1} \right) \frac{m_{\pi^0}}{E_{\pi^0}}$$

TABELLE III.2: Patternklassen der Energieverteilung in der Čerenkovzählermatrix (schraffiert: Zählerelemente, die mehr als 350 MeV Energie anzeigen)

Patternklasse	Beispiel	rel. Häufigkeit
I 1 Zähler		66.3%
II 2 seitlich benachbarte Zähler		16.4%
III 3 dicht gepackte Zähler		1.1%
IV 4 dicht gepackte Zähler		0.1%
		83.9% akzeptiert
IĪ 2 nicht seitlich benachb. Zähler		8.2%
IIĪ alle übrigen		7.9%
		16.1% verworfen

In nicht zu asymmetrischen Zerfällen können beide Photonen akzeptiert werden. Die Abschneideenergie  $k_{\min} = 350$  MeV ist gerade so gewählt, dass sie die Quotienten  $k_{1,2}/k_{2,1}$  etwa dort begrenzt, wo die geometrische Akzeptanz für 2 Photonen einsetzt. Hierzu ein Beispiel: Für  $E_{\pi^0} = 4$  GeV und  $k_{1,2}/k_{2,1} > 0.1$  können beide Photonen den Detektor treffen;  $k_{\min} = 350$  MeV erlaubt nun gerade, in diesem Bereich Pattern  $\overline{\text{II}}$  und  $\overline{\text{III}}$  zu finden und zu unterdrücken.

Die Schwelle ist andererseits hinreichend hoch, um durch die beobachteten Schwankungen der Pedestale über die Zeit eines Runs ( $\pm 1$  Kanal) nicht zu stark verfälscht zu werden.

Es werden nur solche Hodoskopzähler nach gesetzten Bit abgefragt, die den Raumwinkelbereich der ansprechenden Čerenkovzähler gerade überdecken. Die Möglichkeit, dass die Teilchen eines Schauers mehrere nicht unmittelbar benachbarte Hodoskopzähler treffen, wird dadurch berücksichtigt, dass Einzellücken zwischen gesetzten Bit vom Scan-Programm aufgefüllt werden. Wird in jeder Ebene genau eine zusammenhängende Gruppe getroffener Zähler gefunden, so werden die Photonkoordinaten den geometrischen Schwerpunkten dieser "Cluster" zugeordnet. Abb.III.3 zeigt die Häufigkeitsverteilungen der Clusterbreiten  $b_{\theta}$  und  $b_{\phi}$ . Im Mittel sprechen pro Schauer 2.25  $\phi$ - und 2.28  $\theta$ -Zähler an, d.h. die Kaskade weitet sich von der 1. zur 2. Ebene um 50% auf. MC-Schauerrechnungen mit den üblichen Abschneideenergien von 1.5 (0.25) MeV für Elektronen (Photonen) liefern sehr ähnliche Verteilungen der Schauerdurchmesser (Ma 71).

In 13.6% aller Fälle findet man in wenigstens einer Ebene 2 oder mehr Cluster. Auf diesen Beitrag kann nicht etwa wie im Falle der Ereignisse mit mehreren Spuren im p-Spektrometer (vgl. Abschn. 3.) pauschal korrigiert werden. Nebenspuren im p-Teleskop sind überwiegend durch Zufallskoinzidenzen mit geladenen Teilchen bedingt, die die Funkenkammern während ihrer Gedächtniszeit durchsetzen, wie die Zunahme ihrer Häufigkeit mit der Intensität beweist. Sie führen also zu rein statistisch verteilten Verlusten und können in einem Korrekturfaktor berücksichtigt werden. Der relative Anteil der Ereignisse mit mehreren Photonschauern ist nicht merklich von der Strahlintensität abhängig; es handelt sich überwiegend um korrelierte Ereignisse, beispielsweise:

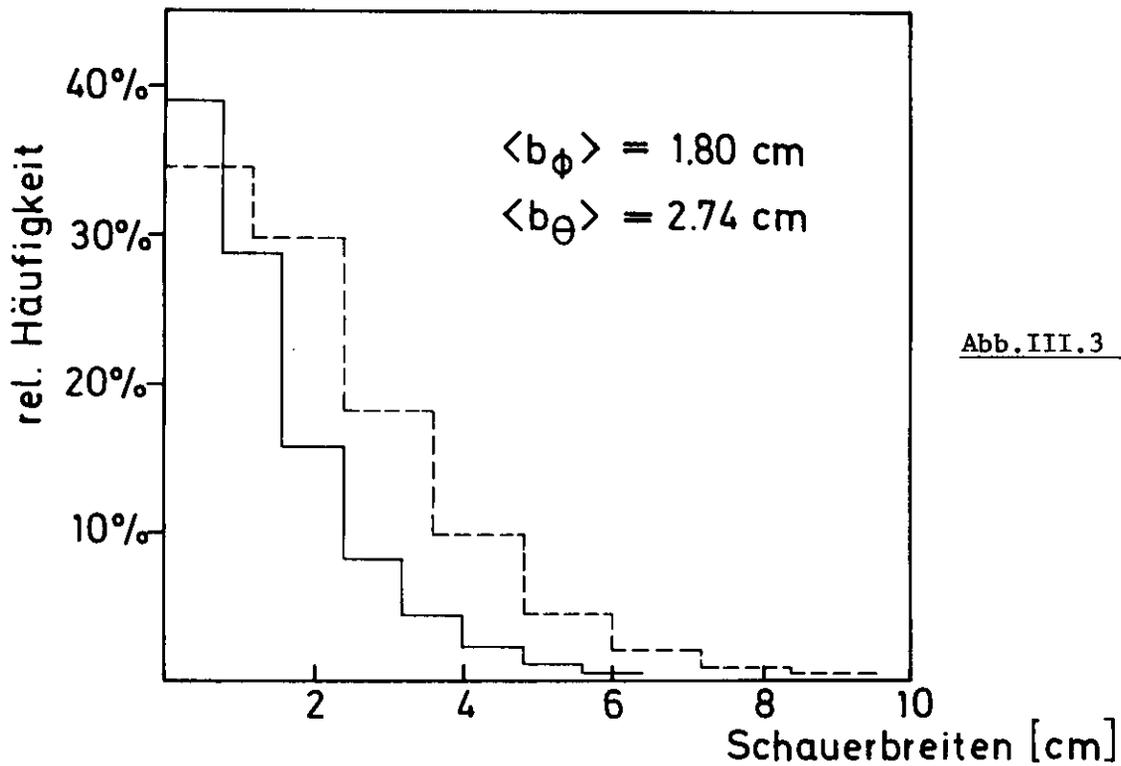
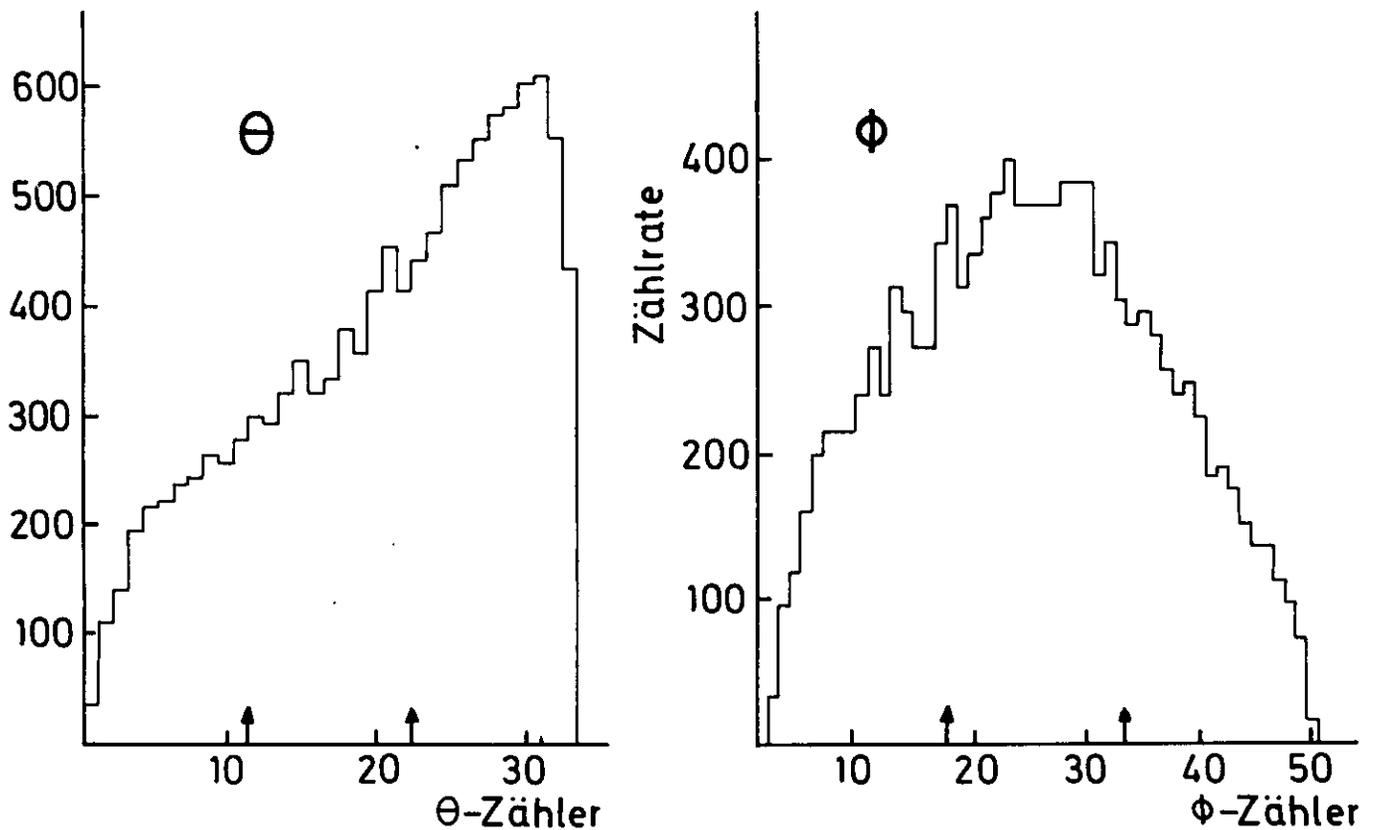


Abb.III.3 : Häufigkeits-  
 verteilung  
 der Schauer-  
 breiten  
 $b_\theta$  (—) und  
 $b_\phi$  (---)

Abb. III.5 :  $\theta$ - und  $\phi$ -Hodoskopverteilungen für die akzeptierten Energiepattern  
 (berechnete Photonenergie  $\geq 2.2 \text{ GeV}$ )  
 "↑" : Spalte zwischen den Čerenkovzählerelementen



1.  $\pi^0$ - ( $\eta$ -) Erzeugung und symmetrischer 2-Photon-Zerfall oder Zerfallsphotonen aus anderen Erzeugungsprozessen
2. 1-Photon-Ereignisse, in denen getrennte Schauer nur vorgetäuscht werden durch Lücken von mehr als 2 Zählerbreiten in den Clustern
3. Verunreinigung der Hodoskope durch Rückstreuung weicher Photonen aus dem Bleiglasradiator

Die Mehrdeutigkeiten müssen in der Weise beseitigt werden, dass in der nachfolgenden Analyse (kinematische Rekonstruktion, Untergrundsubtraktion, Akzeptanzrechnung) Fehlinterpretationen nicht zu merklichen Verfälschungen führen. Wir gehen folgendermassen vor: Sprechen in einer Ebene mehrere verschieden grosse Zählergruppen an ( $\approx 10.2\%$  aller Ereignisse), so wird der Schwerpunkt der grössten als Photonkoordinate gewählt. (Ereignisse der Klassen II und  $\bar{II}$  zeigen, dass in etwa 90% aller Fälle der grössere Cluster vor dem Čerenkovzähler gefunden wird, der die höhere Energie anzeigt.) Im Falle von gleichgrossen Clustern ( $\approx 3.4\%$ ) wird die Mitte eines blind gewählten genommen.

Bezüglich aller Untergrundprozesse - sowohl der unverfälschten (1.) als auch der Beiträge zu den verfälschten Ereignissen (2. und 3.) - ist die Willkür des beschriebenen Verfahrens völlig unkritisch. Sie stört ähnlich wie die beschränkte geometrische Akzeptanz des  $\gamma$ -Detektors die Koplanarität der Reaktion, d.h. es werden keine Comptonereignisse vorgetäuscht. Andererseits bedingt die Methode a priori keine Verluste von  $\gamma p \rightarrow \gamma p$ -Ereignissen unter 2. und 3., sondern führt allenfalls zu Fehlern in der Ortsbestimmung, die sich im Auflösungsvermögen niederschlagen. Sofern die Winkelauflösung der Hodoskope richtig ermittelt und in den MC-Rechnungen entsprechend berücksichtigt wird, sollte der Einfluss der angewandten Zwangsbedingungen keine Korrekturen erfordern. Dagegen beinhaltet die Methode Unsicherheiten, die im systematischen Fehler berücksichtigt werden.

#### 4.2 Prüfung des Verfahrens

Neben Fehlinterpretationen sind in der Erkennungsmethode Verluste durch den Rückweis von Ereignissen anhand der gemessenen Energieaufteilung möglich. Die Verteilung der Photonkoordinaten in jeder der akzeptierten Patternklassen I - IV zeigen die erwarteten ausgeprägten Strukturen (Abb. III.4). Für Klasse I wird überwiegend das Innere der Zählerflächen getroffen. Die Ereignisse II verteilen sich etwa komple-

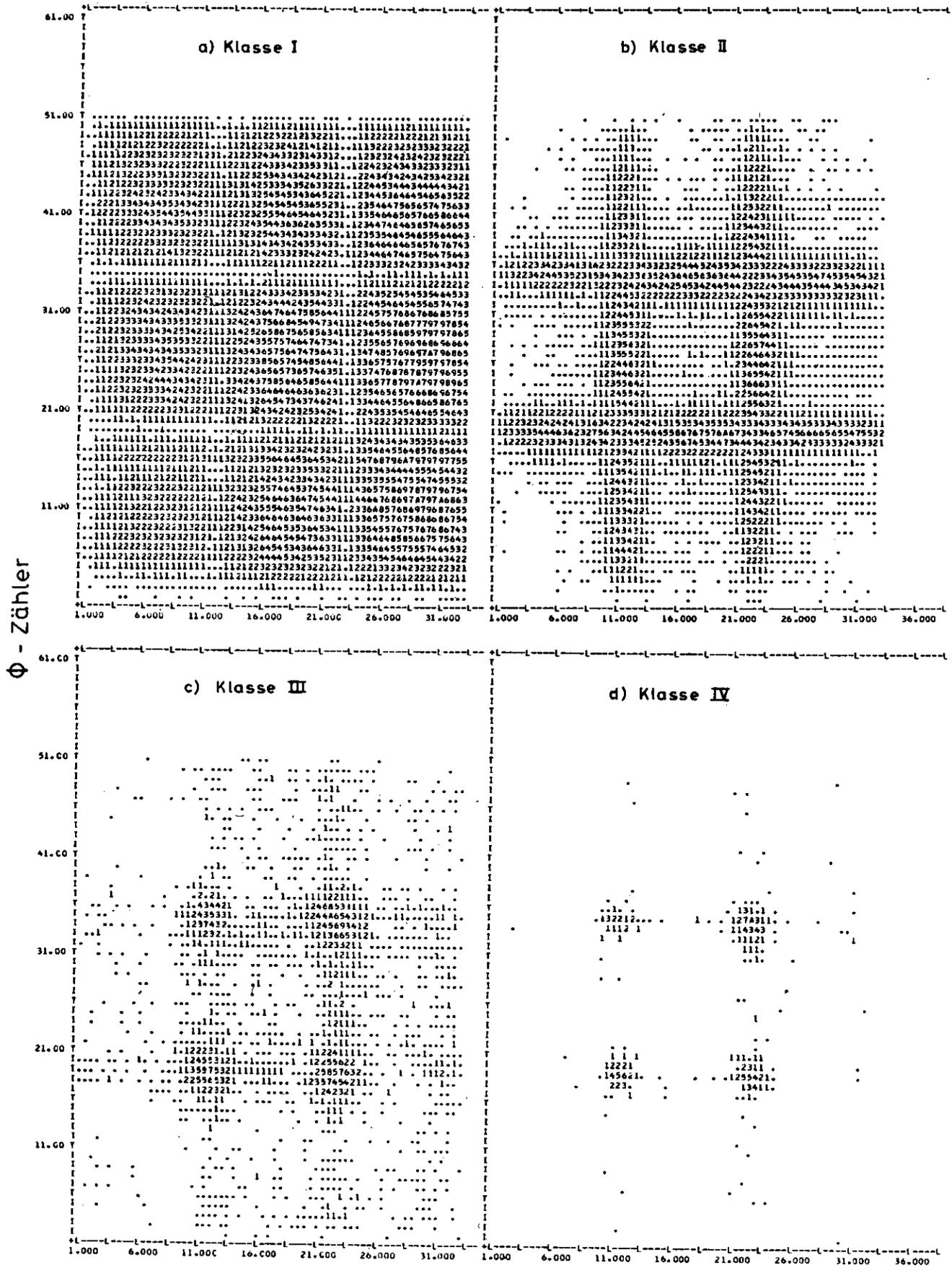


Abb. III.4 : Häufigkeitsverteilung der Photonkoordinaten  $\theta$  - Zähler  $\phi$  - Zähler in der  $\theta$  -  $\phi$  - Ebene für die akzeptierten Patternklassen I bis IV (vgl. Tabelle III.2)

mentär zu I auf die Spalte zwischen den Zählern. Die Klassen III und IV bevölkern vorwiegend die Mittelpunkte der 4 2x2-Untermatrizen.

Abb. III.5 zeigt für beide Hodoskope die Summe der projizierten Verteilungen der Abb. III.4a-d. Pfeile markieren die Lage der Spalte zwischen Čerenkovzählern. Beide Zählratenprofile sind strukturlos und zeigen insbesondere keine durch das Raster der Čerenkovzähler bedingten lokalen Akzeptanzverluste an. Die  $\theta$ -Verteilung steigt zu kleinen Winkeln (hohe Zählernummern) stark an, während die  $\phi$ -Verteilung symmetrisch zur horizontalen Ebene ist.

Um zu untersuchen, ob schon bei der Patternklassifizierung Comptonereignisse verworfen werden, wurden Stichproben der Klassen II und III auf 2 Arten analysiert:

1. mit der beschriebenen, für die Erkennung von Comptonereignissen entwickelten Clustersuche

2. mit einem Verfahren, das nach der beschriebenen Methode 2 Cluster pro Ebene sucht und Mehrdeutigkeiten erst für  $\geq 3$  Cluster beseitigt. Aus den beiden Photonrichtungen und gemessenen Schauerenergien wird die Richtung eines hypothetischen  $\pi^0$  berechnet.

Abb. III.6 zeigt  $\Delta\phi$ -Verteilungen a) für gemäss 1. erkannte  $\gamma p$ -Ereignisse, b) für nach 2. rekonstruierte  $\pi^0 p$ -Ereignisse. Die Verteilung a) ist völlig flach und enthält kein Koplanaritätssignal. b) beweist, dass 2-Photon-Ereignisse überwiegend aus der  $\pi^0$ -Einfacherzeugung kommen. (Der  $\pi^0 p$ -Peak ist wesentlich breiter als der Comptonpeak z.B. in Abb. II.2, weil für die Ermittlung der  $\pi^0$ -Richtung neben den Photonkoordinaten noch die im Čerenkovzähler gemessenen Energien benötigt werden.) Aus allen Stichproben lässt sich abschätzen, dass die Klassen II und III innerhalb eines Fehlers von  $\pm 1.7\%$  keine Comptonereignisse enthalten.

Der Wirkungsgrad  $\eta$  für die Erkennung beider Photonkoordinaten wird durch wechselseitigen Vergleich der Ebenen  $\phi$  und  $\theta$  ermittelt, wobei die Referenzebene jeweils so begrenzt ist, dass keine geometrischen Verluste auftreten. Es ergeben sich Werte von:

$$\eta = 98.5\% \text{ (1. Messperiode)}$$

$$\eta = 98.9\% \text{ (2. Messperiode)}$$

Für 4.3% aller Hauptkoinzidenzen MT spricht überhaupt kein Hodoskop-

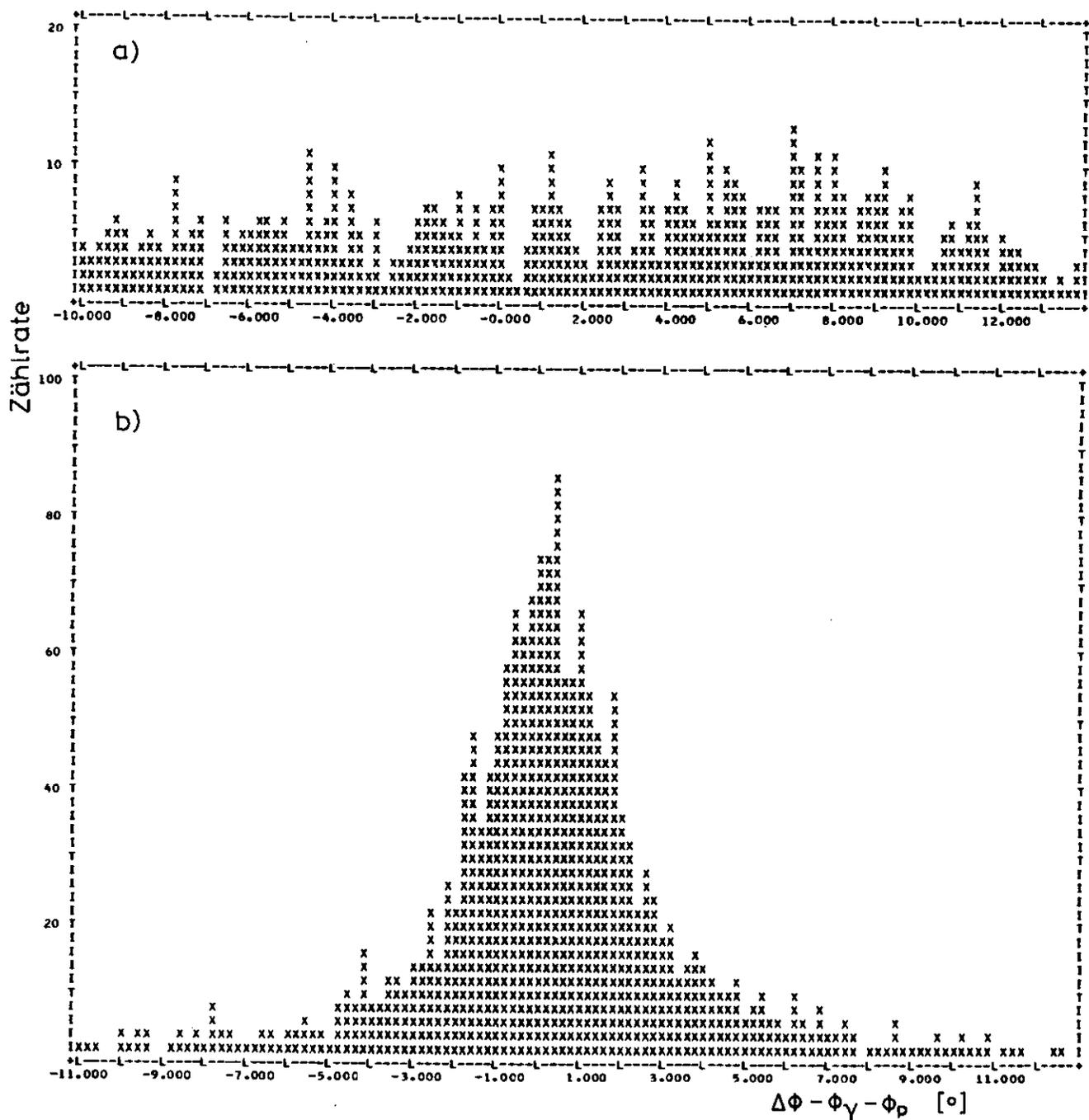


Abb. III.6 :  $\Delta\phi$  - Verteilungen verworfener Ereignisse  
(Patternklassen II und III der Tabelle III.2)

a)  $\gamma p$ -Ereignisse

b)  $\pi^0$ -Ereignisse

zähler an. Um genau diesen Betrag ist die gemessene Konversionswahrscheinlichkeit  $MT/MT(\text{ohne } T)$  höher als die berechnete Wahrscheinlichkeit für Konversion wenigstens eines Photons aus dem experimentellen Gemisch von 1- und 2-Photon-Ereignissen. Die Ereignisse mit leerem Hodoskop resultieren also nicht aus Ansprechverlusten, sondern aus Triggern auch für nicht in der Pb-Platte konvertierte Photonen. Solche Trigger treten auf durch Konversion des Photons zwischen Hodoskop und Zähler T sowie durch Rückstreuung aus dem von T nur 6 cm entfernten Čerenkovzähler.

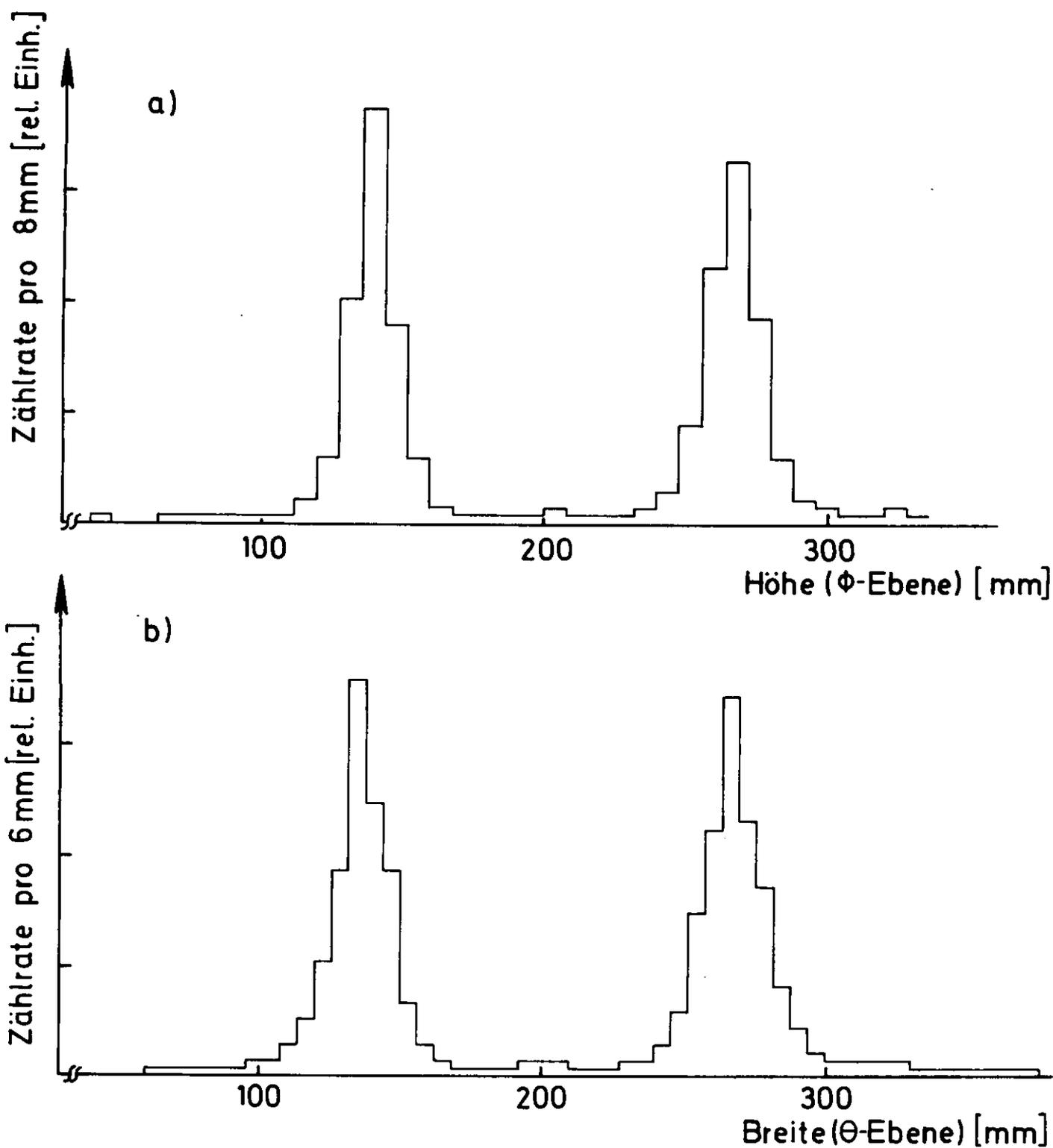
#### 4.3 Ortsauflösungsvermögen des Hodoskops

Das Ortsauflösungsvermögen des Hodoskops lässt sich experimentell in einem kollimierten Photonstrahl ermitteln. Wohldefinierte Strahlen (bzw. Streifen) von Photonen bekannter Energie lassen sich durch Wahl geeigneter Energiepattern im Čerenkovzähler ausblenden, wie Abb. III.4b zeigt. Die im Abschnitt 2.6.2 erwähnten Messungen der Impulshöhenverluste für Schauerentwicklung am Rand eines Zählerelementes zeigen, dass die Aufteilung der Schauerenergie auf benachbarte Elemente ganz empfindlich vom Einschussort nahe des Spaltes zwischen den Zählern abhängt. Aus den Messungen lässt sich abschätzen, dass die Koordinaten von Photonen, die Schauer der Klasse II erzeugen, um nicht mehr als etwa  $\pm 6$  mm um den Spalt zwischen den getroffenen Čerenkovzählern streuen, sofern man verlangt, dass die Energieverteilung nicht unsymmetrischer als 1 : 4 ist. Diese Bedingung definiert also einen "Photonstrahl", dessen Breite vergleichbar mit der der Hodoskopzähler ist und sich deshalb zur Bestimmung des Auflösungsvermögens eignet. Abb. III.7 gibt die Verteilungen der Photonkoordinaten in der  $\theta$ - und  $\phi$ -Ebene wieder. (Gezeigt sind die Projektionen der  $\theta$ - $\phi$ -Verteilung der Abb. III.4b) für Ereignisse mit symmetrischer Energieaufteilung. Zur  $\phi$ -( $\theta$ -) Projektion sind  $\theta$ -( $\phi$ -) Zähler aus der Umgebung der vertikalen (horizontalen) Spalte der Zählermatrix ausgeblendet.)

Nimmt man sowohl für das Strahlprofil als auch die Auflösungsfunktionen Gaußverteilungen an, so ergeben sich die Streuungen der Auflösungsfunktionen zu:

$$\sigma_{\phi} = (4.6 \pm 1.2) \text{ mm}$$

$$\sigma_{\theta} = (6.6 \pm 1.0) \text{ mm}$$



**Abb. III.7:** Auflösungsvermögen der Photonhodoskope:  
 Verteilung der Photonkoordinaten für Energiepattern II  
 der Tabelle III.2 (Schauerenergieaufteilung nicht unsymmetrischer  
 als 1 : 4)

a)  $\phi$ -Ebene

b)  $\theta$ -Ebene

Die Werte bestätigen die Ergebnisse von Messungen in einem kollimierten Photonstrahl, der durch Konversion der Elektronen einer Paarspektrometer-Trajektorie erzeugt wurde. Das Auflösungsvermögen ist nicht signifikant von der gemessenen Schauerenergie abhängig.

## 5. kinematische Analyse

### 5.1 Berechnung kinematischer Grössen und Zwangsbedingungen

Die Kinematik der Comptonstreuung  $\gamma p \rightarrow \gamma p$  wird durch 8 unabhängige Parameter bestimmt. 5 Grössen der einlaufenden Teilchen sind durch den Strahlaufbau und die Wahl des  $H_2$ -Targets festgelegt:

$$k_x = k_y = 0 \quad \text{für Photonstrahl in z-Richtung}$$

$$\vec{p} = 0 \quad (\vec{p}: \text{räumlicher Impuls des Targetprotons})$$

Für die auslaufenden Teilchen werden beide Richtungen ( $\theta_\gamma, \theta_p, \phi_\gamma, \phi_p$ ; vgl. Abb. II.1) sowie die Schauerenergie  $k'_s$  des gestreuten Photons und - unterhalb von 211 MeV - die kinetische Energie  $T_p$  des Rückstossprotons gemessen. Es sind also insgesamt 11 (für  $T_p > 211$  MeV: 10) Parameter bekannt. Unbestimmt im gesamten kinematischen Bereich ist nur die Energie  $k$  des einlaufenden Photons, die aus den Messgrössen berechnet wird. Zusätzlich stehen 3 (= 11-8) bzw. für  $T_p > 211$  MeV 2 Zwangsbedingungen für überbestimmte Parameter zur Verfügung. Die Apparatur misst die Flugrichtungen von Photon und Proton am genauesten, deshalb werden  $k$  und  $t$  aus der Viererimpulserhaltung unter Verwendung von  $\theta_\gamma$  und  $\theta_p$  berechnet:

$$k = M_p \left( \frac{1}{t_\gamma \theta_p \cdot t_\gamma \theta_p / 2} - 1 \right) \quad (\text{III.1})$$

$$t = 2 k M_p \left( \frac{1}{1 + k/M_p (1 - \cos \theta_\gamma)} - 1 \right) \quad (\text{III.2})$$

( $M_p$ : Protonmasse)

Zur Abtrennung des Untergrundes und zur Prüfung der Konsistenz unabhängiger Messgrössen stellen wir folgende Zwangsbedingungen auf:

$$\Delta\phi = \phi_\gamma - \phi_p = 0 \quad \text{Koplanarität} \quad (\text{III.3})$$

$$\Delta k = k_s - k = 0 \quad (\text{III.4})$$

( $k_s = k'_s - t/2M_p$ : Energie des einlaufenden Photons, berechnet aus der Schauerenergie  $k'_s$ )

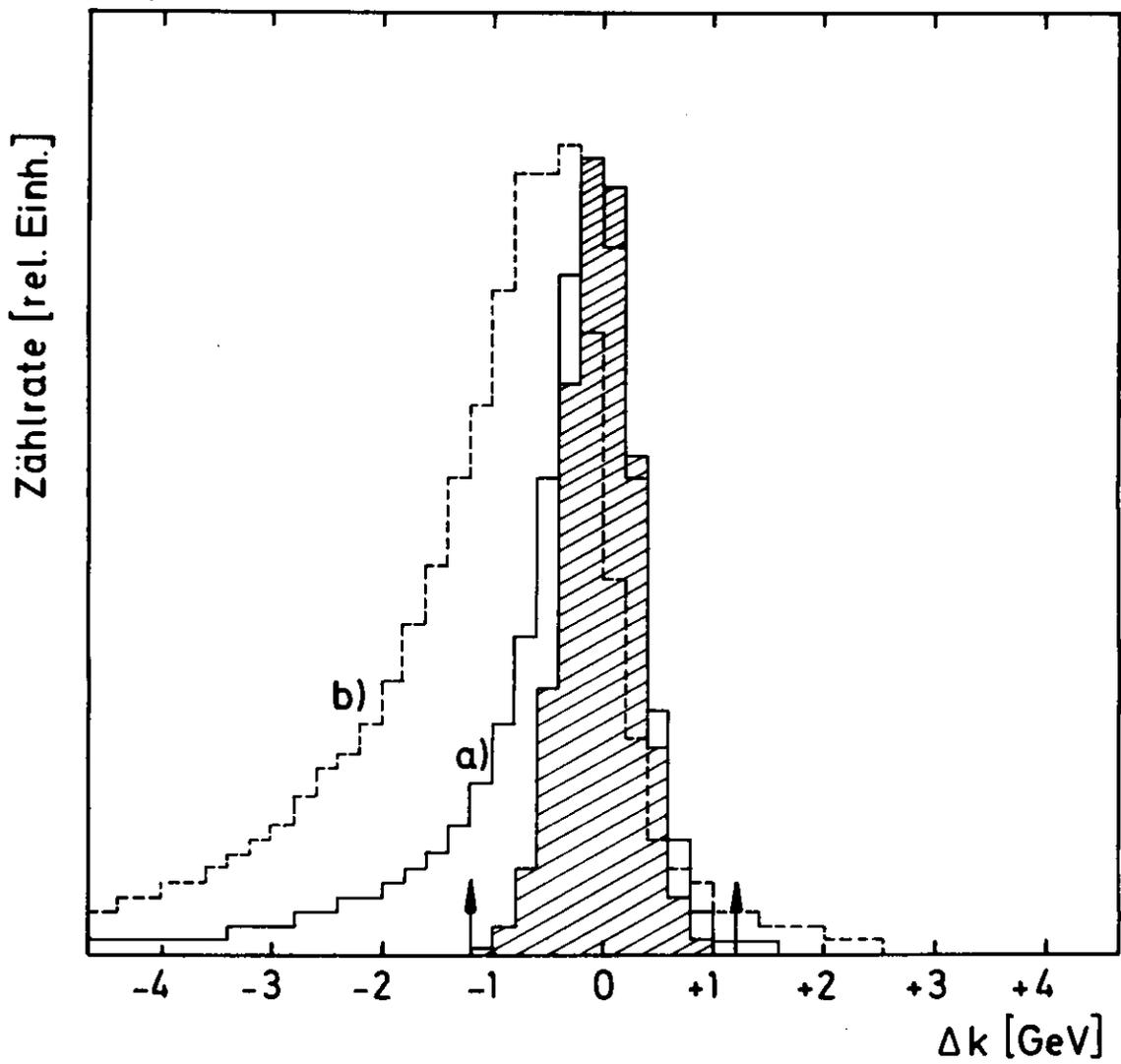


Abb. III.8 :  $\Delta k$ -Verteilungen ( $k \geq 2.2$  GeV,  $|t| \geq 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup>) von:  
 a) annähernd koplanaren Ereignissen ( $|\Delta\phi| \leq 3^\circ$ )  
 b) nicht koplanaren Ereignissen ( $6^\circ \leq |\Delta\phi| \leq 9^\circ$ )  
 Schraffiert: MC - Verteilung für Comptonstreuereignisse  
 "↑" : Schnitt zur Reduktion des Untergrundbeitrages

$$\Delta t = t + 2M_p \cdot T_p = 0 \quad (\text{für } T_p < 211 \text{ MeV}) \quad (\text{III.5})$$

Das Auflösungsvermögen der Apparatur ist nicht hinreichend, um vermöge der Bedingungen (III.3) - (III.5) Comptonstreuereignisse vollständig von kinematisch zum Teil fast identischen Untergrundprozessen, wie  $\pi^0$ -Erzeugung mit asymmetrischem Zerfall, abzutrennen. Am wirksamsten diskriminiert naturgemäss die Forderung (III.3) der Koplanarität gegen jede Art von  $\gamma p$ -Koinzidenzen aus Mehrteilchenendzuständen. Zur im Abschnitt 5.3 beschriebenen Untergrundsubtraktion wird deshalb im wesentlichen die  $\Delta\phi$ -Verteilung benutzt.

Abb. III.8 zeigt für  $k > 2.2 \text{ GeV}$  und  $|t| > 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$   $\Delta k$ -Verteilungen von a) annähernd koplanaren Ereignissen ( $|\Delta\phi| < 3^\circ$ ) und b) solchen aus dem Intervall  $6^\circ < |\Delta\phi| < 9^\circ$ . Schraffiert ist zusätzlich die  $\Delta k$ -Verteilung für Comptonereignisse nach einer MC-Rechnung (vgl. Kap. III.6.2) eingetragen. Da in der Regel nur eines von mehreren Photonen nachgewiesen wird, ist überwiegend  $k_s < k$ . Die Asymmetrie der  $\Delta k$ -Verteilung hängt deutlich von der Photonenergie ab. Sie ist weniger stark im Bereich kleiner  $k$  - hier unterdrückt die Triggerschwelle in  $k'_s$   $\gamma p$ -Koinzidenzen mit zu grossen Energiefehlbeträgen - und wächst mit zunehmendem  $k$ . Der in Abb. III.8 durch Pfeile angedeutete Schnitt bei  $|\Delta k| = 1.2 \text{ GeV}$  bewirkt deshalb für grössere  $k$  eine deutliche Reduktion des Untergrundes und drückt den statistischen Fehler der Untergrundsubtraktion um maximal einen Faktor 2.

Bezüglich der Bedingung (III.5)  $\Delta t = 0$  unterscheiden sich Comptonstreuung und die wesentlichen Untergrundbeiträge am wenigsten deutlich. Schnitte in der  $\Delta t$ -Verteilung werden deshalb nicht eingeführt.

## 5.2 kinematische Auflösung

Die Genauigkeit, mit der aus den gemessenen Winkeln  $\theta_\gamma$  und  $\theta_p$  die Parameter  $k$  und  $t$  ermittelt werden, ergibt sich aus der im Kap. III.6.2 beschriebenen MC-Erzeugung von elastischen Streuereignissen: Für feste  $k$  und  $t$  wird Comptonstreuung simuliert. Die Ereignisse werden, wie in III.6.2 beschrieben, analysiert und liefern Häufigkeitsverteilungen der gemäss (III.1) bzw. (III.2) berechneten Photonenergien und Impulsüberträge um die MC-Ausgangswerte  $k$  und  $t$ . Die relativen halben Halbwertsbreiten dieser Verteilungen sind für  $k = 3.5 \text{ GeV}$  in Abb. III.9 als

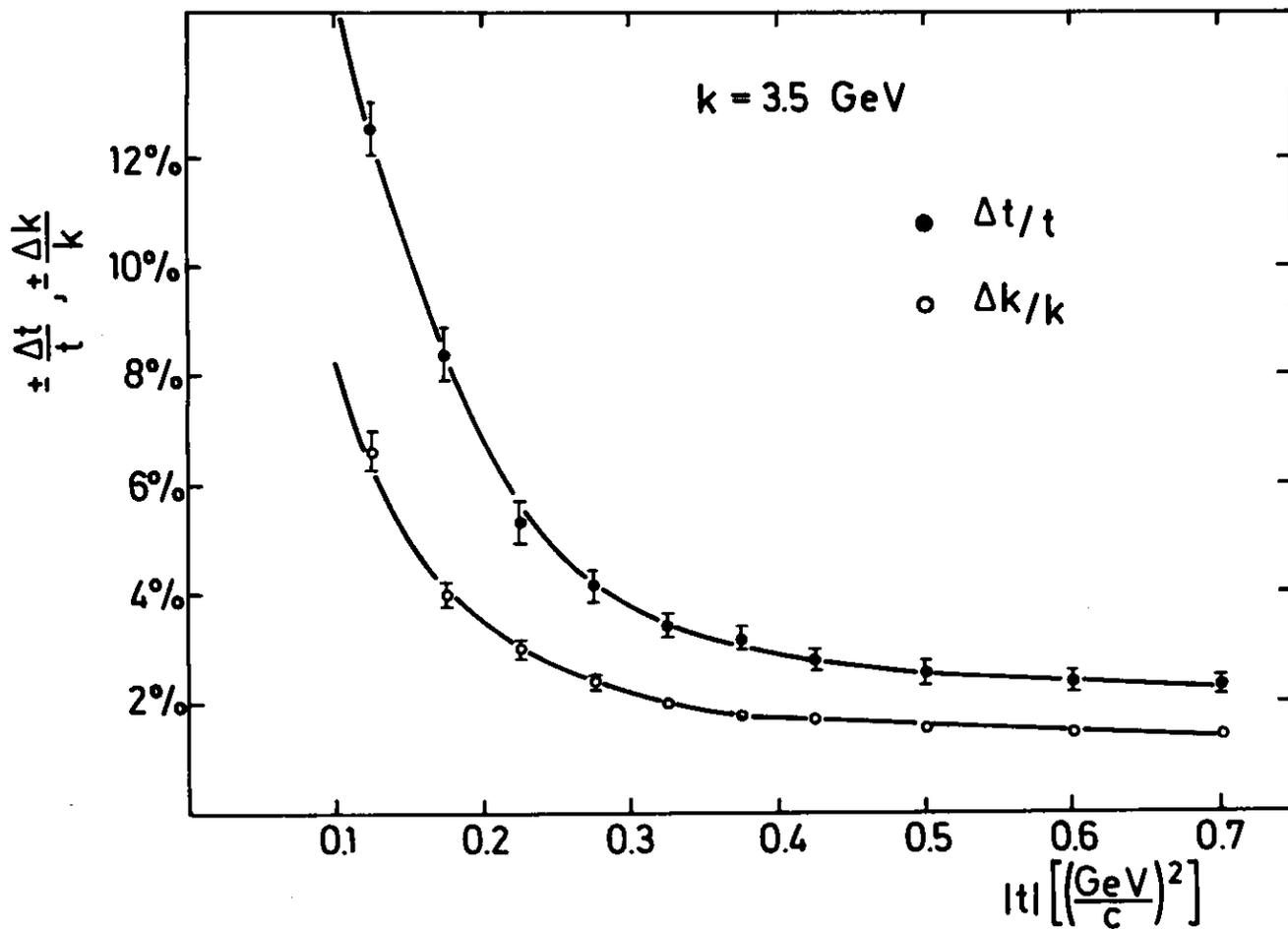


Abb. III.9 : kinematisches Auflösungsvermögen für  $k = 3.5 \text{ GeV}$   
in Abhängigkeit vom Impulsübertrag  $|t|$   
Aufgetragen sind die relativen halben Halbwertsbreiten  
der Auflösungsfunktionen.

Funktion von  $|t|$  gezeigt. Das kinematische Auflösungsvermögen ist für grössere  $|t|$  etwa konstant, es wird zu kleineren  $|t|$  wegen der rasch wachsenden Vielfachstreuung der Protonen schlechter und ist nahezu unabhängig von der Photonenergie. Im gesamten k-t-Bereich ergeben sich Werte zwischen den Grenzen:

$$\underline{+1.4\%} < \Delta k/k < \underline{+8.2\%}$$

$$\underline{+2.2\%} < \Delta t/t < \underline{+14.8\%}$$

Die Güte der Bestimmung von k beeinflusst die Genauigkeit der Asymmetriemessung: Die Auflösungsfunktion verschmiert den Spike im Polarisationspektrum (vgl. Abb. II.7) und bedingt einen geringeren effektiven Polarisationsgrad im Auswertebereich.

### 5.3 Untergrundsubtraktion

Die Anzahl der Comptonstreuereignisse  $N_c$  in jedem k-t-Bin wird durch Subtraktion des experimentellen Untergrundes (UG) in der Verteilung über  $|\Delta\phi|$  bestimmt. 2 unterschiedliche Verfahren werden für verschiedene k-t-Bereiche benutzt:

1.  $\pi^0$ -Fit (anwendbar für kleine k und  $|t|$ ):

Die Koplanaritätsverteilung von UG wird durch MC-Simulierung der Reaktion



ermittelt. Die Anzahlen  $\Pi$  und UG von Untergrundereignissen aus der MC-Rechnung bzw. dem Experiment werden aufeinander normiert im Bereich  $3^\circ < |\Delta\phi| < 9^\circ$ , der vernachlässigbar wenig Comptonereignisse enthält (vgl. Abb. III.11).  $N_c$  berechnet sich zu:

$$N_c = N_{03} - \mathcal{L} G_{03} = N_{03} - \Pi_{03} \cdot \frac{\mathcal{L} G_{39}}{\Pi_{39}} \quad (\text{III.7})$$

( $N = N_c + \text{UG}$ : experimentelle Zählrate, Indices: Grenzen von  $|\Delta\phi|$  -Intervallen in Grad)

2. empirischer Fit (benutzt für grosse  $k$  und  $|t|$ ):

An die Koplanaritätsverteilung von UG - beschnitten durch die Bedingung  $|\Delta k| < 1.2 \text{ GeV}$  und geklappt um die Symmetrieachse  $\Delta\phi = 0^\circ$  - wird im Bereich  $3^\circ < |\Delta\phi| < 9^\circ$  nach der Methode kleinster quadratischer Abweichungen eine Gerade angepasst. Der Verlauf der Geraden wird linear über den Anpassungsbereich hinaus bis  $|\Delta\phi| = 1^\circ$  extrapoliert und dann differenzierbar quadratisch fortgesetzt.

Die einfache Geradenanpassung ergibt im gesamten  $k$ - $t$ -Gebiet akzeptable  $\chi^2$ . Im Bereich des Übergangs vom  $\pi^0$ -Fit auf das empirische Verfahren liefern beide Methoden konsistente Werte für  $N_c$ . Zur Kontrolle wurde der Untergrund der linear-quadratischen Form mit den entsprechend bewichteten Raten  $UG_{36}$  und  $UG_{69}$  subtrahiert. Die  $N_c$  aus dem Fitverfahren und der Gewichtsmethode zeigen keine systematischen Abweichungen.

Während die MC-Methode die Form von UG im gesamten  $\Delta\phi$ -Bereich liefert, ist die gewählte Extrapolation im empirischen Fit physikalisch nicht ausgezeichnet. Wir haben die Empfindlichkeit des Ergebnisses  $N_c$  auf Abänderungen der Extrapolation untersucht, um ein Mass für den systematischen Fehler der Subtraktion zu gewinnen (vgl. Kap. III.6.3).

Anhand eines Beispiels (Abb. III.10) sei die Wirksamkeit der Bedingung  $|\Delta k| < 1.2 \text{ GeV}$  demonstriert. Der Schnitt reduziert  $UG_{39}$  auf etwa 30% und drückt den statistischen Fehler der Subtraktion deutlich, ohne Verluste an Comptonereignissen zu bewirken.

Der  $\pi^0$ -Fit ist nur dort anwendbar, wo die  $\pi^0$ -Einfacherzeugung sämtliche übrigen Untergrundprozesse deutlich dominiert. Die Methode versagt für grosse  $k$  und  $|t|$ . Im folgenden sollen Einzelheiten des Verfahrens besprochen werden.

In der MC-Simulierung der Reaktion (III.6) werden die Eigenschaften der Nachweisapparatur, wie in Abschnitt III.6.2 noch zu beschreiben, berücksichtigt. 2-Photonereignisse werden mit der im Kap. III.4.1 geschilderten Methode unterdrückt. Zur Erzeugung der Ereignisse werden die von M. Braunschweig et al. (Br 70) gemessenen und geeignet interpolierten Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt(k,t)$  für unpolarisierte Photonen benutzt. Der  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitt ist stark polarisationsabhängig. Die Asymmetrie  $\Sigma_{\pi^0}$  ist im Bereich  $k > 3 \text{ GeV}$  und  $|t| < 1.4 (\text{GeV}/c)^2$  grösser als +0.7 (Be 69, An 71; vgl. Abb. A1). Die grosse positive

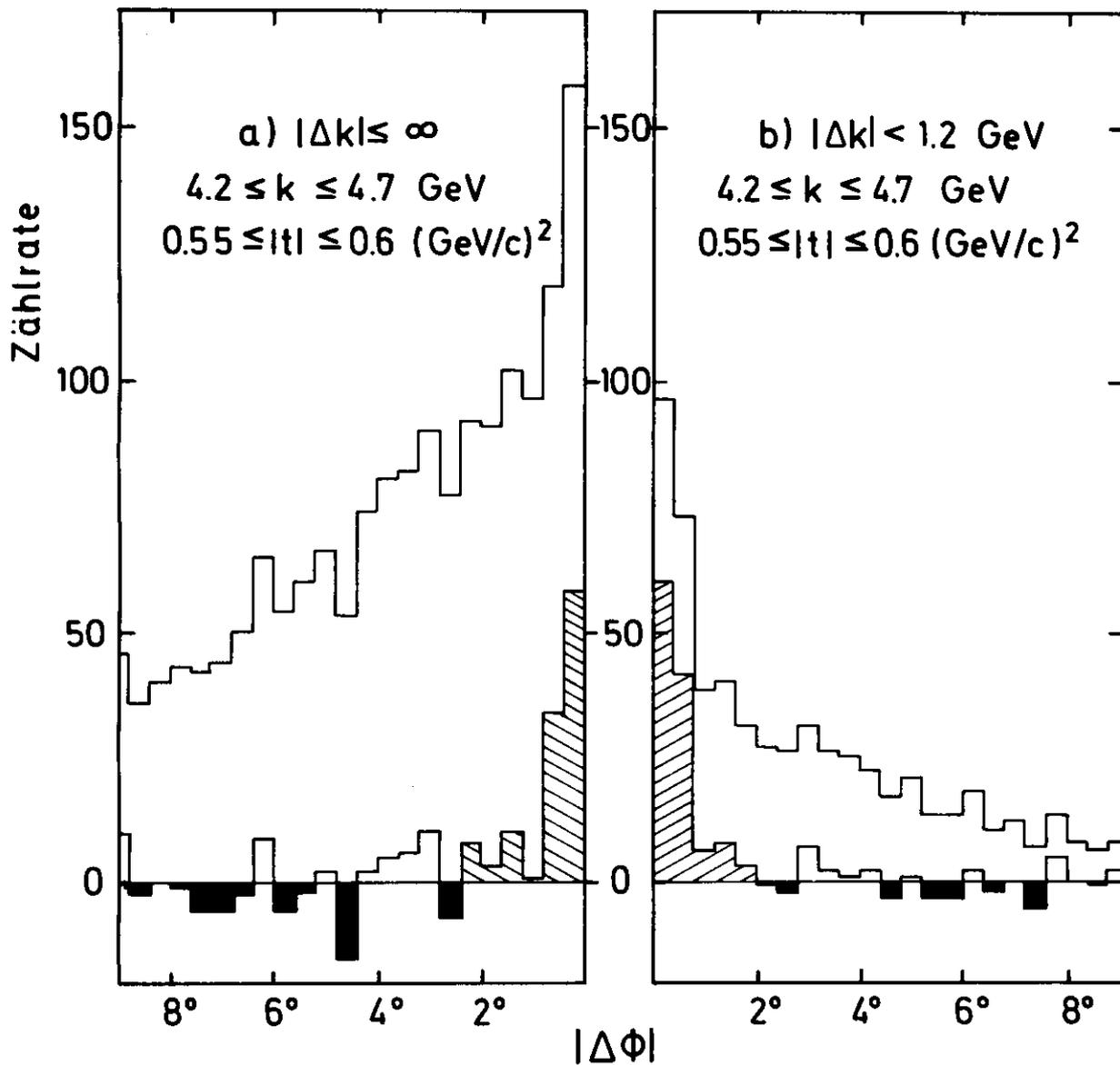


Abb. III.10 : Untergrundsubtraktion (empirischer Fit):

$|\Delta\phi|$  -Verteilungen vor und nach der Subtraktion

a) ohne Zwangsbedingung in  $\Delta k$

b)  $|\Delta k| < 1.2 \text{ GeV}$

Schraffiert: Comptonereignisse

Asymmetrie bewirkt im Bereich merklicher Strahlpolarisation einen deutlich höheren  $\pi^0$ -Untergrund für senkrechte im Vergleich zu horizontaler Polarisation (Abb. III.12). Darüberhinaus ist es denkbar, dass  $\Sigma_{\pi^0} > 0$  auch die Form der  $|\Delta\phi|$ -Verteilung beeinflusst. Die  $k$ -Abhängigkeit des  $\pi^0$ -Untergrundes ist verschieden für die Polarisierungen  $P_{\perp}$  und  $P_{\parallel}$

( $\sim 1 \pm \Sigma_{\pi^0} \cdot P_{\perp, \parallel}(k) \cdot A$ ,  $A$ : Analysatorstärke der Apparatur, vgl. Kap. III.6.1)

Da auch für  $\gamma p$ -Koinzidenzen aus dem  $\pi^0$ -Zerfall  $k$  und  $t$  entsprechend der Comptonkinematik berechnet werden, treten Fehler auf, die von der  $\pi^0$ -Zerfallskinematik abhängen und mit Abweichungen  $\Delta\phi$  von der Koplanarität korreliert sind. Es wurden  $\Delta\phi$ -Verteilungen für  $\pi^0$ -Erzeugung unter der Annahme  $\Sigma_{\pi^0} = 1$  und  $\Sigma_{\pi^0} = 0$  verglichen und keine signifikante Abhängigkeit der Form von der angenommenen Asymmetrie beobachtet. Zur Vereinfachung des Verfahrens und um den Rechenaufwand zu reduzieren, wird deshalb  $\pi^0$ -Erzeugung für  $\Sigma_{\pi^0} = 0$  (oder anders: für unpolarisierten Photonstrahl) simuliert und die Untergrundsubtraktion gemäss (III.7) für beide Polarisationsrichtungen mit der gleichen, in der Höhe jeweils richtig normierten  $|\Delta\phi|$ -Verteilung vorgenommen. Abb. III.11 zeigt den Vergleich von gemessenen mit simulierten Koplanaritätsverteilungen. Die experimentelle Verteilung ist die Summe aus Messungen mit je gleicher Anzahl effektiver Quanten beider Polarisationsrichtungen. Das MC-Ergebnis resultiert aus der Simulierung von Comptonstreuung und  $\pi^0$ -Erzeugung im annähernd bekannten Verhältnis ihrer Wirkungsquerschnitte. Der Verlauf des  $\pi^0$ -Untergrundes im Bereich der Koplanarität ist punktiert angedeutet. Die Verteilungen aus Experiment und Rechnung sind auf gleiche Gesamtanzahl von Ereignissen im Bereich  $|\Delta\phi| < 9^\circ$  normiert. Sie stimmen sowohl in der Form als auch im Signal-Untergrund-Verhältnis überein, d.h. summiert über den gesamten Messbereich resultiert der beobachtete Untergrund fast ausschliesslich aus (III.6). (Die für grössere  $k$  und  $|t|$  beobachtete Diskrepanz zwischen  $\pi^0$ - und experimenteller  $\Delta\phi$ -Verteilung tritt in Abb. III.11 nicht zutage, weil die Statistik von Ereignissen aus dem Bereich kleiner  $k$  und  $|t|$  bestimmt wird.)

Ferner zeigt die MC-Rechnung, dass Compton-Streuereignisse vollständig auf den Bereich  $|\Delta\phi| < 3^\circ$  beschränkt sind, sodass die Absolutnormierung des  $\pi^0$ -Untergrundes bzw. die Geradenanpassung an die experimentelle Verteilung im Gebiet  $3^\circ < |\Delta\phi| < 9^\circ$  unbedenklich ist.

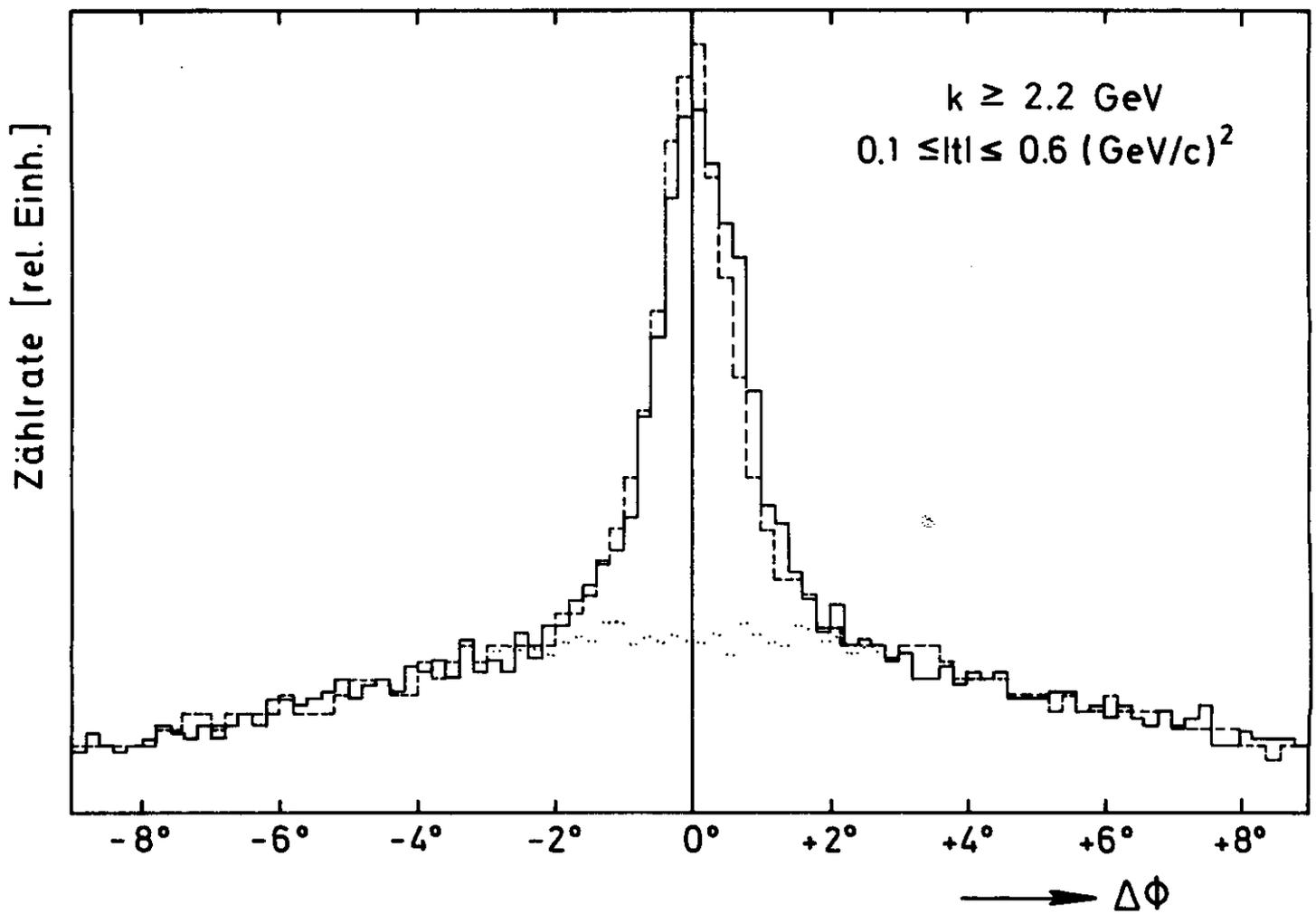


Abb. III.11 : Vergleich gemessener und simulierter Koplanaritäts-  
 verteilungen von  $\gamma p$ -Ereignissen

— gemessene Verteilung

MC-Ergebnisse:

- - - Comptonstreuung +  $\pi^0$ -Einfacherzeugung

..... nur  $\pi^0$ -Einfacherzeugung

Abb. III.12 zeigt die Untergrundsubtraktion a) für horizontale und b) für vertikale Polarisation in einem bezüglich des Untergrundbeitrages ungünstigen Bin aus dem Bereich maximaler Polarisation. In beiden Fällen wird der experimentelle Untergrund durch die MC-Verteilung bis zu grössten  $|\Delta\phi|$  richtig wiedergegeben.

Die Asymmetrie  $\frac{\mathcal{L}G_{o_3}^+ - \mathcal{L}G_{o_3}^-}{\mathcal{L}G_{o_3}^+ + \mathcal{L}G_{o_3}^-}$  des Untergrundes im Intervall

$|\Delta\phi| < 3^\circ$  ist für  $2.7 < k < 3.7$  GeV konsistent mit der gemessenen Asymmetrie  $\Sigma_{\pi^0}$  (vgl. Anhang A2).

Im Gebiet  $|t| \gtrsim 0.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> und  $k \gtrsim 4.5$  GeV werden mit wachsenden  $k$  und  $|t|$  zunehmende Abweichungen der simulierten  $\Delta\phi$ -Verteilungen von den experimentellen beobachtet. Die gemessene Koplanaritätsverteilung ist durchweg flacher als die  $\pi^0$ -Zerfallsverteilung, und der gesamte Untergrund ist grösser als der aus der  $\pi^0$ -Einfacherzeugung resultierende. Für höhere Energien ist nicht zu erwarten, dass (III.6) allein den Untergrund über die gesamte  $\Delta\phi$ -Verteilung erklären kann: Der  $\pi^0$ -Erzeugungsquerschnitt fällt etwa proportional zu  $k^{-2}$  ab, während andere Untergrundprozesse weniger stark oder überhaupt nicht energieabhängig sind, beispielsweise die  $\omega$ -Photoerzeugung (ABB 68, Po 71) oder die inelastische diffraktive Comptonstreuung (Wo 70). Generell wächst mit zunehmendem Abstand von der Triggerschwelle in der Energie des gestreuten Photons die Akzeptanzwahrscheinlichkeit für Photonen aus inelastischen Reaktionen.

Für grössere  $|t|$  (und  $k$ ) gewinnt darüberhinaus der  $\gamma\gamma$ -Zerfall photo-produzierter  $\eta$  an Bedeutung. Nach MC-Akzeptanz-Rechnungen beträgt für  $k = 4$  GeV und  $|t| = 0.6$  (GeV/c)<sup>2</sup> der Anteil der  $\eta$ -Photoerzeugung zum Untergrund schon etwa 15% bezogen auf den  $\pi^0$ -Anteil. (Die Wirkungsquerschnitte der  $\eta$ -Erzeugung wurden (Bra 70) entnommen.) Die  $\Delta\phi$ -Verteilung des  $\eta$ -Zerfalls ist ebenso wie die der übrigen erwähnten Untergrundprozesse deutlich flacher als die des  $\pi^0$ -Zerfalls.



## 6. Berechnung des Wirkungsquerschnitts und der Asymmetrie

### 6.1 Beziehungen zwischen Mess- und Rechengrößen

Die Comptonereigniszahlen  $N_C^{L, \prime\prime}$  im Bin  $\Delta k \cdot \Delta t$  um den Aufpunkt  $(k, t)$  sind durch den folgenden Ausdruck gegeben:

$$N_C^{L, \prime\prime}(k, t) = N_p \cdot Q_{\text{eff}}^{L, \prime\prime} \cdot \eta \cdot \int_{\Delta k} \int_{\Delta t} dk dt \int_{k', t'} \frac{d\sigma}{dt}(k', t') \frac{f^{L, \prime\prime}(k', k_{\text{max}}^{L, \prime\prime})}{k'}. \quad (\text{III.8})$$

$$\left[ 1 \pm P^{L, \prime\prime}(k', k_{\text{max}}^{L, \prime\prime}) \cdot A(k', t') \cdot \Sigma(k', t') \right] \cdot a(k', t') \cdot r(k'-k, t'-t) \cdot dk' \cdot dt'$$

Es bedeuten:

$N_p$ : Anzahl der Targetprotonen pro Flächeneinheit (vgl. Kap. II.2.4)

$Q_{\text{eff}}$ : Anzahl effektiver Quanten (vgl. Kap. II.2.3)

$\eta$ : Produkt von Korrekturfaktoren (vgl. Kap. III.6.3)

$k_{\text{max}}$ : Synchrotronenergie

$f(k', k_{\text{max}})$ : normiertes Photonintensitätsspektrum

$P(k', k_{\text{max}})$ : Polarisationspektrum

$A(k', t')$ : Analysatorstärke der Apparatur, gemittelt über die  $\phi$ -Akzeptanz

$a(k', t')$ : Akzeptanzwahrscheinlichkeit, integriert über  $\phi$

$r(k'-k, t'-t)$ : k-t-Auflösungsfunktion

$$\left( \int_0^{k_{\text{max}}} f(k', k_{\text{max}}) dk' = k_{\text{max}} \right)$$

In (III.8) ist die Integration über den Azimutwinkel  $\phi$  bereits durchgeführt, dabei resultieren, wie kurz erklärt werden soll, die Größen  $a(k', t')$  und  $A(k', t')$ :

Comptonstreuung eines Photons der Energie  $k'$  mit Impulsübertrag  $t'$  unter dem Azimut  $\phi$  ist entweder mit der verwendeten Apparatur nachweisbar oder nicht; d.h. es existiert eine Sprungfunktion

$$\check{a}(k', t', \phi) = \begin{cases} 1, & \text{falls die gestreuten Teilchen nachgewiesen werden können} \\ 0 & \text{sonst.} \end{cases}$$

Die Spektrometer akzeptieren  $\gamma$ p-Koinzidenzen aus einem  $\phi$ -Intervall von maximal  $\pm 18^\circ$  symmetrisch zur horizontalen Ebene. Je nach Azimut haben horizontal bzw. vertikal polarisierte einlaufende Photonen Komponenten des Polarisationsvektors sowohl in der Reaktionsebene als auch senkrecht dazu; d.h. der effektive Polarisationsgrad (= Polarisationsgrad, bezogen

auf die jeweilige Streuebene) ist kleiner als  $P^{\perp, \parallel}$ . Die Reduktion - bezeichnet als Analysatorstärke  $A_{\phi}(\phi)$  - ist gegeben durch:

$$A_{\phi}(\phi) = \cos 2\phi$$

Im (III.8) entsprechenden, aber in  $\phi$  noch differentiellen Ausdruck sind nur  $\tilde{a}$  und  $A_{\phi}$  vom Azimut abhängig. Das Integral über  $\phi$  erstreckt sich also nur auf das Produkt  $\tilde{a}(k', t', \phi) \cdot A_{\phi}(\phi)$  und ergibt:

$$\int_0^{2\pi} d\phi \cdot \tilde{a}(k', t', \phi) \cdot A_{\phi}(\phi) = A(k', t') \cdot a(k', t'),$$

wobei die gemittelte Analysatorstärke der Apparatur  $A(k', t')$  jetzt wegen der Gewichtsfunktion  $\tilde{a}(k', t', \phi)$  von  $k'$  und  $t'$  abhängt.  $a(k', t')$  ist die über  $\phi$  integrierte Akzeptanzwahrscheinlichkeit.

Denkt man sich das Faltungsintegral in (III.8) und die Mittelung über das Bin  $\Delta k \cdot \Delta t$  ausgeführt, so ergibt sich:

$$N_c^{\perp, \parallel} = \frac{d\sigma}{dt}(k, t) \cdot N_p \cdot Q_{eff}^{\perp, \parallel} \cdot \eta \cdot \left[ \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\perp, \parallel} \pm \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\perp, \parallel} \cdot \Sigma(k, t) \right] \Delta k \cdot \Delta t \quad (III.9)$$

$\langle \rangle$  deutet die Mittelung an (für  $d\sigma/dt$  und  $\Sigma$  ist  $\langle \rangle$  weggelassen).

(Anmerkung: Das Gewicht für die Mittelung von  $f \cdot a/k$  ist  $d\sigma/dt$ , das für  $(f \cdot a \cdot P \cdot A)/k$  ist  $d\sigma/dt \cdot \Sigma$ . Die Gewichte sind gleich für den Fall, dass  $\Sigma(k, t) = \text{const}$  im Intervall  $\Delta k \cdot \Delta t$ , was sicher erfüllt ist.)

Aus (III.9) erhält man mit der Definition  $Q = Q_{eff}^{\perp} / Q_{eff}^{\parallel}$ :

$$\frac{d\sigma}{dt}(k, t) = \frac{N_c^{\perp} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\parallel} + Q \cdot N_c^{\parallel} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\perp}}{N_p \cdot Q_{eff}^{\perp} \cdot \eta \left[ \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\perp} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\parallel} + \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\parallel} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\perp} \right] \Delta k \cdot \Delta t} \quad (III.10)$$

und:

$$\Sigma(k, t) = \frac{N_c^{\perp} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\parallel} - Q \cdot N_c^{\parallel} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\perp}}{N_c^{\perp} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\parallel} + Q \cdot N_c^{\parallel} \cdot \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\perp}} \quad (III.11)$$

Für  $\left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\parallel} \simeq \left\langle \frac{f \cdot a \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\perp}$  vereinfacht sich (III.10) zu:

$$\frac{d\sigma}{dt}(k, t) = \frac{N_c^{\perp} + Q \cdot N_c^{\parallel}}{N_p \cdot Q_{eff}^{\perp} \cdot \eta \left[ \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\perp} + \left\langle \frac{f \cdot a}{k} \right\rangle^{\parallel} \right] \Delta k \cdot \Delta t} \quad (III.12)$$

Gemäss (III.12) wird  $d\sigma/dt$  für Photonenergien aus dem unpolarisierten

Bereich des Spektrums berechnet. Für  $P(k, k_{\max}) \neq 0$  liefern die Formeln (III.10) und (III.12) übereinstimmende Werte  $d\sigma/dt$ .

Die Rechengrößen in  $\langle \rangle$  werden - wie im folgenden Abschnitt beschrieben - durch Simulierung der Comptonstreuung ermittelt, wobei die gemessenen Spektren  $f(k, k_{\max})$  und  $P(k, k_{\max})$  sowie ein plausibler Ansatz  $(d\sigma/dt)_s$  für den Querschnitt der Streuung unpolarisierter Photonen zugrunde gelegt werden. Für jede Polarisationsrichtung werden MC-Rechnungen durchgeführt unter der Annahme  $\Sigma(k, t) = 0$  und  $\Sigma(k, t) = \pm 1$  ("+" ("-" für  $P = P_{\perp}$  ( $=P_{\parallel}$ )). Die Anzahlen simulierter Ereignisse  $N_{s, \Sigma}^{\pm, n}$  ergeben sich entsprechend (III.9) zu:

$$N_{s, 0}^{\pm, n}(k, t) = C^{\pm, n} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_s(k, t) \left\langle \frac{f \cdot \alpha}{k} \right\rangle^{\pm, n} \quad (\text{III.13})$$

$$N_{s, \pm 1}^{\pm, n}(k, t) = C^{\pm, n} \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_s(k, t) \left[ \left\langle \frac{f \cdot \alpha}{k} \right\rangle^{\pm, n} + \left\langle \frac{f \cdot \alpha \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\pm, n} \right] \quad (\text{III.14})$$

( $C^{\pm, n}$  : Normierungskonstanten),

und man erhält:

$$\left\langle \frac{f \cdot \alpha}{k} \right\rangle^{\pm, n} = \frac{N_{s, 0}^{\pm, n}(k, t)}{C^{\pm, n} \cdot \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_s(k, t)} \quad (\text{III.15})$$

$$\left\langle \frac{f \cdot \alpha \cdot P \cdot A}{k} \right\rangle^{\pm, n} = \frac{N_{s, \pm 1}^{\pm, n}(k, t) - N_{s, 0}^{\pm, n}(k, t)}{C^{\pm, n} \cdot \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_s(k, t)} \quad (\text{III.16})$$

Die gemittelten Produkte aus (III.15) und (III.16) sind mit den entsprechenden aus der Messung identisch, sofern die apparativen Eigenschaften im MC realistisch berücksichtigt werden (richtige Faltung der k- und t-abhängigen Größen) und der angenommene Wirkungsquerschnitt  $(d\sigma/dt)_s$  in etwa dem Verlauf des Compton-Wirkungsquerschnitts folgt (Faltung und Mittelung über k und t mit dem richtigen Gewicht).

(III.10) bis (III.12) sowie (III.15) und (III.16) führen die Berechnung von  $d\sigma/dt$  und  $\Sigma$  auf aus Messung oder Rechnung bekannte Größen zurück.

## 6.2 MC-Erzeugung von Comptonstreueignissen

Comptonstreueignisse werden in der k-t-Ebene erzeugt mit einer Häufigkeitsverteilung

$$\sim \frac{f(k, k_{\max})}{k} \cdot \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_s(k, t) \quad \text{für } \Sigma = 0$$

$$\text{bzw.} \quad \sim \frac{f(k, k_{\max})}{k} \cdot \left[ 1 + P(k, k_{\max}) \cdot \cos 2\phi \right] \left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_s(k, t) \quad \text{für } \Sigma = \pm 1$$

Die Winkel  $\phi$  werden gleichverteilt gewählt.

Der Ansatz

$$\left(\frac{d\sigma}{dt}\right)_s(k, t) \sim \sigma_{\text{tot}}^2(k) \cdot \exp(Bt) \quad (\text{III.17})$$

entspricht dem Optischen Theorem und dem erwarteten diffraktiven Verhalten der Comptonstreuung. Für  $\sigma_{\text{tot}}(k)$  wählen wir die Parametrisierung

$$\sigma_{\text{tot}}(k) = 96.6 + 70.2 \cdot k^{-1/2} \mu b \quad (\text{III.18})$$

von Damashek und Gilman (Da 70). Bezüglich der Wahl von B wurde das Verfahren einmal iteriert:  $B_0 = 5(\text{GeV}/c)^{-2}$  und  $B_1 = 5.5(\text{GeV}/c)^{-2}$  ergaben innerhalb der Fehler übereinstimmende Wirkungsquerschnitte. Die k-Abhängigkeit der Comptonereignisrate wird in erster Linie durch das Spektrum des polarisierten Strahls und weniger durch  $d\sigma/dt(k)$  bestimmt, so daß Unsicherheiten im Ansatz (III.17) unerheblich sind.

Die gemessenen und gefitteten Spektren  $f(k, k_{\max})$  und  $P(k, k_{\max})$  werden zwischen insgesamt 25 Stützstellen linear interpoliert (Abstand benachbarter Punkte im Bereich des kohärenten Spike:  $1\% \hat{=} 71 \text{ MeV}$ ). Zur Analyse werden alle Daten jeder der beiden Messperioden zusammengefasst, entsprechend werden für die jeweilige Akzeptanzberechnung MC-Ereignisse zu allen (je 11) vorliegenden Photonspektren erzeugt im Verhältnis der zugehörigen Anzahlen effektiver Quanten.

Der Transport der Teilchen durch die Spektrometer wird mit gewissen Vereinfachungen gegenüber den experimentellen Bedingungen vorgenommen: Photonkonversion und Schauerentwicklung werden wegen des grossen Rechenaufwandes nicht nachvollzogen. Stattdessen berücksichtigen wir sämtliche Effekte des Photonnachweises und der Ermittlung des Konversionspunktes pauschal dadurch, dass die Koordinaten des gestreuten Photons in den Hodoskopenebenen mit den in Kap. III.4.3 angegebenen Auflösungsfunktionen

verschmiert werden. Die Vielfachstreuung des Protons wird in 10 diskreten Schichten simuliert, die in Zusammensetzung, Abstand und Dicke der Massenbelegung des p-Spektrometers nahekommen. Zugrundegelegt wurde die einfache Theorie von Rossi (Ro 65), welche für die hier auftretenden Schichtdicken ( $10^{-2}$  bis  $10^{-3} X_0$ ) und Kernladungen die Vielfachstreuung von Protonen der kleinsten vorkommenden kinetischen Energie ( $T_p \simeq 50$  MeV) um etwa 20% gegenüber der korrekteren Moliere'schen Theorie überschätzt (s. Graphen der "ε-Faktoren" in (CE 61)). Die Berücksichtigung der Korrekturfaktoren hat keinen beobachtbaren Einfluss auf die Akzeptanzrechnungen. p-Energieverlust durch Coulomb- und Kernwechselwirkung wird nicht simuliert. Durch Kernabsorption auf dem Laufweg bis zum 3. Triggerzähler treten Protonenverluste von  $(0.7 \pm 0.5)\%$  auf (berechnet nach (Me 69)), für die die experimentellen Raten korrigiert werden.

Im übrigen werden die MC-Ereignisse geometrisch und kinematisch ebenso wie die experimentellen Daten rekonstruiert, wobei jeweils gleiche geometrische Schnitte angebracht werden.

An 2 Beispielen (Abb. III.2: Targetrekonstruktion und Abb. III.11: Koplanaritätssignal) ist bereits die Übereinstimmung zwischen experimentellen und simulierten Verteilungen demonstriert worden. In einer 3. Gegenüberstellung (Abb. III.13) wird die Lage der Kante des kohärenten Spektrums geprüft: Aufgetragen über  $k$  ist die Grösse  $\frac{\partial N_c}{\partial k} \Delta k \cdot \langle k \rangle$  ( $\langle k \rangle$ : Zentrum eines 200 MeV-Bins), die für  $\Sigma = 0$  und im Bereich konstanter Akzeptanz im wesentlichen proportional zum experimentell verschmierten  $f(k, k_{\max})$  ist (vgl. (III.9),  $k$ -Abhängigkeit von  $d\sigma/dt$  vernachlässigt). Steilheit und Lage der Kanten stimmen innerhalb der Fehler überein. Für die Kantenlage ergibt sich ungefähr eine Abweichung von

$$k_s - k_{\text{exp}} \simeq (+ 40 \pm 50) \text{ MeV}$$

( $k_{s,\text{exp}}$ : Energie für  $(\delta N_c / \delta k) \cdot \Delta k \cdot \langle k \rangle = 2000$  Ereign.  $\cdot$  GeV)

### 6.3 Korrekturen und systematische Fehler

Die im Faktor  $\eta$  der Formeln (III.10) und (III.12) zusammengefassten Korrekturen der experimentellen Raten und die entsprechenden systematischen Unsicherheiten sind in der Tabelle III.3 einzeln aufgeführt. Der Gesamt-

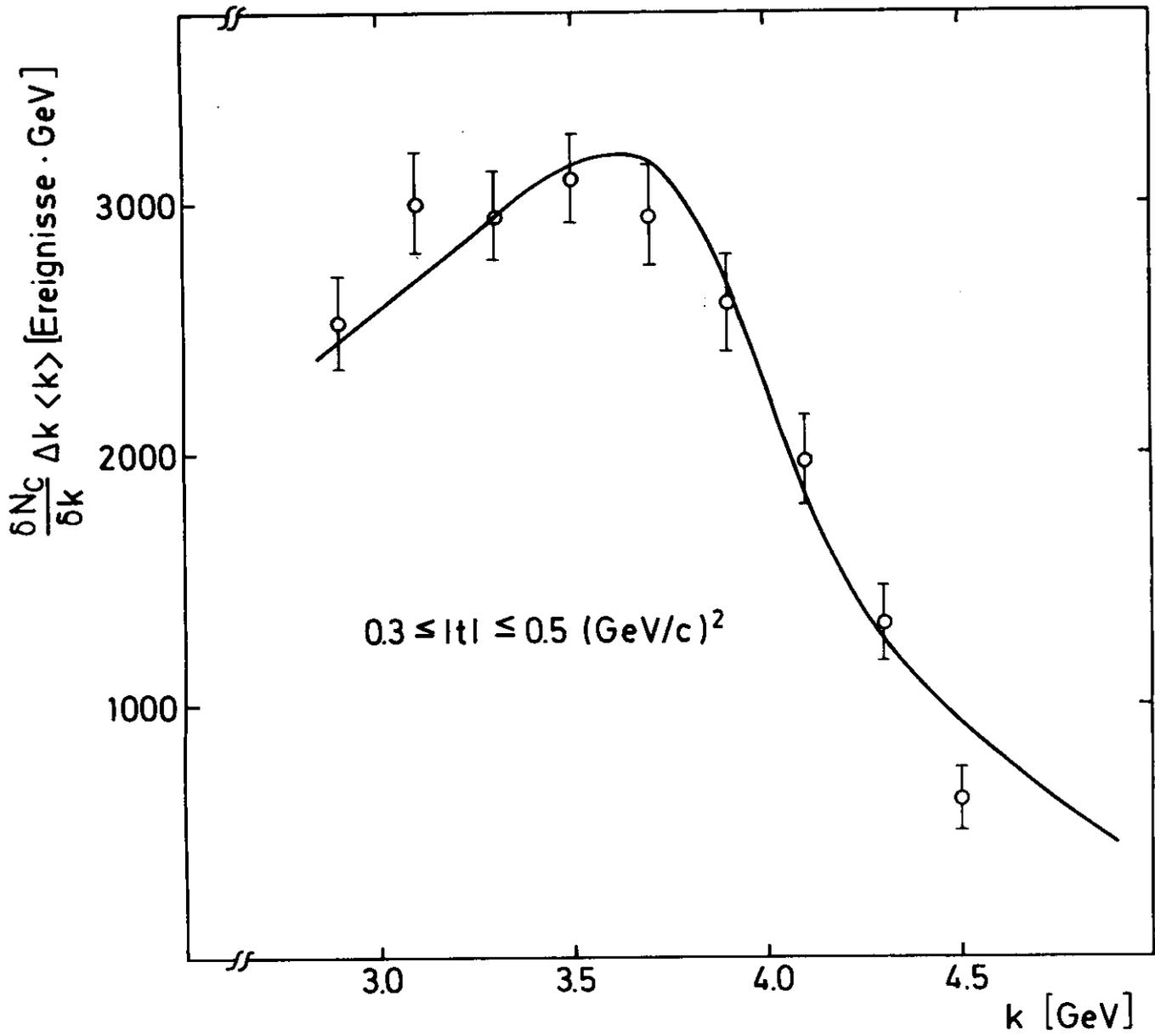


Abb. III.13 : Kante des kohärenten Spektrums

Messpunkte: experimentelle Raten  $\cdot \langle k \rangle$

Linie: Anzahl von MC-Ereignissen  $\cdot \langle k \rangle$

$\langle k \rangle$  : Zentrum eines 200 MeV-Bins

TABELLE III.3: Korrekturen und systematische Fehler

Ursache	Korrekturfaktor	systematischer Fehler
apparative Totzeit	0.55-0.95 (int.-abhängig)	$\pm 0.5\%$
Photonkonversion	0.744 (k= 2.5 GeV) bis 0.748 (k=5.5 GeV)	$\pm 1.5\%$
Konversion vor und in den Veto- zählern	0.952	$\pm 0.5\%$
Absorber im durchlaufenden $\gamma$ -Strahl	1.04	$\pm 1.5\%$
Mehrfachspuren im p-Spektrometer	0.955-0.99 (int.-abhängig)	$< 0.1\%$
falsche Vetosignale durch:		
a) zufällige Antikoinzidenzen	0.975	$\pm 1.0\%$
b) Rückstreuung von Schauerphotonen	0.983 (k > 3.7GeV) bis 0.989 (k=2.5 GeV)	$\pm 1.0\%$
Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler:		
a) im $\gamma$ -Spektrometer	(0.985 (1.Periode) (0.973 (2.Periode)	$\pm 0.1\%$
b) im p-Spektrometer	0.988	$\pm 0.5\%$
Ansprechwahrsch. des Schauerhodos- kops	(0.985 (1.Periode) (0.989 (2.Periode)	$< 0.1\%$
Wirkungsgrad der p-Spurerkennung	$> 0.999$	$< 0.1\%$
fehlerhaft kodierte Funkenadressen	0.995	$< 0.1\%$
Protonenverlust durch Kernabsorption	0.993	$\pm 0.5\%$
Leertargetbeitrag	1.0	$\pm 0.6\%$
Untergrundsubtraktion:		
a) $\pi^0$ -Fit	1.0	$\pm 4.0\%$
b) empirischer Fit	1.0	$\pm 6.0\%$
Photonflussmessung	1.0	$\pm 3.0\%$
Photonintensitätsspektrum	1.0	$\pm 3.0\%$
Photonerkennungsverfahren	1.0	$\pm 3.0\%$
Flächendichte der Targetprotonen	1.0	$\pm 1.5\%$
Akzeptanzrechnung	1.0	i.a. $\pm 2.0\%$ für $3.7 \leq k \leq 4.2 \text{ GeV}$ $\pm 7.0\%$

korrekturfaktor resultiert im wesentlichen aus Totzeit- sowie Photon-konversionsverlusten und beträgt je nach Strahlintensität zwischen 0.35 und 0.63.

Bereits besprochen wurden die Unsicherheiten der QM-Eichkonstante (Kap. II.2.3), der Protonendichte  $N_p$  im Target (Kap. II.2.4), die Messung der apparativen Totzeit (Kap. II.2.3 u. III.1) sowie der Wirkungsgrad der Proton-Spurerkennung (Kap. III.3) und der Photon-Ortsbestimmung (Kap. III.4.2).

Die Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerzähler und der Beitrag zufälliger Antikoinzidenzen wird durch Zählen prompter bzw. verzögerter Koinzidenzen bestimmt. Ansprechfehler des logischen ODER A1+A2 wirken sich nicht direkt in einer Kontamination der Comptonrate durch geladene Teilchen auf der Photonseite aus, sondern nur in höherer Ordnung in der Untergrundsubtraktion, da der vertikal ablenkende Reinigungsmagnet die Koplanarität jeder 2-Körperreaktion geladener Teilchen - etwa elastische e-p-Streuung - zerstört. Der sicherlich sehr kleine Effekt erfordert daher weder eine Korrektur, noch beinhaltet er eine Unsicherheit, die die unten abgeschätzte für die Untergrundsubtraktion merklich vergrößert.

Photonenverlust durch Vetosignale von rückgestreuten Schauerteilchen aus Čerenkovzähler und Pb-Konverter wurde durch eine separate Messung in einem Elektronenteststrahl ermittelt (vgl. Anhang A3). Zu den übrigen Korrekturen und Fehlern sei hier das Wichtigste zusammengefasst:

Die Photonkonversionswahrscheinlichkeit wird aus dem gut bekannten  $\gamma$ -Absorptionsquerschnitt berechnet. Die genauesten Messungen (Ke 54, An 56, Ma 59, Kn 68) sind untereinander sehr gut konsistent. Rechnungen von Knasel (Kn 69) bestätigen eine allerdings nur auf  $\pm 2.4\%$  genaue Messung bei 13.5 GeV (Fi 62). Wegen der generell guten Übereinstimmung zwischen Messungen und Rechnungen bei kleinen Energien kann man annehmen, dass die in der Kompilation (Hu 69) zusammengestellten theoretischen Werte im Bereich einiger GeV, wo keine Resultate von Messungen an Pb existieren, auf  $\pm 1\%$  gesichert sind. Die Energieabhängigkeit des berechneten Konversionsgrades sowie  $\gamma$ -Konversion auf der Flugstrecke zwischen A2 und Konverter (0.2%) werden im Korrekturfaktor berücksichtigt.

Konversion vor den Vetozählern führt zu einem Photonenverlust von  $(4.8 \pm 0.5)\%$ .

Absorber im Photonstrahl zwischen  $H_2$ -Target und QM (Pb-Platten zur Strahlbeobachtung, Luft, Folien, 33 mm Flüssigwasserstoff) verfälschen die Flussmessung. Die Effekte der einzelnen Absorber wurden gemessen, per MC berechnet oder geschätzt (Ti 71) und erfordern eine Korrektur von  $1.040 \pm 0.015$ .

Leertargeteffekt: Die  $\gamma p$ -Koinzidenzrate beträgt in "Leertargetmessungen" (Zelle mit  $H_2$ -Gas von  $20.4^\circ K$  gefüllt) 3% bezogen auf die für Flüssigwasserstofffüllung. Die Verteilung der Reaktionsvertices zeigt, dass 70% der Ereignisse im Wandmaterial der Targetzelle erzeugt werden.  $\Delta\phi$ -Verteilungen enthalten keinen signifikanten Comptonpeak. Nach Subtraktion des Untergrundes mit der  $\pi^0$ -Methode (vgl. Kap. III.5.3) ergibt sich:

$$\frac{N_c^{LEER}}{N_c^{VOLL}} = (1.0 \pm 0.6) \% \quad (N_c: \text{Comptonrate im gesamten } k\text{-}t\text{-Bereich})$$

in Übereinstimmung mit dem erwarteten Wert von 1.7% (Verhältnis von Gas- u. Flüssigkeitsdichte von siedendem  $H_2$ ). Eine Korrektur auf nicht vom  $H_2$ -Gas herrührende Leertargetbeiträge erübrigt sich.

Die Untergrundsubtraktion liefert den grössten Beitrag zum systematischen Fehler. Für den  $\pi^0$ -Fit gibt die Güte der Übereinstimmung der MC- $\Delta\phi$ -Verteilung mit der experimentellen im beobachtbaren Gebiet ausserhalb der Koplanarität das Mass für den Fehler. Geradenanpassungen an beide Verteilungen im Bereich  $|\Delta\phi| > 3^\circ$  und deren Extrapolation ergeben in den Comptonraten Unterschiede bis zu  $\pm 4\%$ . Die Ergebnisse des empirischen Fits hängen von der angenommenen Form der Untergrundverteilung ab. Variiert man den Übergang vom linearen zum quadratischen Verlauf zwischen  $|\Delta\phi| = 0^\circ$  und  $= 2^\circ$ , so differieren die Comptonraten um bis zu  $\pm 6\%$ .

Photonspektrum: Zur Anpassung jedes Intensitätsspektrums (vgl. Kap II.2.2.4) wurden nur solche Paarspektromettermessungen zusammengefasst, für die die Kante des kohärenten Spike um weniger als 50 MeV gewandert war. Lokale Abweichungen der gefitteten Spektra von den mit hoher Statistik gemessenen (vgl. Abb. II.7) sind durchweg kleiner als  $\pm 3\%$ . Fehler in der Berechnung des Polarisationsgrades P (vgl. Kap. II.2.2.4) übertragen sich proportional der zu analysierenden Asymmetrie  $\Sigma$  auf diese und  $d\sigma/dt$ . Weil  $\Sigma \simeq 0$  (vgl. Tab. III.6), können die durch Unsicherheit von P bedingten Fehler vernachlässigt werden (anders als im Falle der  $\pi^0$ -Asymmetrie, s. Anhang A2).

Im Photonerkennungsverfahren können

1. durch Verwerfen der Schauerzähler-Pattern  $\overline{\text{II}}$  und  $\overline{\text{III}}$  der Tabelle III.2
2. durch Fehlinterpretation des Hodoskopinhaltes

Comptonereignisse verloren gehen bzw. kinematisch falsch eingeordnet werden. 1. bewirkt wie im Kap. III.4.2 bereits gezeigt innerhalb einer Unsicherheit von  $\pm 1.7\%$  keinen beobachtbaren Verlust. Infolge 2. kann die Koplanarität der Streuung um mehr als  $3^\circ$  gestört werden, wodurch das Ereignis in den Bereich der Untergrundanpassung fällt und somit das Comptonersignal verkleinert und der Untergrundbeitrag überschätzt wird. Falsche Streuwinkel  $\theta_\gamma$  führen zu Fehlern in  $k$  und  $t$ .

Durch Verschmierung der Photonkoordinaten mit Gaußverteilungen der experimentell bestimmten Streuungen  $\sigma_\phi$  und  $\sigma_\theta$  (vgl. Kap. III.4.3) werden die genannten Fehlerquellen nicht vollständig auf die MC-Simulation übertragen, so daß eine systematische Unsicherheit verbleibt. Der flache Untergrund in den Verteilungen der Abb. III.7, etwa 7 - 8% aller Ereignisse, enthält nur zu einem geringen Teil Comptonphotonen und ist deshalb kein vernünftiges Mass für den möglichen Verlust. Die direkte Messung der Ortsauflösung der Hodoskope im Photonteststrahl zeigt, dass beim Einfall nur eines Photons auf Pb-Konverter und Zählerebenen grosse Fehler in der Bestimmung des Konversionspunktes wesentlich seltener sind. Wir korrigieren nicht auf mögliche Verluste und glauben, dass diese 2% nicht übersteigen.

Insgesamt führt die Photonerkennungsprozedur zu möglichen systematischen Fehlern von  $\pm 3\%$ . (Es wurde vernachlässigt, dass die Unsicherheit eigentlich gerichtet ist.)

Fehler in der Akzeptanzrechnung durch ungenaue oder fehlerhafte Simulation sind quantitativ nur sehr schwer zu fassen.  $k$ - $t$ -Bins aus dem Randbereich der Akzeptanz (Akzeptanzwahrscheinlichkeit  $< 30\%$ ), in dem grössere Fehler möglich sind, werden verworfen. Nach Abb. III.13 ist eine Verschiebung der im MC berechneten Photonenergie  $k$  gegenüber der im Experiment bestimmten um maximal 90 MeV nicht auszuschliessen. Der entsprechende Fehler im Wirkungsquerschnitt ist im allgemeinen  $< 2\%$ . Im  $k$ -Intervall von 3.7 bis 4.2 GeV, das den Abfall des kohärenten Spektrums enthält, resultiert dagegen eine Unsicherheit von  $\pm 7\%$ .

Quadratische Addition aller Einzelfehler ergibt für den Querschnitt

$d\sigma/dt$  einen systematischen Fehler von

$$\pm 7.4\% \quad \text{für } k < 4.5 \text{ GeV, } |t| < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$$

$$\pm 8.6\% \quad \text{sonst}$$

und eine zusätzliche systematische Unsicherheit von etwa  $\pm 7\%$  im Bereich  $3.7 < k < 4.2 \text{ GeV}$ .

Die Asymmetrie  $\Sigma$  ist nach Gl. (III.11) frei von den Unsicherheiten aller Korrekturen sowie den Fehlern in  $Q_{\text{eff}}$  und  $N_p$ , sofern nur die Kurzzeitkonstanz aller Faktoren gewährleistet ist. In den meisten Fällen ist das selbstverständlich; wo Zweifel bestehen - etwa bezüglich der Ansprechwahrscheinlichkeiten von Zählern - werden die Korrekturen, die nicht schon wegen ihrer Intensitätsabhängigkeit runweise angebracht werden müssen, getrennt für beide Polarisationsrichtungen berechnet.  $\eta_{\perp}$  und  $\eta_{\parallel}$  stimmen innerhalb von  $\pm 0.5\%$  überein. Der systematische Fehler von  $\Sigma$  wird also ausschliesslich bestimmt durch die Unsicherheiten der Intensitätsspektren ( $\pm 2\%$  im Energiebereich von 2.7 bis 3.7 GeV) und der Untergrundsubtraktion. Fehler in der Subtraktion heben sich deshalb nicht vollständig fort, weil der Comptonwirkungsquerschnitt nahezu symmetrisch, der  $\pi^0$ -Untergrund dagegen stark asymmetrisch bezüglich Photonpolarisation ist (vgl. Abb. A1).

Die Asymmetrie ist mit einem systematischen Fehler von

$$\Delta\Sigma = \pm 0.04$$

behaftet.

Inkonsistenzen in den experimentellen Bedingungen und Auswertemethoden für die beiden Polarisationsrichtungen lassen sich aufdecken durch Vergleich der Wirkungsquerschnitte  $(d\sigma/dt)_{\perp}$  und  $(d\sigma/dt)_{\parallel}$  im Bereich vernachlässigbarer Analysierkraft  $P \cdot A$ , wo beide Wirkungsquerschnitte gleich sein müssen. Für  $4.2 < k < 6.2 \text{ GeV}$  ( $P < 0.1$  nach Abb. II.7) wurde die Asymmetrie  $\Sigma$  berechnet (Abb. III.14). Im Mittel über alle  $t$  resultiert mit  $\Sigma = +0.029 \pm 0.015$  ein Wert, der innerhalb der systematischen Fehler dieser Messung liegt.

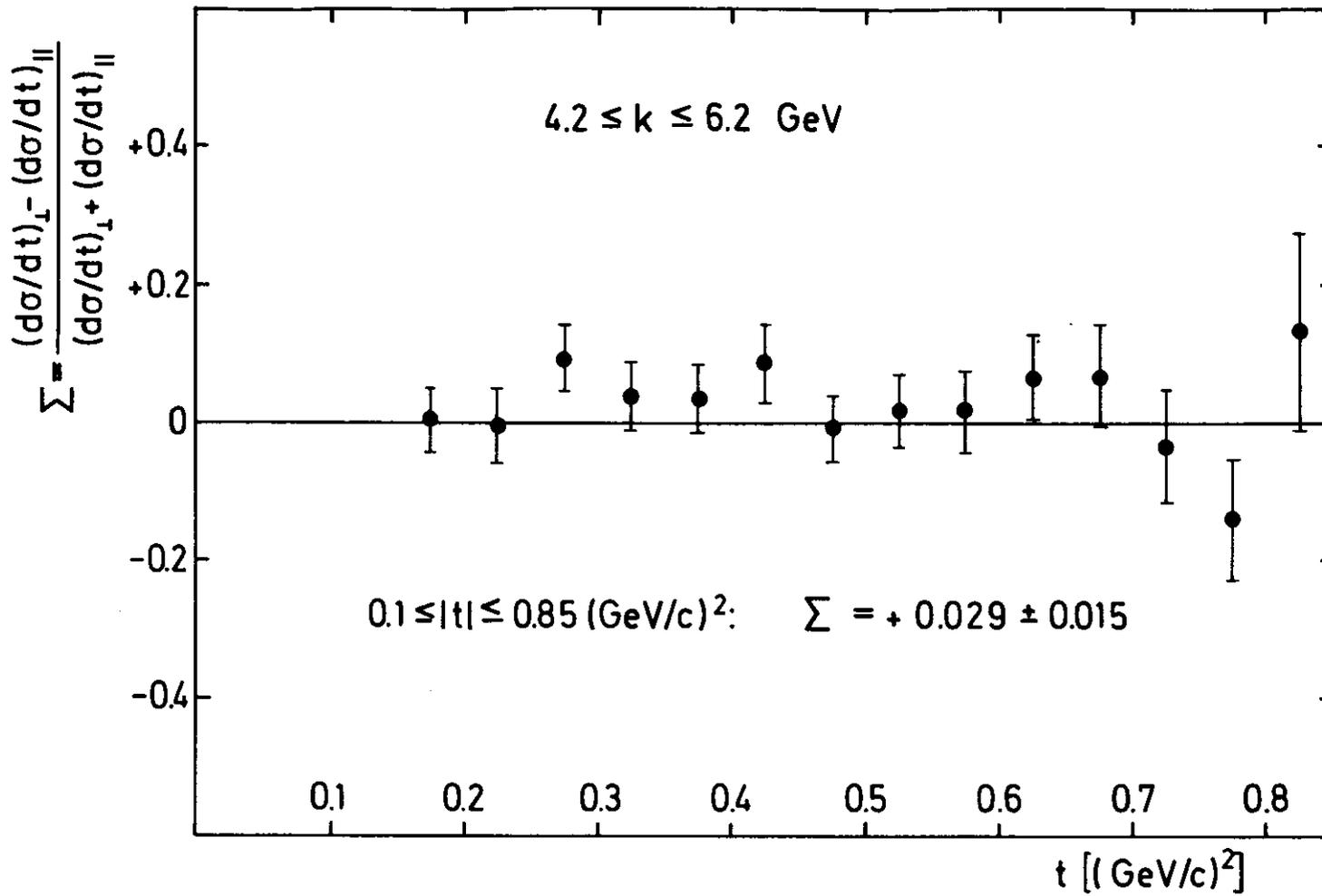


Abb. III.14 : Wirkungsquerschnittsaszmetrie im Bereich vernachlässigbarer Analysierkraft ( $4.2 \leq k \leq 6.2 \text{ GeV}$ )

## 6.4 Ergebnisse

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  für die elastische Streuung unpolarisierter Photonen am Proton sind für 6 Energieintervalle im Bereich von 2.2 bis 6.2 GeV und für quadratische Impulsüberträge  $/t/$  zwischen 0.1 und 0.85  $(\text{GeV}/c)^2$  in der Tabelle III.4 zusammengefasst. Die angegebenen Fehler resultieren aus der Statistik der experimentellen Zählraten und - in geringem Masse - aus der der MC-Ereignisraten. Für die zusätzliche systematische Unsicherheit gilt das im Abschnitt 6.3 Gesagte.

Oberhalb von 4.2 GeV überschneiden sich die Ergebnisse dieses Experimentes im Intervall  $0.15 < /t/ < 0.65 (\text{GeV}/c)^2$  mit den in der Dissertation von G. Franke (Fr 72) angegebenen von Messungen mit unpolarisierter Bremsstrahlung, die zuvor mit einer im wesentlichen gleichen Apparatur durchgeführt worden waren. Die Resultate beider Experimente stimmen miteinander überein (vgl. Abb. IV.1 e,f). Tabelle III.5 enthält das zusammengefasste Ergebnis beider Messungen für  $4.0 < k < 6.2$  GeV. Der systematische Fehler dieser Daten beträgt  $\pm 8\%$ .

Die Asymmetrie  $\Sigma$  des differentiellen Wirkungsquerschnitts bezüglich Photonpolarisation ist in Tabelle III.6 für das Energieintervall von 3.2 bis 3.7 GeV wiedergegeben. Die aufgeführten Fehler sind rein statistische; ein zusätzlicher systematischer Fehler von  $\Delta\Sigma = \pm 0.04$  ist nicht auszuschliessen.

Im Bereich  $2.7 < k < 3.2$  GeV lässt sich  $\Sigma$  wegen der geringen mittleren Analysierkraft  $P \cdot A$  ( $\simeq 0.2$  im Vergleich zu  $P \cdot A \simeq 0.34$  für  $3.2 < k < 3.7$  GeV) nur wesentlich ungenauer messen. Für  $0.1 < /t/ < 0.55 (\text{GeV}/c)^2$  ergibt sich:

$$\Sigma = - 0.097 \pm 0.064 \quad (2.7 < k < 3.2 \text{ GeV})$$

wiederum mit einer systematischen Unsicherheit von  $\Delta\Sigma = \pm 0.04$ .

TABELLE III.4: Differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma p$   
in  $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$

$k$ [GeV] $/t/[(\text{GeV}/c)^2]$	2.2 - 2.7	2.7 - 3.2	3.2 - 3.7	3.7 - 4.2	4.2 - 5.2	5.2 - 6.2
0.10-0.15	0.687 $\pm$ 0.017	0.548 $\pm$ 0.023	0.581 $\pm$ 0.020	0.546 $\pm$ 0.025		
0.15-0.20	0.479 $\pm$ 0.017	0.429 $\pm$ 0.017	0.381 $\pm$ 0.018	0.379 $\pm$ 0.019	0.346 $\pm$ 0.019	
0.20-0.25	0.396 $\pm$ 0.018	0.322 $\pm$ 0.014	0.341 $\pm$ 0.014	0.283 $\pm$ 0.018	0.260 $\pm$ 0.015	
0.25-0.30	0.308 $\pm$ 0.022	0.233 $\pm$ 0.014	0.215 $\pm$ 0.011	0.271 $\pm$ 0.013	0.172 $\pm$ 0.015	0.163 $\pm$ 0.010
0.30-0.35	0.238 $\pm$ 0.023	0.185 $\pm$ 0.014	0.161 $\pm$ 0.010	0.193 $\pm$ 0.011	0.116 $\pm$ 0.009	0.118 $\pm$ 0.008
0.35-0.40		0.130 $\pm$ 0.015	0.124 $\pm$ 0.010	0.126 $\pm$ 0.013	0.105 $\pm$ 0.008	0.103 $\pm$ 0.007
0.40-0.45		0.119 $\pm$ 0.014	0.103 $\pm$ 0.013	0.088 $\pm$ 0.005	0.090 $\pm$ 0.007	0.065 $\pm$ 0.006
0.45-0.50		0.098 $\pm$ 0.017	0.080 $\pm$ 0.005	0.067 $\pm$ 0.004	0.067 $\pm$ 0.004	0.053 $\pm$ 0.006
0.50-0.55		0.070 $\pm$ 0.020	0.057 $\pm$ 0.006	0.070 $\pm$ 0.004	0.052 $\pm$ 0.003	0.049 $\pm$ 0.006
0.55-0.60			0.047 $\pm$ 0.006	0.054 $\pm$ 0.005	0.042 $\pm$ 0.003	0.046 $\pm$ 0.005
0.60-0.65			0.031 $\pm$ 0.006	0.048 $\pm$ 0.005	0.041 $\pm$ 0.003	0.033 $\pm$ 0.003
0.65-0.70			0.027 $\pm$ 0.007	0.033 $\pm$ 0.005	0.034 $\pm$ 0.003	0.026 $\pm$ 0.003
0.70-0.75					0.028 $\pm$ 0.004	0.029 $\pm$ 0.003
0.75-0.80				0.026 $\pm$ 0.004	0.025 $\pm$ 0.004	0.024 $\pm$ 0.003
0.80-0.85						0.023 $\pm$ 0.003

TABELLE III.5: Differentielle Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  der Reaktion

$$\gamma p \rightarrow \gamma p \text{ in } \mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$$

(Zusammenfassung der Ergebnisse dieses Experimentes und des in (Fr 71) beschriebenen)

$k$ [GeV] $/t/[(\text{GeV}/c)^2]$	4.0 - 5.2	5.0 - 6.2
0.062-0.10	0.504 $\pm$ 0.053	0.478 $\pm$ 0.034
0.10 -0.15	0.444 $\pm$ 0.041	0.398 $\pm$ 0.027
0.15 -0.20	0.331 $\pm$ 0.015	0.296 $\pm$ 0.014
0.20 -0.25	0.265 $\pm$ 0.012	0.218 $\pm$ 0.011
0.25 -0.30	0.166 $\pm$ 0.012	0.160 $\pm$ 0.007
0.30 -0.35	0.115 $\pm$ 0.008	0.122 $\pm$ 0.006
0.35 -0.40	0.105 $\pm$ 0.007	0.104 $\pm$ 0.005
0.40 -0.45	0.086 $\pm$ 0.007	0.064 $\pm$ 0.005
0.45 -0.50	0.067 $\pm$ 0.004	0.054 $\pm$ 0.004
0.50 -0.55	0.052 $\pm$ 0.003	0.049 $\pm$ 0.004
0.55 -0.60	0.042 $\pm$ 0.003	0.042 $\pm$ 0.005
0.60 -0.65	0.041 $\pm$ 0.003	0.032 $\pm$ 0.003
0.65 -0.70	0.034 $\pm$ 0.003	0.026 $\pm$ 0.003
0.70 -0.75	0.028 $\pm$ 0.004	0.029 $\pm$ 0.003
0.75 -0.80	0.025 $\pm$ 0.004	0.024 $\pm$ 0.003
0.80 -0.85		0.023 $\pm$ 0.003

TABELLE III.6: Wirkungsquerschnittsasymmetrie

$$\Sigma = \frac{(d\sigma/dt)_{\perp} - (d\sigma/dt)_{\parallel}}{(d\sigma/dt)_{\perp} + (d\sigma/dt)_{\parallel}}$$

der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma p$  für  $3.2 \leq k \leq 3.7$  GeV

$/t/[(\text{GeV}/c)^2]$	$\Sigma$
0.10 - 0.15	-0.034 $\pm$ 0.077
0.15 - 0.20	+0.042 $\pm$ 0.107
0.20 - 0.25	+0.061 $\pm$ 0.079
0.25 - 0.30	-0.149 $\pm$ 0.093
0.30 - 0.35	+0.073 $\pm$ 0.109
0.35 - 0.40	-0.082 $\pm$ 0.131
0.40 - 0.45	-0.213 $\pm$ 0.189
0.45 - 0.55	+0.075 $\pm$ 0.206
0.55 - 0.70	-0.005 $\pm$ 0.317
0.1 - 0.7	-0.018 $\pm$ 0.039

## IV. Diskussion und Vergleich der Ergebnisse

### 1. differentielle Wirkungsquerschnitte

#### 1.1 Vergleich mit anderen Comptonstreuexperimenten

Abb. IV.1 a) bis f) zeigen in halblogarithmischer Auftragung die in diesem Experiment gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  für verschiedene Energieintervalle in Abhängigkeit von  $/t/$  gemeinsam mit den Ergebnissen anderer Autoren (An 70, Deu 70, Boy 71, Fr 71). Die Fehlerbalken der DESY-Datenpunkte enthalten nur die statistischen Fehler, die der übrigen umfassen zusätzlich systematische Unsicherheiten ausser Normierungsfehlern, die alle Punkte in der gleichen Weise beeinflussen.

Für Energien unterhalb von 4.6 GeV und  $/t/ < 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> wurden als Konferenzbeitrag Daten eines am CEA durchgeführten Funkenkammerexperimentes (Deu 70) präsentiert. (Abb. IV.1 a) - e)) Innerhalb der jeweiligen systematischen Unsicherheiten ( $\pm 10\%$  für das CEA-Experiment) sind die Ergebnisse weitgehend miteinander verträglich. Die CEA-Daten zeigen einen etwas schwächeren Abfall des Wirkungsquerschnitts mit wachsendem Impulsübertrag  $/t/$ .

Oberhalb von 5.2 GeV (Abb. IV.1 f) stimmen die Ergebnisse beider DESY-Experimente für kleinere  $/t/$  sehr gut mit den SLAC-Koinzidenzmessungen von Anderson et al. (An 70) überein, für  $/t/ > 0.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> sind die Querschnitte aus diesem Experiment systematisch, aber im Rahmen der Fehlergrenzen nicht signifikant grösser.

Abb. IV.1 f) enthält ferner die Ergebnisse einer bei SLAC von Boyarski et al. (Boy 71) für  $k = 8$  GeV und sehr kleine Impulsübertragungen durchgeführten Einarmmessung. (Winkel und Energie des gestreuten Photons wurden in einem Paarspektrometer gemessen.) Die Daten deuten hin auf einen stärkeren Anstieg des Wirkungsquerschnitts zur Vorwärtsrichtung, als es der Extrapolation des Verlaufs für  $/t/ > 0.06$  (GeV/c)<sup>2</sup> entspricht. Infolge der  $k$ -Abhängigkeit von  $d\sigma/dt$  liegen die 8 GeV-Daten tiefer als die übrigen in Abb. IV.1 f) aufgeführten für  $k < 6.2$  GeV; sie schliessen jedoch sehr gut an die 8.5 GeV-Messungen (An 70) an. Ein leichter Anstieg der  $t$ -Abhängigkeit im Bereich  $/t/ < 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup> wird auch für  $k = 16$  GeV beobachtet (An 70, Boy 71).<sup>†)</sup>

Generell ist die Übereinstimmung der Daten aller Comptonstreuexperimente im Energiebereich der hier beschriebenen Messungen recht befriedigend.

---

<sup>†)</sup> Mögliche Hinweise für ein ähnliches Verhalten in der  $\rho^0$ -Photoerzeugung werden in (Wo 71) diskutiert.

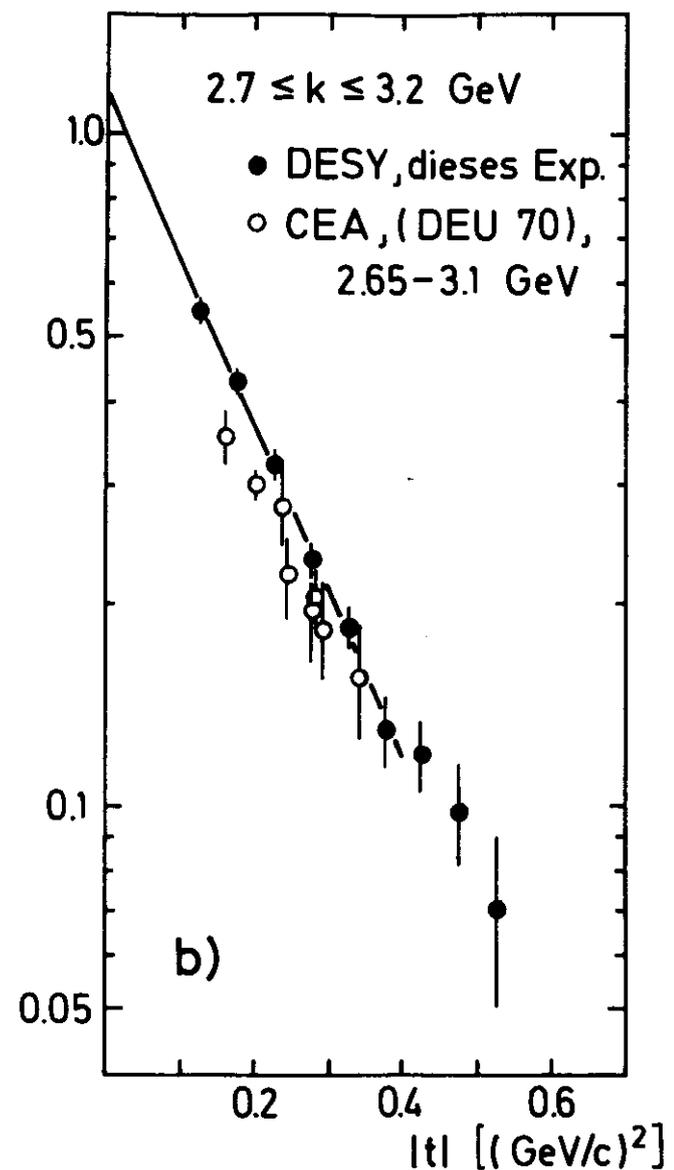
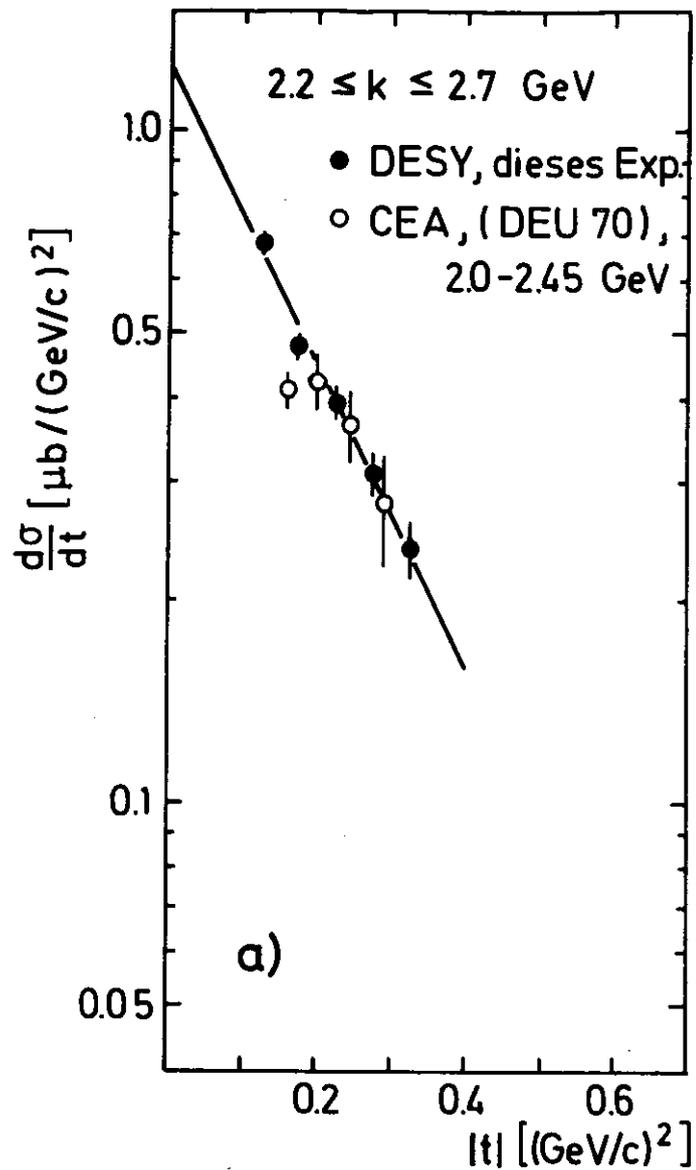
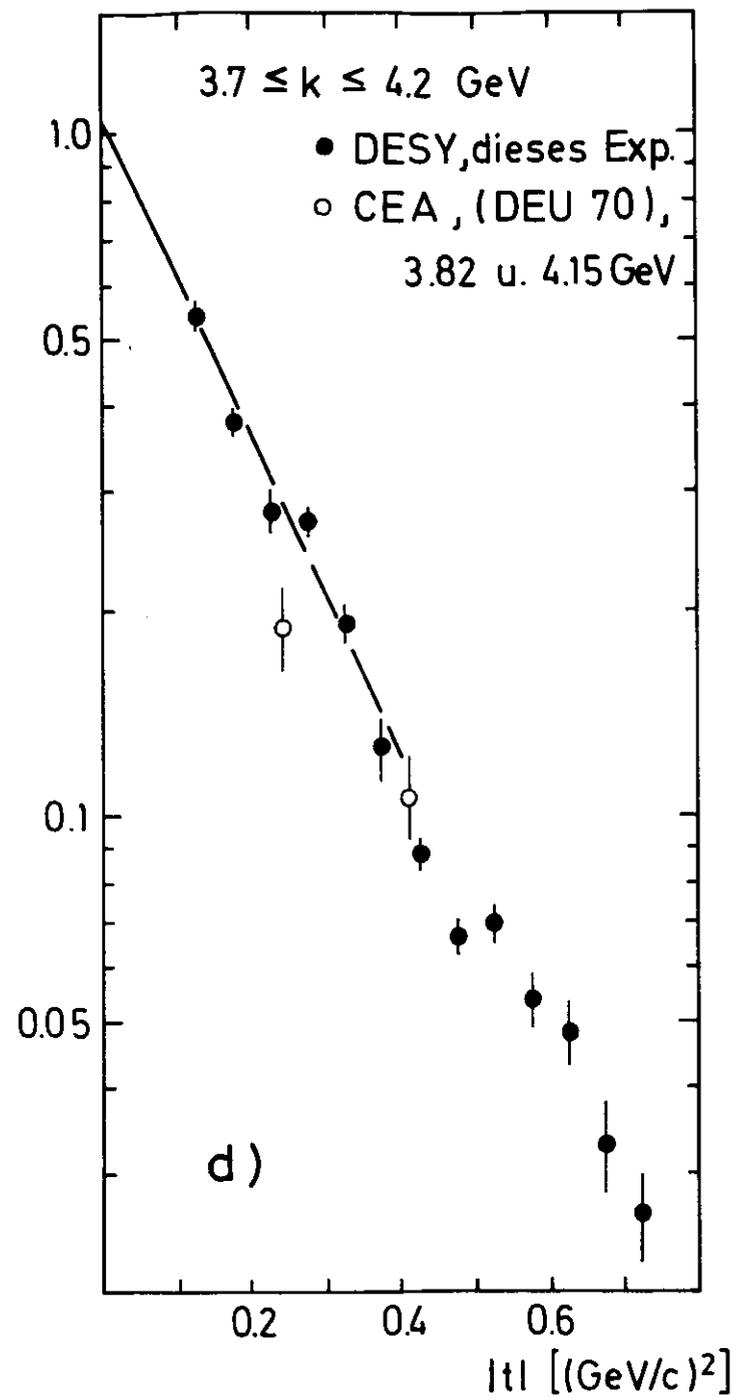
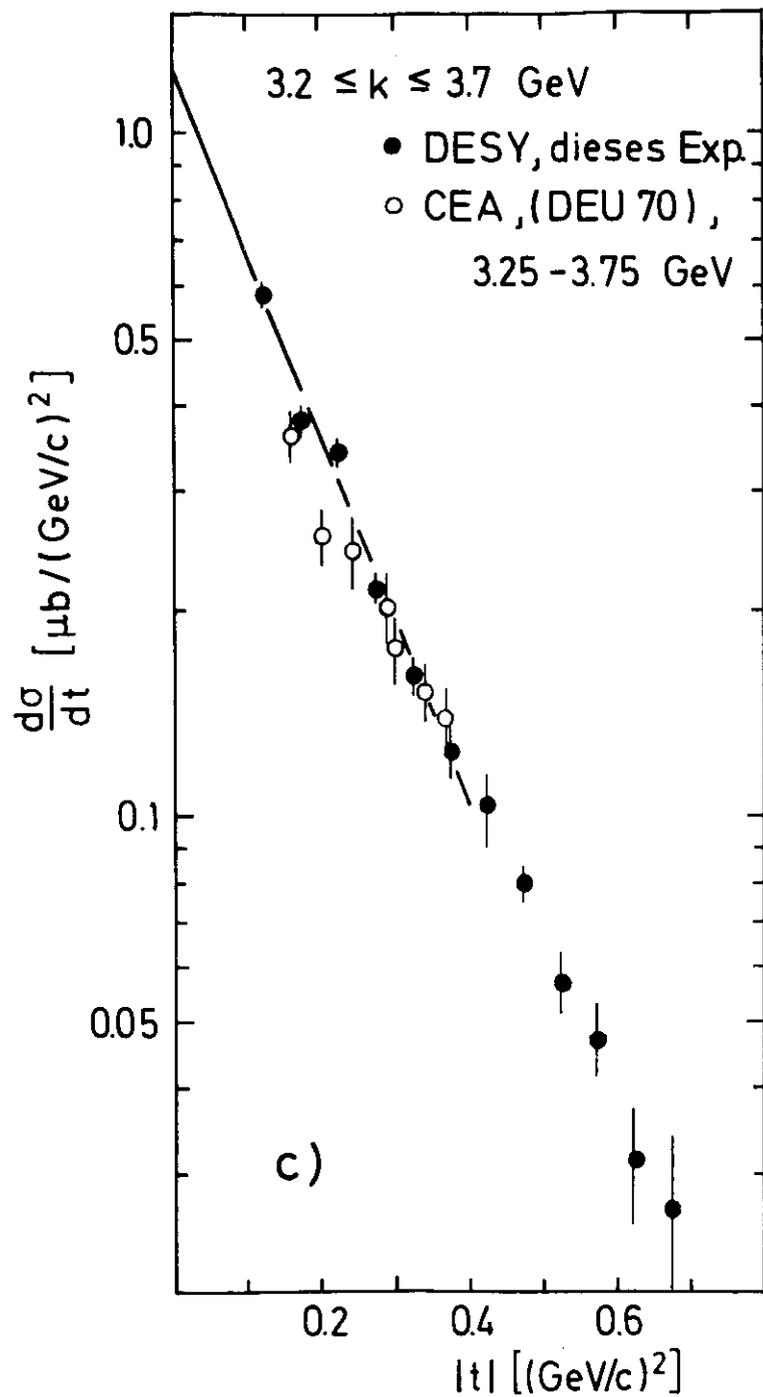
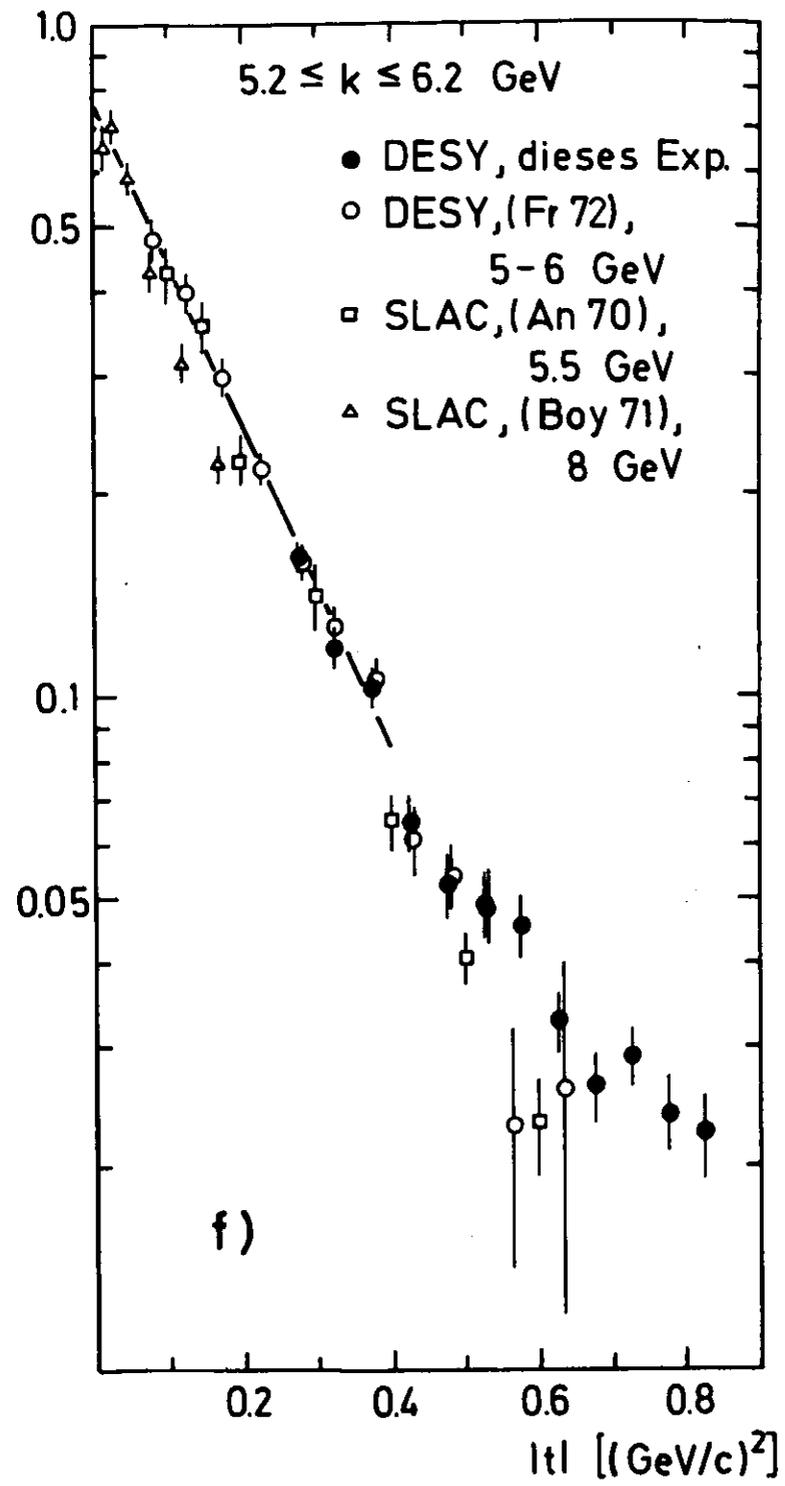
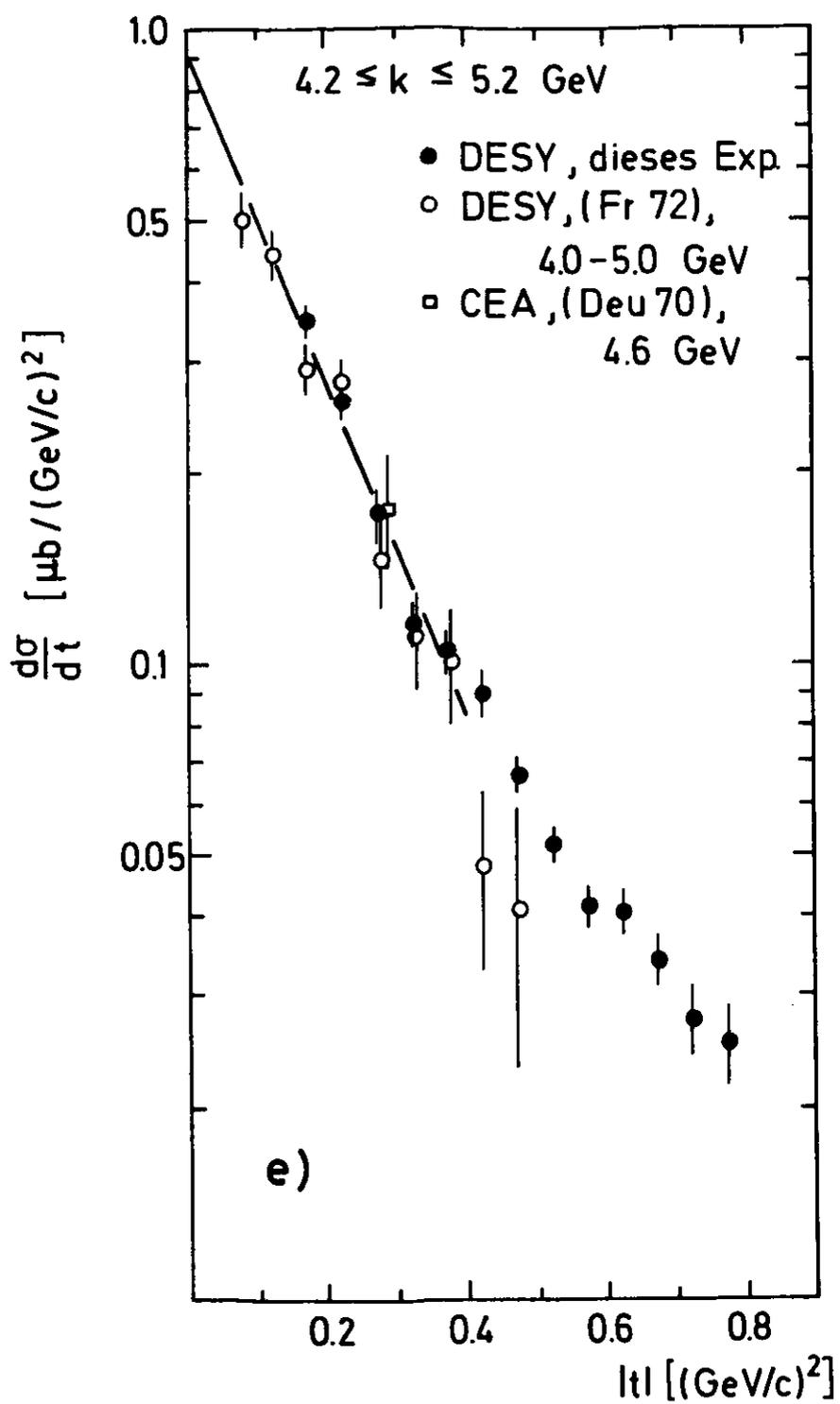


Abb. IV.1 a) - f) : differentieller Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  für  $\gamma p \rightarrow \gamma p$   
in Abhängigkeit vom Impulsübertrag  $|t|$   
Die Geraden sind für  $|t| \leq 0.4 (\text{GeV}/c)^2$  an die  
DESY-Daten angepasste Funktionen  $A \cdot \exp(Bt)$





## 1.2 Parametrisierungen

Die Ergebnisse dieses Experimentes erstrecken sich bis zu grösseren Viererimpulsüberträgen  $/t/$  als die der übrigen Messungen im gleichen Energieintervall.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt zeigt den für diffraktive Streuung charakteristischen exponentiellen Abfall mit wachsendem  $/t/$  nahe der Vorwärtsrichtung. Für die grössten  $/t/$ -Werte (Abb. IV.1 e), f)) wird - ähnlich wie in der elastischen  $\pi p$ -Streuung (Fo 63) - ein deutliches Abweichen vom Verlauf des Diffraktionsmaximums im Bereich kleinerer  $/t/$  beobachtet. Eine Parametrisierung der  $t$ -Abhängigkeit mit einem einfachen Exponentialgesetz

$$\frac{d\sigma}{dt} = A \cdot \exp(Bt) \quad (\text{"linearer Fit"}) \quad (\text{IV.1})$$

ergibt keine vernünftige Anpassung an die Zusammenfassung der Daten beider DESY-Experimente im gesamten  $/t/$ -Bereich. Um die  $t$ -Abhängigkeit des Querschnitts  $d\sigma/dt$  zu beschreiben und um durch Extrapolation den Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt|_{t=0}$  zu gewinnen, wurde deshalb der lineare Fit nur für  $/t/ < 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> vorgenommen. Über den gesamten Bereich von Impulsüberträgen lässt sich der Verlauf  $d\sigma/dt(t)$  durch eine Exponentialfunktion nur mit einem quadratisch von  $t$  abhängenden Exponenten richtig wiedergeben:

$$\frac{d\sigma}{dt} = A' \cdot \exp(B't + C't^2) \quad (\text{"quadratischer Fit"}) \quad (\text{IV.2})$$

Tabelle IV.1 gibt die Parameter  $A = d\sigma/dt|_{t=0}$  und  $B$  des linearen Fit (IV.1) an die Messpunkte dieses Experimentes (bzw. für  $k > 4$  GeV an die beider DESY-Experimente wieder. Die entsprechenden Geraden sind in Abb. IV.1 eingetragen. Die Ergebnisse des quadratischen Fit sind in der Tabelle IV.2 zusammengestellt. Für die Anpassungen werden die systematischen Fehler, die nicht notwendig für alle Messpunkte gleiche Normierungsunsicherheiten darstellen, quadratisch zu den statistischen Fehlern addiert. (Die sehr kleinen  $\chi^2/NF$  für die Energieintervalle von 2.2 bis 3.2 GeV deuten an, dass sich die systematischen Fehler dort nicht vollständig unkorreliert auf alle Datenpunkte auswirken.)

Signifikante quadratische Terme  $C't^2$  im Exponenten der angepassten Funktion (IV.2) treten für  $k > 3.7$  GeV auf, wo  $/t/$ -Werte bis zu 0.85 erfasst werden.

TABELLE IV.1: Anpassung der Funktion  $A \cdot \exp(Bt)$  an die Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  im Bereich  $|t| \leq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$

k [GeV]	A [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	B [ $(\text{GeV}/c)^{-2}$ ]	$\chi^2/\text{NF}$
2.2 - 2.7	$1.26 \pm 0.13$	$5.18 \pm 0.49$	1.3/3
2.7 - 3.2	$1.14 \pm 0.11$	$5.67 \pm 0.41$	0.6/4
3.2 - 3.7	$1.24 \pm 0.11$	$6.19 \pm 0.36$	4.6/4
3.7 - 4.2	$1.02 \pm 0.14$	$5.30 \pm 0.51$	4.0/4
4.0 - 5.2	$0.92 \pm 0.09$	$6.01 \pm 0.37$	6.3/4
5.0 - 6.2	$0.76 \pm 0.06$	$5.49 \pm 0.32$	1.9/4

TABELLE IV.2: Anpassung der Funktion  $A' \exp(B't + c't^2)$  an die Wirkungsquerschnitte  $d\sigma/dt$  im gesamten  $|t|$ -Bereich

k [GeV]	$ t $ -Intervall [ $(\text{GeV}/c)^2$ ]	A' [ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	B' [ $(\text{GeV}/c)^{-2}$ ]	C' [ $(\text{GeV}/c)^{-4}$ ]	$\chi^2/\text{NF}$
2.2-2.7	0.10-0.35	$1.58 \pm 0.57$	$7.43 \pm 3.56$	$5.18 \pm 8.11$	0.9/2
2.7-3.2	0.10-0.55	$1.25 \pm 0.24$	$6.74 \pm 1.48$	$2.59 \pm 2.53$	1.7/6
3.2-3.7	0.10-0.70	$1.30 \pm 0.18$	$6.83 \pm 0.90$	$1.73 \pm 1.27$	6.3/9
3.7-4.2	0.10-0.80	$1.27 \pm 0.20$	$6.94 \pm 0.87$	$2.40 \pm 1.07$	12.4/10
4.0-5.2	0.06-0.80	$1.06 \pm 0.12$	$7.49 \pm 0.60$	$3.46 \pm 0.72$	9.8/12
5.0-6.2	0.06-0.85	$0.95 \pm 0.09$	$7.53 \pm 0.50$	$3.55 \pm 0.57$	9.4/13

Ein ähnliches, wenngleich weniger ausgeprägtes Abweichen vom exponentiellen Verlauf  $A \cdot \exp(Bt)$  im Bereich grosser  $|t|$  zeigen die SLAC-Daten für 17 GeV (An 70), die den Bereich  $0.1 < |t| < 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$  umfassen.

Die Steilheit des Diffraktionsmaximums, ausgedrückt durch die Parameter  $B$  bzw.  $B'$ , erweist sich im Intervall  $2.2 < k < 6.2 \text{ GeV}$  als energieunabhängig. Der lineare Fit liefert den mittleren Wert:

$$B = 5.7 \pm 0.4 \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad \text{für } 2.2 < k < 6.2 \text{ GeV}$$

Die Anpassung einer Exponentialfunktion (IV.1) an die SLAC-Daten (An 70) für 5.5, 8.5, 11 und 17 GeV im Bereich  $|t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  ergibt Werte  $B$  um  $6 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  (Abb. IV.2) in guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis dieses Experiments. Der Wert  $B = 5.7 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  ist - wie im VDM erwartet - mit den im gleichen  $k$ - und  $t$ -Bereich in zahlreichen Experimenten zur  $\rho^0$ -Photoerzeugung (Jo 70) gefundenen Steigungen von etwa 5.4 bis 7.6  $\text{(GeV/c)}^{-2}$  konsistent, obwohl hier die Situation wegen der Modellabhängigkeit des  $\rho^0$ -Erzeugungsquerschnitts (vgl. Abschnitt 1.4) nicht ganz klar ist.

In der elastischen  $\pi p$ -Streuung treten vergleichbare Steigungen des Diffraktionsmaximums auf. (Für  $|t| < 0.5 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $\pi$ -Laborimpulse  $< 8 \text{ GeV/c}$  ist  $B \simeq 6.5 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  im Falle der  $\pi^+ p^-$  und  $B \simeq 7-8 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  für  $\pi^- p^-$  Streuung (Da 63, Fo 63, Co 67)).

Um ein mögliches "Schrumpfen" des Diffraktionsmaximums - und folglich des Wechselwirkungsradius  $R = 2\sqrt{B}$  <sup>+) -</sup> der Comptonstreuung mit wachsender Photonenergie quantitativ zu untersuchen, wird der Austausch einer effektiven

---

<sup>+) Im klassischen Diffraktionsbild ist die Absorption der einlaufenden Welle und folgende Reemission die Ursache für die elastische Streuung. Beschreibt man die Absorption in Abhängigkeit vom Stossparameter  $b$  durch die Funktion  $\exp(-1/2(b/R)^2)$ , so ergibt sich der Querschnitt für die elastische Streuung zu (Ro 69):  $d\sigma/dt \sim \exp((R^2/4)t)$ , d.h. der Wechselwirkungsradius  $R$  ist mit der Steilheit  $B$  des Diffraktionsmaximums über  $R = 2\sqrt{B}$  verknüpft ( $\hbar = c = 1$  gesetzt) und beträgt nach unserer Messung  $R = (0.94 \pm 0.03) f$ .</sup>

Regge-Trajektorie<sup>+) :</sup>

$$\alpha_{\text{eff}}(t) = \alpha_0 + \alpha' \cdot t \quad (\text{IV.3})$$

im t-Kanal angenommen und ein entsprechender Ansatz für  $d\sigma/dt$  gemacht:

$$\frac{d\sigma}{dt} = F(t) \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_{\text{eff}}(t) - 2} \quad (\text{IV.4})$$

$s = M_p^2 + 2M_p \cdot k$  ist das Quadrat der Schwerpunktsenergie. Der Skalenfaktor  $s_0$  wird wie üblich zu  $1 \text{ GeV}^2$  gewählt.

Der exponentielle Abfall des Vorwärtsmaximums von  $d\sigma/dt$  für feste Energie wird durch den Ansatz

$$F(t) \sim \exp(B_0 \cdot t) \quad (\text{IV.5})$$

für die unbekannte Funktion  $F(t)$  richtig wiedergegeben. Aus (IV.3) bis (IV.5) resultiert:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim \left(\frac{s}{s_0}\right)^{2\alpha_0 - 2} \cdot \exp\left(\left(B_0 + 2\alpha' \cdot \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)\right)t\right)$$

Die Anpassung der Form

$$B = B_0 + 2\alpha' \cdot \ln\left(\frac{s}{s_0}\right)$$

an die für  $0.06 < |t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  und  $2.2 < k < 17 \text{ GeV}$  aus den DESY-Daten und denen von Anderson et al. (An 70) ermittelten Werte  $B$  (Abb. IV.2) ergibt:

$$B = (5.17 \pm 0.61) + 2 \cdot (0.14 \pm 0.12) \ln(s/s_0) \quad (\chi^2/\text{NF} = 6.9/9)$$

Die Steigung  $\alpha' = (0.14 \pm 0.12) \text{ (GeV/c)}^{-2}$  der effektiven Trajektorie  $\alpha_{\text{eff}}(t)$  ist nicht deutlich verschieden von 0 und erlaubt den Schluss, dass die Comptonaten mit einer energieunabhängigen Steigung des Diffraktionsmaximums verträglich sind.

---

<sup>+) Die Anpassung der gemessenen Wirkungsquerschnitte an eine Regge-Pol-Entwicklung für den Austausch physikalischer, d.h. definierten Quantenzahlen zuzuordnender Trajektorien ( $P$ ,  $P'$  und  $A_2$ ) wird in (Fr 72) diskutiert.</sup>

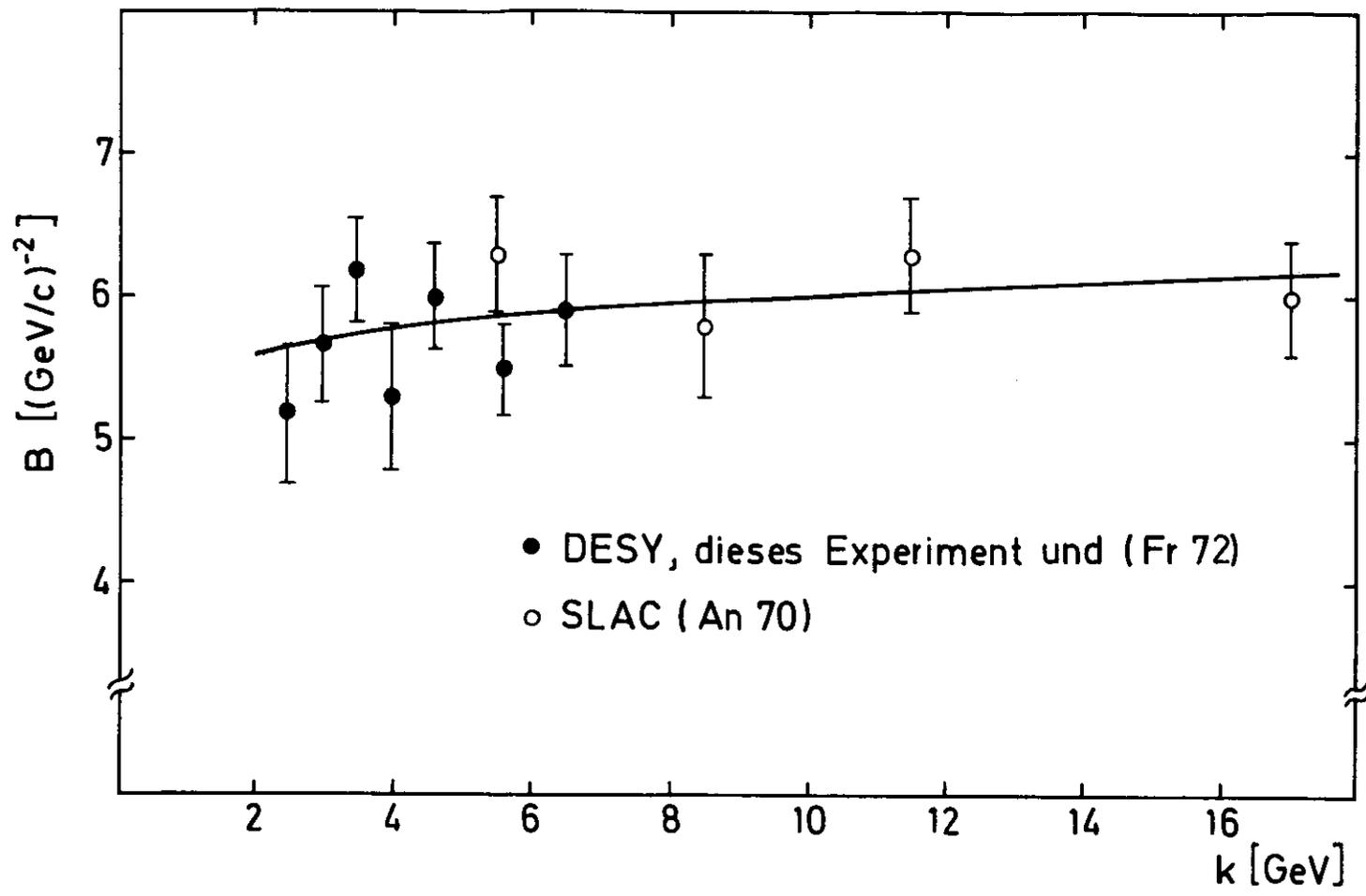


Abb. IV.2 : Abhängigkeit der Steigung des Diffraktionsmaximums der Comptonstreuung von der Photonenergie, eingezeichnete Linie:  

$$B = [5.17 + 2 \cdot 0.14 \ln (s [\text{GeV}])] (\text{GeV}/c)^{-2}$$
 Anpassung für den Austausch einer effektiven Regge-Trajektorie

### 1.3 Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung und totaler Hadron-Erzeugungsquerschnitt

Die beschriebenen Messungen wurden im Diffraktionsmaximum hinreichend nahe der Vorwärtsrichtung durchgeführt, so daß durch Extrapolation des Verlaufs von  $d\sigma/dt(t)$  der Streuquerschnitt  $d\sigma/dt|_{t=0}$  mit einiger Sicherheit vorhergesagt werden kann. Unter der physikalisch sinnvollsten Annahme, dass sich die Diffraktionsspitze mit der im Bereich der kleinsten erfassten Impulsüberträge beobachteten Steilheit fortsetzt, sind die Parameter A (s. Tabelle IV.1) des linearen Fit für  $|t| < 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> als Vorwärtsstreuquerschnitte zu deuten. Zu den in Tabelle IV.1 angegebenen Fehlern von etwa  $\pm 10\%$  tritt noch eine Unsicherheit von  $\pm 4\%$  in der Absolutnormierung, die in der Fitprozedur unberücksichtigt blieb.

Die Proton-Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung und der durch verschiedene Messungen im Energiebereich unterhalb von 18 GeV gut bekannte totale Wirkungsquerschnitt der Photoerzeugung von Hadronen am Proton (für eine Kompilation der Daten s. (Jo 70)) sind durch die fundamentalen Prinzipien der Unitarität und Kausalität sowie der Analytizität der Streuamplituden miteinander verknüpft. Es bietet sich also die Möglichkeit eines im wesentlichen modellunabhängigen Vergleichs zweier sehr verschiedener Messungen.

Wie im Anhang A1 erläutert, treten in der Vorwärtsrichtung wegen der Drehimpulserhaltung nur die beiden non-flip-Amplituden  $f_p$  ( $f_a$ ) auf, die die Comptonstreuung für parallele (antiparallele) Spinorientierung von Photon und Proton beschreiben.

Das Optische Theorem verknüpft die Imaginärteile von  $f_{p,a}$  mit den totalen Hadronerzeugungsquerschnitten  $\sigma_{p,a}$  für parallele bzw. antiparallele Spins:

$$\text{Im } f_{p,a}(k) = \frac{k}{4\pi} \sigma_{p,a}(k) \quad (\text{IV.6})$$

( $\hbar = c = 1$  gesetzt wie im folgenden immer)

Ausgedrückt durch die

$$\text{spingemittelte Amplitude } f_1 = \frac{1}{2} (f_a + f_p) \quad (\text{IV.7})$$

$$\text{und die Amplitude } f_2 = \frac{1}{2} (f_a - f_p),$$

die die Spinkorrelation zwischen Photon und Proton enthält, schreibt sich nach Gell-Mann, Goldberger und Thirring (Ge 54) die Compton-Vorwärtsstreuamplitude:

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

$\chi_i$  ( $\chi_f$ ): Spinor des (im Laborsystem ruhenden) Protons vor (nach) der Streuung

$\vec{\sigma}$ : Spinmatrix des Protons

$\vec{e}_i$  ( $\vec{e}_f$ ): Polarisationsvektor des ein- (aus-) laufenden Photons

Die Beiträge von  $f_1$  und  $f_2$  zum Querschnitt für die Vorwärtsstreuung unpolarisierter Photonen an unpolarisierten Protonen addieren sich inkohärent:

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

Im  $f_1$  ist gemäss (IV.6) und (IV.7) durch den gemessenen, spingemittelten totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}} = 1/2(\sigma_p + \sigma_a)$  bekannt:

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

Entsprechend gilt:

$$\text{Im } f_2(k) = \frac{k}{4\pi} \left( \sigma_a(k) - \sigma_p(k) \right) \quad (\text{IV.11})$$

(Im Prinzip ist  $\text{Im } f_2$  durch Messung des totalen Wirkungsquerschnitts mit zirkular polarisierten Photonen an longitudinal polarisierten Protonen zu bestimmen.)

Aus (IV.9) und (IV.10) erhält man:

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} = \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2 + \frac{\pi}{k^2} |\text{Re } f_1|^2 + \frac{\pi}{k^2} |f_2|^2 \quad (\text{IV.12})$$

Für überwiegend diffraktive Streuung erwartet man geringe Spinabhängigkeit, also kleinen Beitrag von  $f_2$ .

Für die Amplituden  $f_1$  und  $f_2$  sind folgende Dispersionsrelationen vorgeschlagen worden (Ge 54):

$$\text{Re } f_1(k) = -\frac{\alpha}{M_p} + \frac{k^2}{2\pi^2} \mathcal{P} \int_{k_0}^{\infty} \frac{dk' \sigma_{\text{tot}}(k')}{k'^2 - k^2} \quad (\text{IV.13})$$

$$\text{Re } f_2(k) = \frac{k}{4\pi^2} \mathcal{P} \int_{k_0}^{\infty} \frac{dk'^2 (\sigma_a(k') - \sigma_p(k'))}{k'^2 - k^2} \quad (\text{IV.14})$$

( $\alpha$ : Feinstrukturkonstante,  $k_0$ : 1-Pion-Erzeugungsschwelle; P bedeutet, dass der Cauchy'sche Hauptwert des folgenden Integrals zu nehmen ist)

Während die Gültigkeit von Dispersionsrelationen in der elastischen  $\pi p$ - und  $pp$ -Streuung - also für Streuung von Teilchen mit Spin 0 und 1/2 - durch direkte Messung der Phasen der Streuamplituden mit grosser Genauigkeit bestätigt wurden (Fo 67 und weitere Lit. dort), sind Dispersionsbeziehungen für Streuung von Spin-1-Teilchen bisher nicht direkt geprüft worden.

Die Relation für  $f_1$  muss in der subtrahierten Form (IV.13) angegeben werden, um den Thomson-Grenzwert  $f_1(0) = -\alpha/M_p$  ( $M_p$ : Protonmasse) richtig wiederzugeben. Die Dispersionsbeziehung für  $f_2$  hat in ihrer allgemeinen Form (IV.14) zur Zeit keine praktische Bedeutung, da die Wirkungsquerschnitte  $\sigma_a$  und  $\sigma_p$  nicht bekannt sind, und sei nur der Vollständigkeit halber angegeben.

Gemäss (IV.13) ist  $\text{Re } f_1$  berechnet worden (We 69, Da 70, Na 70) aus den im Bereich oberhalb der Schwelle  $k_0$  bis 18 GeV vorliegenden Daten  $\sigma_{\text{tot}}$  und aus bekannten Wirkungsquerschnitten für einzelne hadronische Erzeugungskanäle. Die Ergebnisse der verschiedenen Autoren differieren im Bereich einiger GeV nur leicht wegen der unterschiedlichen Datensätze, die benutzt wurden, weniger wegen der verschiedenen Methoden, den Verlauf von  $\sigma_{\text{tot}}$  in den Bereich  $k > 18$  GeV zu extrapolieren. Wir beschränken uns für den Vergleich auf Rechnungen von Naroska (Na 70), denen ausschliesslich Photoerzeugungsdaten aus Blaskammer- und Zählerexperimenten zugrundeliegen (Datensatz "A" in (Na 70)). Die Untersuchung von Damashek und Gilman zeigt, dass bei Hinzunahme der indirekten Messergebnisse für  $\sigma_{\text{tot}}$  aus der Elektronstreuung (Bl 69) das Verhältnis

$$\phi_{\gamma\gamma}(k) = \frac{\text{Re } f_1(k)}{\text{Im } f_1(k)}$$

sich im Intervall  $2 < k < 6$  GeV um maximal 5% ändert.

$\phi_{\gamma\gamma}(k)$  ist oberhalb von 200 MeV durchweg negativ und beträgt bei 2 GeV etwa -0.5, entsprechend einem Beitrag  $\pi/k^2$  ( $/\text{Re } f_1/2$ ) von 25% zum Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt|_{t=0}$ , falls  $f_2$  klein ist.  $\phi_{\gamma\gamma}(k)$  steigt monoton mit wachsender Energie und erreicht  $\phi_{\gamma\gamma} = -0.25$  bei 6 GeV in guter Übereinstimmung mit den direkt gemessenen Werten  $\phi_{\gamma\rho}$  für die  $\rho^0$ -Photoerzeugungsamplitude in Vorwärtsrichtung (Al 70, Bi 71).

Durch die Messungen von  $\sigma_{\text{tot}}$  und die berechneten  $\text{Re } f_1$  ist dem Vorwärts-

querschnitt nach (IV.12) eine untere Grenze gesetzt

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{t=0} \geq \frac{1}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2 + \frac{\pi}{k^2} |\text{Re } f_1|^2, \quad (\text{IV.15})$$

die der Spinunabhängigkeit der Vorwärtsstreuung ( $f_2 = 0$ ) entspricht.

Abb. IV.3 zeigt die Vorhersagen  $d\sigma/dt|_{t=0}$  aus den DESY- und SLAC-Messungen in Abhängigkeit von der Photonenergie  $k$ . Die durchgezeichnete Kurve ist eine Anpassung an die DESY-Datenpunkte und die von Boyarski et al. (Boy 71). Für die Anpassung werden die Ergebnisse von Anderson et al. (An 70) nicht berücksichtigt, weil die Kleinwinkelmessungen bei 8 und 16 GeV (Boy 71) möglicherweise eine Änderung der  $t$ -Abhängigkeit sehr nahe der Vorwärtsrichtung andeuten und damit die Extrapolation aus dem Bereich  $|t| > 0.1$  (GeV/c)<sup>2</sup> für diese Energien in Frage stellen. Für die Energieabhängigkeit wird folgender Ansatz gemacht:

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{t=0}(k) = a + b \cdot k^{-x}$$

Die Variation des Exponenten  $x$  zwischen 0.5 und 2 ergibt Anpassungen nach kleinsten Fehlerquadraten mit  $\chi^2$ -Konfidenzzahlen zwischen 0.14 und 0.37. Für  $x = 1.5$  ist die Anpassung optimal:

$$\frac{d\sigma}{dt}\Big|_{t=0} \left[ \mu b / (\text{GeV}/c)^2 \right] = (0.66 \pm 0.03) + (2.57 \pm 0.37) \cdot k^{-1.5} [\text{GeV}]$$

$$(\chi^2/\text{NF} = 7.55/7)$$

Die geringe Empfindlichkeit des Konfidenzniveaus auf die Wahl der Energieabhängigkeit macht deutlich, dass die existierenden Daten keine sehr genaue Aussage über die  $k$ -Abhängigkeit des Vorwärtsstreuquerschnitts zulassen, selbst wenn mögliche Unsicherheiten in der Extrapolation der Messwerte ausser acht bleiben.

Abb. IV.3 enthält zusätzlich strichpunktiert den Verlauf des Optischen Punktes  $1/16\pi(\sigma_{\text{tot}})^2$  und strichliert  $1/16\pi(\sigma_{\text{tot}})^2 + \pi/k^2(|\text{Re } f_1|^2)$ , beides aus (Na 70). Die DESY-Daten liegen deutlich über dem Optischen Punkt und beweisen die Existenz eines nichtverschwindenden Realteils der Streuamplitude für  $t = 0$ . Sie stimmen sehr gut mit der unteren Schranke (IV.15) überein und stehen damit in keinem Widerspruch zu der Annahme, dass die

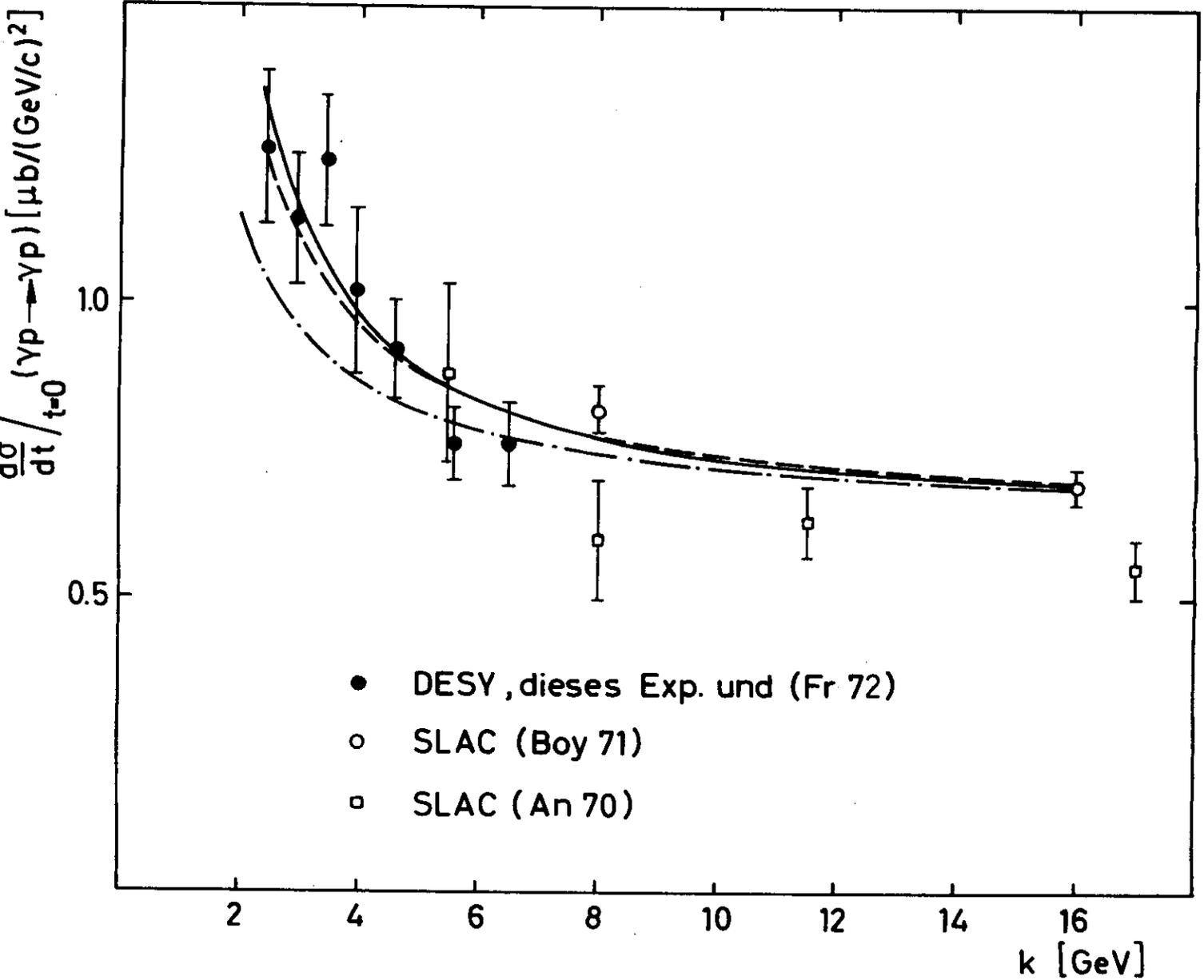


Abb. IV.3 : Compton-Streuquerschnitt in Vorwärtsrichtung in Abhängigkeit von der Photonenergie

Die Punkte sind durch Extrapolation zu  $t = 0$  aus den Messwerten  $d\sigma/dt$  gewonnen.

— Anpassung an die DESY-Daten und die von Boyarski et al. (Boy 71)  
 - - -  $1/16\pi \cdot \sigma_{\text{tot}}^2$  (Optischer Punkt)  
 - · -  $1/16\pi \cdot \sigma_{\text{tot}}^2 + \pi/k^2 \cdot \text{Re } f_1^2$  } aus (Na 70)

Dispersionsrelation (IV.13) gültig und die Comptonstreuung in Vorwärtsrichtung unabhängig von der relativen Spinorientierung von Photon und Proton ist ( $f_2 = 0$ ).

Die Aussagen dieses Experimentes bezüglich der Vorwärtsstreuamplitude müssen sehr vorsichtig bewertet werden. Im  $|t|$ -Intervall  $0 - 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$ , über das extrapoliert werden muss, steigt  $d\sigma/dt$  noch um etwa einen Faktor 2. Unterstellt man einmal, dass auch im  $k$ -Bereich dieses Experimentes das Diffraktionsmaximum im Gebiet  $|t| < 0.1 \text{ (GeV/c)}^2$  in dem Maße steiler wird, wie es die Messungen bei 8 und 16 GeV (Boy 71) andeuten, so ergäben sich etwa 10-15% grössere  $d\sigma/dt|_{t=0}$ , was beispielsweise einem Amplitudenverhältnis  $|f_2| / |f_1|$  von 0.3 bis 0.4 entspräche.

Zum gegenwärtigen Zeitpunkt kann wohl nur die Evidenz für einen von Null verschiedenen Realteil der Vorwärtsstreuamplitude als gesichert betrachtet werden.

### 1.4 Vergleich im Rahmen des Vektormeson-Dominanz-Modells

Die bisher bekannten, neutralen, nichtseltsamen Vektormesonen  $\rho^0$  ( $I = 1$ ),  $\omega$  und  $\phi$  ( $I = 0$ ) haben die Quantenzahlen  $J^{PC} = 1^{--}$  des Photons und können deshalb ohne Beteiligung weiterer Zustände an dieses koppeln. Dabei muss wenigstens eines beider Teilchen virtuell sein.

Die eigentliche Aussage des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM) ist die, dass die Wechselwirkung des Photons mit Hadronen über Vektormeson-Zwischenzustände verläuft. Ausgehend von dieser Grundidee lässt sich folgende Beziehung zwischen den Amplituden  $f$  der Photoreaktion  $\gamma A \rightarrow B$  ( $A, B$ : beliebige hadronische Zustände) und denen der Reaktionen  $V A \rightarrow B$  herstellen (Schi 69):

$$f(\gamma A \rightarrow B) = \sum_{V=\rho^0, \omega, \phi} \frac{\sqrt{11} \alpha m_V^2}{\gamma_V} \frac{1}{m_V^2 - k^2} f(VA \rightarrow B) \quad (\text{IV.16})$$

( $\alpha = 1/137$ ,  $m_V$ : Vektormesonmasse,  $k = P_B - P_A$ : 4-Impuls des Photons,  $\gamma_V$ : Photon-Vektormeson-Kopplungskonstanten)

Das Verhältnis der Kopplungskonstanten wird durch SU(6) und das Quark-Modell (QM) für ideale  $\omega$ - $\phi$ -Mischung (Li 66) zu:

$$1/\gamma_\rho : 1/\gamma_\omega : 1/\gamma_\phi = 3 : 1 : -\sqrt{2} \quad (\text{IV.17})$$

vorhergesagt, d.h. die Kopplung des  $\phi$  an das Photon sollte umgekehrtes Vorzeichen wie die von  $\rho^0$  und  $\omega$  haben.

Um Reaktion (IV.16) durch Vergleich von Reaktionen reeller ( $k^2 = 0$ ) oder virtueller ( $k^2 \neq 0$ ) Photonen mit Erzeugungsprozessen für reelle Vektormesonen prüfen zu können, wird die VDM-Vorstellung durch folgende Hypothesen über die Massenextrapolation ergänzt (Schi 71 u. dort zit. Lit.):

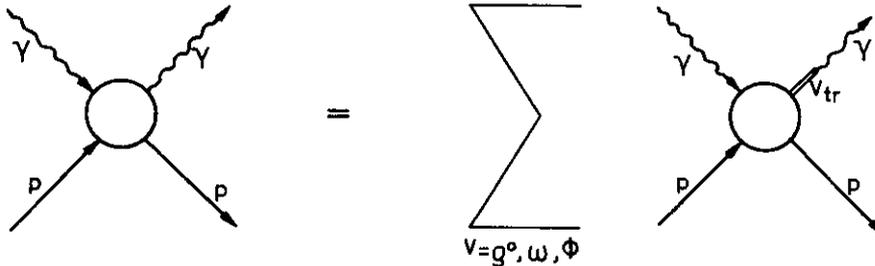
1. Die Kopplungskonstanten  $\gamma_V$  sind unabhängig von  $k^2$ .
2. Die Amplituden  $f(VA \rightarrow B)$  für transversal polarisierte Vektormesonen sind mit  $k^2$  schwach veränderliche Funktionen.

(Für den longitudinalen Anteil kann 2. offenbar nicht gelten, da dieser für  $k^2 \rightarrow 0$  wegen der Eichinvarianz verschwindet).

Für Energien, die gross sind im Vergleich zu  $m_V$ , ist 2. zumindest in der Photoproduktion intuitiv verständlich, weil dann die Extrapolation von  $m_V^2$  zu  $k^2 = 0$  relativ gering ist.

### 1.4.1 VDM-Relationen für Comptonstreuung

Die Comptonstreuung reeller Photonen ( $k^2 = 0$ ) ist gemäss (IV.16) und Zeitumkehrinvarianz mit der Photoerzeugung von Vektormesonen  $\gamma p \rightarrow V p$  verknüpft:

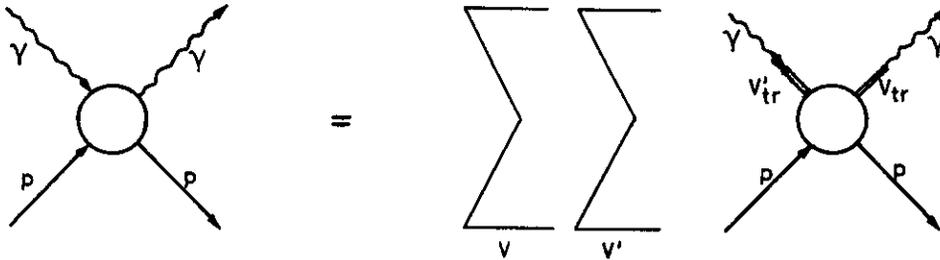


$$f(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V \frac{\sqrt{\pi\alpha'}}{\gamma_V} f(\gamma p \rightarrow V_{tr} p) \quad (\text{IV.18})$$

Das reelle Photon kann nur an transversal polarisierte Vektormesonen (Index "tr") koppeln. Um zu einer Relation zwischen experimentell bekannten Wirkungsquerschnitten zu gelangen, nehmen wir an, dass die Phasen der Vektormeson-Amplituden gleich sein für transversale  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\phi$ . Die Annahme wird für die Vorwärtserzeugungsamplituden von  $\rho^0$  und  $\omega$  gestützt durch eine Analyse des totalen Photon-Nukleon-Wirkungsquerschnitts (Wo 71). Setzen wir zusätzlich, abweichend von der SU(6)-Aussage (IV.17), gleiche Vorzeichen aller  $\gamma_V$  voraus, so ergibt sich aus (IV.18):

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \left\{ \sum_V + \left[ \frac{\pi\alpha'}{\gamma_V^2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow V_{tr} p) \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (\text{IV.19})$$

Wegen der Annahme maximaler konstruktiver Interferenz stellt die rechte Seite von (IV.19) eine obere Grenze der VDM-Vorhersage dar. Für maximale destruktive Interferenz des  $\phi$ -Terms in (IV.18) - entsprechend  $\gamma_\phi < 0$  - mit den konstruktiv interferierenden Summanden für  $\rho^0$  und  $\omega$  ergibt sich aus den im nächsten Abschnitt (Tabelle IV. 3) angegebenen Wirkungsquerschnitten und Kopplungskonstanten eine um etwa 15% kleinere Vorhersage. Die VDM-Zerlegung von  $f(\gamma p \rightarrow V_{tr} p)$  gemäss (IV.16) liefert den Zusammenhang der Comptonstreuung mit der Vektormesonstreuung am p:



$$f(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \sum_V \sum_{V'} \frac{\pi \alpha}{g_V g_{V'}} f(V_{tr} p \rightarrow V_{tr} p) \quad (\text{IV.20})$$

Die Amplituden  $f(\rho_{tr} p \rightarrow (\omega_{tr}, \phi_{tr}) p)$  entsprechen Isospin-1-Austausch im t-Kanal der Comptonstreuung. Sie tragen mit unterschiedlichem Vorzeichen zur Streuung am p und n bei. Ihr Anteil an der Gesamtamplitude ist klein, wie der Vergleich der Messung von  $\sigma_{tot}$  (Ca 70, Mey 70) und Comptonstreuung (Boy 71) am p und n gezeigt hat. Das additive QM verbietet (im Sinne von Dualitätsdiagrammen) die Übergänge  $\phi \rightarrow \rho^0$ ,  $\omega$  (Schi 71), so dass sämtliche Kreuzterme ( $V' \neq V$ ) in (IV.20) gegenüber den Amplituden der elastischen Vektormeson-Streuung zu vernachlässigen sind, und es gilt die vom Vorzeichen der  $\gamma$ - $\phi$ -Kopplung unabhängige Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \left\{ \sum_V \frac{\pi \alpha}{g_V^2} \left[ \frac{d\sigma}{dt}(V_{tr} p \rightarrow V_{tr} p) \right]^{1/2} \right\}^2 \quad (\text{IV.21})$$

(wiederum gleiche Phasen für alle Vektormeson-Amplituden vorausgesetzt)

Die elastische Streuung  $V_{tr} p \rightarrow V_{tr} p$  ist nicht direkt messbar, Relation (IV.21) kann deshalb in ihrer allgemeinen Form nicht durch das Experiment geprüft werden. Das QM vermittelt den Zusammenhang der Vektormeson-Streuung mit der elastischen  $\pi$ - und k-p-Streuung (Jos 67). Es resultiert die Beziehung:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) = \left[ \frac{\pi \alpha}{2} \left( \frac{1}{g_S^2} + \frac{1}{g_\omega^2} \right) (\sqrt{u^+ p} + \sqrt{u^- p}) + \frac{\pi \alpha}{g_\phi^2} (\sqrt{k^+ p} + \sqrt{k^- p} - \sqrt{\pi^- p}) \right]^2 \quad (\text{IV.22})$$

Die Radikanden stehen für die entsprechenden differentiellen elastischen Wirkungsquerschnitte.

Vergleiche der  $\rho^0$ - und  $\phi$ -Photoerzeugung mit der elastischen  $\pi$ - und k-p-Streuung im Rahmen der in (IV.22) benutzten VDM- und QM-Relationen ergeben zwischen 6 und 18 GeV gute Konsistenz der Daten (And 70), wenn die aus  $e^+e^-$ -Speicherringmessungen bekannten Kopplungskonstanten benutzt werden. Die numerische Prüfung (IV.22) ist somit im wesentlichen äquivalent derjenigen von (IV.19) und wird hier nicht durchgeführt.

Für die Imaginärteile der Vorwärtsstreuamplituden ist (IV.20) durch Vergleich des totalen  $\gamma$ -N-Wirkungsquerschnitts mit dem indirekt durch Photoproduktion in komplexen Kernen gemessenen totalen Vektormeson-Nukleon-Querschnitt geprüft worden (Na 70, He 71).

#### 1.4.2 Vergleich mit der Vektormeson-Photoerzeugung

Die für die numerische Auswertung von (IV.19) benötigten Wirkungsquerschnitte der Photoerzeugung transversal polarisierter  $\rho^0$  und  $\omega$  sind bei SLAC in einem Blasenkammerexperiment mit monochromatischem, linear polarisiertem Photonstrahl gemessen worden ( $\rho^0$ : Ba 71,  $\omega$ : Po 71).

Bei 2.8 und 4.7 GeV zeigt die Analyse der  $\pi^+\pi^-$ -Zerfallswinkelverteilung, dass für  $|t| < 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup> die Helizität des Photons im erzeugten  $\rho^0$  erhalten bleibt (s-Kanal-Helizitätserhaltung: SCHC), d.h. die  $\rho^0$  sind vollständig transversal polarisiert.

Das SLAC-Experiment erlaubt, zwischen dem Austausch natürlicher und un-natürlicher Parität ( $P = (-1)^J$  bzw.  $P = -(-1)^J$ ) im t-Kanal zu unterscheiden. Der Austausch unnatürlicher Parität in der  $\omega$ -Erzeugung lässt sich quantitativ durch l-Pion-Austausch (OPE) erklären. Natürlicher P-Austausch führt überwiegend zu transversal polarisierten  $\omega$  (Diffraktion). Trotz eines nichtverschwindenden Beitrags longitudinal polarisierter  $\omega$ , der möglicherweise auf  $A_2$ -Austausch zurückzuführen ist (Wo 71), ist der diffraktive Querschnitt  $d\sigma/dt$  ( $\gamma p \rightarrow \omega_{tr} p$ ) in guter Näherung durch den für natürlichen P-Austausch gegeben.

$\phi$ -Photoproduktion sollte nach dem QM rein diffraktiv verlaufen (Fr 67)<sup>+</sup>, was rechtfertigt,  $d\sigma/dt$  ( $\gamma p \rightarrow \phi_{tr} p$ )  $\simeq d\sigma/dt$  ( $\gamma p \rightarrow \phi p$ ) zu setzen. (Unsicherheiten spielen wegen des geringen  $\phi$ -Beitrages zu (IV.19) keine Rolle.)

In der  $\rho^0$ -Photoproduktion tritt die Schwierigkeit auf, die beobachtete Verschiebung und Verformung der  $\rho^0$ -Massenverteilung gegenüber der in der Erzeugung durch Pionen beobachteten modellmässig beschreiben zu müssen, was zu einer Unsicherheit des Wirkungsquerschnitts von 10 - 30%

---

⊕ 2 kürzlich durchgeführte Experimente zur  $\phi$ -Erzeugung mit polarisierten Photonen liefern unterschiedliche Resultate. Das Ergebnis von Anderson et al. (Wi 71) ist mit rein diffraktiver Erzeugung verträglich, während McClellan et al. (McCl 71) Hinweise für einen beträchtlichen Anteil unnatürlichen P-Austausches finden.

führt (Wo 71). In der Mehrzahl der Analysen werden folgende Modelle benutzt:

- Parametrisierung des  $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrums nach Ross und Stodolsky (RS 66)
- Interferenzmodell nach Söding (Sö 66)

Die Ergebnisse des SLAC-Blasenkammerexperimentes ergeben eine Präferenz für ein modifiziertes Söding-Modell (Ba 71).

Ein modellunabhängiger Wirkungsquerschnitt wird von (Ba 71) angegeben für  $\pi^+\pi^-$ -Paare, die als p-Welle unter SCHC erzeugt werden.

Für die Kopplungsparameter  $\gamma_V^2/4\pi$ , die nach Annahme 1. zur Massenextrapolation universell sein sollten, werden die Werte aus Speicherringexperimenten benutzt (Pe 69). Abb. IV.4 zeigt den Comptonwirkungsquerschnitt a) für 2.7 - 3.2 GeV und b) für 4.0 - 5.2 GeV im Vergleich mit der VDM-Vorhersage im Bereich  $|t| < 0.4$  (GeV/c)<sup>2</sup>, wo das  $\rho^0$  vollständig transversal polarisiert erzeugt wird, für 3 Analysen der DESY- und SLAC-Blasenkammerexperimente. In Tabelle IV.3 sind die benutzten Wirkungsquerschnitte und Werte der Kopplungskonstanten aufgeführt. Zur besseren Übersichtlichkeit wurde in Abb. IV.4 auf das Ergebnis des linearen Fit (vgl. Tab. IV.1) normiert. Strichliert ist der Beitrag von  $\omega$  und  $\phi$  zur VDM-Summe eingetragen. Für die Comptondaten sind statistische und systematische Fehler angegeben bis auf eine Unsicherheit von  $\pm 4\%$  in der Absolutnormierung. In beiden Energieintervallen erklärt das VDM unabhängig von  $|t|$  nur etwa 50% des Comptonquerschnitts. Auch unter Berücksichtigung der modellbedingten Unsicherheiten des  $\rho^0$ -Erzeugungsquerschnitts bleibt eine Diskrepanz von mehreren Standardabweichungen, wobei noch einmal daran erinnert werden soll, dass (IV.19) wegen der Annahme maximaler konstruktiver Interferenz eine obere Grenze darstellt. Da (IV.19) ausschliesslich auf dem VDM und sonst keinen Modellvorstellungen beruht, zeigt der Datenvergleich eine deutliche Verletzung des VDM.

Im VDM-Ausdruck (IV.19) dominiert der  $\rho^0$ -Term (vgl. Abb. IV.4). Wir wollen die Gleichung deshalb benutzen, eine "Vorhersage" für die  $\rho^0$ -Photoerzeugung zu machen:

$$\frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow S_{\pi}^0 p) = \frac{\gamma_S^2}{\alpha\pi} \left[ \left( \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \gamma p) \right)^{1/2} - C \right]^2 \quad (IV.23)$$

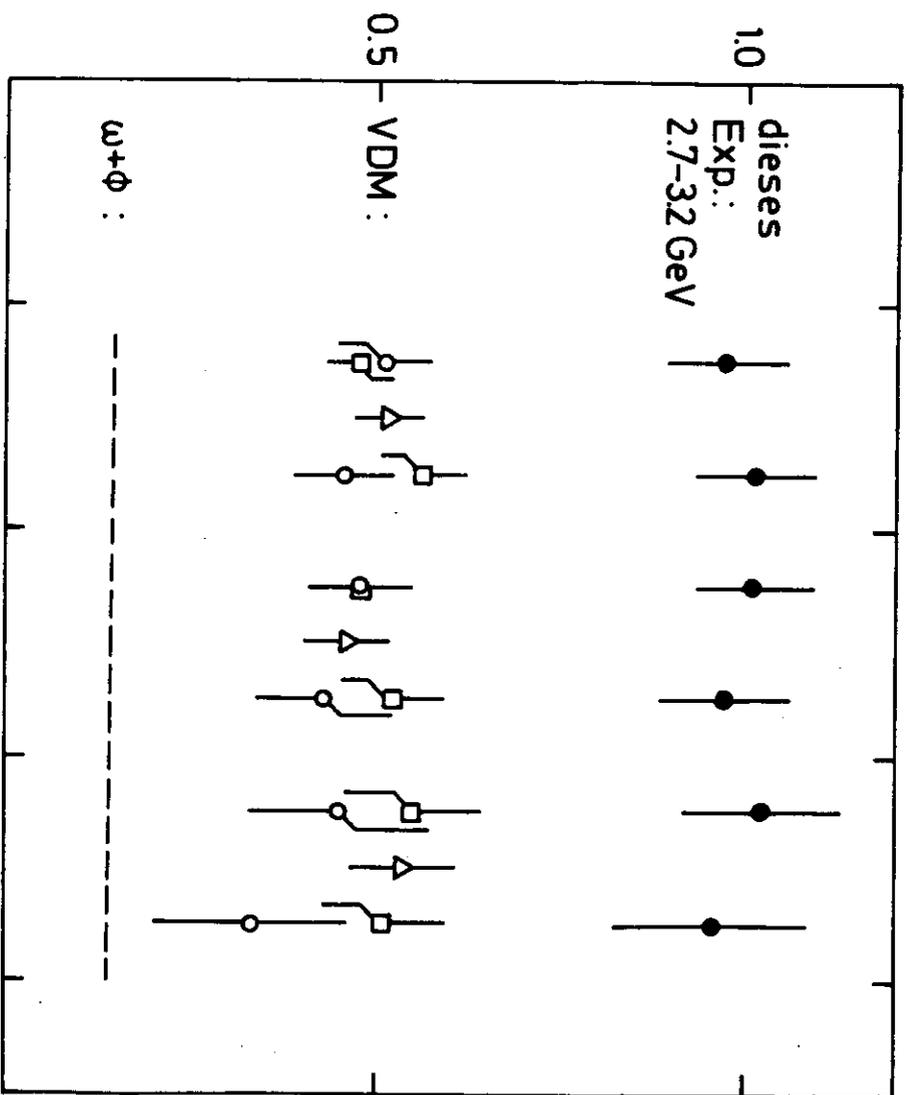
wobei:  $C = \left( \frac{\pi\alpha}{\gamma_\omega^2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \omega_{\pi} p) \right)^{1/2} + \left( \frac{\pi\alpha}{\gamma_\phi^2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \phi_{\pi} p) \right)^{1/2}$

Abb.IV.4 : Vergleich des gemessenen Compton-Streuquerschnitts mit der VDM-Vorhersage aus Blasenkammer-Photoerzeugungsdaten und Speicherringwerten der  $\gamma$ -V-Kopplungskonstanten (Zeichenerklärung und Zusammenstellung der benutzten Daten in Tab. IV.3)

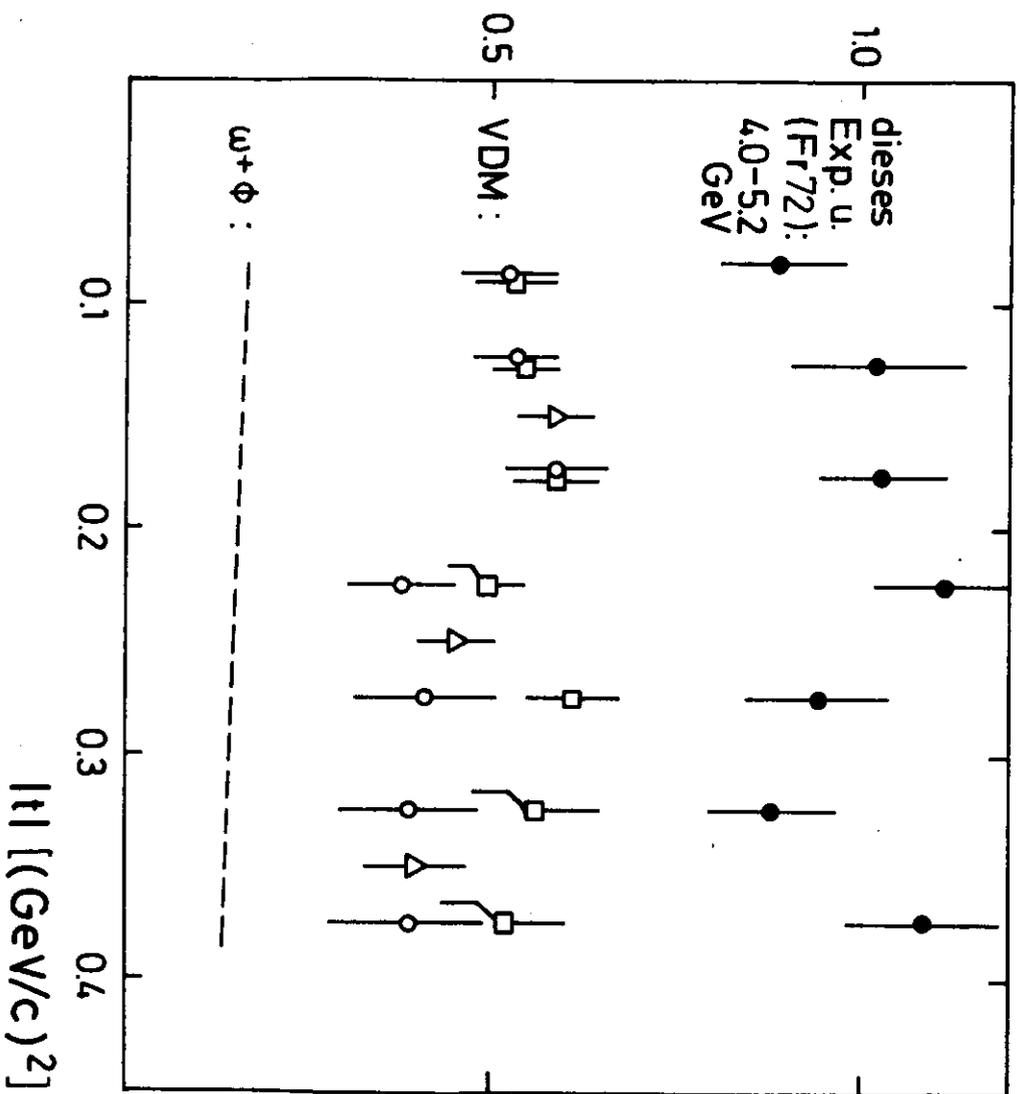
strichliert: Beitrag von  $\omega + \phi$  zur VDM-Vorhersage

Die Wirkungsquerschnitte sind normiert auf das Ergebnis des linearen Fit (vgl. Tab. IV.1) an die Compton-Daten.

$(d\sigma/dt)/A \text{ exp(Bt)}$



$(d\sigma/dt)/A \text{ exp(Bt)}$





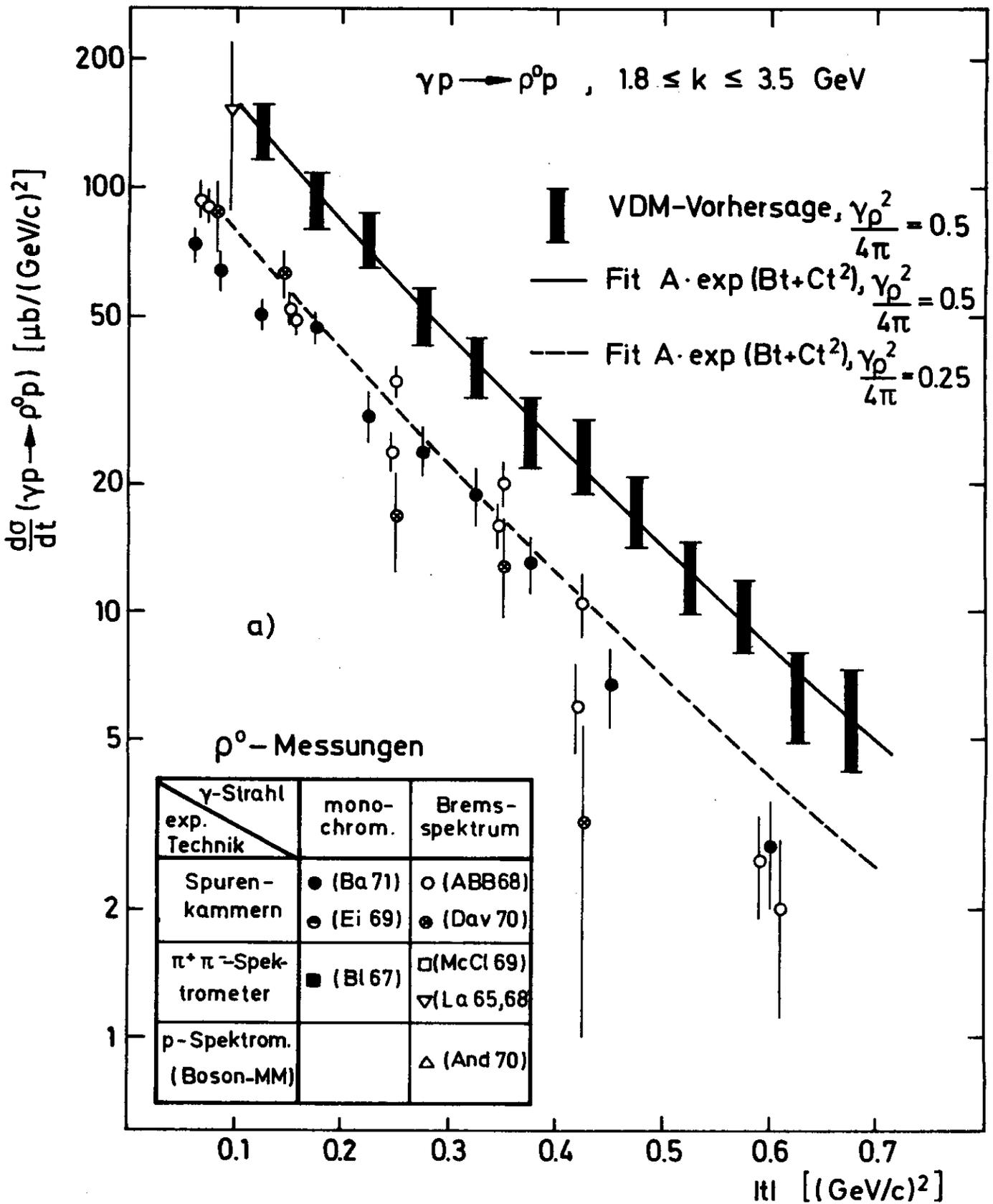
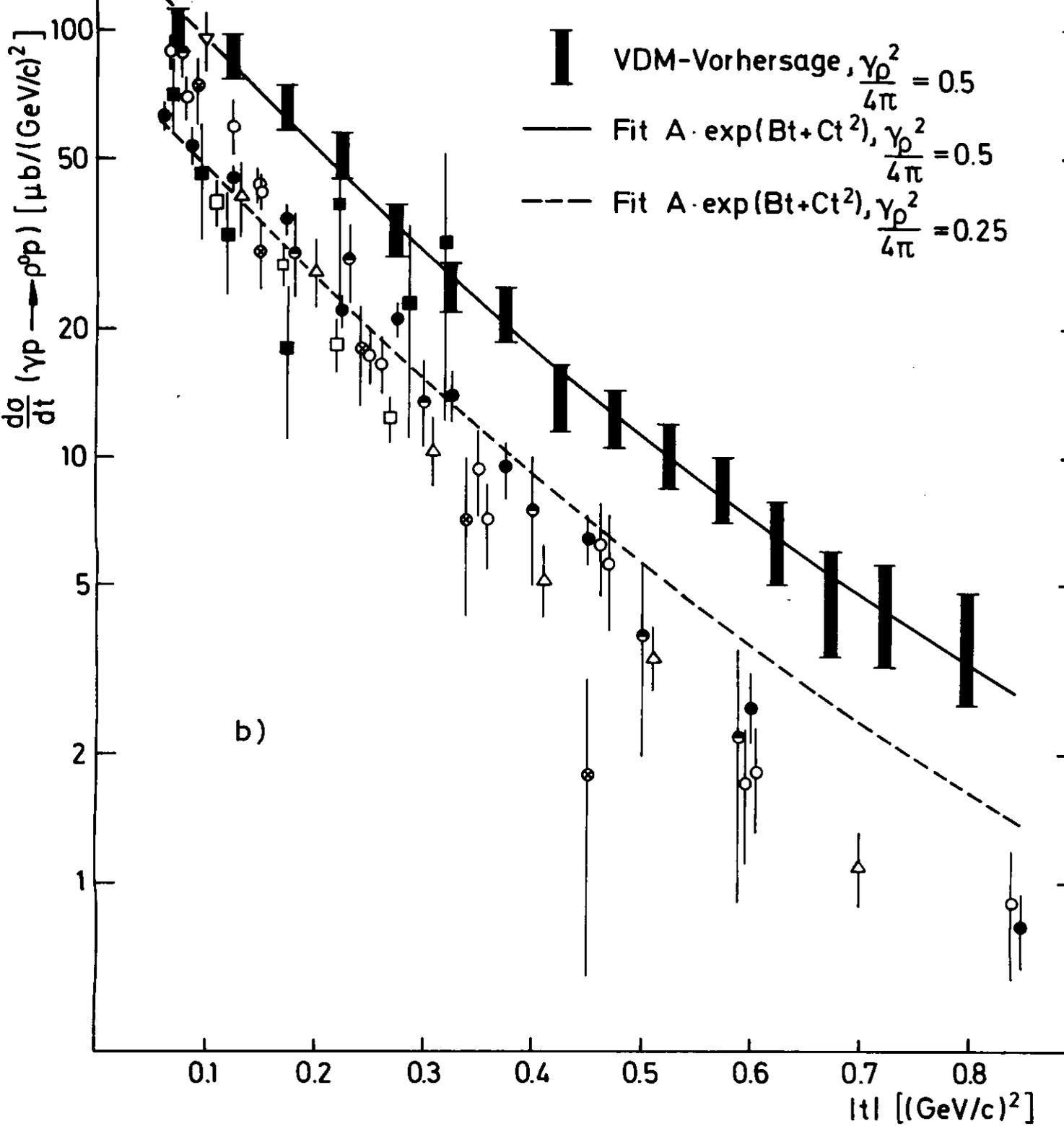


Abb. IV.5 : Vergleich gemessener  $\rho^0$ -Photoerzeugungsquerschnitte mit der VDM-Vorhersage aus der Comptonstreuung und aus Speicherringwerten der  $\gamma$ -V-Kopplungskonstanten (vgl. Tab. IV.3) für die Energieintervalle

a)  $1.8 \leq k < 3.5$  GeV

b)  $3.5 \leq k < 6.5$  GeV

$\gamma p \rightarrow \rho^0 p$ ,  $3.5 \leq k \leq 6.5$  GeV



gleichbar sind, werden die benutzten Techniken in Abb. IV.5 a) angegeben. Die Fehlerbalken der VDM-Vorhersage beinhalten sämtliche Fehler einschliesslich aller Normierungsunsicherheiten. Die durchgezeichneten Kurven sind Fits der Form  $A \cdot \exp(Bt + Ct^2)$  an das VDM-Ergebnis für  $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.5$ . Bei kleineren Energien (Abb. IV.5 a)) wird die t-Abhängigkeit des  $\rho^0$ -Querschnitts recht gut wiedergegeben. Für  $k > 3.5$  GeV (Abb. IV.5 b)) fällt für die Mehrzahl der Experimente der gemessene Wirkungsquerschnitt mit wachsendem  $|t|$  steiler ab.  $\gamma_\rho^2/4\pi = 0.25$  (gestrichelte Linie) würde im Bereich mittlerer Impulsüberträge die Messwerte erklären können.

Eine mit wachsendem Impulsübertrag zunehmende Verletzung des VDM wird auch für Comptonstreuung bei höheren Energien sowohl am p als auch am d beobachtet (An 70, Boy 71). Ganz ähnlich stellt sich die Situation im Vergleich der totalen Wirkungsquerschnitte  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  und  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma d)$  mit der Vektormesonenerzeugung in Vorwärtsrichtung dar. Wegen der stark differierenden  $\rho^0$ -Vorwärtswirkungsquerschnitte (Wo 71) liefern die verschiedenen Analysen (Mo 70, Na 70, He 71, Po 71) unterschiedliche Resultate. Die Konsistenz der Daten im Rahmen des VDM erfordert Kopplungsparameter  $\gamma_\rho^2/4\pi$  zwischen 0.41 und 0.2, die nicht mit dem Speicherringwert von  $0.5 \pm 0.03$  verträglich sind.

Eine zwanglose Erweiterung könnte das VDM erfahren durch die Existenz bisher unbekannter isoskalarer oder isovektorieller Zustände mit  $J^{PC} = 1^{--}$ . Setzen wir voraus, das Photon würde zusätzlich mit positivem  $\gamma_{\nu'}$  an ein Vektormeson  $\nu'$  koppeln, dessen Photoerzeugungsamplitude gleiche Phase wie die von  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\phi$  habe, dann lässt sich abschätzen, wie gross das Produkt aus Kopplungsstärke  $4\pi/\gamma_{\nu'}^2$  und Photoproduktionsquerschnitt  $d\sigma/dt(\nu'p)$  sein muss, um Konsistenz zwischen Comptonstreuung und Vektormeson-Photoerzeugung mit den Speicherringwerten  $\gamma_\rho^2/4\pi$  zu erzielen. (Die "Korrektur" C in (IV.23) wird durch einen 3. Term für  $\nu'$  so ergänzt, dass  $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \rho_{\text{tr}}^0 p)/_{\text{VDM}}$  um einen Faktor 2 geringer wird.):

$$\frac{4\pi}{\gamma_{\nu'}^2} \cdot \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow \nu'_{\text{tr}} p) \simeq 0.17 \frac{4\pi}{\gamma_s^2} \frac{d\sigma}{dt}(\gamma p \rightarrow S^0 p)$$

Die entsprechenden Produkte für  $\omega_{\text{tr}}(\phi)$  bezogen auf das  $\rho^0$  betragen ungefähr 0.02 (0.005), sind also um wenigstens eine Grössenordnung kleiner. Bisher konnte die Existenz weiterer Vektormesonen experimentell durch Photoerzeugung nicht bestätigt werden. (Für eine Übersicht über die Experimente sei auf (Wo 71) verwiesen.)

## 2. Asymmetrie

Abb. IV 6 zeigt die Asymmetrie  $\Sigma$  des Comptonstreuquerschnitts in Abhängigkeit vom Impulsübertrag  $/t/$  für das Energieintervall  $3.2 \leq k \leq 3.7$  GeV. Es sind nur die statistischen Fehler gezeigt; die zusätzliche systematische Unsicherheit beträgt  $\pm 0.04$  (vgl. Kap. III.6.3).  $\Sigma$  ist im gesamten  $/t/$ -Bereich mit 0 verträglich; der Mittelwert beträgt:

$$\Sigma = -0.019 \pm 0.038 \quad (0.1 \leq /t/ \leq 0.7 \text{ (GeV/c)}^2)$$

Strichliert ist das Ergebnis der Anpassung einer linearen  $t$ -Abhängigkeit eingetragen. Mit der Zwangsbedingung  $\Sigma(t = 0) = 0$  ergibt sich unter Einschluss aller Fehler:

$$\Sigma = -(0.08 \pm 0.18) /t/ \quad (\text{IV.24})$$

Im folgenden soll das Ergebnis im Hinblick auf die Konsequenzen für die Beiträge der verschiedenen Helizitätsamplituden und im Rahmen von Modellvorstellungen diskutiert werden.

### 2.1 modellunabhängige Beschreibung durch Helizitätsamplituden

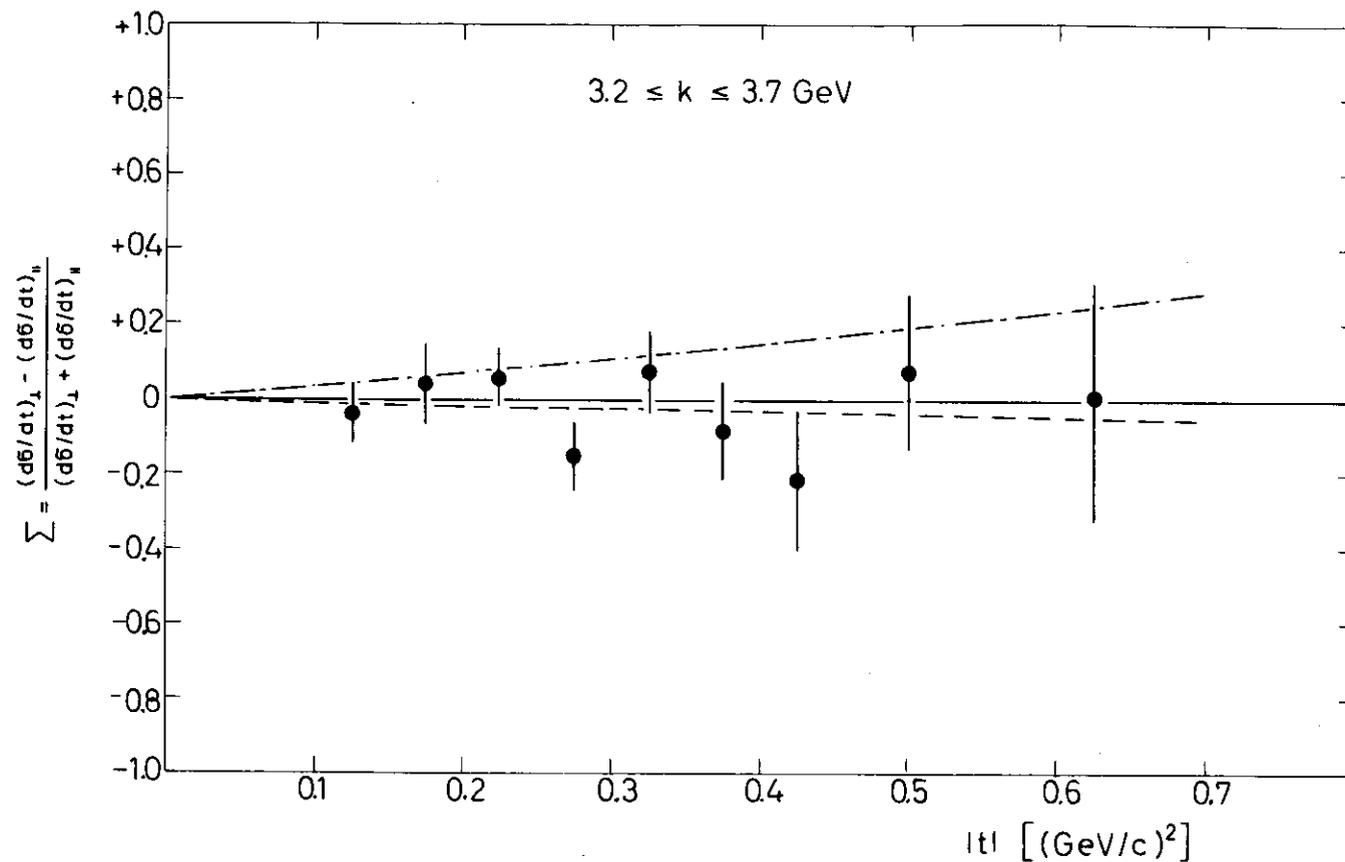
Die Darstellung der Asymmetrie  $\Sigma$  durch Helizitätsamplituden ist im Anhang A 1 Gl. (A2) angegeben.

Man erkennt, dass für  $\Sigma \neq 0$  sowohl Photon-Helizitäts-flip- als auch -non-flip-Amplituden auftreten müssen. Zwischen reinen helizitätserhaltenden bzw. -wechselnden Übergängen kann durch Messung von  $\Sigma$  allein nicht unterschieden werden; in beiden Fällen ist  $\Sigma = 0$ . Das gilt sowohl im  $s$ -Kanal als auch für die  $t$ -Kanal-Reaktion  $\gamma \gamma \rightarrow p \bar{p}$ , denn beim Kreuzen wird die Helizität nur eines Photons geklappt (Ab 68), d.h.  $s$ -Kanal-flip-Amplituden gehen über in  $t$ -Kanal-non-flip-Amplituden und umgekehrt (Gi 71).

Wäre nun  $\Sigma = 0$ , weil keine  $s$ -Kanal-non-flip-Beiträge auftreten, so müsste in der Vorwärtsrichtung, in der die Drehimpulserhaltung Helizitätswechsel verbietet, die gesamte Amplitude, also auch der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{tot}}(\gamma p)$  verschwinden, was unsinnig ist.

Höhler und Strauss (Hö 70) haben in der  $\pi$ -N-Streuung Hinweise für die Erhaltung der Helizität des Nukleons gefunden. Setzt man voraus, dass

1. auch in der Comptonstreuung kein  $p$ -Helizitäts-flip auftritt



**Abb. IV.6 :** Asymmetrie  $\Sigma$  des Compton-Streuquerschnitts als Funktion des Impulsübertrages  $|t|$  im Energieintervall  $3.2 \leq k \leq 3.7 \text{ GeV}$

-----  $\Sigma = -0.08 / t$ , Anpassung an die Messpunkte

-----  $\Sigma = \frac{1 - \cos^2 \theta}{1 + \cos^2 \theta}$ , Vorhersage für Spinunabhängigkeit im c m s

2. keine Korrelation zwischen  $\gamma$ - und p-Helizität in den non-flip-Amplituden besteht, also  $f_{-1\frac{1}{2} -1\frac{1}{2}} = f_{-1 -\frac{1}{2} -1 -\frac{1}{2}}$  gilt <sup>\*)</sup>,  
dann ist nach (A2):

$$\Sigma = \frac{2 \operatorname{Re} (f_{1-1} \cdot f_{-1-1}^*)}{|f_{1-1}|^2 + |f_{-1-1}|^2} \quad (\text{IV.25})$$

$f_{1-1}$  und  $f_{-1-1}$  sind die über die Helizitäten des einlaufenden Protons gemittelten  $\gamma$ -flip- bzw.  $\gamma$ -non-flip-Amplituden. Hieraus folgt nun, dass für  $\Sigma = 0$  die s-Kanal-Helizitäts-flip-Amplitude  $f_{1-1}$  verschwinden muss.

Das Ergebnis dieses Experimentes deutet also hin auf s-Kanal-Helizitäts-Erhaltung (SCHC) in der Comptonstreuung in Übereinstimmung mit der Vorstellung, die Erhaltung der Helizität sei ein allgemeines Merkmal diffraktiver Prozesse (Gi 70) sowie mit dem experimentellen Befund in der  $\rho^0$ -Photoerzeugung, in der SCHC für das Vektorteilchen bestätigt ist (Ba 71).

Aufschluss über mögliche p-Helizität-flip-Beiträge kann die Untersuchung der Rückstospolarisation P (oder der identischen Targetasymmetrie A) liefern (vgl. Anhang A1, Gl. (A3)). Die Analyse von P ist in diesem Experiment für  $|t| \geq 0.15$  (GeV/c)<sup>2</sup> mit Hilfe der Graphitabsorber im Reichweite-Teleskop möglich. Die Auswertung ist zur Zeit noch nicht abgeschlossen.

## 2.2 Vergleich mit Modellvorstellungen

Die Spinstruktur diffraktiver Prozesse, etwa der  $\rho^0$ -Photoerzeugung, ist in den Modellvorstellungen von Spinunabhängigkeit (etwa im "strong absorption"-Modell von Eisenberg und Mitarbeitern (Ei 66)) und Helizitätserhaltung (Schi 70) diskutiert worden.

In der Comptonstreuung erwartet man für Helizitätserhaltung sowohl im s- als auch im t-Kanal (beispielsweise durch  $J^P = 0^+$ -Austausch)  $\Sigma = 0$ , wie im vorigen Abschnitt diskutiert wurde.

---

+ Für die Vorwärtsrichtung ist diese Annahme insofern durch das Experiment begründet, als die extrapolierten Wirkungsquerschnitte

$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0}$  mit  $f_2 = 0$  verträglich sind (vgl. Kap. IV.1.3)

Die Annahme der Spinunabhängigkeit im c m s bedeutet, dass die T-Matrix zwischen Zuständen definierter Spinprojektion auf eine raumfeste Achse diagonal und proportional zur Einheitsmatrix ist (Ei 66, Kr 67), danach gilt für die Comptonstreuamplitude bei Strahlungseichung ( $\vec{e} \cdot \vec{k} = 0$ ) im c m s:

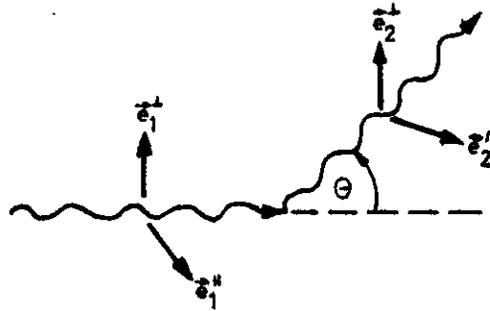
$$f \sim \vec{e}_2 \cdot \vec{e}_1 \quad (\text{IV.26})$$

( $\vec{e}_1$  ( $\vec{e}_2$ ): räumlicher Polarisationsvektor des ein- (aus-) laufenden Photons).

Durch Summation über die unbeobachteten Polarisationen des auslaufenden Photons ergeben sich die Amplituden  $f_{\perp, \parallel}$  für senkrecht bzw. parallel zur Streuebene linear polarisierte einlaufende Photonen:

$$f_{\perp} \sim \vec{e}_2^{\perp} \cdot \vec{e}_1^{\perp} + \vec{e}_2^{\perp} \cdot \vec{e}_1^{\parallel} = 1$$

$$f_{\parallel} \sim \vec{e}_2^{\parallel} \cdot \vec{e}_1^{\perp} + \vec{e}_2^{\parallel} \cdot \vec{e}_1^{\parallel} = \cos \Theta$$



( $\Theta$ : Photonstreuwinkel im c m s)

und damit die Asymmetrie des Wirkungsquerschnittes:

$$\begin{aligned} \Sigma &= \frac{|f_{\perp}|^2 - |f_{\parallel}|^2}{|f_{\perp}|^2 + |f_{\parallel}|^2} = \frac{1 - \cos^2 \Theta}{1 + \cos^2 \Theta} \\ &= \frac{1 - \left(1 + \frac{t}{2k^{*2}}\right)^2}{1 + \left(1 + \frac{t}{2k^{*2}}\right)^2} \end{aligned}$$

(IV.27)

( $k^*$ : Photonenergie im c m s)

Der Verlauf (IV.27) von  $\Sigma$  ist in Abb. IV.6 strichpunktiert eingetragen,  $\Sigma$  steigt für  $|t| < 0.7 \text{ (GeV/c)}^2$  etwa linear mit  $|t|$  an:  $\Sigma \approx 0.35 |t|$ . Der Vergleich mit der Anpassung (IV.24) an die Messpunkte zeigt, dass diese deutlich besser mit  $\Sigma = 0$ , also Helizitätserhaltung, verträglich sind, die Möglichkeit der Spinunabhängigkeit jedoch nicht mit sehr grosser Sicherheit ausschliessen.

Die  $\chi^2$ -Konfidenzniveaus  $W$  betragen unter Einschluss der systematischen Messfehler für

Helizitätserhaltung:	$W = 0.82$
Spinunabhängigkeit:	$W = 0.11$

In diesem Zusammenhang sei noch eine Bemerkung zur Frage des  $\rho$ -Pion-Austauschs (OPE) in der Comptonstreuung gemacht. Invarianzüberlegungen ergeben für die Abhängigkeit der eichinvarianten Amplitude  $f_{\text{OPE}}$  (allgemein: Amplitude für  $J^P = 0^-$ -Austausch im  $t$ -Kanal) von den Polarisationsvektoren  $e_1, e_2$  und den 4-Impulsen  $k_1, k_2$  des ein- bzw. auslaufenden Photons (Jo 64):

$$f_{\text{OPE}} \sim \epsilon_{\mu\nu\sigma\rho} \cdot e_1^\mu \cdot e_2^\nu \cdot k_1^\sigma \cdot k_2^\rho$$

( $\epsilon_{\mu\nu\sigma\rho}$ : vollständig antisymmetrischer Einheitstensor)

Hieraus berechnet sich:

$$\Sigma_{\text{OPE}} = 0$$

d.h., die Messung von  $\Sigma$  gestattet nicht, zwischen OPE und helizitätserhaltender Diffraktionsstreuung zu unterscheiden. Die bisherigen Befunde über die  $k$ - und  $t$ -Abhängigkeit des Comptonstreuquerschnitts am Proton und Deuteron sind allerdings vollständig mit diffraktiver Erzeugung verträglich.

Anhang A 1 : Helizitätsamplituden und Polarisationsgrößen  
für Comptonstreuung

---

Photon und Proton treten in 2 Helizitätszuständen auf:

Photon:  $|\lambda\rangle = | \pm 1 \rangle$

Proton:  $|\mu\rangle = | \pm 1/2 \rangle$

In der Comptonstreuung sind also  $2^4 = 16$  Übergänge zwischen reinen Helizitätszuständen möglich, die wir im c m s durch die s-Kanal-Helizitätsamplituden  $f_{\lambda_2 \mu_2 \lambda_1 \mu_1}$  beschreiben (Indices 1 (2): ein- (aus-) laufendes Teilchen). Setzt man P- und T-Invarianz der elektromagnetischen Wechselwirkung von Hadronen voraus, so gilt:

$$f_{\lambda_2 \mu_2 \lambda_1 \mu_1} \sim f_{\pm(\lambda_1 \mu_1 \lambda_2 \mu_2)}$$

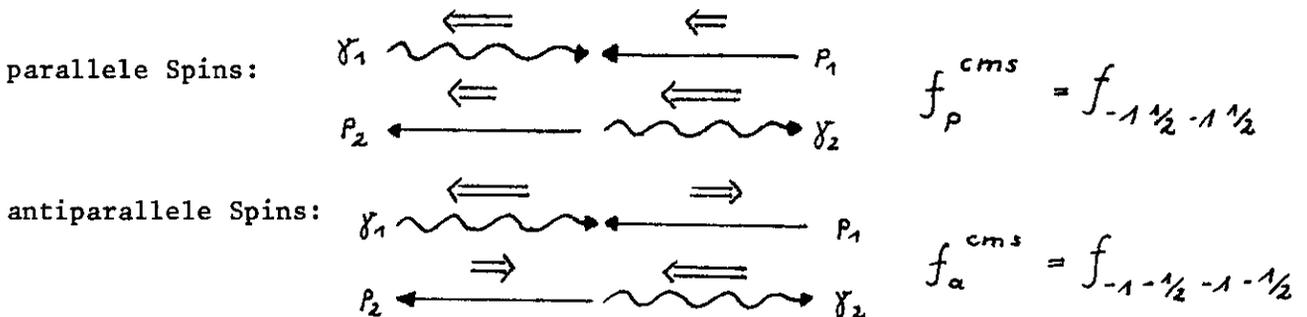
und die Anzahl der unabhängigen Amplituden reduziert sich auf 6. Der Arbeit von B.Otto (Ot 67) folgend, wählen wir:

$$\left. \begin{array}{l} f_{1 -1/2 -1 -1/2} \\ f_{1 1/2 -1 -1/2} \end{array} \right\} \gamma\text{- und p-Helizitäts-flip}$$

$$\begin{array}{l} f_{1 1/2 -1 1/2} \\ f_{-1 -1/2 -1 1/2} \end{array} \quad \begin{array}{l} \gamma\text{-flip, p-non-flip} \\ \gamma\text{-non-flip, p-flip} \end{array}$$

$$\left. \begin{array}{l} f_{-1 1/2 -1 1/2} \\ f_{-1 -1/2 -1 -1/2} \end{array} \right\} \gamma\text{- und p-non-flip}$$

In der Vorwärtsrichtung ( $t = 0$ ) treten wegen der Drehimpulserhaltung nur die beiden non-flip-Amplituden auf. Sie beschreiben die Streuung für parallele bzw. antiparallele Spins von Photon und Proton:



Die Vorwärtsstreuamplituden hängen nur von einer kinematischen Variablen ab, beispielsweise der c m s - Energie  $\sqrt{s}$ . Die in Kap. IV.1.3 benutzten Streuamplituden  $f_{p,a}$  im Laborsystem sind mit  $f_{p,a}^{cms}$  verknüpft durch:

$$f_{p,a} = \frac{\sqrt{s}}{M_p} f_{p,a}^{cms} \quad (A1)$$

Die Asymmetrie des Compton-Streuquerschnitts

bezüglich Photonpolarisation:  $\Sigma = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}}$

und Targetpolarisation:  $A = \frac{\sigma^{\uparrow} - \sigma^{\downarrow}}{\sigma^{\uparrow} + \sigma^{\downarrow}}$

( $\sigma^{\uparrow}$  ( $\sigma^{\downarrow}$ ): Wirkungsquerschnitt für p-Spin parallel (antiparallel) zur Normalen auf die Streuebene)

sowie die Polarisation des Rückstossprotons bezüglich der Streuebene

$$P = \frac{N^{\uparrow} - N^{\downarrow}}{N^{\uparrow} + N^{\downarrow}}$$

lassen sich aus den in (Ot 67) angegebenen Polarisationskoeffizienten wie folgt durch Helizitätsamplituden ausdrücken:

$$\Sigma = \frac{2 \operatorname{Re} [f_{-1/2-1/2}^* (f_{1/2-1/2} - f_{1/2-1/2}) + f_{1/2-1/2} (f_{-1/2-1/2}^* + f_{-1/2-1/2}^*)]}{\sum |f_{\lambda_2 \mu_2 \lambda_1 \mu_1}|^2} \quad (\text{A2})$$

$$A = P = \frac{2 \operatorname{Im} [f_{1/2-1/2}^* (f_{1/2-1/2} - f_{1/2-1/2}) + f_{-1/2-1/2} (f_{-1/2-1/2}^* + f_{-1/2-1/2}^*)]}{\sum |f_{\lambda_2 \mu_2 \lambda_1 \mu_1}|^2} \quad (\text{A3})$$

Die Summation im Nenner erstreckt sich über  $\lambda_1 = -1$  und alle  $\lambda_2, \mu_1, \mu_2$ . Wegen der vorausgesetzten T-Invarianz ist unmittelbar klar, dass für  $\gamma p \rightarrow \gamma p$   $P = A$  gelten muss.

Anhang A 2 : Asymmetrie des  $\pi^0$ -Untergrundes

Im Kapitel III.5.3 war gezeigt worden, dass im Bereich  $k \lesssim 4.5$  GeV und  $|t| \lesssim 0.5$  (GeV/c)<sup>2</sup> die  $\pi^0$ -Einfacherzeugung



die dominierende Untergrundquelle ist. Die Messung der Winkel eines Zerfallsphotons und des Rückstossprotons reicht nicht aus, um Reaktion (A4) kinematisch festzulegen. Annähernd koplanare  $\gamma$ -p-Ereignisse aus dem asymmetrischen  $\pi^0$ -Zerfall erfüllen jedoch in guter Näherung die Comptonkinematik (vgl. Abb. III.8). Für Untergrundereignisse aus dem Koplanaritätsbereich  $|\Delta\phi| < 3^\circ$  lassen sich deshalb  $k$  und  $t$  in etwa aus der Comptonkinematik berechnen. Der  $\pi^0$ -Fit liefert den Untergrundbeitrag im Intervall  $|\Delta\phi| < 3^\circ$  (vgl. Kapitel III.5.3):

$$UG_{03}^{+,n} = \frac{\pi_{03}}{\pi_{33}} \cdot LG_{33}^{+,n}$$

Die Asymmetrie des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnittes berechnet sich dann aus (III.11) Kapitel III. 6.1 ( $Nc^{+,n}$  ersetzt durch  $UG_{03}^{+,n}$ ). Es werden die Grössen  $\langle \frac{f \cdot \alpha}{k} \rangle^{+,n}$  und  $\langle \frac{f \cdot \alpha \cdot \mathcal{P} \cdot A}{k} \rangle^{+,n}$  aus der MC-Rechnung für Comptonstreuung benutzt und das geringere Energieauflösungsvermögen für Reaktion (A4) dadurch berücksichtigt, dass der effektive, d.h. der mit der experimentellen Auflösung gefaltete Polarisationsgrad um  $\Delta P/P = 10\%$  für  $2.7 \leq k \leq 3.2$  GeV und um  $20\%$  für  $3.2 \leq k \leq 3.7$  GeV reduziert wird.

Abb. A1 zeigt die Asymmetrie  $\Sigma_{\pi^0}$  des Untergrundes aus diesem Experiment im Vergleich mit den direkten Messergebnissen von CEA (Be 69) und SLAC (An 71).  $\Sigma_{\pi^0}$  ist nur schwach  $k$ - und  $t$ -abhängig, so dass sich die Fehler in der nur näherungsweise korrekten Kinematikrechnung lediglich durch Unsicherheiten des effektiven Polarisationsgrades auswirken. Es muss mit einem systematischen Fehler von  $\Delta\Sigma_{\pi^0} \simeq \pm 0.12$  gerechnet werden. Innerhalb dieser Unsicherheit stimmt das Ergebnis dieser Analyse mit den existierenden Daten überein. Die Konsistenz ist gut für  $|t| \leq 0.3$  (GeV/c)<sup>2</sup>, oberhalb ist die Asymmetrie des koplanaren Untergrundes systematisch kleiner als die aus den  $\pi^0$ -Experimenten. Nimmt man an, dass die beobachtete Differenz nicht durch systematische Fehler in der hier benutzten Methode bedingt ist, sondern durch einen zusätzlichen unpolarisierten Untergrund, so ergibt sich für diesen im Bereich  $0.4 \leq |t| \leq 0.5$  (GeV/c)<sup>2</sup>  $(16 \pm 11)\%$  bezogen auf den  $\pi^0$ -Untergrund und gemittelt über beide Polarisationsrichtungen.

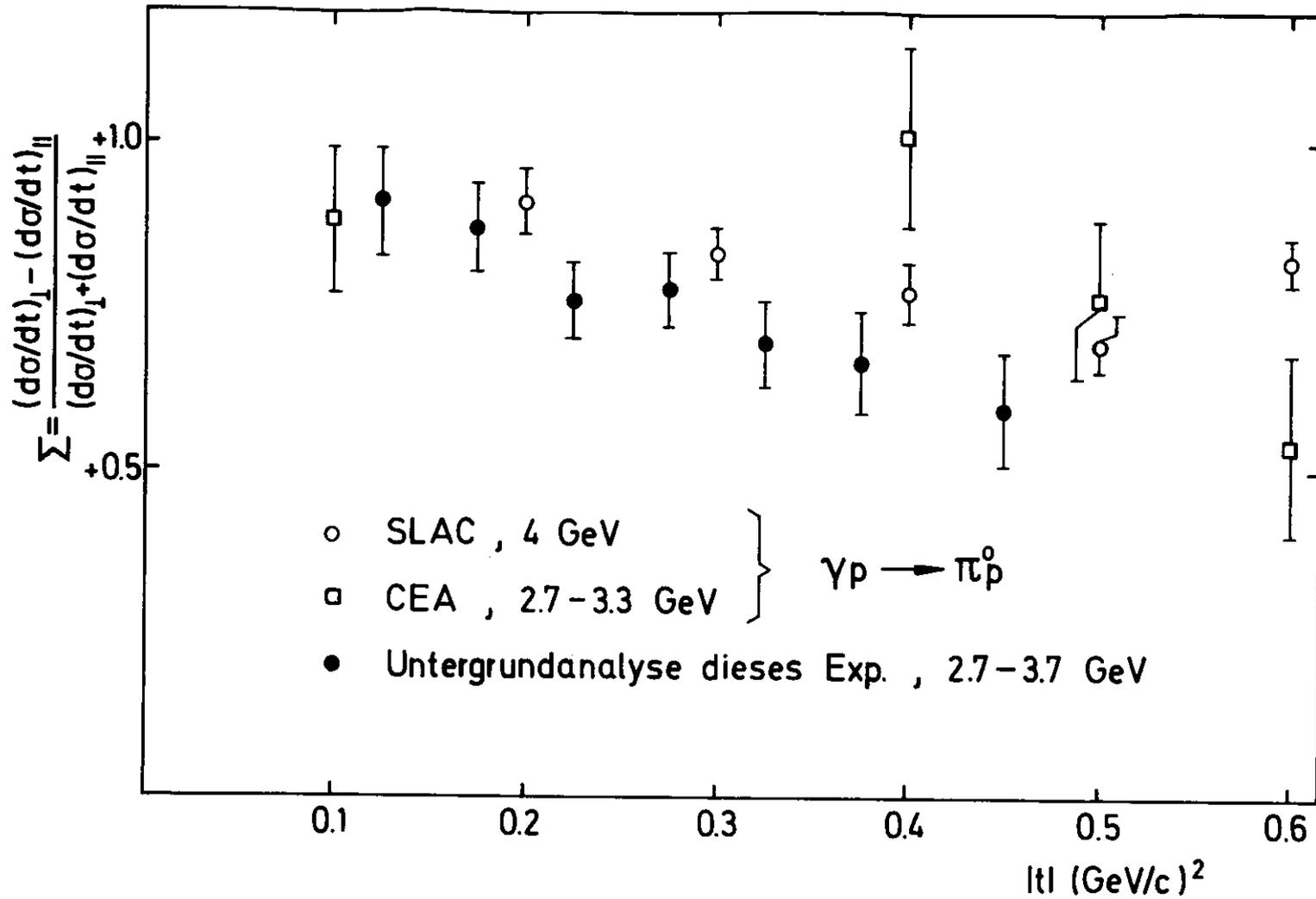


Abb. A1 : Asymmetrie des  $\pi^0$ -Wirkungsquerschnitts

Vergleich der Untergrundanalyse dieses Experimentes mit direkten Messungen

Anhang A 3: Verfälschung der Vetoaussage durch Schauerrückstreuung

MC-Rechnungen von Völkel (Vö 65) zeigen, dass ein geringer Bruchteil ( $\approx 0.1 - 0.2\%$ ) der Energie einer durch Photonen oder Elektronen von 6 GeV in Blei induzierten elektromagnetischen Kaskade durch die Eintrittsfläche des Radiators zurückgestreut wird. Über die Anzahl der rückgestreuten Teilchen liefern die Rechnungen keine Aussage. Man erwartet, dass die Energie überwiegend von weichen Photonen davongetragen wird, deren Energien um den Bereich des Minimums im totalen Schwächungskoeffizienten (bei 3 MeV für Pb) verteilt sein werden, so dass pro Schauer einige Photonen in die Rückwärtshemisphäre emittiert werden sollten.

In diesem Experiment führt das Ansprechen der Hodoskop- und Veto-zähler A1, A2 (vgl. Abb. II.9) auf rückgestreute Photonen aus dem Schauerzähler

1. zu Ortsverfälschungen
2. zu Triggerverlusten

2. erfordert eine Korrektur, 1. ist, wie die Grösse des gemessenen Rückstreueffektes zeigt, keine ernsthafte Fehlerquelle.

Die Rückstreukorrektur wurde experimentell im Elektronenteststrahl 26 des DESY ermittelt. Der Strahl (Pe 71) liefert hinsichtlich Intensität (typisch:  $10^3 \text{ sec}^{-1}$ ), Impulsdefinition ( $\approx 5\%$ ) und Strahlungsuntergrund im Experimentiergebiet sehr gute Testbedingungen. Der Aufbau der für die Rückstreuung wesentlichen Komponenten des  $\gamma$ -Spektrometers (Vetozähler, Pb-Konverter und Bleiglasblöcke) ist in Abb. A2 skizziert. Die Triggerzähler T1 bis T3 definieren einen  $1 \times 1 \text{ cm}^2$  ausgedehnten e-Strahl, dessen Impulsband durch den Analysiermagneten M und den Bleispalt S einzustellen ist. Bleiglasradiator  $\check{C}$  und Konverter Pb können fernsteuerbar in den Strahl hineingehoben (Stellung "IN") oder abgesenkt werden (Stellung "OUT"). Die Rückstreuung aus  $\check{C}$  und Pb wird im Vetozähler A2 nachgewiesen, in welchen für den Durchtritt des direkten Strahls ein Loch von 5 cm Durchmesser gefräst wurde. Die Abstände zwischen A2, Pb und  $\check{C}$  sind die gleichen wie im Experiment. Der gesuchte Rückstreueffekt R (= Ansprechwahrscheinlichkeit des Zählers A2 auf rückgestreute Teilchen pro primäres Elektron) ist gegeben durch folgenden Quotienten von Koinzidenzraten:

$$R = \frac{(T \cdot A2 - T \cdot A2 \text{ OUT})_{IN} - (T \cdot A2 - T \cdot A2 \text{ OUT})_{OUT}}{T}$$

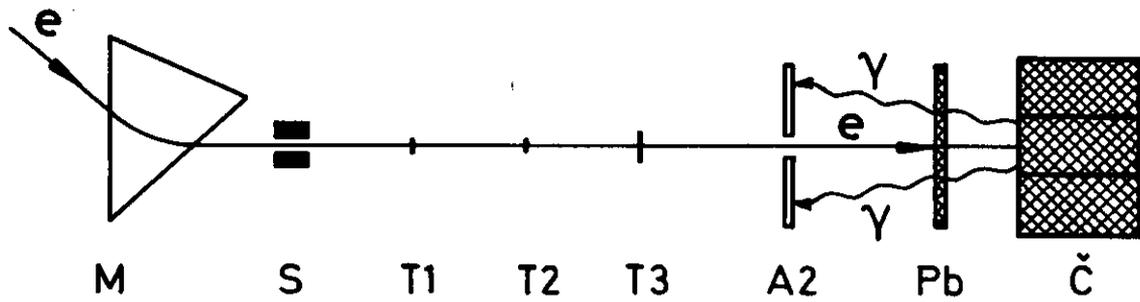


Abb. A2 : Aufbau zur Messung der Schauerrückstreuung (skizziert)

M: Analysiermagnet, S: Bleispalt,

T1, T2, T3: Triggerzähler,

A2: Lochzähler zum Nachweis der Rückstreuung,

Pb: Bleikonverter, Č: Bleiglasblöcke des Čerenkovzählers

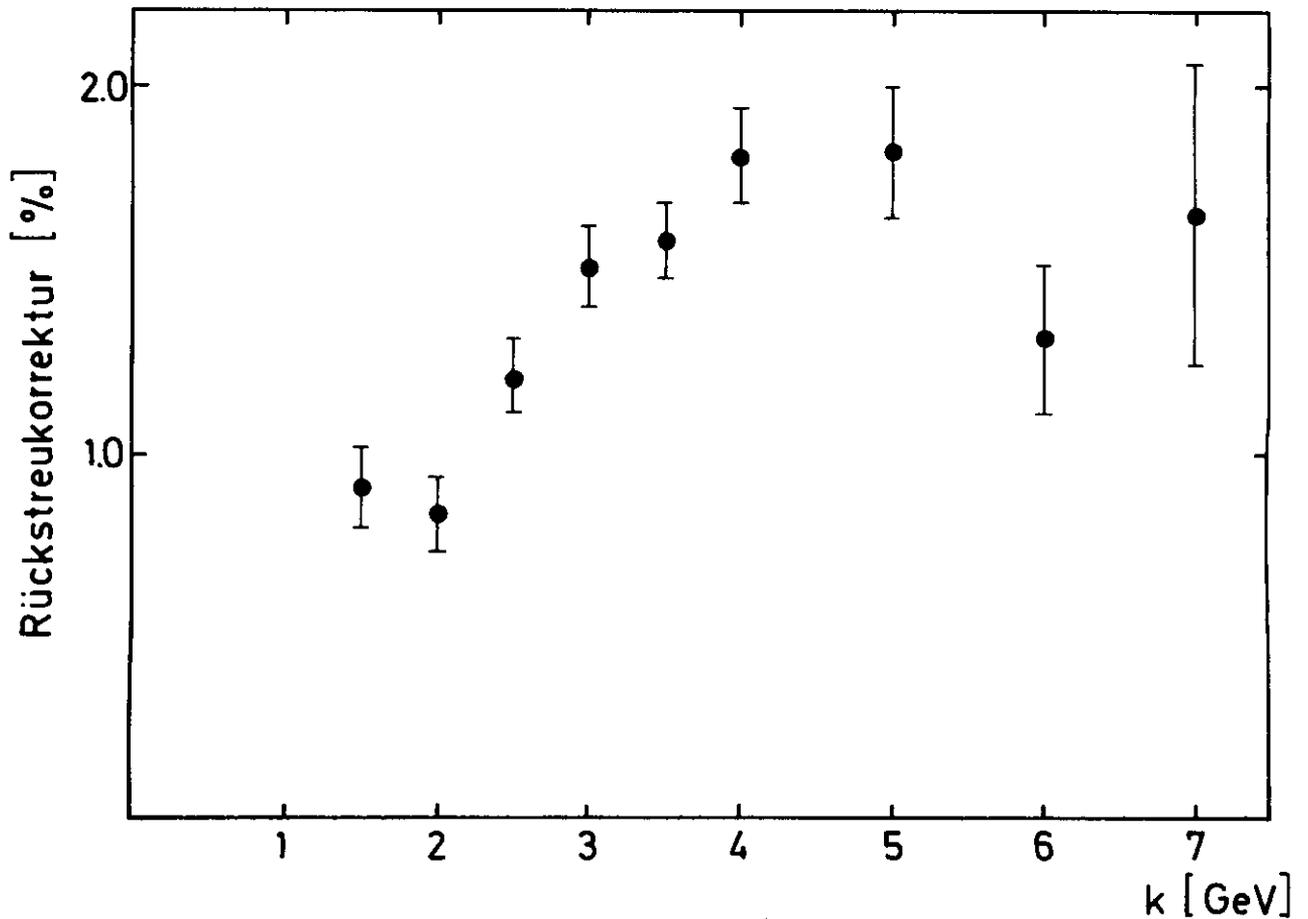


Abb. A3 : Rückstreukorrektur in Abhängigkeit von der Photonenergie; gezeichnet sind nur die statistischen Fehler der Messung

$T = T_1 \cdot T_2 \cdot T_3 =$  Anzahl einlaufender Elektronen

"D": Verzögerung von 100 ns (Die Beiträge zufälliger Koinzidenzen zu  $T \cdot A_2$  waren nie grösser als einige %, die zu T stets  $< 0.2\%$ ).

Das  $\frac{IN}{OUT}$ -Verhältnis von  $T \cdot A_2$  betrug etwa 1.2.

Dass R der gesuchte Effekt ist, wird durch folgende Befunde erhärtet:

1. Verzögerungskurven  $T \leftrightarrow A_2$  zeigen bei Durchschüssen des Lochs in  $A_2$  neben "Vorwärtskoinzidenzen" (von e des Primärstrahls, die infolge Vielfachstreuung direkt auf  $A_2$  gelenkt werden) noch um etwa 6 bis 8 ns in  $A_2$  verzögerte Ereignisse. Die Verzögerung entspricht genau der Laufzeit von  $\beta = 1$ -Teilchen für die doppelte Strecke  $A_2 - \check{C}$ .
2. R reagiert auf Abstandsänderungen zwischen  $A_2$  und  $\check{C}$  (R steigt um einen Faktor 3 bei Halbierung des Abstandes) und auf Entfernen des Konverters Pb (R sinkt auf 50%).
3. R sinkt deutlich bei Anheben der Diskriminatorschwelle von  $A_2$  im Bereich 100%iger Ansprechwahrscheinlichkeit für minimalionisierende Teilchen, was dafür spricht, dass in  $A_2$  das Comptonpektrum weicher Photonen nachgewiesen wird.

Der in einem Vetoähler für Elektronenschauer gemessene Effekt R muss noch umgerechnet werden auf die tatsächlichen Verhältnisse im Experiment. In der Triggerbedingung wurde ein logisches ODER zwischen den Zählern  $A_1$  und  $A_2$  verlangt, was R um einen Faktor 2 erhöht. (Wegen der geringen Ansprechwahrscheinlichkeit für Photonen addieren sich die Zählerdicken.) Zur Umrechnung auf Photonschauer wird ein Ergebnis neuerer MC-Rechnungen von Marten (Ma 71) benutzt, das aussagt, dass die Gesamtzahl nach rückwärts emittierter Photonen für  $\gamma$ -Schauer um etwa 30 bis 40% niedriger ist, als die für e-Schauer bei gleicher Winkel- und Energieverteilung. (Dieses unterschiedliche Verhalten von e- und  $\gamma$ -Schauern zeigt sich auch im Völkel'schen Ergebnis (Vö 65) für den Bruchteil zurückgestreuter Energie: 0.12% für  $\gamma$ - bzw. 0.175% für e-Schauer in Pb.) Abb. A3 zeigt den so aus R berechneten Rückstreubeitrag in Abhängigkeit von der  $\gamma$ -Energie k. Er steigt an mit wachsendem k, bleibt aber immer kleiner als 2% und stellt somit keine wesentliche Korrektur dar.

In Anbetracht zahlreicher Unsicherheiten in der Reproduktion der experimentellen Bedingungen (Schwellen, zusätzliche Streuquellen zu  $\check{C}$  und Pb, Zähleransprechwahrscheinlichkeit u.s.w.) für die Testmessungen wird die Hälfte des beobachteten Effektes ( $\pm 1\%$ ) als systematischer Fehler zugelassen.

### Zusammenfassung

Die elastische Streuung linear polarisierter Photonen am Proton wird in einem Koinzidenzexperiment untersucht. Für Photonenergien  $k$  zwischen 2.2 und 6.2 GeV und quadratische Impulsüberträge  $|t|$  im Intervall  $0.1 < |t| < 0.85 \text{ (GeV/c)}^2$  wird der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Streuung unpolarisierter Photonen

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{2} \left[ \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\perp} + \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\parallel} \right]$$

aus den Querschnitten für senkrecht ( $\perp$ ) bzw. parallel ( $\parallel$ ) zur Streuebene linear polarisierte Quanten ermittelt. Die systematische Unsicherheit der Messung beträgt i.a.  $\pm 7$  bis  $\pm 9\%$ ; die statistischen Fehler sind in der Regel kleiner.

Die Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts

$$\Sigma = \frac{\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\perp} - \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\parallel}}{\left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\perp} + \left( \frac{d\sigma}{dt} \right)_{\parallel}}$$

kann im Energiebereich  $3.2 < k < 3.7 \text{ GeV}$  analysiert werden.  $\Sigma$  ist unabhängig vom Impulsübertrag sehr klein. Im Mittel ergibt sich im Intervall  $0.1 < |t| < 0.7 \text{ (GeV/c)}^2$

$$\Sigma = -0.013 \pm 0.038$$

mit einem zusätzlichen systematischen Fehler von  $\Delta\Sigma = \pm 0.04$ .

Der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  zeigt diffraktives Verhalten:

$d\sigma/dt$  fällt mit wachsendem Impulsübertrag etwa  $\sim \exp(Bt)$  ab. Die Steigung  $B$  ergibt sich für  $|t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$  energieunabhängig zu  $B = 5.7 \pm 0.4 \text{ (GeV/c)}^{-2}$  und ist kaum kleiner als die für höhere Energien im gleichen  $t$ -Intervall gemessene.

Oberhalb von 3.7 GeV, wo  $|t|$ -Werte bis zu  $0.85 \text{ (GeV/c)}^2$  erfasst werden, ist ein Abflachen im Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit zunehmendem Impulsübertrag zu beobachten. Die Parametrisierung der  $t$ -Abhängigkeit durch eine Exponentialfunktion im gesamten untersuchten  $t$ -Intervall erfordert hier zusätzlich einen in  $t$  quadratischen Summanden im Exponenten.

Durch Extrapolation wird der Vorwärtswirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt|_{t=0}$  mit einer Genauigkeit von 10 - 15% ermittelt. Das Ergebnis stimmt überein mit der Vorhersage aus der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Photoerzeugung von Hadronen am Proton und einer Dispersionsrelation für die spingemittelte Vorwärtsstreuamplitude. Damit bestätigt sich das Vorhandensein eines beträchtlichen, mit abnehmender Photonenenergie anwachsenden Realteils in der Vorwärtsstreuamplitude.

Im Vergleich mit der Vektormeson-Photoproduktion zeigt sich eine deutliche Verletzung des Vektormeson-Dominanz-Modells (VDM). Die VDM-Relation zwischen Compton-Streuquerschnitt und den Erzeugungsquerschnitten für  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\phi$  lässt sich nur mit Kopplungskonstanten  $\gamma_V^2$  erfüllen, die um einen Faktor 2 kleiner sind als die in  $e^+e^-$ -Speicherringexperimenten gemessenen. Die Erklärung der Diskrepanz durch Kopplung des Photons an weitere, bisher unbekannte Vektormesonen würde für diese grosse Photoerzeugungsquerschnitte und (oder) starke Kopplung an das Photon erfordern.

Das Resultat für die Wirkungsquerschnittsasymmetrie ist verträglich mit s-Kanal-Helizitätserhaltung. Es stimmt weniger gut mit der Modellvorstellung von Spinunabhängigkeit der Comptonstreuung im Schwerpunktsystem überein.

## Literaturverzeichnis

- Ab 68 H.D.I. Abarbanel, M.L. Goldberger; Phys. Rev. 165, 1594 (1968)
- ABB 68 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München-Kollaboration;  
Phys. Rev. 175, 1669 (1968)
- Al 70 H. Alvensleben et al.; Phys. Rev. Lett. 25, 1377 (1970)
- An 56 D.J. Anderson et al.; Phys. Rev. 102, 1626 u. 1632 (1956)
- An 70 R.L. Anderson et al.; Phys. Rev. Lett. 25, 1218 (1970)
- An 71 R.L. Anderson et al.; SLAC-PUB-925 (1971)
- And 70 R.L. Anderson et al.; Phys. Rev. D1, 27 (1970)
- Ba 71 J. Ballam et al.; SLAC-PUB-941 (1971)
- Be 63 G. Bellettini, C. Bemporad, C. Cerri; Nucl. Instr. and Meth.  
21, 106 (1963)
- Be 69 D. Bellinger et al.; Phys. Rev. Lett. 23, 540 (1969)
- Bi 71 J.P. Biggs et al.; Phys. Rev. Lett. 27, 1157 (1971)
- B1 67 H. Blechschmidt et al.; Nuovo Cimento 52A, 1348 (1967)
- B1 69 E.D. Bloom et al.; SLAC-PUB-653 (1969)
- Bo 60 G. Bologna, G. Diambri, G.P. Murtas; Phys. Rev. Lett. 4,  
134 u. 572 (1960)
- Boy 71 A.M. Boyarski et al.; Phys. Rev. Lett. 26, 1600 (1971)
- Br 67 J. Brandes; Diplomarbeit Hamburg (1967)
- Br 70 M. Braunschweig et al.; Nucl. Phys. B20, 191 (1970)
- Bra 70 W. Braunschweig et al.; Phys. Lett. 33B, 236 (1970)
- Bu 67 H. Burfeindt; DESY 67/24 (1967)
- Bu 70 G. Buschhorn et al.; Phys. Lett. 33B, 241 (1970)
- Bu 71 G. Buschhorn et al.; Phys. Lett. 37B, 207 u. 211 (1971)

- Ca 70 D.O. Caldwell et al.; Phys. Rev. Lett. 25, 613 (1970)
- CE 61 CERN PROTON SYNCHROTRON; User's Handbook, Vol. I (1961)
- Co 67 C.T. Coffin et al.; Phys. Rev. 159, 1169 (1967)
- Cr 66 L. Criegee et al.; Phys. Rev. Lett. 16, 1031 (1966)
- Cr 68 L. Criegee et al.; Phys. Lett. 28B, 282 (1968)
- Da 63 D.E. Damouth, L.W. Jones, M.L. Perl; Phys. Rev. Lett. 11,  
287 (1963)
- Da 70 M. Damashek, F.J. Gilman; Phys. Rev. D1, 1319 (1970)
- Dav 70 M. Davier et al.; Phys. Rev. D1, 790 (1970)
- Deu 70 M. Deutsch, D.F. Jacobs; Beitrag zu: 15<sup>th</sup> International Conf. on  
High Energy Physics, Kiev (1970)
- Ei 66 Y. Eisenberg et al.; Phys. Lett. 22, 217 u. 223 (1966)
- Ei 69 Y. Eisenberg et al.; Phys. Rev. Lett. 22, 669 (1969)
- Fi 62 M. Fidecaro et al.; Nuovo Cimento 23, 800 (1962)
- Fo 63 K.J. Foley et al.; Phys. Rev. Lett. 11, 425 (1963)
- Fo 67 K.J. Foley et al.; Phys. Rev. Lett. 19, 193 u. 857 (1967)
- Fr 67 P.G.O. Freund; Nuovo Cimento 48, 541 (1967)
- Fr 68 G. Franke; DESY-Interner Bericht F33-68/2 (1968)
- Fr 72 G. Franke; Dissertation Hamburg (1972)
- Ge 54 M. Gell-Mann, M.L. Goldberger, W. Thirring; Phys. Rev. 95, 1612  
(1954)
- Ge 69 C. Geweniger et al.; Phys. Lett. 29B, 41 (1969)
- Gi 70 F. J. Gilman et al.; Phys. Lett. 31B, 387 (1970)
- Gi 71 Den Hinweis auf diesen Sachverhalt verdanke ich einer privaten  
Mitteilung von Prof. F.J. Gilman an Prof. G. Buschhorn.

- He 71 W. P. Hesse; Dissertation Santa Barbara (1971)
- Hö 70 G. Höhler, R. Strauss, Z. f. Physik 232, 205 (1970)
- Hu 69 J.H. Hubbell; NSRDS-NBS-29 (1969)
- Jo 64 H. Joos, G. Kramer; Z. f. Physik 178, 542 (1964)
- Jo 67 H. Joos; Acta Physica Austriaca Suppl. IV (1967)
- Jo 70 P. Joos; Compilation of Photoproduction Data above 1.2 GeV,  
DESY-HERA 70-1 (1970)
- Jos 67 H. Joos; Phys. Lett. 24B, 103 (1967)
- Ke 54 R. W. Kenney et al.; Phys. Rev. 93, 951 (1954)
- Ke 67 G. Kessler; DESY 67/44 (1967)
- Kn 68 T.M. Knasel, J.K. Walker; Phys. Lett. 27B, 103 (1968)
- Kn 69 T.M. Knasel; DESY 69/8 (1969)
- Kr 67 G. Kramer; DESY 67/32 (1967)
- La 65 A. Ladage, H. Pingel; DESY 65/12 (1965)
- La 65, 68 L.J. Lanzerotti et al.; Phys. Rev. Lett. 15, 210 (1965)  
Phys. Rev. 166, 1365 (1968)
- Le 71 J. Lefrançois; Vortrag anlässlich: 5<sup>th</sup> Intern. Symp. on Electron  
and Photon Interactions at High Energies, Ithaca  
(1971)
- Lei 71 D.W.G.S. Leith; ' Photoproduction of Vector Mesons and the Vector  
Dominance Model' in: Hadronic Interactions of  
Electrons and Photons, Proc. of the 11<sup>th</sup> Session  
of the Scottish Univ. Summer School in Physics  
1970, Academic Press, London (1971)
- Li 66 H.J. Lipkin; Phys. Rev. Lett. 16, 1015 (1966)

- Lö 70 G. Löffler; DESY-Interner Bericht F33-70/3 (1970)
- Lu 66 G. Lutz, U. Timm; DESY 66/15 (1966)
- Lu 67 G. Lutz; DESY 67/23 (1967)
- Lu 70 H. Luther; Diplomarbeit Hamburg (1970)
- Ma 59 F. Malamud; Phys. Rev. 115, 687 (1959)
- Ma 71 K.P. Marten; persönliche Mitteilung
- McCl 69 G. Mc Clellan et al.; Phys. Rev. Lett. 22, 374 (1969)
- McCl 71 G. Mc Clellan et al.; Phys. Rev. Lett. 26, 1597 (1971)
- Me 69 D.F. Measday, C. Richard-Serre; CERN 69-17 (1969)
- Mey 70 H. Meyer et al.; Phys. Lett. 33B, 189 (1970)
- Mo 70 K.C. Moffeit; Dissertation Berkeley, UCRL-19890 (1970)
- Na 70 B. Naroska; DESY-Interner Bericht FI-70/3 (1970)
- Ot 67 B. Otto; DESY 67/8 (1967)
- Pe 69 J. Perez-y-Jorba; Proc. of the 4<sup>th</sup> Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions at High Energies, Liverpool (1969), S. 221; Hrsgeb. W.D. Braben u. R.E. Rand
- Pe 71 F. Peters, H. Haller; DESY-Interner Bericht S1/S2-71/1 (1971)
- Po 71 W.J. Podolsky; Dissertation Berkeley, UCRL-20128 (1971)
- Ro 65 B. Rossi; High Energy Particles, Prentice-Hall Inc.(1965)
- Ro 69 H. Rollnik; Grundlagen der phänomenologischen Beschreibung von Hochenergiereaktionen, Teil I; Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach (1969)
- RS 66 M. Ross, L. Stodolsky; Phys. Rev. 149, 1172 (1966)

Sa 69 J.J. Sakurai; Currents and Mesons, The University of Chicago Press (1969)

Schi 69 D. Schildknecht; Z. f. Physik 229, 278 (1969)

Schi 70 K. Schilling, P. Seyboth, G. Wolf; Nucl. Phys. B15, 397 (1970)

Schi 71 D. Schildknecht; DESY-Interner Bericht T-71/8 (1971)

Schu 66 H.D. Schulz; DESY 66/16 (1966)

Sö 66 P. Söding; Phys. Lett. 19, 702 (1966)

Ste 60 R.M. Sternheimer; Phys. Rev. 117, 485 (1960)

Ti 69 U. Timm; Fortschritte der Physik 17, 765 (1969)

Ti 71 U. Timm, K.P. Marten; DESY-Interner Bericht F33-71/1 (1971)

Vo 69 G. Vogel; DESY-Interner Bericht F33-69/2 (1969)

Vö 65 U. Völkel; DESY 65/6 (1965)

We 69 J. Weber; DESY-Interner Bericht F1-69/3 (1969)

Wi 71 B. Wiik; persönliche Mitteilung

Wo 70 G. Wolf; DESY 70/45 (1970)

Wo 71 G. Wolf; DESY 71/50 (1971)

Wol 70 G. Wolf; DESY 70/46 (1970)

## Danksagung

Den Herren Profs. Dr. G. Buschhorn, Dr. E. Lohrmann und Dr. P. Stählerlin danke ich für die Ermöglichung, Förderung und Betreuung dieser Dissertation.

Die Arbeit ist das Ergebnis eines Experiments, das die Kollaboration "F 335" am Deutschen Elektronen-Synchrotron, Hamburg, durchgeführt hat. Es waren folgende Physiker beteiligt:

Prof. Dr. G. Buschhorn, Dr. L. Criegee, G. Franke, Dr. P. Heide, Dr. G. Poelz, Dr. U. Timm, G. Vogel, Dr. K. Wegener, Dr. H. Werner und W. Zimmermann.

Ich glaube, aus der Zusammenarbeit mit der grossen Zahl erfahrener Kollegen viel gelernt zu haben, und danke allen für ihren Beitrag zum Gelingen des Experiments.

Die zuverlässige technische Arbeit und der bereitwillige Einsatz der Herren U. Balszuweit, D. Brauer, J. Hilbert, A. Marxen, H.J. Schirmacher und C.H. Sellmer haben wesentlich zur erfolgreichen Durchführung der Messungen beigetragen. Allen Genannten möchte ich meinen Dank aussprechen.

Für die sachkundige Unterstützung beim Aufbau der Apparatur durch den DESY-Hallendienst, insbesondere für die sorgfältige Vermessung des Photonspektrometers durch Herrn Treichel, für die gute Zusammenarbeit mit den Gruppen " S1 " und " B2 " während der Messungen und die grosszügige Bereitstellung von Computer-Nutzungszeit durch das DESY-Rechenzentrum sei an dieser Stelle gedankt.

Herrn H. Burfeindt danke ich für die Überlassung eines Rechenmaschinenprogramms.

Für die mühevollen Schreibarbeit bedanke ich mich bei Frau B. Lücke, für das Anfertigen von Abbildungen und Photographien bei Frl. Budde, Frau W. Kuffner, Frau M. Vogel, Herrn W. Knaut und Herrn J. Schmidt.

Den Herren Drs. P. Heide, U. Kötz und P. Schmüser gilt mein Dank für die kritische Durchsicht von Teilen des Manuskripts.