

DESY-Bibliothek

24. NOV. 1972

Interner Bericht  
DESY F33-72/5  
Juni 1972

Produktion von  $\rho^0$ -Mesonen an Wasserstoff  
mit linear polarisierten Photonen  
einer Energie von 1.4-2.0 GeV

von

K. P. Schüler



Produktion von  $\rho^0$ -Mesonen an Wasserstoff  
mit linear polarisierten Photonen  
einer Energie von 1.4-2.0 GeV

von

K. P. Schüler

---

Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen eines Experiments  
der DESY-Gruppe F33.

## Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>1</u> <u>Einleitung</u>	1
<u>2</u> <u>Experimentelle Anordnung und Durchführung des Experiments</u>	
2. 1 Übersicht	7
2. 2 Der linear polarisierte Gammastrahl	7
2. 3 Wasserstofftarget	9
2. 4 Das Protonenteleskop	9
2. 5 Die Pionteleskope	10
2. 6 Teleskopwinkel	11
2. 7 Schnelle Elektronik	11
2. 8 Auslese der Funkenkammern	13
2. 9 Datenspeicherung	15
2.10 Gate-Logik	15
2.11 Totzeit	16
2.12 Funkenkammerüberwachung	16
2.13 Kontrolle des Strahlspektrums	18
2.14 Strahlintensität	18
<u>3</u> <u>Datenauswertung</u>	
3. 1 Organisation der Auswertung	19
3. 2 Rekonstruktion der Teilchenspuren	21
3.2.1 Spursuche	21
3.2.2 Protonenreichweite	21
3.2.3 Justierung der Funkenkammerpositionen	22
3.2.4 Spurenwirkungsgrade der Funkenkammern	23
3.2.5 Zwischenbänder	23
3. 3 Protonenenergie	
3.3.1 Energie-Reichweitebeziehung	24
3.3.2 Impulshöhenanalyse der dE/dx-Zähler	26
3.3.3 Berechnung der Protonenenergie aus der Kinematik ?	28

	Seite
3. 4 Kinematische Ausgleichsrechnung	
3.4.1 Methode	29
3.4.2 Durchführung	31
3.4.3 Fehler der Meßgrößen (Vertexposition, Spurparameter, Protonenenergie)	32
3.4.4 Pull Verteilungen	36
3.4.5 Abtrennung des nichtkinematischen Untergrundes ( $\chi^2$ -, p-Verteilung)	36
3.4.6 Kinematikbänder	37
3. 5 Mehrfachspurereignisse	38
3. 6 Photonspektrum und Polarisation	39
<u>4 Monte Carlo Rechnungen</u>	40
4. 1 Diffraktive Rho Erzeugung	41
4. 2 Delta(1236)	44
4. 3 Phasenraum	45
4. 4 Simulation des Experiments	45
<u>5 Berechnung der Differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Polarisationsasymmetrie</u>	
5. 1 Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Verteilungen	47
5. 2 Umrechnung der Ereigniszahlen auf die Polarisation $P = \frac{+}{-} 1$ und $P = 0$ , und Berechnung der Polarisationsasymmetrie	52
5. 3 Systematische Fehlerquellen	55
<u>6 Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten</u>	
6. 1 Massenverteilung	58
6. 2 Differentielle Wirkungsquerschnitte	61
6. 3 Das Vektordominanz - Quark Modell	64
6. 4 Polarisationsasymmetrie	66
<u>Zusammenfassung</u>	68
<u>Referenzen</u>	
<u>Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen</u>	

## 1 Einleitung

Die erste Beobachtung der Reaktion



wurde 1954 von Peterson und Henry [57] in Kernemulsionen gemacht. 1959 konnten Sellen et al. [58] in dieser Reaktion die Pion-Nukleon Resonanz  $\Delta(1236)$ , und 1961 McLeod, Richert und Silverman [59] die Dipionresonanz  $\rho(765)$  nachweisen. Beide Resonanzen waren bereits aus der Pionstreuung bekannt.

Experimente bei höheren Energien an den Elektronensynchrotronen in Cambridge/USA [22,23] und Hamburg [24] zeigten dann, daß (11) durch die  $\rho^0$  Erzeugung



oberhalb ihres Schwellenbereichs nahezu beherrscht wird. Im Gegensatz zur Pionproduktion des  $\rho^0$  jedoch, die durch Einpionenaustausch mit Absorptionskorrekturen zufriedenstellend beschrieben wird, zeigten der Energieverlauf des Wirkungsquerschnitts und die Erzeugungswinkelverteilung für das photoerzeugte  $\rho^0$  überraschenderweise ein Diffraktionsverhalten, wie es bei der elastischen Streuung von Hadronen beobachtet wird: Der integrierte Wirkungsquerschnitt ist nur schwach energieabhängig, der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  fällt von seinem Maximum in Vorwärtsrichtung exponentiell ab. Die bei der Erzeugung an komplexen Kernen beobachtete Kohärenz [60 - 64] deutet ebenfalls auf einen diffraktiven Photoerzeugungsmechanismus des  $\rho^0$  hin.

Weitere Informationen vermittelt die Zerfallswinkelverteilung des  $\rho^0$ , insbesondere, wenn man (12) mit linear polarisierten Photonen untersucht. Während nämlich die Spinstruktur der Amplitude für Einpionenaustausch (OPE)<sup>+</sup> am  $\gamma \rho \pi$  - Vertex im Rho Ruhesystem durch

$$f^{\text{OPE}} \sim (\vec{\epsilon}_\gamma \times \vec{k}_\gamma) \cdot \vec{\epsilon}_\rho \quad (13)$$

gegeben ist, wobei  $\vec{\epsilon}_\gamma, \vec{\epsilon}_\rho$  und  $\vec{k}_\gamma$  die Polarisationsdreiervektoren des Photon und des Rho, sowie den Photonimpuls bezeichnen [43],  $f^{\text{OPE}}$  also für  $\vec{\epsilon}_\rho \perp \vec{\epsilon}_\gamma$  maximal ist und für  $\vec{\epsilon}_\rho \parallel \vec{\epsilon}_\gamma$  verschwindet, gilt für die diffraktive Amplitude das Gegenteil:

$$f^{\text{Dif}} \sim \vec{\epsilon}'_\gamma \cdot \vec{\epsilon}_\rho \quad (14)$$

$\vec{\epsilon}'_\gamma$  entsteht aus  $\vec{\epsilon}_\gamma$  durch diejenige Rotation um die Normale zur Produktionsebene, die  $\vec{k}_\gamma$  in die Richtung der gewählten Quantisierungsachse dreht. In der Version des Diffraktionsmodells mit s-Kanal Helizitätserhaltung (HCM)<sup>+) am  $\gamma\rho$ -Vertex</sup>

$$f_{\text{HCM}}^{\text{Dif}} \sim \delta_{\lambda_\rho^s \lambda_\gamma^s} \quad (14a)$$

weist die Quantisierungsachse in die Flugrichtung des  $\rho^0$  im Gesamtschwerpunktsystem, bei Spinunabhängigkeit (SIM)<sup>+) im Gesamtschwerpunktsystem</sup>

$$f_{\text{SIM}}^{\text{Dif}} \sim \delta_{m_\rho m_\gamma} \quad (14b)$$

in die Richtung des Photons im Gesamtschwerpunktsystem, und bei  $O^+$ -Austausch mit t-Kanal Helizitätserhaltung

$$f_{O^+} \sim \delta_{\lambda_\rho^t \lambda_\gamma^t} \quad (14c)$$

in die Richtung des Photons im Rho Ruhesystem, d.h.  $\vec{\epsilon}'_\gamma \equiv \vec{\epsilon}_\rho$  wie beim  $O^-$ -Austausch (OPE). Der  $O^+$ -Austausch ist hier nur wegen der Ähnlichkeit seiner Spinstruktur bei den Diffraktionsmodellen aufgeführt, im übrigen aber gar nicht diffraktiv [43].

+ ) OPE = One Pion Exchange  
 HCM = Helicity Conserving Model  
 SIM = Spin Independent Model

Da der Polarisationsvektor  $\vec{\epsilon}_3$  die Symmetrieachse für die  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  p - Wellen Zerfallswinkelverteilung bildet, lautet diese für die beiden Fälle Diffraktion (+) und OPE (-)

$$W^{\pm}(\vartheta, \psi) \sim \sin^2 \vartheta \left\{ 1 \pm |P| \cdot \cos 2\psi \right\} \quad (15)$$

Dabei ist  $\vartheta$  der Polarwinkel der Pionen gegen die Quantisierungsachse,  $\psi = \varphi - \Phi_\gamma$  die Differenz zwischen dem Pionazimut und der Polarisationsrichtung des Gammastrahls, beide gemessen gegen die Produktionsebene, und  $|P|$  bezeichnet den Polarisationsgrad des Gammastrahls.

Eine Messung von Pionpaaren aus Reaktion (12) unter  $\psi = 0$  (Di f) und  $\psi = \frac{\pi}{2}$  (OPE) ermöglicht somit eine einfache Trennung der Amplituden (13) und (14). Da der Wirkungsquerschnitt aber selbst noch von der Neigung  $\Phi_\gamma$  des Polarisationsvektors des Photons gegen die Produktionsebene abhängen kann, empfiehlt es sich, eine solche Messung bei definierten Winkeln  $\Phi_\gamma$  vorzunehmen.

In dem Experiment, das in dieser Arbeit beschrieben wird, sind die Detektoren so angeordnet, daß Pionen nahe der Normalen zur Produktionsebene im Rho Ruhesystem ( $\vartheta = \varphi = \frac{\pi}{2}$ ) nachgewiesen werden. Die Polarisationsrichtung des Gammastrahls wird zwischen  $\Phi_\gamma = \frac{\pi}{2}$  ( $\perp$ ) und  $\Phi_\gamma = 0$  ( $\parallel$ ) gewechselt und entspricht zugleich den Fällen  $\psi = 0$  und  $\psi = \frac{\pi}{2}$ . Man erhält für diese beiden Polarisationsrichtungen das Produkt aus differentiellem Wirkungsquerschnitt und Zerfallswinkelverteilung

$$\left[ \frac{d\mathcal{G}}{dt} W(\vartheta \approx \varphi \approx \frac{\pi}{2}) \right]^{\perp, \parallel} \quad (16)$$

Die Polarisationsasymmetrie der differentiellen Wirkungsquerschnitte

$$\sum_{\mathcal{G}} = \frac{d\mathcal{G}^{\perp}/dt - d\mathcal{G}^{\parallel}/dt}{d\mathcal{G}^{\perp}/dt + d\mathcal{G}^{\parallel}/dt} \quad (17)$$

ist null, d. h.  $d\mathcal{G}^{\perp}/dt = d\mathcal{G}^{\parallel}/dt$ , für die Modelle (13) und (14a,b,c) und erlaubt daher keine Unterscheidung zwischen diesen (siehe (22), (23)).

Die Polarisationsasymmetrie der Produkte (16)<sup>+</sup> :

$$\Sigma = \frac{\frac{d\mathcal{G}^\perp}{dt} W(\psi=0) - \frac{d\mathcal{G}^\parallel}{dt} W(\psi=\frac{\pi}{2})}{\frac{d\mathcal{G}^\perp}{dt} W(\psi=0) + \frac{d\mathcal{G}^\parallel}{dt} W(\psi=\frac{\pi}{2})} \quad (18)$$

geht unter der Voraussetzung  $\frac{d\mathcal{G}^\perp}{dt} = \frac{d\mathcal{G}^\parallel}{dt}$  über in

$$\Sigma = \frac{W(\psi=0) - W(\psi=\frac{\pi}{2})}{W(\psi=0) + W(\psi=\frac{\pi}{2})} \quad (18a)$$

und ist zur Darstellung der relativen Anteile von Diffraktion und OPE geeignet. Für reine Diffraktion ist  $\Sigma = +1$ , für reines OPE ist  $\Sigma = -1$ , welches die extremsten Werte sind, die überhaupt angenommen werden können.

Die allgemeinste mögliche Zerfallswinkelverteilung für die  $\mathcal{G}^0$  Erzeugung mit linear polarisierten Photonen, ausgedrückt durch neun unabhängige Dichtematrixelemente des Rho, findet man bei Schilling et al.[34]

$$\begin{aligned} W(\vartheta, \varphi, \Phi_\gamma) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \overbrace{\frac{1}{2} (1 - \rho_{00}^0) + \frac{1}{2} (3 \rho_{00}^0 - 1) \cos^2 \vartheta}^{\rho_{11}^0} \right. \\ - \sqrt{2} \rho_{10}^0 \sin 2\vartheta \cos \varphi - \rho_{1-1}^0 \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi \\ - |P| \cos 2\Phi_\gamma ( \rho_{11}^1 \sin^2 \vartheta + \rho_{00}^1 \cos^2 \vartheta \\ - \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10}^1 \sin 2\vartheta \cos \varphi - \rho_{1-1}^1 \sin^2 \vartheta \cos 2\varphi ) \\ \left. - |P| \sin 2\Phi_\gamma ( \sqrt{2} \operatorname{Im} \rho_{10}^2 \sin 2\vartheta \sin \varphi \right. \\ \left. + \operatorname{Im} \rho_{1-1}^2 \sin^2 \vartheta \sin 2\varphi ) \right\} \quad (19) \end{aligned}$$

+) In Ref. [12,26,27] wird  $\frac{d\mathcal{G}^\perp}{dt} W(\psi=0)$  mit  $\mathcal{G}^\perp$ , und  $\frac{d\mathcal{G}^\parallel}{dt} W(\psi=\frac{\pi}{2})$  mit  $\mathcal{G}^\parallel$  bezeichnet. Die Symbole  $\perp$  und  $\parallel$  beziehen sich dort also auf  $\psi$ .

Dabei ist die Dichtematrix  $\rho_{ik}$  des Rho folgendermaßen aufgespalten

$$\rho_{ik} = \rho_{ik}^0 - |P| \cos 2\Phi_{\gamma} \rho_{ik}^1 - |P| \sin 2\Phi_{\gamma} \rho_{ik}^2 \quad (19a)$$

In der Vorzugsrichtung unserer Apparatur  $\vartheta = \varphi = \frac{\pi}{2}$  reduziert sich (19) für  $|P| = 1$  auf

$$\begin{aligned} W^{\perp} &= W(\psi = 0) = W\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}\right) \\ &= \frac{3}{4\pi} \left\{ (\rho_{11}^0 + \rho_{1-1}^0) + (\rho_{11}^1 + \rho_{1-1}^1) \right\} \end{aligned} \quad (20a)$$

$$\begin{aligned} W^{\parallel} &= W(\psi = \frac{\pi}{2}) = W\left(\frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}, 0\right) \\ &= \frac{3}{4\pi} \left\{ (\rho_{11}^0 + \rho_{1-1}^0) - (\rho_{11}^1 + \rho_{1-1}^1) \right\} \end{aligned} \quad (20b)$$

Daraus folgt für  $\Sigma$  entsprechend (18a)

$$\Sigma = \frac{\rho_{11}^1 + \rho_{1-1}^1}{\rho_{11}^0 + \rho_{1-1}^0} \quad (21)$$

In den Modellen (13), (14a,b,c) nehmen die Dichtematrixelemente in den für diese Modelle spezifischen Koordinatensystemen folgende einfache Werte an [34]

$$\begin{aligned} \rho_{11}^0 = \rho_{-1-1}^0 &= \frac{1}{2} & \rho_{1-1}^1 = \rho_{-11}^1 &= \pm \frac{1}{2} \\ -\rho_{1-1}^2 = \rho_{-11}^2 &= \pm \frac{i}{2} \end{aligned} \quad (22)$$

mit (+) für HCM, SIM und  $O^+$  Austausch, und (-) für  $O^-$  Austausch (OPE), alle anderen Dichtematrixelemente sind null für diese Modelle.

Die Polarisationsasymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts ist durch die Spur der Dichtematrixkomponente  $\rho^1$  gegeben [25]

$$\Sigma_{\rho} = \text{Spur } \rho^1 = 2\rho_{11}^1 + \rho_{00}^1 \quad (23)$$

und daher null für diese Modelle.

Wie in [34] ausgeführt wird, ist die durch (20a,b) vermittelte Aufspaltung des Lorentz-invarianten Eigenwertes ( $\rho_{11}^0 + \rho_{1-1}^0$ ) der Rho Dichtematrix  $\rho_{ik}^0$  für unpolarisierte Photonen bei hohen Energien zugleich eine Zerlegung dieses Eigenwertes in Beiträge zu natürlichem ( $P = (-1)^J$ ) und unnatürlichem ( $P = -(-1)^J$ ) Paritätsaustausch im t-Kanal.

Die erste Messung von  $\Sigma$  bei Photonenergien von 2 - 2.5 GeV [26,12] zeigte, daß die  $\rho^0$  Photoerzeugung in diesem Energiebereich vom Diffraktionsmechanismus bereits völlig beherrscht wird ( $\Sigma = 1.01 \pm 0.08$  für Impulsüberträge  $|t| = 0.05 - 0.40 \text{ GeV}^2$  [12]). Messungen bei höheren Energien (2.8, 3.5, 4.7 GeV) lieferten dasselbe Resultat [25,28] und ergaben außerdem Evidenz dafür, daß bis  $|t| \approx 0.40 \text{ GeV}^2$  die s-Kanal Helizität am  $\gamma\rho$ -Vertex erhalten ist [25].

Bei Photonenergien  $\lesssim 2 \text{ GeV}$  hingegen könnte der mit abnehmender Energie quadratisch ansteigende Einpionenaustausch eine merkliche Rolle spielen. Andererseits zeigen die integrierten Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $\gamma p \rightarrow p \rho^0$  und  $\gamma n \rightarrow p \rho^-$  bei einer Photonlabor-energie von ca. 1.7 GeV ein deutliches Maximum [24,47], welches auf die Bildung intermediärer Isobare (s-Kanal Resonanzen) mit dem Zerfall in Rho + Nukleon hindeutet. Die Polarisationsasymmetrie liefert eine Testgröße zur Beurteilung entsprechender Modelle [48,49].

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment zur Bestimmung der Polarisationsasymmetrie  $\Sigma(\gamma p \rightarrow p \rho^0)$  für Photonenergien zwischen 1.4 und 2.0 GeV und Impulsüberträge  $|t| = 0.05 - 0.40 \text{ GeV}^2$ . Außerdem werden für diesen kinematischen Bereich die Meßgrößen (16), sowie die daraus abgeleiteten Meßgrößen  $(d\mathcal{G}^\perp/dt) R^\perp$  und  $(d\mathcal{G}^0/dt) R^0$  angegeben, welche mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für polarisierte und im Mittel unpolarisierte Photonen übereinstimmen, wenn eine diffraktive Zerfallswinkelverteilung gilt. Während nämlich die Menge und die Genauigkeit der Daten zum differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\mathcal{G}^0/dt(\gamma p \rightarrow p \rho^0)$  in den letzten Jahren oberhalb  $\approx 3 \text{ GeV}$  stark zugenommen hat, existieren unterhalb 2 GeV nur wenig Daten von zudem beschränkter Genauigkeit.

## 2 Experimentelle Anordnung

### 2.1 Übersicht

Das Experiment wurde am 7.5 GeV Deutschen Elektronen Synchrotron (DESY) durchgeführt. Abb. 1 zeigt die experimentelle Anordnung. Der linear polarisierte Gammastrahl trifft auf ein Flüssigwasserstofftarget. Jedes der drei Endzustandsteilchen der untersuchten Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \rho^0 \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  wird in einem eigenen Teleskop aus Zählern und Funkenkammern nachgewiesen, den beiden identischen Pionteleskopen, die symmetrisch oberhalb und unterhalb der Synchrotronebene aufgebaut sind, sowie dem Protonenteleskop, das in der Synchrotronebene steht und außer der Flugrichtung des Rückstoßprotons auch dessen Energie mißt (Abb. 2).

### 2.2 Der linear polarisierte Gammastrahl

Der linear polarisierte Gammastrahl entsteht als kohärente Bremsstrahlung möglichst hochenergetischer Elektronen (ca. 6 GeV), die im Synchrotron auf einen geeignet orientierten Diamanteinkristall gelenkt werden. Das Bremsstrahlungsspektrum besteht aus einem inkohärenten Untergrund, in der Intensität vergleichbar mit einem Bethe-Heitler Spektrum von einem amorphen Bremstarget, und einer oder mehrerer kohärenter Überhöhungen am unteren Ende des Spektrums [ 1 ]. Die Photonen sind in diesem Teil des Spektrums teilweise linear polarisiert [ 2 ]. Unter dem Gesichtspunkt eines möglichst hohen Polarisationsgrades wurde eine Kristallorientierung gewählt, bei der nur ein einziger reziproker Kristallgitterpunkt ( $2\bar{2}0$ ) im Raum der kinematisch möglichen Rückstöße liegt [ 3 ]. Die kohärenten Überhöhungen reduzieren sich dann im wesentlichen auf ein prominentes Maximum, das durch feine Verdrehung des Diamanten auf jede gewünschte Energie im unteren Teil des Spektrums eingestellt werden kann. Dazu wird der Diamant in einem Goniometer gehalten, das eine Drehung um zwei Achsen senkrecht zum Elektronenstrahl ermöglicht. Die Polarisationsrichtung (der elektrische Vektor der Bremsstrahlung) ist durch die  $1\bar{1}0$  Achse des Kristalls bestimmt. Für eine horizontale und eine vertikale Polarisationsrichtung waren für dieses Experiment zwei um 90

Grad verdrehte Diamanten als interne Synchrotontargets eingebaut, die wahlweise verwendet werden konnten.

Auf seinem Weg in die Experimentierzone wurde der Strahl (Abb. 1) durch zwei Kollimatoren K1 und K2 mit nachfolgenden Reinigungsmagneten R1 und R2 begrenzt und von geladenen Teilchen befreit. Weitere Kollimatoren K3, K3' und Mauern M1, M2 schirmten das Target und die Teleskope von unerwünschter Streustrahlung ab. Zur Vermeidung von Paarbildung wurde der Strahl bis unmittelbar vor das Target fast ausschließlich in Vakuum geführt.

Das Gammaspektrum, Abb. 14 zeigt ein Beispiel, wurde mit einem besonderen Paarspektrometer, das am selben Strahl steht, aufgenommen. Damit können bei einer Stromeinstellung des Paarspektrometernagnetes gleichzeitig 7 um jeweils 5 % verschiedene Energiepunkte mit einer Auflösung von 1,5 % gemessen werden.

Der Photonfluß wurde mit einem gasgefüllten Quantameter am Ende des Strahls gemessen [ 7 ]. Die Gesamtenergie  $E_{\text{tot}}$  aller Photonen des Bremspektrums ist der im Quantameter erzeugten Ladung  $Q$  proportional:

$$E_{\text{tot}} = \int_0^{k_{\gamma}^{\text{max}}} k_{\gamma} \frac{dN_{\gamma}}{dk_{\gamma}} dk_{\gamma} = K_{\text{QM}} \cdot Q \quad (221)$$

Die Quantameterkonstante  $K_{\text{QM}}$  wird durch Eichung des Quantameters an einem Elektronenstrahl bestimmt; sie kann aber auch unabhängig davon aus den Paarspektrometerzählraten gewonnen werden [ 6 ]. Da für das benutzte Quantameterexemplar nachträglich eine langfristige Abnahme von  $K_{\text{QM}}$  festgestellt worden ist, wurde für dieses Experiment der mit dem Paarspektrometer gewonnene Wert zugrundegelegt [ 9 ] :

$$K_{\text{QM}} = (1.55 \pm 0.06) \cdot 10^{16} \text{ GeV/Coul} \quad (222)$$

Die Zahl der effektiven Quanten, definiert als die Anzahl der Quanten mit der Maximalenergie  $k_{\gamma}^{\max}$ , die zur Aufsummierung zur Gesamtenergie  $E_{\text{tot}}$  erforderlich wäre, ist dann

$$N_{\text{eff}} = E_{\text{tot}} / k_{\gamma}^{\max} = K_{\text{QM}} \cdot Q / k_{\gamma}^{\max} \quad (223)$$

### 2.3 Wasserstofftarget

Als Target wurde ein bei DESY entwickeltes Wasserstoffkondensations-target verwendet [10]. Die Targetzelle bestand aus 25  $\mu$  starker Kapton H Folie und hatte die Form eines aufrechtstehenden Zylinders von  $(15.0 \pm 0.1)$  mm Durchmesser und 60 mm Höhe. Sie befand sich innerhalb der evakuierten Streukammer, die ihrerseits mit einem Kryostaten verbunden war. Die Fenster der Streukammer bestanden aus 125  $\mu$  starker Kapton Folie. Bei einem Wasserstoffsiededruck von  $(1.13 \pm 0.05)$  ata während des Experimentes betrug die (wegen der Krümmung der Zelle) über den Strahlquerschnitt von  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  gemittelte Massenbelegung

$$\rho_{\text{H}} = (0.1018 \pm 0.0009) \text{ g/cm}^2 \quad (231)$$

Dieser Wert ist auf den Dichteverlust durch aufsteigende Dampfblasen [11] mit  $-(2.5 \pm 0.5) \%$  bereits korrigiert. Die Zahl der Targetprotonen / $\text{cm}^2$  ist

$$n_{\text{T}} = (0.608 \pm 0.005) 10^{23} / \text{cm}^2 \quad (232)$$

### 2.4 Das Protonenteleskop

Das Protonenteleskop diente der Richtungs- und Energiebestimmung der Rückstoßprotonen in einem Raumwinkel von 160 mster. Auf einer horizontal um das Target schwenkbaren Lafette waren hintereinander Funkenkammern,  $dE/dx$  - Zähler und im Wechsel Graphitplatten und Funkenkammern montiert (Abb. 2). Die konstruktiven und physikalischen Eigenschaften der in diesem

Experiment verwendeten Drahtfunkenkammern mit Magnetkernauslese sind an anderer Stelle [ 12 ] beschrieben. Die ersten vier, kleineren Kammern (Abb. 3) waren hinter einer 20 mm starken Bleiblende zu einem Block zusammengeschraubt und dienten ausschließlich der Richtungsbestimmung. Diese Kammern wurden in beiden Drahtebenen (horizontal und vertikal) ausgelesen. Es folgten hinter einer 19 mm starken Eisenblende und einem rahmenförmigen Antizähler Z10, Z15 die drei  $dE/dx$  - Zähler Z11, Z12, Z13, aus deren Impulshöhen die kinetische Energie von Protonen zwischen 28 und 64 MeV ermittelt wurde. 28 MeV war die minimale Startenergie eines Protons im Targetzentrum, das bis zum zweiten Zähler Z12 vordringen und damit die Protonenteleskopkoinzidenz Z11·Z12 triggern konnte. Protonen mit mehr als 64 MeV Anfangsenergie durchdrangen auch den dritten  $dE/dx$  - Zähler Z13 und gelangten in den Reichweiteteil. Dieser bestand aus 12 Funkenkammern mit dazwischengestellten Graphitabsorbern, von bekannter Flächendichte. Die Verwendung von Graphit machte außerdem die Bestimmung der Polarisierung der Rückstoßprotonen möglich. [ 13 ]. Hinter der letzten Funkenkammer, die eine Protonenenergie von 170 MeV markierte, bildeten ein Kupferblech und ein Antizähler Z14 das Ende des Teleskops. Dieser Antizähler sollte insbesondere Pionen diskriminieren. Protonen, die bis zu ihm vordrangen, benötigten eine Startenergie von mindestens 211 MeV.

## 2.5 Die Pionenteleskope

Die beiden spiegelbildlichen Pionenteleskope konnten horizontal und vertikal um das Target geschwenkt werden. Sie erfaßten ebenso wie das Protonenteleskop einen Raumwinkel von je 160 mster, dienten aber ausschließlich der Richtungsbestimmung der Pionen. Jedes Pionenteleskop war mit 10 Funkenkammern ausgerüstet, die abwechselnd horizontal und vertikal ausgelesen wurden, so daß in den Projektionen jeweils 5 Kammern zur Verfügung standen. (Abb. 3). Vor der ersten und fünften Kammer waren die Szintillationszähler Z21, Z22 bzw. Z31, Z32 montiert, die in den Koinzidenzen Z21·Z22 und Z31·Z32 die Pionenteleskope triggerten. Zur Abschirmung gegen weiche Untergrundelektronen waren die vorderen Zähler Z21, Z31 mit je 25 mm Plexiglas abgedeckt.

## 2.6 Teleskopwinkel

Auf den Mitten der letzten Funkenkammern der drei Teleskope waren auf Drähten mit bekannter Nummer Meßmarken angebracht. Die geraden Verbindungen dieser Meßmarken mit der Mitte des Targetbrennflecks definierten die Teleskopachsen. In Abschnitt 3.2.3 wird erläutert, wie sich die relative Lage der übrigen Funkenkammern zu diesen Teleskopachsen gewinnen läßt. Die Teleskopwinkel  $\beta_H$  und  $\beta_V$  (Tab. 1) sind als horizontale und vertikale Verdrehungen der Teleskopachsen gegen den Gammastrahl definiert. Sie wurden durch Vermessung der Meßmarken gegenüber dem durch die Kollimatormitten definierten Sollstrahl und dem Teleskopdrehpunkt vorläufig bestimmt und mit Hilfe von Strahlaufnahmen hinter den Kollimatoren nötigenfalls korrigiert.

Teleskop	$\beta_H$	$\beta_V$
Proton	$- 44.89^\circ$	$0.00^\circ$
Pion (1)	$+ 17.27^\circ$	$+ 27.00^\circ$
Pion (2)	$+ 17.15^\circ$	$- 27.00^\circ$

Tab. 1 Teleskopwinkel

## 2.7 Schnelle Elektronik

Die Zähler Z21, Z22 und Z31, Z32 bildeten in den Koinzidenzen Z21 Z22 und Z31 Z32 die Teleskoptrigger für die beiden Pionen. Der Protonen-trigger bestand aus einer Koinzidenz der beiden vorderen dE/dx - Zähler Z11, Z12 und einem Veto der Zähler Z10, Z15 und Z14.



Zusätzlich zur MASTER Koinzidenz konnten zu Testzwecken noch andere Triggerbedingungen über einen Koachsialschalter angewählt werden :

Ein "ODER" zwischen den drei Teleskopen;

ein "Verzögerter MASTER" mit einem um 30 nsec verzögerten Pionsignal zur Bestimmung zufälliger Koinzidenzen;

ein "MASTER ohne Antizähler".

Der Anteil zufälliger MASTER Koinzidenzen betrug ca. 2 %, das Ratenverhältnis von MASTER / MASTER ohne Anti ca. 1/3. Tab. 2a gibt die momentanen Koinzidenzraten für drei Strahlintensitäten an. Für die mittlere momentane Strahlintensität von  $4 \cdot 10^{10}$  effektiven Quanten /sec erreichte die momentane Einzelrate der am stärksten belasteten Zähler Z11 und Z12 höchstens 250 kHz.

## 2.8 Auslese der Funkenkammern

Beim Auslesevorgang werden die Ferritkerne der Funkenkammern durch einen Abfragestrom, der dem Funkenstrom entgegengerichtet ist, sämtlich wieder auf "0" gesetzt. Kerne, die durch einen Funkenstrom vorher auf "1" gesetzt worden waren, werden hierbei umgeklappt und induzieren Spannungspulse auf den Lesedrähten der betreffenden Kerne.

Die in diesem Experiment betriebene Konfiguration aus 36 Funkenkammern hatte insgesamt 20512 Ferritkerne = 641 Gruppen zu 32 Kernen. Die Kerne einer Gruppe haben einen gemeinsamen Abfragedraht. Eine spezielle Suchlaufelektronik fragt, ausgelöst durch eine MASTER Koinzidenz, nacheinander sämtliche Gruppen ab und füttert die Adressen der geklappten Kerne in den Kernspeicher eines Prozeßrechners ein. Für die Auslese sämtlicher 641 Gruppen wird eine Zeit von 18 msec zuzüglich 16  $\mu$ sec pro geklappten Kern benötigt [ 12 ] .

Koinzidenz	Strahlintensität (effektive Quanten/sec)		
	$1.5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$
11·12	49	114	195
10·11	9	25	43
11·15	4	11	19
11·12	39	87	147
11·14	3	8	22
21·22	7	20	32
31·32	7	21	34

Tab. 2a Momentane Koinzidenzraten (kHz) für niedrige, normale und hohe momentane Strahlintensität

Zahl der projizierten Spuren (normal : 6)	Strahlintensität (effektive Quanten/sec)		
	$1.5 \cdot 10^{10}$	$4 \cdot 10^{10}$	$8 \cdot 10^{10}$
7	0.045	0.075	0.099
8	0.028	0.046	0.050
9	0.003	0.009	0.019
10	0.001	0.004	0.006
> 6	0.077	0.134	0.181

Tab. 2b Anteil der Ereignisse mit mehr als einer Spur pro Projektion für niedrige, normale und hohe momentane Strahlintensität

## 2.9 Datenspeicherung

Die in den Prozeßrechner (CAE-C90-10) nach einem Trigger sukzessive einlaufenden Ferritkernadressen werden dort in ein Funken-Record von 250 Worten zu 12 bit einsortiert. Die ersten vierzig Plätze sind für die Identifizierung und Nummerierung des Records sowie für die ADC- und Flip Flop Informationen und für bestimmte Zählerinhalte reserviert. Die verbleibenden 210 Plätze dienen als Speicher für 105 Funkenadressen zu je 2 x 12 bit. Jede Funkenadresse besteht aus einer Teleskopnummer (3 bit), Ebenennummer (4 bit), Gruppennummer (5 bit) und Kernnummer (5 bit). Ein weiteres Bit gibt an, ob zwei benachbarte Kerne gesetzt sind. Da ein Funkendurchschlag meistens mehrere benachbarte Kerne umklappen läßt, spart man durch diese Kodierung erheblichen Speicherplatz ein. Wenn mehr als 105 Funkenadressen eintreffen, werden bis zu fünf Fortsetzungsrecords der gleichen Speicherkapazität gebildet. Zusätzlich zu den Funken-Records wird nach jeder Quantameterintegrations-einheit (sweep) ein Zähler-Record gebildet, das den jeweiligen Stand der Untersetzer (scaler) sowie Magnetströme und Goniometereinstellungen dokumentiert.

Vom Prozeßrechner werden die Records dann ereignisweise zu einem Großrechner (IBM 360/75) übertragen und dort zunächst auf Magnetplatte (2 x 50 cylinder = 2 x 14000 Records) zwischengespeichert; dies dauert pro Record ca. 20 msec. In zeitlichen Abständen von ungefähr einer Stunde werden die Daten dann endgültig auf Magnetband geschrieben.

## 2.10 Gate-Logik

Während der Funkenauslese und der Datenübertragung, die mindestens je 20 msec beanspruchen, muß die schnelle Elektronik gesperrt werden. Dies geschieht über einen Gategenerator, der über das Main-Gate vom Master-, Quantameter- und Spill-Gate gesteuert wird (Abb.4). Das Quantameter-Gate beendet einen Meßlauf nach Ablauf einer vorgegebenen Zahl von Integrationseinheiten (sweeps). Das Spill-Gate öffnet (schließt) 2 msec vor (nach) Erreichen der Maximalenergie der im Synchrotron kreisenden Elektronen und definiert so eine obere Grenze für die Unschärfe

der Bremskante des Bremsspektrums <sup>+)</sup> , Das Master-Gate wird durch eine Masterkoinzidenz geschlossen und nach Beendigung der Funkenauslese und Datenübertragung vom Prozeßrechner wieder geöffnet. Die Organisation und die Zeitdauer der während der Totzeit ablaufenden Vorgänge ist in [ 12 ] bereits dargestellt worden.

## 2.11 Totzeit

Da das Quantameter-Gate während eines Meßlaufs ständig geöffnet war, muß auf den während der Totzeit der Elektronik integrierten Quantameterstrom korrigiert werden. Zu diesem Zweck war ein Monitorteleskop, bestehend aus drei in Koinzidenz geschalteten Szintillationszählern, einer vom Gammastrahl verursachten Streustrahlung ausgesetzt. Die Koinzidenzen dieses Teleskops wurden auf zwei Untersetzer (Scaler) gegeben, von denen einer vom Main-Gate ebenso wie die schnelle Elektronik, der andere aber durch das Quantametergate aufgetastet wurde. Das Verhältnis der beiden Zählerinhalte liefert den Totzeitkorrekturfaktor. Dieser betrug ca. 0.75 für die mittlere momentane Strahlintensität von  $4 \cdot 10^{10}$  effektiven Quanten/sec.

## 2.12 Funkenkammerüberwachung

Zur laufenden Überwachung der 36 Funkenkammern führte der Prozeßrechner für jeden Meßlauf eine einfache Funkenstatistik :

Der "pauschale Kammerwirkungsgrad" gibt den Anteil der Trigger mit wenigstens einem Funken in der betreffenden Kammer an, der "Mehrfachfunkenanteil" den Anteil mit mehr als einem Funken.

Man wählt als Arbeitspunkt der Funkenkammer zunächst eine Hochspannung im Plateau des pauschalen Wirkungsgrades, bei dem der Mehrfachfunkenanteil noch gering ist.

---

+)  $\Delta k_{\gamma}^{\max} / k_{\gamma}^{\max} = - 10 \%$ . Die durch die mittlere Spillbreite von ca. 1 msec hervorgerufene mittlere Unschärfe der Bremskante ist jedoch nur  $\Delta k_{\gamma}^{\max} / k_{\gamma}^{\max} \approx - 1 \%$ .

Der pauschale Wirkungsgrad liefert eine vorläufige Grobinformation. Um möglichst rasch Aufschluß über den Spurenwirkungsgrad der Kammern zu gewinnen, bei dem nur Funken berücksichtigt werden, die zu Spuren beitragen (3.3.4), wurde ein Teil der während des laufenden Experiments gerade gesammelten Daten sofort analysiert. Eine der Pionteleskopkammern hatte während der gesamten Dauer der Meßperiode einen Wirkungsgrad von nur ca. 50 %, der vermutlich auf ein Gasleck dieser Kammer zurückzuführen ist.

Bei der endgültigen Analyse der Daten wurden die Kammerwirkungsgrade für die Spuren der kinematisch identifizierten Ereignisse gesondert bestimmt und zur Simulation des Experiments im Monte Carlo Programm (Kap. 4) auf Magnetplatte gespeichert. Tab. 3 gibt eine Zusammenstellung der unterschiedlich definierten Wirkungsgrade. Für Protonen sind die Kammerwirkungsgrade, wie man erwartet, besser, im Reichweitenteil betragen sie  $(99.5 \pm 0.5) \%$ .

	Protonen- kammern +)	Pion- kammern ++)
Pauschaler Wirkungsgrad	0.94	0.93
Mehrfachfunkenanteil	0.37	0.16
Spurenwirkungsgrad	0.923	0.868
Spurenwirkungsgrad für kinematisch identifizierte Ereignisse	0.993	0.947

Tab. 3 Mittlere Funkenkammerwirkungsgrade

+) für die ersten vier, richtungsbestimmenden Kammern

++) mit Ausnahme einer schlechten Kammer

### 2.13 Kontrolle des Strahlspektrums

Zur gleichmäßigen Ausleuchtung des kinematischen Akzeptanzbereichs der Apparatur wurden Daten mit verschiedenen Einstellungen des Intensitäts- und Polarisationsmaximums im Photonenspektrum genommen. Für beide Diamanten und alle gewünschten Energieeinstellungen wurde das Spektrum mindestens einmal vollständig an 70 Energiepunkten gemessen. Während der Meßläufe wurde das Spektrum dann an 7 festen Energiepunkten im Bereich des Intensitätsmaximums kontrolliert. Dadurch konnte eine Drift der Energieeinstellung erkannt und nötigenfalls durch Nachstellen der Goniometerwinkel des Diamanten ausgeglichen werden.

### 2.14 Strahlintensität

Weil die Funkenkammerteleskope keine gedrehten Funkenkammern hatten, war die Zuordnung der projizierten Spuren bei mehr als einer Spur pro Teleskop auf geometrischem Wege teilweise nicht mehr möglich. Mit zunehmender Strahlintensität koinzidieren aber immer mehr Teilchen zufällig innerhalb der Gedächtniszeit der Funkenkammern von ca. 0,5  $\mu$ sec. Tab. 2b zeigt den Anteil der Ereignisse mit mehr als einer Spur pro Projektion für drei verschiedene Strahlintensitäten. Die Strahlintensität wurde so niedrig gehalten, daß auf den Anteil der Mehrfachspurereignisse notfalls korrigiert werden konnte. Im Mittel über alle Meßläufe betrug dieser Anteil 13 %, innerhalb  $\pm 1$  % übereinstimmend für beide Polarisationsrichtungen.

### 3 Datenauswertung

#### 3.1 Organisation der Auswertung

Abb. 5 zeigt einen Organisationsplan der Auswertung. Die Bearbeitung der auf Magnetband gespeicherten Funkenereignisse mit dem Ziel ihrer kinematischen Identifizierung wurde in zwei Schritten durch die Programme SPARK und KINFIT vollzogen :

Das Programm SPARK erzeugt Funkenkoordinaten aus den Ferritkernadressen und rekonstruiert daraus Spuren. SPARK schreibt die Spurparameter zusammen mit den übrigen noch unverarbeiteten Informationen des originalen Funken-Records auf "Zwischenbänder" und führt darüber Statistik (3.2).

Das Programm KINFIT wertet die Zwischenbänder aus. KINFIT berechnet aus den Impulshöheninformationen und der Reichweite die Protonenenergie (3.3) und führt für sämtliche Meßgrößen eine kinematische Ausgleichsrechnung durch (3.4). Ereignisse, die als  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  akzeptiert worden sind, werden in Gestalt der Viererimpulse der Teilchen auf "Kinematikbänder" geschrieben.

Für dieselbe Ereignisauswahl werden, zunächst gesondert für jeden Meßlauf, die Funkenkammerwirkungsgrade bestimmt und - soweit sie übereinstimmen - unter einer gemeinsamen Adresse auf Magnetplatte gespeichert (Datensatz IEFF).

Das Programm SPFIT paßt das theoretische Gammaskpektrum mit Hilfe variabler apparativer Verschmierungsparameter an die mit dem Paarspektrometer gemessenen Spektren an. Diese angepaßten Spektren und die zugehörigen Polarisationen werden auf Magnetplatte gespeichert (Datensatz ISPEC).

Das Programm LIST wertet die für jeden Quantametersweep übertragenen Zählerinhalte aus und berechnet unter Berücksichtigung der Totzeitkorrektur (2.11) die während jedes Meßlaufs aufintegrierte Quantameterladung.

Diese Information wird zusammen mit weiteren Spezifikationen über den Zustand des Targets (voll/lear), die Polarisationsrichtung des Gammastrahls und die Adressen der Gammaskpektren und Funkenkammerwirkungsgradtabellen für jeden Meßlauf in eine Meßlaufbibliothek eingetragen (Datensatz RUNLIB).

Das Programm MCRHO erzeugt künstliche Ereignisse. Wahlweise können phasenraumverteilte Endzustände, sowie  $\gamma p \rightarrow \Delta(1236)\pi \rightarrow p\pi^+\pi^-$  und  $\uparrow$   
 $\gamma p \rightarrow p\rho^0 \rightarrow p\pi^+\pi^-$  unter Zugrundelegung experimenteller oder theoretischer Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen simuliert und im Fall ihrer Nachweisbarkeit durch die Apparatur auf der Stufe rekonstruierter Spuren (Zwischenbänder) gespeichert werden. Dabei werden Verschmierungen und systematische Verfälschungen der Apparatur berücksichtigt (Kap. 4).

Das Programm MAT vergleicht experimentelle und simulierte Ereigniszahlen und bestimmt daraus die Wirkungsquerschnitte für unpolarisierte und vollständig polarisierte Photonen, ferner die Polarisationsasymmetrie  $\Sigma$  der Zerfallswinkelverteilung des Rho (Kap. 5).

## 3.2 Rekonstruktion der Teilchenspuren

### 3.2.1 Spursuche

Zunächst werden aus den Ferritkernadressen Funkenkoordinaten erzeugt. Benachbarte Kerne zählen als ein Funke, wobei einfache Lücken aufgefüllt werden. Die mittlere Dicke der Funken betrug 1,5 bis 2,5 Kerne.

Alsdann werden nacheinander in den sechs Projektionen der drei Teleskope alle vom Target kommenden geraden Spuren gesucht :

Je zwei, durch mindestens eine Kammer getrennte Funken der Projektion werden als "Primärfunken" ausgewählt und definieren die Mitte einer 8 mm breiten Straße. Wenn auf dieser Straße insgesamt mindestens 3 Funken liegen, so bilden diese eine Spur. Liegen in einer Kammer mehrere Funken innerhalb der Straße, so zählt derjenige Funke, welcher der Straßenmitte am nächsten kommt. Es wird eine Ausgleichsgerade bestimmt und geprüft, ob diese innerhalb einer vorgegebenen Toleranz vom Target kommt, anderenfalls wird diese Spur verworfen. Bei der Suche nach etwaigen weiteren Spuren in derselben Projektion bleiben die Funken bereits akzeptierter Spuren unberücksichtigt. Liegen auf einer Straße insgesamt weniger als 3 Funken, so werden solange neue Primärfunken ausgewählt, bis alle Kombinationsmöglichkeiten erschöpft sind.

Als Träger gerader Straßen sind nur die richtungsdefinierenden Funkenkammern zugelassen: Je 4 bzw. 5 Kammern in den Projektionen für das Proton und die Pionen. Im Reichweiteteil des Protontelestos verlaufen die Spuren nicht mehr hinreichend gerade und erfordern daher eine andere Behandlung (3.2.2).

### 3.2.2 Protonenreichweite

Die Verfolgung der Spuren in den Reichweiteteil trägt der Vielfachstreuung in den Graphitplatten Rechnung, indem die Funken von Kammer zu Kammer in Scan-Intervallen gesucht werden, die den jeweiligen Verlauf der Spur berücksichtigen.

Das erste Scan-Intervall in der fünften Kammer der Projektion wird noch symmetrisch zur Ausgleichsgeraden der ersten vier Kammern gelegt. Das zweite Scan-Intervall in der sechsten Kammer der Projektion wird jedoch symmetrisch zu einer Extrapolationsgeraden gelegt, welche vom Durchstoßpunkt der Ausgleichsgeraden in der vorvorangehenden (vierten) Kammer ausgeht und die vorangehende (fünfte) Kammer auf halbem Wege zwischen der Ausgleichsgeraden und dem nächstliegenden Funken im Scan-Intervall schneidet. Bei den nachfolgenden Kammern wird entsprechend verfahren, wobei nunmehr die jeweils letzte Extrapolationsgerade die Rolle der Ausgleichsgeraden übernimmt. Liegt in einem Scan-Intervall kein Funke, so wird unter Beibehaltung der alten Richtung in der nächsten Kammer weitergesucht.

Die Reichweite ist durch den letzten Funken der Spur bestimmt. Dabei werden Funken, die auf zwei benachbarte und nicht zur Spur beitragende Kammern folgen, ignoriert.

Wegen der sehr hohen Wirkungsgrade der Funkenkammern für Protonen (Tab. 3) wird die Protonenreichweite in weniger als 0.5 % aller Fälle durch das Ausbleiben des letzten Funken um ein Reichweiteintervall unterschätzt. Die Breite der Scan-Intervalle  $\Delta x$  wurde dem Abstand  $\Delta z$  zum vorangehenden Funken proportional gewählt :

$$\Delta x = \pm 0.06 \Delta z$$

Der Anteil der Protonen, die diese Intervallbreite infolge Vielfachstreuung verfehlen, ist vernachlässigbar. Der Anteil der Protonen, die infolge elastischer Kernstreuung in einer Kohlenstoffplatte soweit abknicken, daß sie die nachfolgenden Scan-Intervalle verfehlen, beträgt  $(1.5 \pm 0.1) \%$  [13].

### 3.2.3 Justierung der Funkenkammerpositionen

Da die Ortsauflösung der Funkenkammern der mechanischen Ausrichtung der Kammermitten längs der Teleskopachsen vergleichbar bis überlegen ist,

wurden die Teleskopkoordinaten der einzelnen Kammern zunächst so korrigiert, daß die mittlere Ablage der Funken von der Ausgleichsgeraden in den richtungsdefinierenden Kammern höchstens  $\pm 0.1$  mm betrug. Die Mitte der letzten Kammer eines jeden Teleskops wurde dabei als Fixpunkt der Teleskopachse festgehalten (vgl. 2.6). Durch eine anschließende Scherung wurde der Ursprung der Teleskopkoordinaten in den Mittelpunkt der Targetverteilung gelegt. (Abb. 8a).

#### 3.2.4 Spurenwirkungsgrade der Funkenkammern

Für jede Funkenkammer wird eine Wirkungsgradstatistik über die innerhalb der Straßen und Scan-Intervalle gelegenen Funken geführt. Dabei werden alle Spuren berücksichtigt, welche die Bedingungen der Spurrekonstruktion erfüllen. Im Reichweiteteil wird die Wirkungsgradstatistik für jede Spur bis zu der vor dem letzten Funken befindlichen Kammer geführt. Zur Bestimmung des Wirkungsgrades der hintersten Funkenkammer im Protonenteleskop wurden einige Meßläufe untersucht, in denen der hinter dieser Kammer befindliche Zähler Z14 nicht in Antikoinzidenz, sondern auf ein Flip Flop geschaltet war. Der Wirkungsgrad dieser Kammer stimmte mit dem der übrigen Reichweitekammern gut überein.

#### 3.2.5 Zwischenbänder

Von jedem Ereignis mit mindestens einer und höchstens zwei Spuren in jeder der sechs Projektionen wurden sämtliche Informationen des Originalrecords, anstelle der Kernadressen aber die folgenden Spurinformatoren auf Magnetband geschrieben :

1. Zahl der Spuren in jeder Projektion
2. Achsenabschnitte und Steigungen der Ausgleichsgeraden
3. Information über die zur jeweiligen Spur beitragenden Funkenkammern
4. Chi-Quadrat der Ausgleichsgeraden
5. Reichweiteindizes für die Spuren im Protonenteleskop

Handelte es sich um künstlich erzeugte Ereignisse, so wurden zusätzlich die originalen Viererimpulse der Teilchen gespeichert.

### 3.3 Protonenenergie

#### 3.3.1 Energie-Reichweite Beziehung

Der Protonenweg von der Targetmitte bis zum Antizähler am Ende des Protonenteleskops führt durch 50 Schichten verschiedenen Materials mit jeweils bekannter Flächendichte. Unter Zugrundelegung der Energie-Reichweite Daten von Williams und Corbet [14] wurde die zum Erreichen einer jeden Schicht erforderliche Startenergie des Protons im Mittelpunkt des Targets berechnet. Tab. 4 unterscheidet zwischen Protonen, die unter  $0^\circ$  bzw. mit maximaler Neigung gegen die Teleskopachse ( $16.7^\circ$ ) einfliegen. Dazwischen wird entsprechend der individuellen Neigung der Protonen quadratisch interpoliert.

Im Verlauf der Ausgleichsrechnung (3.4) wird aus der Lage des Vertex der Wegunterschied in Wasserstoff  $\Delta R_H$  gegenüber einem im Targetmittelpunkt startenden Proton berechnet. Dies führt zu der Energiekorrektur [18]

$$\begin{array}{rcc} \Delta T & = & 645 \cdot T^{-0.812} \Delta R_H & (3311) \\ \text{(MeV)} & & \text{(MeV)} & \text{(g/cm}^2\text{)} \end{array}$$

Für  $|\Delta R_H| < \varrho_H / 2$  (siehe (231)) und  $T > 30$  MeV ist  $|\Delta T| < 2$  MeV.

Zwischen 64 und 211 MeV wurde die Energie der Rückstoßprotonen aus ihrer Reichweite allein bestimmt. Es zeigt sich bei der kinematischen Ausgleichsrechnung (3.4), daß die Genauigkeit der übrigen Meßgrößen, insbesondere der Teilchenwinkel, nicht ausreicht, um die angepaßten Protonenenergien über die volle Breite der Reichweiteintervalle (Tab. 4) zu verteilen, wenn stets ein diskreter Wert, etwa die Mitte des Intervalls, als gemessene Protonenenergie zugrundegelegt wird. Um bei der Beurteilung des Protonenspektrums von den Reichweiteintervallen unabhängig zu sein, wurden die Ereignisse oberhalb 64 MeV in den Intervallen künstlich gleichverteilt.

Schichtenfolge (FK = Funkenkammer)	Reich- weite (g/cm <sup>2</sup> )	Reichweite- intervall	Protonen- startenergie T (MeV)																					
			0°	16.7°																				
Targetmitte	0		0	0																				
⋮																								
FK1 - FK4																								
⋮																								
dE/dx - Zähler Z11																								
⋮																								
dE/dx - Zähler Z12	<table border="0"> <tr> <td>{ Anfang</td> <td>0.789</td> <td></td> <td>27.8</td> <td>28.5</td> </tr> <tr> <td>{ Ende</td> <td>1.458</td> <td>10 - 13</td> <td>39.8</td> <td>40.8</td> </tr> <tr> <td>{ Anfang</td> <td>1.490</td> <td>14</td> <td>41.0</td> <td>42.0</td> </tr> <tr> <td>{ Ende</td> <td>3.412</td> <td>15 - 20</td> <td>63.6</td> <td>65.2</td> </tr> </table>	{ Anfang	0.789		27.8	28.5	{ Ende	1.458	10 - 13	39.8	40.8	{ Anfang	1.490	14	41.0	42.0	{ Ende	3.412	15 - 20	63.6	65.2			
{ Anfang	0.789		27.8	28.5																				
{ Ende	1.458	10 - 13	39.8	40.8																				
{ Anfang	1.490	14	41.0	42.0																				
{ Ende	3.412	15 - 20	63.6	65.2																				
⋮																								
dE/dx - Zähler Z13		21																						
⋮																								
FK5 + Graphit	3.440		63.9	65.5																				
FK6 + Graphit	4.299	22	71.8	73.6																				
FK7 + Graphit	5.158	23	78.6	80.6																				
FK8 + Graphit	6.017	24	84.6	87.2																				
FK9 + Graphit	6.876	25	91.2	93.5																				
FK10 + Graphit	7.735	26	97.2	99.6																				
FK11 + Graphit	8.594	27	102.6	105.1																				
FK12 + Graphit	10.99	28	117.3	120.1																				
FK13 + Graphit	13.44	29	130.8	134.1																				
FK14 + Graphit	15.89	30	143.6	147.2																				
FK15 + Graphit	18.34	31	155.5	159.4																				
FK16 + Kupfer	21.50	32	170.4	174.8																				
Antizähler Z14	35.05	33	211.3	217.0																				
		34																						

Tab. 4 Energie - Reichweite Beziehung  
für das Protonenteleskop

### 3.3.2 Impulshöhenanalyse der dE/dx - Zähler

Das von einem Proton der kinetischen Energie T längs der Wegstrecke dx im Zähler j erzeugte Licht wird theoretisch, bis auf eine Sättigungskorrektur nach Badhwar et al. [17] dem Energieverlust dE des Protons proportional gesetzt. Das über die ganze Spurlänge  $d_j$  im Zähler integrierte Licht ergibt den (auf die Zählerdicke  $D_j$  normierten) theoretischen Lichtpuls

$$P_{th}(j,T) \sim \int_0^{d_j} \frac{dE/dx}{1 + S \cdot dE/dx} dx/D_j, \quad j = 11, 12, 13 \quad (3321)$$

mit  $S = (0,0126 \pm 0,0020) \text{ g}/(\text{cm}^2 \text{ MeV})$ . Abb. 6a zeigt  $P_{th}$  für die drei Zähler Z11, Z12, Z13 für gerade und schräg unter  $16,7^\circ$  einfallende Protonen. Entsprechend der individuellen Neigung der Protonenspurs gegen die Teleskopachse wurde  $P_{th}$  quadratisch interpoliert.

Experimentell erhält man den am Ort (x,y) des Zählers j erzeugten Lichtpuls  $P_j$  aus dem digitalisierten Dynodensignal  $K_j$ :

$$P_j = S_j \cdot Q_j(x,y) \cdot \{f_j(K_j) - f_j(K_{oj})\} \quad (3322)$$

$K_j$  ist die ADC-Kanalnummer,  $K_{oj}$  das Pedestal des ADC,  $f_j$  kompensiert die Nichtlinearität des ADC,  $Q_j(x,y)$  gleicht die Ortsabhängigkeit der Lichtausbeute der großflächigen Zähler aus. Die Skalenfaktoren  $S_j$  werden durch Anpassung von  $P_j$  an  $P_{th}(j,T)$  oberhalb 64 MeV, wo T aus der Reichweite bekannt ist, festgelegt. Abb. 6b zeigt die Verteilung der Ereignisse mit  $T > 64 \text{ MeV}$  über dem Impulshöhenverhältnis

$$R_j = P_j / P_{th}(j,T) \quad (3323)$$

nach der Eichung der Skalenfaktoren  $S_j$ .

Die Bestimmung der Protonenenergie zwischen 28 und 64 MeV aus den Impulshöhen der drei dE/dx - Zähler geschieht iterativ. Aus der n-ten Näherungslösung  $T_n$  gewinnt man über die Forderung

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^3 \left( \frac{P_j - P_{th}(j,T)}{\sigma_j} \right)^2 \stackrel{!}{=} \text{Minimum} \quad (3324)$$

die Verbesserung

$$T_{n+1} = T_n + \frac{\sum_{j=1}^3 \left( \frac{dP_{th}}{dT} \frac{P - P_{th}}{\sigma^2} \right)_j}{\sum_{j=1}^3 \left( \frac{dP_{th}}{dT} / \sigma \right)_j^2} \quad (3325)$$

die sinnvoll ist, solange die Iteration den Bereich eines Zählers nicht verläßt (Abb. 6a). Ausgehend von der Energieaussage des hintersten der ansprechenden Zähler wurde in der durch (3325) vorgeschriebenen Richtung, aber um höchstens ein Energieintervall der Tab. 4 fortschreitend, gesucht, bis  $T_n$  und  $T_{n+1}$  im selben Intervall angetroffen wurden. Da die Intervalle so gelegt sind, daß innerhalb lineare Interpolation ausreicht, ist damit die Lösung gefunden. Der Anteil der Fälle, in denen keine Konvergenz erzielt wird, ist vernachlässigbar ( 0.1 %). Die für die Anpassung erforderlichen Impulshöhenfehler  $\sigma_j$  sind von den Impulshöhen  $P_j$  abhängig und werden in 3.4.3 angegeben.

### 3.3.3 Berechnung der Protonenenergie aus der Kinematik ?

Die Bestimmung der Protonenenergie aus der Reichweite setzt voraus, daß das Proton ausschließlich durch Ionisation abgebremst wird. Abb. 7a zeigt nach Measday und Richard-Serre [ 23 ] die Wahrscheinlichkeit für die Kernabsorption eines Protons, das mit einer Energie T in einen Kohlenstoffabsorber eintritt, der wenigstens so dick ist, wie die Protonenreichweite ohne Kernabsorption für diese Energie.

Die Verfälschung, welche die aus der Reichweite bestimmte Protonenenergie  $T^0$  im Falle einer Kernabsorption des Protons erfährt, legt den Versuch nahe, die Protonenenergie aus den übrigen Meßgrößen zu berechnen, da die Kinematik einmal überbestimmt ist. Man wird auf die folgende Bestimmungsgleichung für T geführt

$$\sqrt{g_1 + m_\pi^2} + \sqrt{g_2 + m_\pi^2} + g_3 - T = 0 \quad (3331)$$

dabei sind  $g_1, g_2, g_3$  bekannte Funktionen der Teilchenwinkel. Diese Gleichung hat aber zwei physikalisch mögliche Lösungen für T, von denen nur selten eine sofort ausscheidet, weil sie unterhalb der Triggerschwelle für das Protonenteleskop oder jenseits der Maximalenergie liegt, die der Antizähler markiert. Darüberhinaus können die Teilchenwinkel und damit  $g_1, g_2, g_3$  durch Vielfachstreuung so verfälscht sein, daß es gar keine Lösung gibt. Insgesamt verteilten sich 46000 untersuchte Ereignisse folgendermaßen

62 %	:	zwei Lösungen
11 %	:	eine Lösung
27 %	:	keine Lösung

Man kann in den zweideutigen Fällen zunächst jene Lösungen verwerfen, die unterhalb  $T^0 - 2\Delta T^0$  liegen, wobei  $\Delta T^0$  die Energieauflösung ist, und im übrigen die  $T^0$  nächstgelegene Lösung nehmen. Die Verteilung der Differenz  $\Delta T$  gegenüber  $T^0$  zeigt jedoch (Abb. 7b), daß die berechnete Protonenenergie zu ungenau ist. Daher wurde diese Methode verworfen.

### 3.4 Kinematische Ausgleichsrechnung

#### 3.4.1 Methode

Die Energie des Rückstoßprotons ergibt zusammen mit den gemessenen Richtungen aller Teilchen eine kinematische Überbestimmung für den Prozeß  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ . Dazu kommen noch geometrische Überbestimmungen: Die durch ihre Funkenkammerspuren erfaßten drei auslaufenden Teilchen müssen einem gemeinsamen Vertex in dem relativ kleinen Targetbrennfleck von  $5 \times 5 \times 15 \text{ mm}^3$  entspringen.

Es wurde eine Ausgleichsrechnung durchgeführt für die 16 originalen Meßgrößen

$$\vec{m}^0 = (v_1^0, v_2^0, v_3^0, a_1^0, \dots, a_6^0, b_1^0, \dots, b_6^0, T^0) \quad (3411)$$

hierbei sind

$v_1^0, v_2^0, v_3^0$  die Vertexkoordinaten im gemeinsamen Laborsystem

$a_1^0, \dots, a_6^0$  die Spurparameter (Steigung a, Achsenabschnitt b)  
in 6 unabhängigen Teleskopprojektionen

$b_1^0, \dots, b_6^0$

$T^0$  die Energie des Rückstoßprotons

Die ausgeglichenen Meßgrößen  $\vec{m}$  müssen 6 geometrische Nebenbedingungen erfüllen, der Vertex soll nämlich auf allen Spurprojektionen liegen:

$$f_i(v_1, v_2, v_3, a_i, b_i) = 0, \quad i = 1, \dots, 6 \quad (3412a)$$

und Impuls- und Energieerhaltung drücken sich in weiteren 4 kinematischen Nebenbedingungen aus:

$$f_i(a_1, \dots, a_6, T, p_{\pi_1}, p_{\pi_2}, p_{\gamma}) = 0 \quad (3412b)$$

$$i = 7, \dots, 10$$

In den letzten vier Gleichungen treten außer den Meßgrößen selbst noch die unbekanntenen Impulsbeträge der beiden Pionen und des Photons als Argumente auf.

Die Ausgleichung erfolgte nach der Methode der kleinsten Quadrate, die Nebenbedingungen wurden durch Lagrange Multiplikatoren  $\alpha_i$  berücksichtigt. Das Chi-Quadrat lautet in Matrixschreibweise

$$\chi^2 (\vec{m}, \vec{x}, \vec{\alpha}) = (\vec{m} - \vec{m}^0)^T G_m (\vec{m} - \vec{m}^0) + 2 \vec{\alpha}^T \vec{f} (\vec{x}, \vec{m}) \quad (3413)$$

dabei sind

$\vec{m}^0, \vec{m}$  die originalen bzw. ausgeglichenen Meßgrößen

$\vec{x}$  die Unbekannten

$\vec{\alpha}$  die Lagrange Multiplikatoren

$G_m$  die Gewichtsmatrix = reziproke Fehlermatrix der Meßgrößen

Die Forderung

$$\chi^2 (\vec{m}, \vec{x}, \vec{\alpha}) = \text{Minimum}$$

führt auf das Gleichungssystem

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{m}} = 2 \left\{ (\vec{m} - \vec{m}^0)^T G_m + \vec{\alpha}^T \frac{\partial \vec{f} (\vec{x}, \vec{m})}{\partial \vec{m}} \right\} = 0 \quad (3415)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{x}} = 2 \vec{\alpha}^T \frac{\partial \vec{f} (\vec{x}, \vec{m})}{\partial \vec{x}} = 0 \quad (3416)$$

$$\frac{\partial \chi^2}{\partial \vec{\alpha}} = 2 \vec{f} (\vec{x}, \vec{m}) = 0 \quad (3417)$$

### 3.4.2 Durchführung

Die Durchführung der Ausgleichsrechnung bestand in der Lösung von (3415 - 7) auf iterativem Wege, da die Nebenbedingungen (3412a, b) nichtlinear sind. Als Startwerte für die unbekannt Impulse  $p_{\pi 1}$ ,  $p_{\pi 2}$  und  $p_{\gamma}$  dienten Näherungslösungen mit dem Vertex im Targetmittelpunkt und unberücksichtigter Energiebilanz.<sup>+) Die Fehlermatrix (siehe 3.4.3) wurde ereignisweise unter Verwendung der genäherten Energien, die Gradientenmatrizen  $\partial \vec{f}(\vec{x}, \vec{m}) / \partial \vec{x}$  und  $\partial \vec{f}(\vec{x}, \vec{m}) / \partial \vec{m}$  für jeden Iterationsschritt neu berechnet. Die erforderlichen Matrixoperationen wurden mit Hilfe der Routine BOECK [19] ausgeführt. Die geforderte Genauigkeit von  $\pm 0.1$  mm für die geometrischen (3412a) und  $\pm 0.1$  MeV für die kinematischen Nebenbedingungen (3412b) stellte sich im Mittel nach zwei bis drei Iterationen ein. Bei 2.7 % aller untersuchten experimentellen Ereignisse wurden entweder vernünftige Grenzen für die Meßgrößen und Unbekannten oder aber die auf 20 festgelegte Maximalzahl von Iterationen überschritten. Dieser Anteil genügt sicher nicht der gestellten Hypothese, da er bei künstlichen Ereignissen vernachlässigbar ist (0.1 %).</sup>

Abb. 8a zeigt eine Targetverteilung vor und nach der Ausgleichsrechnung für Ereignisse mit einer Wahrscheinlichkeit  $> 0.001$  (siehe 3.4.5). Während sich die Protonenenergie gegenüber der gemessenen Protonenenergie kaum ändert, beträgt die mittlere Ausgleichskorrektur der Photonenergie  $\pm 50$  MeV gegenüber dem Wert der Näherungslösung.

---

+) Es sind dies genau die Lösungen, die in [12,26,27] verwendet wurden. Die Teilchenrichtung war definiert durch die Verbindung des Targetmittelpunktes mit einem Spurpunkt im vorderen Teil der Funkenkammeranordnung. Als Maß für die Güte der kinematischen Hypothese diente dort  $\Delta k = f_{10}$ , der Fehler in der Energiebilanz dieser Näherungslösung.

### 3.4.3 Fehler der Meßgrößen

(Vertexposition, Spurparameter, Protonenenergie)

Die Größe des Chi-Quadrat für jedes Ereignis wird an den Fehlern gemessen, die den originalen Meßgrößen zugewiesen wurden. Es liegt in der Natur der verwendeten Ausgleichsrechnung, daß diese Fehler normalverteilt sein müssen. Bei den im folgenden aufgeführten Meßfehlern ist dies zumindest näherungsweise der Fall. Wesentlich anders verteilte und starke Verfälschungen, wie sie bei Kernabsorption des Rückstoßprotons im Reichweiteteleskop oder beim Zerfall eines Pions auftreten, können wegen der geringen Überbestimmung der Kinematik nicht ausgeglichen werden. Solche Einflüsse werden durch Monte Carlo Simulation erfaßt (Kap. 4).

#### Fehler der Vertexposition

Die mittlere Länge der Targetzelle in Strahlrichtung beträgt 14,8 mm. Senkrecht dazu ist der Targetbrennfleck durch einen Bleikollimator auf  $5 \times 5 \text{ mm}^2$  begrenzt. Wird einer im Intervall der Länge L gleichverteilten wahren Größe stets die Intervallmitte als Meßgröße zugewiesen, so beträgt der mittlere quadratische Fehler  $\pm L / \sqrt{12}$ . Die Fehler der Koordinaten des zunächst im Targetzentrum angenommenen Vertex sind daher

$$\begin{aligned} v_1^0 &= v_2^0 = 5 \text{ mm} / \sqrt{12} = \pm 1,5 \text{ mm} \\ v_3^0 &= 14,8 \text{ mm} / \sqrt{12} = \pm 4,3 \text{ mm} \end{aligned} \quad (3431)$$

Abb. 8b zeigt die Vertexverteilung nach der Ausgleichsrechnung.

Fehler der Spurparameter  $a_i^0$ ,  $b_i^0$ ,  $i = 1, \dots, 6$

Die Steigung  $a_i^0$  und der Achsenabschnitt  $b_i^0$  der in der Funkenkammerprojektion i an die Spurfunkten angepaßten Ausgleichsgeraden sind gegenüber den ursprünglichen Bahnparametern der Teilchen am Vertex verfälscht

durch Vielfachstreuung auf dem Wege bis zu den Funkenkammern und in der Funkenkammerapparatur selbst, außerdem durch das endliche Orts- und Richtungsauflösungsvermögen der Funkenkammerapparatur :

#### Vielfachstreuung

Zur Abschätzung der Vielfachstreuung wurde zunächst die Massenbelegung  $X_i$  in Strahlungslängen vom Targetzentrum bis zur Mitte der richtungsdefinierenden Teleskopteile aufsummiert. Der mittlere quadratische projizierte Vielfachstreuungswinkel wurde dann berechnet zu

$$(\Delta a_i^o)^S = \frac{15 \text{ MeV}/c}{p \beta} \sqrt{X_i} (1 + \epsilon) \alpha \quad (3432)$$

( $p$  = Impuls,  $\beta = v/c$ ). Der Rossi Term [20] ist nach [21] korrigiert mit dem Faktor  $(1 + \epsilon)$ , sowie einem Geometriefaktor  $\alpha$  für schräg einfallende Teilchen.

Für den durch Vielfachstreuung hervorgerufenen mittleren quadratischen Fehler des Achsenabschnitts wurde der Ansatz gemacht

$$(\Delta b_i^o)^S = L_i \cdot (\Delta a_i^o)^S \quad (3433)$$

In den Pionteleskopen ist der größte Teil der wirksamen Massenbelegung am Ort der vorderen Zähler konzentriert. Setzt man deren Targetabstände für die effektiven Streuabstände  $L_i$  der Pionteleskope ein, so erhält man zufriedenstellende Pull-Breiten für die Achsenabschnitte der Pionspuren (3.4.4). Im richtungsdefinierenden Teil des Protonenteleskops ist die Massenbelegung stärker verteilt. Das Modell einer homogenen Massenbelegung längs des Streuweges ( $L_i = \text{Streuweg} / \sqrt{3}$ ) liefert bereits akzeptable Pull-Breiten für die Achsenabschnitte der Protonenspuren.

#### Apparative Komponenten

Das Drahraster (1 mm) und der Elektrodenabstand (6 mm), sowie die mittlere Funkendicke (1.5 - 2.5 mm) implizieren eine energieunabhängige Grenze der Ortsauflösung der Funkenkammern. Abb. 9 zeigt die mittlere

quadratische Abweichungen der Funkenmitten von der Ausgleichsgeraden aufgetragen gegen die Energievariable  $1 / (p\beta)$ . Die Extrapolation auf  $1 / (p\beta) = 0$  liefert den apparativen Anteil der Ortsauflösung der Funken  $(\Delta x_i)^A$ . Unter Berücksichtigung der Kammerabstände ergeben sich daraus die apparativen Komponenten der Richtungsaflösung  $(\Delta a_i^o)^A$ . Diese wurden quadratisch zu den Vielfachstreufehlern addiert.

		Teleskop	
		Proton	Pion
$X_i$	(r.l.)	0.0094	0.142
$\epsilon$		- 0.12	- 0.12
$L_i$	(mm)	250	550
$(\Delta x_i)^A$	(mm)	$\pm 0.35$	$\pm 0.35$
$(\Delta a_i^o)^A$	(mrad)	$\pm 3.5$	$\pm 0.7$

(3434)

Fehler der Protonenenergie  $T^o$

a) Apparative Energieauflösung

Im Reichweitebereich ( $T^o > 64$  MeV) ist die gemessene Protonenenergie, bedingt durch die Dicke der Absorberschichten unsicher innerhalb der Intervallbreiten  $\Delta T_I$  (Tab. 4). Da auch die übrigen Meßgrößen die Protonenenergie nicht genauer festlegen, wurde diese innerhalb der Intervalle gleichverteilt (3.3.1). Die mittlere quadratische Abweichung dieses Wertes vom wahren Wert, für den ebenfalls eine Gleichverteilung innerhalb des Intervalls angenommen wird, ist dann

$$\Delta T^o = \pm \frac{\Delta T_I}{\sqrt{6}} = \pm 0.41 \Delta T_I, \quad I = 21, \dots 33 \quad (3435)$$

entsprechend einem relativen Fehler  $\Delta T^o / T^o = \pm (3 - 5) \%$ .

Im  $dE/dx$  - Zählerbereich ( $T^0 = 28 - 64$  MeV) bestimmen die statistischen und systematischen Impulshöhenfehler (vgl. 3.4.2) :

$$\Delta p_j = p_j - p_{th}(j, T) \quad , 11, 12, 13 \quad (3436)$$

die Energieauflösung des Protonenteleskops. Die mittleren quadratischen Impulshöhenfehler wurden im Reichweitebereich, wo die Protonenenergie unabhängig von den Impulshöhen bestimmt wird, auf folgende Weise parametrisiert :

$$\sigma_j^2 = \Delta^2 p_j = a_j p_j + b_j p_j^2 \quad (3437)$$

mit individuell angepaßten  $a_j, b_j$  für jeden der drei Zähler.

j	$a_j$	$b_j$
11	0.217	0.0033
12	0.165	0.0015
13	0.025	0.0150

Dieser Ansatz für die Impulshöhenfehler wurde auch zwischen 28 und 64 MeV zugrundegelegt (Kap. 3.3.2 und 4).

Der zugehörige Fehler der Protonenenergie

$$\Delta T^0 = \left( \frac{dp_{th}(j, T^0)}{dT} \right)^{-1} \Delta p_j \quad (3438)$$

ergibt sich dann aus der Steilheit der  $p_{th}(j, T)$  - Kurven (Abb. 6a).

Für  $T^0 = 28 - 40$  MeV (innerhalb des Zählers Z12) ist  $\frac{\Delta T^0}{T^0} \leq 3 \%$ ,

für  $T^0 = 40 - 64$  MeV (innerhalb des Zählers Z13) ist  $\frac{\Delta T^0}{T^0} \leq 4 \%$ .

#### b) Reichweitestreuung

Der durch Reichweitestreuung bedingte Fehler der Protonenenergie beträgt  $\frac{\Delta T^0}{T^0} = \pm 1,2 \%$  [15] und wurde quadratisch addiert.

### 3.4.4 Pull - Verteilungen

Ein globaler Test auf die Richtigkeit der verwendeten Fehlermatrix  $G_m^{-1}$  ist der Vergleich der Chi - Quadrat Verteilung einer großen Zahl von Ereignissen mit der theoretischen Chi - Quadrat Verteilung. Dies geschieht im nächsten Kapitel (3.4.5). Individuell kann jede einzelne Meßgröße daraufhin geprüft werden, ob ihre Ausgleichskorrektur

$$c_i = m_i - m_i^o$$

gemessen in Einheiten des Fehlers  $\sigma_i^c$  dieser Korrektur, der sog.

$$\text{Pull (i)} = \frac{c_i}{\sigma_i^c} = \frac{m_i - m_i^o}{\sqrt{(\sigma_i^o)^2 - \sigma_i^2}} \quad (3441)$$

normalverteilt um null mit einer Standardbreite von 1 liegt. Die zusätzlich zu den zu testenden Fehlern  $\sigma_i^o$  der originalen Meßgrößen  $m_i^o$  benötigten Fehler  $\sigma_i$  der angepaßten Meßgrößen  $m_i$  werden vom Anpassungsprogramm BOECK [19] berechnet. Abb. 10 zeigt einige Beispiele von Pull-Verteilungen. In Einheiten der Standardbreite stimmt die Lage innerhalb 10 %, die Breite innerhalb 30 %. Eine Verschiebung des mittleren Pull gegenüber null würde einen systematischen Meßfehler anzeigen. Die Pull-Verteilungen der Teilchenrichtungen reagieren sehr empfindlich auf kleine Änderungen der Teleskopwinkel. Da solche Korrekturen nicht erforderlich waren, können die gemessenen Teleskopwinkel (Tab. 1) als zuverlässig angesehen werden.

### 3.4.5 Abtrennung des nichtkinematischen Untergrundes

( $\chi^2$ - und p - Verteilung)

Ereignisse, die den geometrischen und kinematischen Bedingungen (3412) genügen und die zugewiesene Fehlerverteilung besitzen, müssen einer Chi - Quadrat Verteilung mit 7 Freiheitsgraden gehorchen. Abb. 11a zeigt diese Verteilung der experimentellen Daten  $\bar{7}$  zusammen mit der entsprechenden theoretischen Verteilung  $f_7(\chi^2)$ .<sup>+</sup>

---

<sup>+</sup>) normiert auf gleiche Fläche im Bereich  $0 < \chi^2 < 12.02$  ( $0.10 < p < 1$ )

Eine leichter zu beurteilende Verteilung hat die dem Chi - Quadrat zugeordnete Wahrscheinlichkeit

$$p = \int_{\chi^2}^{\infty} f_{\gamma}(\tilde{\chi}^2) d\tilde{\chi}^2 \quad (3451)$$

Diese Größe muß für Ereignisse, die entsprechend  $f_{\gamma}(\chi^2)$  verteilt sind, zwischen 0 und 1 gleichverteilt sein. Ein Anstieg (Abfall) zu großem  $p$  würde anzeigen, daß den Meßgrößen überwiegend zu kleine (große) Fehler zugewiesen wurden. Abb. 11b,c zeigen die  $p$  - Verteilungen oberhalb  $p = 0.001$  für experimentelle und künstliche Ereignisse. Der im wesentlichen horizontale Verlauf findet sich in allen kinematischen Teilbereichen und weist eine zufriedenstellende Fehlerzuweisung aus. Unterhalb  $p \approx 0.10$  setzt bei den experimentellen Daten eine starke Verseuchung durch andere Prozesse ein. Eine Subtraktion des Untergrundes erreicht man, indem man nur Ereignisse oberhalb  $p = 0.10$  mit einem statistischen Gewicht von  $1/0.90$  berücksichtigt. Der Anteil des nicht-kinematischen Untergrundes macht 30 % und 39 % für die vertikale und horizontale Polarisationsrichtung aus. Eine zum Vergleich durchgeführte quadratische Anpassung an die  $p$  - Verteilung liefert innerhalb  $\pm 2\%$  übereinstimmende  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  Ereigniszahlen.

### 3.4.6 Kinematikbänder

Für die Endanalyse wurden die Viererimpulse der Teilchen und ihre Fehlermatrix, sowie die Wahrscheinlichkeit für die Hypothese  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  auf Magnetband geschrieben. Von diesen Kinematikbändern konnten die experimentellen und künstlichen Ereignisse mit nunmehr geringem Rechenaufwand in ein- und mehrdimensionale Verteilungen der kinematischen Variablen einsortiert werden.

Abb. 12 zeigt die gemessenen Dipionmassenverteilungen für die beiden Polarisationsrichtungen des Gammastrahls. Die Gammaenergie ist hierbei nicht eingeschränkt. Monte Carlo Rechnungen zeigen (Kap. 4), daß die Überhöhung bei  $M \approx 400$  MeV eine Reflektion der Delta(1236)-Resonanz ist.

Diese kann jedoch durch eine Einschränkung der Ereignisse auf den Bereich  $k_\gamma > 1.4$  GeV weitgehend eliminiert werden. Dies liegt daran, daß der Akzeptanzbereich der Apparatur im  $(k_\gamma, M_{\pi\pi}, t)$  - Raum im wesentlichen eine Fläche, kein Volumen ist (Abb. 13) und ein Schnitt in der Photonenergie einem Schnitt in der Dipionmasse gleichkommt. Außerdem fällt der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung des Delta(1236) mit zunehmender Photonenergie ab.

### 3.5 Mehrfachspurereignisse

Der mit zunehmender Strahlintensität anwachsende Anteil von Ereignissen mit mehr als genau einer Spur in jeder der sechs Teleskopprojektionen (Tab. 6b) beweist, daß es sich hierbei im wesentlichen nicht um Ereignisse mit mehr als drei auslaufenden Teilchen, sondern um Dreiteilchenkandidaten mit zusätzlichen, kausal unabhängigen Teilchen handelt. Diese koinzidieren zufällig innerhalb der empfindlichen Zeitspanne der Funkenkammern.

Die Mehrfachspuren mit höchstens zwei Spuren in jeder Projektion wurden dem Kinematikprogramm KINFIT in allen möglichen Kombinationen von drei auslaufenden Teilchen (6 Spurprojektionen) angeboten. Im Protonenteleskop ist die Zuordnung der Spurprojektionen für Teilchen unterschiedlicher Reichweite von vornherein eindeutig. Spuren ohne Pendant entsprechender Reichweite in der korrespondierenden Projektion wurden ausgeschlossen. Die als  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  akzeptierten Dreiteilchenkombinationen wurden ebenfalls auf Kinematikbänder geschrieben. Wenn mehr als eine Dreiteilchenkombination akzeptiert wurde, galt diejenige mit der größeren Wahrscheinlichkeit  $p$ . Der Anteil solcher mehrdeutiger Ereignisse an allen kinematisch akzeptierten Ereignissen mit  $p > 0.10$  ist unerheblich (0.1 %). Der Anteil der nichtuntersuchten Ereignisse mit mehr als zwei Spuren in einer Projektion ist ebenfalls vernachlässigbar (0.2 %).

### 3.6 Photonspektrum und Polarisation

Abb. 14 zeigt den Intensitäts- und Polarisationsverlauf eines während des Experiments aufgenommenen kohärenten Bremsspektrums. Die Anpassung an die Meßpunkte ist eine Faltung der idealen theoretischen Intensität mit verschiedenen apparativen Auflösungskomponenten, deren Größe durch die Anpassungsprozedur innerhalb gewisser vernünftiger Grenzen ermittelt wird [ 8 ]. Die Polarisation ergibt sich durch die Faltung des entsprechenden theoretischen Polarisationsverlaufs mit denselben Auflösungen. Die solchermaßen berechneten Polarisationsgrade sind experimentell abgesichert [ 5 ].

Die Daten der beiden Polarisationsrichtungen verteilen sich jeweils auf mehrere Spektren mit etwas verschiedenen Positionen des Intensitäts- und Polarisationsmaximums. Meßläufe, deren spektrale Maxima nicht mehr als 20 MeV gegeneinander verschoben sind, wurden einem gemeinsamen Spektrum zugewiesen. Für die Umrechnung der Ereignisraten auf die Fälle vollständig polarisierter bzw. vollständig unpolarisierter Gammastrahlen, sowie zur Berechnung der Polarisationsasymmetrie  $\sum$  der Zerfallswinkelverteilung des Rho (Kap.5.2) ist es erforderlich, die Intensität und die Polarisation über die betreffenden Meßläufe der beiden Polarisationsrichtungen ( $i = 1,2$ ) zu mitteln. Mit der Normierung der gemittelten Intensität  $\overline{I^i(k_\gamma)}$

$$\frac{1}{k_\gamma^{\max}} \int_0^{k_\gamma^{\max}} \overline{I^i(k_\gamma)} dk_\gamma = 1 \quad (361)$$

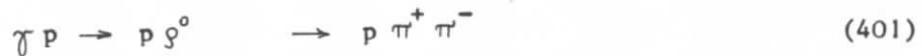
ist die Gesamtzahl der Photonen mit der gemittelten Polarisation  $\overline{P^i(k_\gamma)}$  zwischen  $k_\gamma$  und  $k_\gamma + dk_\gamma$  gegeben durch

$$dN_\gamma^i(k_\gamma) = N_{\text{eff}}^i \frac{\overline{I^i(k_\gamma)}}{k_\gamma} dk_\gamma \quad (362)$$

$N_{\text{eff}}^i$  ist die Gesamtzahl der effektiven Quanten zur Polarisationsrichtung  $i$ . Für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und der Polarisationsasymmetrie wurde nur ein schmales Energieband  $k_\gamma = 1.4 - 2.0$  GeV mit einem relativ konstanten Verlauf des Photonspektrums  $dN_\gamma/dk_\gamma$  und einem hohen mittleren Polarisationsgrad zugelassen (Abb. 15).

#### 4 Monte Carlo Rechnungen

Mit dem Programm MCRHO wurden die folgenden Reaktionen simuliert



Für das Rho wurde eine diffraktive Erzeugung mit Helizitätserhaltung im s-Kanal angenommen. Die Delta(1236)-Erzeugung steht bei niedrigen Photonenergien grundsätzlich in starker Konkurrenz zur Rho-Erzeugung. Die Monte Carlo Rechnung zeigt jedoch, daß unsere Zählerapparatur diese Reaktion in dem analysierten Energieintervall  $k_\gamma = 1.4 - 2.0$  GeV nur schwach registriert. Die Erzeugung phasenraumverteilter Endzustände dient der näherungsweisen Beschreibung des nichtresonanten Untergrundes zum Rho.

Die Simulation der Resonanzerzeugung (401,402) soll kurz skizziert werden: Zu einer vorgegebenen Photonenergie werden entsprechend einer vorgegebenen Massenverteilung die Resonanzmasse und entsprechend einem vorgegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  das Quadrat des Viererimpulsübertrags gewürfelt. Daraus werden der Erzeugungswinkel und die Energie der Resonanz im Schwerpunktsystem berechnet. Nach der Wahl des Azimuts der Produktionsebene, welcher zugleich die Neigung des Photonpolarisationsvektors gegen die Produktionsebene festlegt, werden die Impulse der Zerfallsteilchen gemäß der Zerfallswinkelverteilung im Ruhesystem der Resonanz erzeugt und ins Schwerpunktsystem transformiert.

Im folgenden werden die bei der Simulation der Reaktionen zugrundegelegten experimentellen und/oder hypothetischen differentiellen Wirkungsquerschnitte und Winkelverteilungen beschrieben. Die Simulation des Experiments wird in 4.4 erläutert.

#### 4.1 Diffraktive Rho Erzeugung

##### Differentieller Wirkungsquerschnitt $d\sigma^0/dt$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für im Mittel unpolarisierte Photonen wird durch folgende Exponentialform parametrisiert

$$\frac{d\sigma^0}{dt} = A \exp(-B |t|) \quad (411)$$

Für die Energieabhängigkeit der Parameter A und B wurden zunächst die von der DESY Blasenkammergruppe [24] für den Energiebereich  $1.4 < k_\gamma < 5.8$  GeV publizierten Werte verwendet :

k (GeV)	A ( $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ )	B ( $\text{GeV}^{-2}$ )
1.4 - 1.8	$140.7 \pm 19.0$	$5.75 \pm 0.65$
1.8 - 2.5	$128.8 \pm 11.3$	$5.43 \pm 0.39$
2.5 - 3.5	$146.8 \pm 13.0$	$6.92 \pm 0.43$
3.5 - 4.5	$149.3 \pm 18.5$	$8.10 \pm 0.69$
4.5 - 5.8	$129.7 \pm 16.2$	$7.90 \pm 0.66$

ABBHHM [24]

Anpassung von  $A \exp(-B |t|)$  an  $d\sigma^0/dt(\gamma p \rightarrow p \rho^0)$   
für  $0.05 < |t| < 0.50 \text{ GeV}^2$

Nach Vergleich mit den eigenen Daten wurden die Parameter A und B im Bereich  $1.4 < k_\gamma < 2.5$  GeV im Monte Carlo Programm geändert auf

$$\begin{aligned} A &= 150 \mu\text{b}/\text{GeV}^2 \\ B &= 6.5 \text{ GeV}^{-2} \end{aligned}$$

Unterhalb  $k_\gamma = 1.4$  GeV, wo der Wirkungsquerschnitt bis zur Schwelle schnell absinkt, wurde der Ansatz (411) mit gleichbleibendem B beibehalten und A aus den in [24] angegebenen integrierten Wirkungsquerschnitten zu  $A = B \sigma^0$  bestimmt.

Resonanzmassenverteilung

Die folgende Rho Massenverteilung wurde in MCRHO zugrundegelegt

$$W ( M_{\pi\pi}, t ) = \left( \frac{M_{\rho}}{M_{\pi\pi}} \right)^{n(t)} W_{BW} (M_{\pi\pi}) \quad (412)$$

Dabei ist  $W_{BW} (M_{\pi\pi})$  die relativistische Breit -Wigner Verteilung mit energieabhängiger Breite  $\Gamma (M_{\pi\pi})$  nach Jackson [29] :

$$W_{BW} ( M_{\pi\pi} ) = \frac{\Gamma}{( M_{\pi\pi}^2 - M_{\rho}^2 )^2 + M_{\rho}^2 \Gamma^2}$$

$$\Gamma ( M_{\pi\pi} ) = \Gamma_{\rho} \left\{ \frac{q (M_{\pi\pi})}{q (M_{\rho})} \right\}^3 \frac{g (M_{\pi\pi})}{g (M_{\rho})}$$

$$q ( M ) = \left\{ \left( \frac{M}{2} \right)^2 - m_{\pi}^2 \right\}^{1/2} = \text{Pionimpuls im Rho Ruhesystem}$$

$$g ( M ) = \left\{ q^2 ( M ) + q^2 ( M_{\rho} ) \right\}^{-1}$$

Für die Resonanzmasse und die Breite wurden zuletzt die Werte verwendet :

$$M_{\rho} = 765 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_{\rho} = 150 \text{ MeV}$$

Der Faktor  $( M_{\rho} / M_{\pi\pi} )^n$  ist phänomenologischer Natur <sup>+) und bewirkt die bekannte Verschiebung des Rho zu niedrigen Massen hin, wie sie durch das Söding Modell [31] erklärt wird. Für den Exponenten n wurde die t - Abhängigkeit</sup>

$$n ( t ) = 5.5 - 8.5 \text{ GeV}^{-2} | t | \quad (413)$$

angenommen, die durch die Ergebnisse der SLAC - Blasenkammergruppe [25,38] bei 2.8, 4.7 und 9.3 GeV nahegelegt wird.

---

+) Dieser Faktor wurde mit  $n = 4$  von Ross und Stodolsky eingeführt und ist unter diesem Namen bekannt.

Kinematische Grenzen

Die für den differentiellen Wirkungsquerschnitt und die Resonanzmassenverteilung verwendeten Parametrisierungen (411,412) ignorieren kinematische Grenzen. Diese können jedoch bei der Monte Carlo Rechnung in bekannter Weise berücksichtigt werden, indem zunächst über die kinematischen Grenzen hinaus gewürfelt wird und die nichtkinematischen Ereignisse anschließend verworfen werden.

Azimutalwinkelverteilung der Produktionsebene

Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Vektormesonen mit linear polarisierten Photonen hängt im allgemeinen Fall folgendermaßen vom Azimutalwinkel  $\Phi_\gamma$  des Photonpolarisationsvektors gegen die Produktionsebene ab (siehe Schilling [32]) :

$$\frac{d\sigma}{dt} (t, \Phi_\gamma) = \frac{d\sigma^0}{dt} (t) \left\{ 1 - \sum_\sigma(t) \cos 2 \Phi_\gamma \right\} \quad (414)$$

$d\sigma^0/dt$  bezeichnet den Wirkungsquerschnitt für im Mittel unpolarisierte Photonen.  $\sum_\sigma$  ist die Polarisationsasymmetrie der Wirkungsquerschnitte<sup>\*)</sup>  
 $d\sigma^\perp/dt = d\sigma/dt (t, \Phi_\gamma = \pi/2)$  und  $d\sigma^\parallel/dt = d\sigma/dt (t, \Phi_\gamma = 0)$

$$\sum_\sigma = \frac{\frac{d\sigma^\perp}{dt} - \frac{d\sigma^\parallel}{dt}}{\frac{d\sigma^\perp}{dt} + \frac{d\sigma^\parallel}{dt}} \quad (415)$$

Im Falle von Helizitätserhaltung im s-Kanal, aber auch für  $J^P = 0^+$  Austausch im t-Kanal und für das spinunabhängige Modell (siehe Einleitung) ist

$$\sum_\sigma = 0 \quad (416)$$

d.h. die Azimutalwinkelverteilung der Produktionsebene ist isotrop und unabhängig von der Photonpolarisationsrichtung. Dieser Fall wurde im Monte Carlo Programm realisiert.

---

\*) nicht zu verwechseln mit der Polarisationsasymmetrie  $\sum$  für das Produkt aus Wirkungsquerschnitt und Zerfallswinkelverteilung (Kap.5, 6).

### Zerfallswinkelverteilung

Die  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Zerfallswinkelverteilung lautet in dem für das helizitätserhaltende Modell (HCM) charakteristischen Helizitätssystem<sup>\*)</sup> des Rho [34]

$$W_{\text{HCM}}(\vartheta_H, \psi_H = \varphi_H - \Phi_\gamma) = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \vartheta_H (1 + |P| \cos 2\psi_H) \quad (417)$$

$\vartheta_H$  und  $\varphi_H$  sind die Polarwinkel der Zerfallspionen.  $\Phi_\gamma$  gibt die Neigung des Photonpolarisationsvektors gegen die Produktionsebene an. Dieser Winkel bleibt invariant beim Übergang zum Gesamtschwerpunkt- und Laborsystem. Der unvollständige Polarisationsgrad  $|P| < 1$  des Gammastrahls wird im Monte Carlo Programm durch eine entsprechende Mischung von Photonen mit senkrecht ( $P = +1$ ) und parallel ( $P = -1$ ) zur Horizontale im Labor weisendem Polarisationsvektor erreicht.

### 4.2 Delta(1236)

Bei der Simulation der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \Delta^{++} \pi^- \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  wurden die von der DESY Blasenkammergruppe [24] veröffentlichten Ergebnisse für den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  und die dort verwendete Resonanzmassenverteilung benutzt. Die Produktionsazimutwinkelverteilung und die Zerfallswinkelverteilung wurden näherungsweise isotrop angenommen. Unter diesen Annahmen erzeugt die Delta(1236)-Resonanz in der von der Apparatur wahrgenommenen Dipionmassenverteilung ein ausgeprägtes Maximum bei  $M_{\pi^+ \pi^-} \approx 400$  MeV (Abb. 15), oberhalb  $M_{\pi^+ \pi^-} \approx 500$  MeV ( $k > 1.2$  GeV) trägt sie nur noch sehr schwach bei kleinen Impulsüberträgen  $|t_{pp}| < 0.25$  GeV<sup>2</sup> bei. Die Erzeugung des ungeladenen Delta(1236) in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \Delta^0 \pi^+ \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  ist wegen des um eine Größenordnung kleineren Wirkungsquerschnitts [24] gegenüber dem  $\Delta^{++}$  vernachlässigbar.

\*) Das Helizitätssystem ist dasjenige Rho-Ruhsystem, in dem die z-Achse (Polarachse) dem Rückstoßproton entgegengerichtet ist (= Flugrichtung des Rho im Gesamtschwerpunktsystem). Die Azimutwinkel  $\varphi_H$  und  $\Phi_\gamma$  werden gegen die Produktionsebene gemessen.

### 4.3 Phasenraum

Die Dipionmassenverteilung des Phasenraums ist durch den Zweiteilchen-Phasenunterraum der beiden Pionen gegeben (Radojicic [14] )

$$W_{\text{Ph}}(M_{\pi\pi'}) \sim \sqrt{M_{\pi\pi'}^2 - 4m_{\pi}^2} \quad (431)$$

Die Energie des auslaufenden Protons im Gesamtschwerpunktsystem ist durch  $M_{\pi\pi'}$  und die Gesamtschwerpunktsenergie festgelegt. Die Richtung des auslaufenden Protons wird im Gesamtschwerpunktsystem, die der Pionen im Dipionruhesystem isotrop gewählt. Damit stehen die Richtungen und Energien der drei auslaufenden Teilchen auch im Labor fest.

### 4.4 Simulation des Experimentes

Das Monte Carlo Programm MCRHO erzeugt die künstlichen Ereignisse ebenso wie beim Experiment in Meßläufen. Vor jedem Meßlauf werden von verschiedenen Datensätzen das gemessene Photonspektrum und die zugehörige Polarisation, die Funkenkammerwirkungsgrade, sowie die Zahl der effektiven Quanten und die Polarisationsrichtung des Gammastrahls eingelesen. Dann wird für diesen Meßlauf zunächst unter Zugrundelegung des im betrachteten Energiebereich maximalen integrierten Wirkungsquerschnitts  $\sigma^{\text{max}}$  für die gewünschte Reaktion (401 - 403) die Zahl der zu erzeugenden Ereignisse berechnet.

Entsprechend der Verteilung der Photonen im Spektrum wird eine Photonenergie  $k_{\gamma}$  gewürfelt und dem Photon ein senkrecht ( $P = +1$ ) oder parallel ( $P = -1$ ) zur Synchrotonenebene orientierter Polarisationsvektor zugewiesen, und zwar so, daß im statistischen Mittel die Polarisation  $P(k_{\gamma})$  des Gammastrahls in diesem Meßlauf reproduziert wird. Durch erneutes Würfeln wird entschieden, ob das Ereignis weiterverfolgt wird (Wahrscheinlichkeit  $\sigma(k_{\gamma})/\sigma^{\text{max}}$ ) oder verworfen wird.

Die Impulse der auslaufenden Teilchen  $p_{\pi^+ \pi^-}$  werden nach der Simulation der Reaktion (401 - 403) aus dem Schwerpunktsystem ins Laborsystem transformiert. Wenn in jedes der drei Teleskope ein Teilchen fällt, wobei die Raumwinkel zunächst reichlicher als bei der Analyse der experimentellen Daten bemessen sind, gilt das Ereignis als vorläufig

akzeptiert. Daraufhin wird der Vertex über das Volumen des Targetbrennflecks gleichverteilt und die Parameter der projizierten Spurgeraden werden unter Berücksichtigung der konstanten apparativen Orts- und Richtungsauflösung, sowie der energieabhängigen Vielfachstreuung gemäß 3.4.3 verschmiert. Es wird erneut geprüft, ob noch alle drei Teilchen die Teleskope treffen, wobei diesmal die bei der Analyse der experimentellen Daten gültigen kleineren Raumwinkel zugrundegelegt werden.

Für jedes Pion wird entsprechend seiner Energie die Reichweite im Labor bis zum Zerfall gewürfelt. Zerfällt ein Pion nach einer so kurzen Wegstrecke, daß auf den Zerfallsvertex noch mindestens 3 Funkenkammern in der Projektion folgen, so werden anstelle der Spurparameter des Pions diejenigen des Zerfallsmyons verwendet. Dies geschieht bei 5,7 % aller simulierten Rho Ereignisse mit  $k_{\gamma} > 1$  GeV. Dreiviertel dieser Ereignisse werden bereits verworfen, weil die Myonspuren den zugelassenen Raumwinkel verlassen oder ihre rückwärtige Verlängerung das Target zu stark verfehlt.

Vor der Zuweisung einer Protonenreichweite wird gewürfelt, ob und bei welcher Reichweite das Proton im Absorbermaterial des Protonenteleskops durch Kernabsorption vorzeitig gestoppt wird (Abb. 7a) oder infolge einer starken elastischen Streuung das nächste Scan-Intervall verfehlt (3.2.2). Die Protonenenergie wird um einen der Reichweitestreuung [15] entsprechenden Betrag verschmiert und unter Berücksichtigung der Vertexkorrektur (3311), sowie der Neigung der Spur nach Tab. 4 in einen Reichweiteindex umgerechnet. Die theoretischen Pulshöhen  $P_{th}(j,T)$  der dE/dx-Zähler (Abb. 6a) werden mit den Auflösungen  $\sigma_j$  (3437) verschmiert und nach (3322) in ADC-Kanalnummern  $K_j$  umgerechnet.

Schließlich wird entsprechend den Funkenkammerwirkungsgraden gewürfelt, welche Kammern zu den Spuren beitragen. Insgesamt gehen nur ca. 0,5 % der Ereignisse verloren, weil in mindestens einer Projektion weniger als die vom Spurerkennungsprogramm verlangten 3 Funken zur Spur beitragen (3.2.1). Der Reichweiteindex für die Protonenspur wird wegen der hohen Kammerwirkungsgrades für Protonen nur selten (< 0,5 %) durch den Ausfall eines Funken erniedrigt.

Für jedes simulierte Ereignis, das die ganze Monte Carlo Prozedur überstanden hat, werden nach denselben Konventionen wie für die experimentellen Ereignisse die Spurparameter, ADC-Kanalnummern, Reichweiteindizes usw. (3.2.5) auf Zwischenbänder geschrieben und im weiteren Verlauf der Analyse (3.3,3.4) auch gleich behandelt. Zusätzlich werden die originalen Viererimpulse der Teilchen gespeichert.

## 5 Berechnung der differentiellen Wirkungsquerschnitte und der Polarisationsasymmetrie der Zerfallswinkelverteilung

### 5.1 Methode zur Bestimmung der Wirkungsquerschnitte und Verteilungen

Ein von unserer Apparatur registriertes  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  Ereignis wird durch folgende sechs unabhängige Größen vollständig beschrieben :

$$\vec{q} = (k_\gamma, t, M_{\pi\pi}, \frac{\chi}{2\pi}, \vartheta, \varphi)$$

$\vartheta$  und  $\varphi$  sind die Pionzerfallswinkel im Dipionruhesystem mit einer vereinbarten Achsenorientierung. Der Neigungswinkel  $\chi$  der Produktionsebene gegen die Horizontale im Labor ist auf den Bereich  $-20^\circ < \chi < +20^\circ$  eingeschränkt.

Die Zahl der von der Apparatur im Intervall  $\Delta\vec{q}$  um den Punkt  $\vec{q}$  nachgewiesenen Ereignisse können wir für die beiden vorliegenden Fälle, daß der Gammastrahl annähernd

1. senkrecht zur Produktionsebene ( $70^\circ < \Phi_\gamma < 110^\circ$ ,  $0 < P_1 < +1$ )
2. parallel zur Produktionsebene ( $-20^\circ < \Phi_\gamma < +20^\circ$ ,  $-1 < P_2 < 0$ )

teilweise linear polarisiert ist, formal folgendermaßen schreiben ( $i = 1, 2$ ) :

$$N_i(\vec{q}) = n_T \int_{\Delta\vec{q}} d\vec{q} \int_{\vec{q}'} n_{\gamma i} \left\{ \frac{1 + H P_i}{2} \frac{d^2\sigma^\perp}{dt' dM'} W^\perp + \frac{1 - H P_i}{2} \frac{d^2\sigma^\parallel}{dt' dM'} W^\parallel \right\} \times a(\vec{q}') \eta(\vec{q}') r(\vec{q}, \vec{q}') d\vec{q}' \quad (511)$$

dabei bedeuten

$n_T$	Zahl der Targetprotonen pro Flächeneinheit
$n_{\gamma i} = \frac{dN_{\gamma i}(k'_\gamma)}{dk'_\gamma}$	Photonspektrum
$P_i(k'_\gamma)$	Photonpolarisation
$H(\chi') = \cos 2\chi'$	Analysierstärke der Apparatur
$\frac{d^2\sigma^{\perp,\parallel}(k'_\gamma, t', M'_{\pi\pi})}{dt' dM'_{\pi\pi}}$	Wirkungsquerschnitt für senkrecht ( $\Phi_\gamma = \frac{\pi}{2}$ ) bzw. parallel ( $\Phi_\gamma = 0$ ) zur Produktions- ebene vollständig linear polarisierte Photonen
$w^{\perp,\parallel} = w(\vartheta', \varphi', \Phi_\gamma = \frac{\pi}{2} - \chi', -\chi')$	Zerfallswinkelverteilungen
$a(\vec{q}')$	Akzeptanz = $\begin{matrix} 1 & \text{innerhalb} \\ 0 & \text{außerhalb} \end{matrix}$ , wenn $\vec{q}'$ der Apparatur liegt
$\eta(\vec{q}')$	Wirkungsgrad
$r(\vec{q}, \vec{q}')$	Auflösungsfunktion

Während das erste Integral der Mittelung des Integranden über das Intervall  $\Delta \vec{q}$  dient, bezeichnet das zweite Integral die Faltung mit der Auflösungsfunktion  $r(\vec{q}, \vec{q}')$ .

Da die Auflösungsfunktion kompliziert ist, insbesondere wegen der erwähnten Kernabsorption der Rückstoßprotonen, wurden die Wirkungsquerschnitte und Verteilungen in (511) auf iterativem Wege aus den gemessenen Ereigniszahlen  $N_i^E$  bestimmt. Mit dem in Kap. 4 beschriebenen Monte Carlo Programm wurden entsprechende künstliche Ereigniszahlen  $N_i^{MC}$  erzeugt und mit den gemessenen Ereigniszahlen verglichen. Dabei werden die durch die Funktionen  $a, \eta$  und  $r$  symbolisierten apparativen Eigenschaften in (511) berücksichtigt.

Zur Trennung von  $(d^2 \sigma^\perp / dt dM_{\pi\pi}) W^\perp$  und  $(d^2 \sigma^\parallel / dt dM_{\pi\pi}) W^\parallel$  und zur Bestimmung von  $(d^2 \sigma^0 / dt dM_{\pi\pi}) W^0$  für einen unpolarisierten Strahl wurden die Ereigniszahlen  $N_1$  und  $N_2$  auf solche umgerechnet, wie man sie bei idealer Polarisierung erhalten hätte, nämlich  $N_\perp$  (HP = +1),  $N_\parallel$  (HP = -1) und  $N_0$  (HP = 0). Dazu dienen die in 5.2 angegebenen Polarisationsgewichte. Die Verhältnisfaktoren

$$R_{\perp, 0}(k_\gamma, t, M_{\pi\pi}) = \frac{N_{\perp, 0}^E(k_\gamma, t, M_{\pi\pi}) - N_{\perp, 0}^U(k_\gamma, t, M_{\pi\pi})}{N_{\perp, 0}^{MC}(k_\gamma, t, M_{\pi\pi})} \quad (512)$$

zwischen den um den Untergrund  $N^U$  verminderten experimentellen Polarisationssummen  $N^E$  und den (auf eine gleiche Zahl von Targetprotonen und Photonen normierten) künstlichen Rho-Polarisationssummen  $N^{MC}$  im selben Intervall  $(\Delta k_\gamma, \Delta t, \Delta M_{\pi\pi})$  werden an den im Monte Carlo Programm zugrundegelegten differentiellen Wirkungsquerschnitten  $d\sigma^\perp/dt = d\sigma^0/dt$  (411) und an der Rho Massenverteilung (412) angebracht <sup>\*)</sup> :

$$\frac{d\sigma^{\perp, 0}(k_\gamma, t)}{dt} W^{\perp, 0} = R_{\perp, 0}(k_\gamma, t) \left[ \frac{d\sigma^{\perp, 0}(k_\gamma, t)}{dt} W^{\perp, 0} \right]^{MC} \quad (513)$$

\*) Über die weggelassenen Argumente wird summiert.

Ein entsprechendes Verhältnis  $R_\parallel$  ist wegen  $N_\parallel^E - N_\parallel^U \approx N_\parallel^{MC} \approx 0$  zur Korrektur von  $(d\sigma^\parallel/dt) W^\parallel$  nicht geeignet. Es gilt aber :

$$(d\sigma^\parallel/dt) W^\parallel = 2 (d\sigma^0/dt) W^0 - (d\sigma^\perp/dt) W^\perp$$

$$W ( M_{\pi\pi} ) = R_{\perp, \circ} (k_{\gamma}, M_{\pi\pi}) \left[ W ( M_{\pi\pi} ) \right]^{MC_g} \quad (514)$$

und ergeben neue Schätzwerte für die Parameter A, B und  $M_g$ , mit denen die Monte Carlo Rechnung für das Rho wiederholt wird.<sup>+)</sup>

Da die Delta(1236) und Phasenraum Monte Carlo Rechnungen bereits darauf hindeuteten, daß der von der Apparatur wahrgenommene Untergrund zum Rho in dem betrachteten Energiebereich  $k_{\gamma} > 1.4$  GeV gering sein mußte, wurde der Untergrund für die erste Iteration überhaupt vernachlässigt.

Als nächstes wurde eine Linearkombination aus den künstlichen Rho-, Delta- und Phasenraum-Polarisationssummen gebildet :

$$N_{\perp, \parallel, \circ}^{MC} = \sum_{j = \rho, \Delta, Ph} \left( \lambda_j N_j^{MC} \right)_{\perp, \parallel, \circ} \quad (515)$$

und mit variablen Parametern  $\lambda_j$  an die experimentelle Massenverteilung angepaßt. Zu diesem Zweck wurde das Maximum der logarithmischen Likelihoodfunktion bestimmt

$$l = \frac{\ln 2\pi}{2} - \sum_m \left( \frac{\Delta^2 N_m}{\mathcal{G}_m^2} + \ln \mathcal{G}_m^2 \right) \quad (516)$$

mit 
$$\Delta N_m = N_m^E - N_m^{MC}$$

$$\mathcal{G}_m^2 = \Delta^2 N_m^E + \sum_j \lambda_j^2 \Delta^2 N_m^{MC_j}$$

$m = M_{\pi\pi}$  - Massenintervall

---

<sup>+) A = 150  $\mu$ b/GeV<sup>2</sup>, B = 6.5 GeV<sup>-2</sup>,  $M_g = 765$  MeV,  $\Gamma_g = 150$  MeV  
übereinstimmend für alle drei Strahlarten ( $\perp, \parallel, \circ$ )</sup>

Da der angepaßte Anteil des Delta innerhalb der Fehler der Anpassung mit dem bei der Erzeugung in 4.2 zugrundegelegten Wirkungsquerschnitt für alle drei Strahlarten ( $\perp$ ,  $\parallel$ ,  $o$ ) verträglich war, wurde  $\lambda_{\Delta} = 1$  gesetzt. Auch die Phasenraumanteile zeigten keine signifikante Polarisationsasymmetrie, deshalb wurde ein einheitlicher mittlerer Phasenraumanteil für alle drei Strahlarten verwendet.

Die nunmehr unter Berücksichtigung des Untergrundes in (512) erhaltenen linken Seiten der Gleichungen (513) und (514) unterschieden sich nur noch geringfügig von den zuletzt im Monte Carlo Programm verwendeten Versionen, so daß sich eine weitere Iteration erübrigte.

Wir geben die differentiellen  $\gamma p \rightarrow p \varrho^0$  Wirkungsquerschnitte in der Produktform

$$\frac{d\sigma^{\perp, \parallel, o}}{dt} \left\langle W^{\perp, \parallel, o}(\vartheta_H, \varphi_H) \right\rangle \quad (517)$$

$$\left| \cos \vartheta_H \right| < 0.3$$

$$\left| \varphi_H - \frac{\pi}{2} \right| < 0.3$$

und (für  $\perp$  und  $o$ ) auf die Zerfallswinkelverteilung des helizitäts-erhaltenden Modells (HCM) normiert an :

$$\frac{d\sigma^{\perp, o}}{dt} R^{\perp, o} = \frac{d\sigma^{\perp, o}}{dt} \frac{\left\langle W^{\perp, o}(\vartheta_H, \varphi_H) \right\rangle}{\left\langle W_{HCM}^{\perp, o}(\vartheta_H, \varphi_H) \right\rangle} \quad (518)$$

$$\left| \cos \vartheta_H \right| < 0.3$$

$$\left| \varphi_H - \frac{\pi}{2} \right| < 0.3$$

Die Pionzerfallswinkel  $\vartheta_H$  und  $\varphi_H$  beziehen sich auf das Helizitätssystem. Die Mittelung erstreckt sich auf den von der Apparatur zuverlässig erfaßten Bereich der Zerfallswinkelverteilung (Abb.16).

Zur Bestimmung der Zerfallswinkelverteilung innerhalb der Akzeptanzgrenzen der Apparatur wurden die Polarisationsgewichte (521) für die Intervalle  $(\Delta \cos \vartheta_H, \Delta \tilde{\psi}_H)$  aufsummiert. Im folgenden unterdrücken wir den Index H.  $\tilde{\psi}$  ist definiert durch

$$\tilde{\psi} = \varphi + \chi - \frac{\pi}{2} = \begin{cases} \psi = \varphi - \Phi_\gamma & \text{für } P = +1 \\ \psi - \frac{\pi}{2} & \text{für } P = -1 \end{cases} \quad (519)$$

Die analog zu (512) gebildeten Verhältnissfaktoren

$$R_{\perp, 0}(\cos \vartheta, \tilde{\psi}) = \frac{N_{\perp, 0}^E(\cos \vartheta, \tilde{\psi}) - N_{\perp, 0}^U(\cos \vartheta, \tilde{\psi})}{N_{\perp, 0}^{MCg}(\cos \vartheta, \tilde{\psi})} \quad (520)$$

aus den Polarisationssummen der experimentellen (E), Untergrund (U) und künstlichen Rho (MCg) Ereignisse werden an den Monte Carlo Zerfallswinkelverteilungen (siehe 417) angebracht :

$$\begin{aligned} W_{HCM}^{\perp}(\cos \vartheta, \tilde{\psi}) &= W_{HCM}(\cos \vartheta, \psi = \tilde{\psi}) \\ W_{HCM}^{\circ}(\cos \vartheta, \tilde{\psi}) &= \frac{1}{2} \left\{ W_{HCM}(\cos \vartheta, \psi = \tilde{\psi}) + W_{HCM}(\cos \vartheta, \psi = \tilde{\psi} + \frac{\pi}{2}) \right\} \end{aligned} \quad (521)$$

Die so im Bereich  $|\tilde{\psi}| \lesssim 0.5$  erhaltenen experimentellen Verteilungen  $W^{\perp}(\cos \vartheta, \tilde{\psi})$  und  $W^{\circ}(\cos \vartheta, \tilde{\psi})$  ergeben zusammen  $W(\cos \vartheta, \psi)$  im Bereich  $|\psi| \lesssim 0.5$  und  $|\psi - \frac{\pi}{2}| \lesssim 0.5$ .

## 5.2 Umrechnung der Ereigniszahlen auf Polarisation $P = \pm 1$ und $P = 0$ und Berechnung der Polarisationsasymmetrie $\Sigma$

Es werden die Gewichte angegeben, die den Ereignissen der beiden teilweise linear polarisierten Gammastrahlen mit den Photonspektren  $N_{\gamma_1}(k_\gamma)$ ,  $N_{\gamma_2}(k_\gamma)$  und den Polarisierungen  $P_1(k_\gamma) > 0$ ,  $P_2(k_\gamma) < 0$  zugewiesen werden müssen, um die Ereigniszahlen entsprechender vollständig polarisierter bzw. unpolarisierter Strahlen einer Nachweisapparatur mit der Analysierstärke  $H = 1$  zu erhalten. Die Verifizierung dieser Gewichte kann über (511) erfolgen.

$$\begin{aligned}
 (P = +1) \quad g_1^\perp &= \frac{1 - H P_2}{H (P_1 - P_2)} \frac{1}{N_{\sigma_1}} \quad ; \quad g_2^\perp = \frac{1 - H P_1}{H (P_1 - P_2)} \frac{1}{N_{\sigma_2}} \\
 (P = -1) \quad g_1^\parallel &= \frac{1 + H P_2}{H (P_1 - P_2)} \frac{1}{N_{\sigma_1}} \quad ; \quad g_2^\parallel = \frac{1 + H P_1}{H (P_1 - P_2)} \frac{1}{N_{\sigma_2}} \\
 (P = 0) \quad g_1^o &= \frac{P_2}{P_1 - P_2} \frac{1}{N_{\sigma_1}} \quad ; \quad g_2^o = \frac{P_1}{P_1 - P_2} \frac{1}{N_{\sigma_2}}
 \end{aligned} \tag{521}$$

Durch Summation dieser Gewichte und ihrer Quadrate erhält man die Ereigniszahl pro vollständig polarisiertes bzw. unpolarisiertes Photon und ihren statistischen Fehler :

$$\begin{aligned}
 (P = +1) \quad n^\perp &= \sum_1^{N_1} g_1^\perp - \sum_1^{N_2} g_2^\perp \\
 (P = -1) \quad n^\parallel &= \sum_1^{N_2} g_2^\parallel - \sum_1^{N_1} g_1^\parallel \\
 (P = 0) \quad n^o &= \sum_1^{N_2} g_2^o - \sum_1^{N_1} g_1^o
 \end{aligned} \tag{522}$$

$$\Delta_{n^{\perp, \parallel, o}} = \left( \sum_1^{N_1} (g_1^{\perp, \parallel, o})^2 + \sum_1^{N_2} (g_2^{\perp, \parallel, o})^2 \right)^{1/2}$$

Die Polarisationsasymmetrie

$$\sum = \frac{n(\psi = 0) - n(\psi = \frac{\pi}{2})}{n(\psi = 0) + n(\psi = \frac{\pi}{2})} \quad (523)$$

der  $\rho^0$  - Zerfälle  $n$  pro vollständig polarisiertes Photon mit einer

1. parallel ( $\psi = 0$ )
  2. senkrecht ( $\psi = \frac{\pi}{2}$ )
- zum Photonpolarisationsvektor

orientierten  $\pi^+ \pi^-$  Zerfallsebene berechnet sich folgendermaßen aus den gemessenen Ereignisraten

$$\sum = \frac{n_1 - n_2}{-A P_2 n_1 + A P_1 n_2} \quad (524)$$

- mit
- $n_i = (N_i^E - N_i^U) / N_{\phi i} \quad (i = 1, 2)$
  - $N_i^E, N_i^U =$  gemessene Ereigniszahlen und Untergrund
  - $N_{\phi i} =$  Zahl der Photonen
  - $P_i =$  Photonpolarisation (über die Meßläufe gemittelt)
  - $A = \langle \cos 2\tilde{\psi} \rangle =$  Analysatorstärke (ereignisweise gemittelt)

Der Untergrund schließt Leertargetereignisse, sowie die aus der Anpassung der Massenverteilung bestimmten Delta(1236) und Phasenraum Beiträge ein. Der Ausdruck für die Analysatorstärke  $A$  ergibt sich aus der P-Wellen-Zerfallswinkelverteilung des Rho, die für  $\sum = +1$  die Form  $W \sim 1 + |P| \cos 2\psi$ , für  $\sum = -1$  aber die Form  $W \sim 1 - |P| \cos 2\psi = 1 + |P| \cos 2(\psi + \frac{\pi}{2})$  hat.

### 5.3 Systematische Fehlerquellen

Die systematischen Fehlerquellen für den Rho Wirkungsquerschnitt und die Polarisationsasymmetrie  $\sum$  sind in Tab. 5 zusammengestellt. Die unabhängig vom kinematischen Bereich wirksamen Skalenfehler sind in den Abb. 20 - 22 und in den Tab. 6,7 nicht berücksichtigt. Bei quadratischer Addition der einzelnen Komponenten dieser Normierungsfehler ergeben sich die zusätzlichen systematischen Fehler

$$\Delta \left( \frac{d\sigma}{dt} \langle w \rangle \right) / \left( \frac{d\sigma}{dt} \langle w \rangle \right)^{\perp, \parallel, 0} = \pm 6 \% \quad (531)$$

$$\Delta \sum = \pm 0,05$$

Ein systematischer Fehler in der Photonpolarisation wirkt sich durch die Umrechnung der Zählraten auf solche vollständig polarisierter Strahlen (521) in entgegengesetzter Richtung auf  $(d\sigma^{\perp}/dt) \cdot \langle w^{\perp} \rangle$  und  $(d\sigma^{\parallel}/dt) \cdot \langle w^{\parallel} \rangle$  aus, hebt sich aber für  $(d\sigma^0/dt) \cdot \langle w^0 \rangle$  größtenteils auf, sofern  $\Delta P_1 \approx -\Delta P_2$ , was wahrscheinlich ist. Wir schätzen die Unsicherheit der Photonpolarisation auf  $\Delta P/P = \pm 5 \%$ .

Daraus folgt, daß wir eine Übereinstimmung von  $(d\sigma^{\perp}/dt) \cdot R^{\perp}$  und  $(d\sigma^0/dt) \cdot R^0$  erst dann ausschließen können (95 % Konfidenz), wenn

$$\frac{|(d\sigma^{\perp}/dt) \cdot R^{\perp} - (d\sigma^0/dt) \cdot R^0|}{(d\sigma^0/dt) \cdot R^0} > 6 \% \quad (532)$$

Eine wesentliche systematische Verfälschung der Photonenergie, die sich auf die den Ereignissen zugewiesene Polarisation fortpflanzen würde, kann für den untersuchten Energiebereich  $1.4 < k_{\gamma} < 2.0$  GeV ausgeschlossen werden. Zu diesem Schluß führte einerseits die Auswertung eines besonderen Meßlaufs, bei dem die scharf abfallende Bremskante eines unpolarisierten Gammastrahlspektrums auf 2.000 GeV gelegt worden war. Außerdem ergaben Monte Carlo Rechnungen, daß der durch Kernabsorption bewirkte Transport

von Ereignissen zu niedrigeren Energien nur eine sehr schwache mittlere Verfälschung der Polarisation von  $\Delta P / P < 1 \%$  für die Ereignisse im Bereich  $1.4 < k_T < 2.0$  GeV verursacht.

Zu den Ansprechwahrscheinlichkeiten der Triggerzähler liegen keine direkten Messungen vor. Aus der Konstanz der Masterrate bei einer simultanen Änderung aller Zählerhochspannung um  $\pm 50$  V und späteren Messungen unter ähnlichen Bedingungen [37] wurde auf eine Ansprechwahrscheinlichkeit von  $(99 \pm 1) \%$  pro Teleskop geschlossen.

Der Leertargetanteil wurde durch die Datenreduktion anteilmäßig stärker dezimiert und beträgt auf der Stufe kinematisch akzeptierter Ereignisse noch ca. 3 %. Das Protonenspektrum der Leertargetereignisse fällt infolge des Kohlenstoffgehalts der Targetzelle steiler ab, die Subtraktion dieses Untergrundes wirkt sich deshalb bei kleinen Impulsüberträgen am stärksten aus.

Der Delta(1236)- und Phasenraum-Untergrund ist zusätzlich zu den statistischen Fehlern der simulierten Untergrundereignisse mit den Fehlern der angepaßten Anteile  $\lambda_{\Delta}, \lambda_{Ph}$  (515) behaftet. Diese Fehler  $\Delta\lambda_{\Delta}, \Delta\lambda_{Ph}$  ergeben sich aus der Breite des Likelihoodmaximums (516) und sind in den Abb. 20 - 22 und Tab. 6,7 ebenfalls bereits berücksichtigt. Der Fehler für den Anteil des Delta(1236) wurde wegen der bei der Simulation vorgenommenen Näherungen auf 30 % dieses Anteils vergrößert. Die Subtraktion des Delta wirkt sich nur auf den Bereich kleiner Impulsüberträge aus ( $|t| \lesssim 0.25$  GeV<sup>2</sup>). Das Protonenspektrum der Phasenraumereignisse hingegen steigt mit wachsender Protonenenergie (im Bereich  $1.4 < k_T < 2.0$  GeV) sogar an, so daß sich die Subtraktion des Phasenraumuntergrundes am stärksten bei großen Impulsüberträgen bemerkbar macht.

	Ursache	Behandlung	Systematischer Fehler
Fehlerquellen für die Normierung der Wirkungsquerschnitte	Quantameterkonstante (2.2)		$\pm 3.9 \%$
	Flächendichte der Targetprotonen (2.3)		$\pm 0.9 \%$
	Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler	+ 3 % Korrektur	$\pm 2 \%$
	apparative Totzeit (2.11)	Totzeitkorrektur	< 0.5 %
	Funkenkammerwirkungsgrade	Simulation	< 0.1 %
	nicht untersuchte und mehrdeutige Mehrfachspurereignisse		< 0.3 %
	Subtraktion des nichtkinematischen Untergrundes (3.4.2)	Schnitt in $\chi^2$	$\pm 2 \%$
	Photonspektrum $\Delta N_\gamma / N_\gamma = \pm 2 \%$ ( $1.4 < k_\gamma < 2.0$ GeV)		$\pm 2 \%$
Photonpolarisation $\Delta P / P = \pm 5 \%$		$\pm 3 \%$ ( $d\sigma^H/dt$ ) $\pm 0.5 \%$ ( $d\sigma^0/dt$ )	
Vom kinematischen Bereich abhängige Fehlerquellen der Wirkungsquerschnitte	Leertargetbeitrag	Subtraktion	$\pm 0.5 \%$ stat. F.
	Pionzerfall	Simulation	
	Kernabsorption von Protonen	Simulation	
	elastische Streuung von Protonen	Simulation	< 0.1 %
	Untergrundsubtraktion ( $\Delta(1236)$ , Phasenraum)	Anpassung	$\pm 2.9 \%$
	Näherungen für das Delta(1236)		< 0.5 %
Fehlerquellen für die Polarisationsasymmetrie	Photonspektren $\frac{\Delta(N_{\gamma 1}/N_{\gamma 2})}{N_{\gamma 1}/N_{\gamma 2}} = \pm 3 \%$		$\pm 0.02$
	Photonpolarisation $\Delta P / P = \pm 5 \%$		$\pm 0.05$
	Systematische Verfälschung von P ( $k_\gamma$ ) im Bereich $1.4 < k_\gamma < 2.0$ GeV durch:		
	Systematischer Fehler $\Delta k_\gamma \leq \pm 15$ MeV		$\pm 0.01$
	Kernabsorption von Protonen		< 0.01

Tab. 5 Systematische Fehlerquellen für die Wirkungsquerschnitte und die Polarisationsasymmetrie  $\Sigma$

## 6 Diskussion der Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten

### 6.1 Massenverteilung

Die Bestimmung des Rhoanteils aus der Dipionmassenverteilung unterliegt in der Photoproduktion einer wohlbekannten, grundsätzlichen Schwierigkeit. Bezogen auf eine relativistische p-Wellen Breit-Wigner Form beobachtet man eine verzerrte Verteilung mit einer Bevorzugung niedriger und einer Unterdrückung hoher Massen. Das Maximum selbst erscheint gegenüber dem in anderen Produktionsexperimenten (z.B.  $e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-$ ) um ca. 30 - 45 MeV verschoben. Der Verzerrungseffekt ist außerdem abhängig vom Impulsübertrag, er ist maximal in Vorwärtsrichtung. Dem entspricht eine starke Massenabhängigkeit des Steigungsparameters B in der Parametrisierung des zweifach differentiellen  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  Wirkungsquerschnitts  $d^2\sigma / dt dM_{\pi\pi} = A \exp(-B|t|)$  in der Nähe des Rho [24]. Die Bestimmung von Wirkungsquerschnitten für die  $g^0$  Photoproduktion bedarf daher eines Modells, das die Veränderung der Massenverteilung erklärt.

Ross und Stodolsky [30] haben vorgeschlagen, die Breit-Wigner Verteilung mit dem Verzerrungsfaktor  $(M_g / M_{\pi\pi})^4$  zu multiplizieren. Dieser Faktor soll für die Vorwärtsrichtung gelten. Zur phänomenologischen Beschreibung der t-Abhängigkeit der Verzerrung wurde der Exponent von der SLAC-Berkeley-Tufts (SBT) Kollaboration [25] und anderen [38] in der Form  $(M_g / M_{\pi\pi})^{n(t)}$  als freier Parameter angepaßt. Für den Energiebereich  $k_\gamma = 2.8 - 9.3$  GeV wurde eine gute Beschreibung der Form der Massenverteilung mit einem n(t) erreicht, das sich innerhalb der Genauigkeit der Anpassung durch

$$n(t) = 5.5 - 8.5 \text{ GeV}^{-2} |t|$$

darstellen läßt. Andererseits wurde das über alle t gemittelte Massenspektrum recht gut mit dem konstanten Exponenten  $n = 4$  beschrieben.

Unsere Daten bei niedrigeren Energien ( $k_\gamma = 1.4 - 2.0$  GeV) sind mit diesem Verhalten konsistent. Abb. 17 zeigt die über den Bereich  $0.05 < |t| < 0.40$  GeV<sup>2</sup> gemittelte Rho Massenverteilung zusammen mit der bei der Simulation zuletzt benutzten Verteilung (412), jedoch mit festem Exponenten  $n = 4$ . Masse und Breite der Kurve sind

$$M_\rho = 765 \text{ MeV}$$

$$\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}$$

Der Datenbereich ist durch die Akzeptanz der Apparatur für das ausgewählte Gammaenergieintervall begrenzt. Der Untergrund zum Rho wurde durch eine Anpassung der simulierten Rho-, Delta(1236)- und Phasenraum-massenverteilungen an die gemessene Massenverteilung bestimmt. Dieser Untergrund beträgt im Bereich der Meßpunkte  $(5.4 \pm 3.9) \%$  und ist bereits subtrahiert.<sup>+)</sup>

Zur Prüfung der bei der Simulation verwendeten  $t$ -Abhängigkeit der Verzerrung (413) ist in Abb. 18 das Verhältnis der gemessenen zur simulierten Ereigniszahl

$$R = \frac{W(M_{\pi\pi})}{(M_\rho / M_{\pi\pi})^{n(t)} W_{BW}}$$

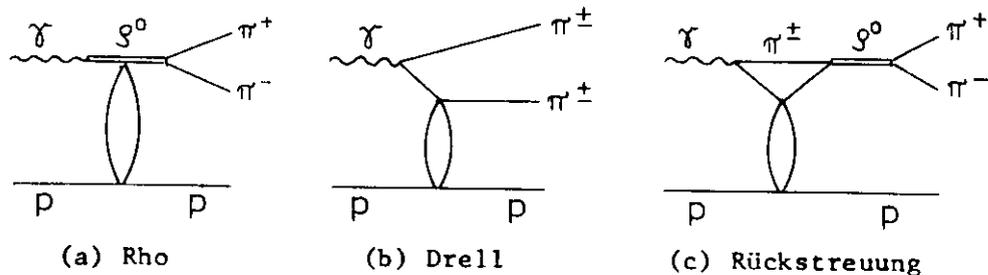
für verschiedene  $t$ -Bereiche aufgetragen.  $n$  überstreicht dabei mittlere Werte zwischen 4.9 und 2.3. Der Untergrund ist wiederum subtrahiert. Eine Breit-Wignerverteilung ohne Verzerrungsfaktor ( $n = 0$ ) scheidet eindeutig aus. Die Daten sind mit  $R = 1$ , also mit dem von der SBT-Kollaboration bei höheren Energien gefundenen  $n(t)$ -Verhalten verträglich, jedoch ist der zur Verfügung stehende Massen- und  $t$ -Bereich nicht groß genug, um einen konstanten Exponenten  $n \approx 4$  auszuschließen.

---

+) Durch die Ausrichtung der Pionteleskope auf das Maximum der Rho-Zerfallswinkelverteilung registriert unsere Apparatur weniger Untergrund als Experimente mit annähernd  $4\pi$  Geometrie

Um den Einfluß von Unsicherheiten der bei der Simulation gewählten phänomenologischen Massenverteilung auf den Wirkungsquerschnitt zu prüfen, wurden nacheinander auch Rho Ereignisse mit folgenden Modifikationen der Massenverteilung simuliert :  $M_\rho = 760 \text{ MeV}$ ;  $\Gamma_\rho = 140 \text{ MeV}$ ;  $n = 4 = \text{const.}$  Die dadurch bewirkten Änderungen des Wirkungsquerschnitts lagen innerhalb der Unsicherheit der neuen Monte Carlo Statistik von  $\pm 3 \%$ . Die aus der parametrisierten Form der Massenverteilung  $W(M_{\pi\pi}) = (M_\rho / M_{\pi\pi})^{n(t)} W_{BW}$  gewonnenen "parametrisierten Wirkungsquerschnitte" können daher auch mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen werden, die mit festem Ross-Stodolsky Faktor  $(M_\rho / M_{\pi\pi})^4$  bestimmt wurden.

Wir beschränken uns in dieser Arbeit auf die beschriebene phänomenologische Analyse der Massenverteilung. Es sind mehrere Modelle mit teilweise sehr verschiedenen theoretischen Ausgangspunkten entwickelt worden, die den Verzerrungseffekt mehr oder weniger gut reproduzieren [31,39,40], jedoch ergeben sie um 10 - 30 % systematisch abweichende Rho Wirkungsquerschnitte [38]. Häufig benutzt wird das Söding Modell [31], das die Verzerrung der Massenverteilung durch eine Interferenz des diffraktiv erzeugten  $\rho^0$  (a) mit einem nichtresonanten Untergrund (b) vom Drell Typ [41] erklärt. Die SBT Gruppe [25] findet eine gute quantitative Übereinstimmung ihrer Daten mit einem modifizierten Söding Modell bis  $|t| \approx 0.4 \text{ GeV}^2$ . Das ursprüngliche Modell wurde, abgesehen von anderen Änderungen, durch den Rückstreugraphen (c) ergänzt [42]



Damit tritt aber das Problem auf, ob dieser Rückstreuterm zum Rho oder zum Untergrund zu rechnen ist. Die nach den Söding Modell bestimmten  $\rho^0$  Wirkungsquerschnitte (ausschließlich Rückstreuung) liegen bei

niedrigen Energien ( $k_\gamma \approx 2 \text{ GeV}$ ) um ca. 25 % unter den nach dem Ross-Stodolsky Modell gewonnenen oder den parametrisierten Wirkungsquerschnitten. Bei hohen Energien ( $k_\gamma \approx 6 \text{ GeV}$ ) verringert sich der Unterschied auf ca. 10 % [24,25,38]. Die Hinzunahme des Rückstreutterms zum Rho liefert 5 - 10 % höhere Söding Modell Wirkungsquerschnitte [25].

## 6.2 Differentielle Wirkungsquerschnitte

Unsere Apparatur akzeptiert vorzugsweise Pionen, die im Dipionruhesystem die Richtung der Normalen zur Produktionsebene haben ( $\vartheta_H = \varphi_H = \frac{\pi}{2}$ , siehe Abb. 16). Ein sicherer Nachweis der Pionen ohne Randeffekte erfolgt in dem zur Normalen symmetrischen Raumwinkel

$$\Delta \Omega = \Delta \cos \vartheta_H \Delta \varphi_H = 0.6 \times 0.6 = 0.36 \text{ sr} \quad (621)$$

für den wir die drei Produkte

$$\frac{d\sigma^{\perp, \parallel, 0}}{dt} W^{\perp, \parallel, 0}(\vartheta_H, \varphi_H) \quad (622)$$

aus dem differentiellen  $\gamma p \rightarrow p \varrho^0$  Wirkungsquerschnitt und der über dem festen Raumwinkel  $\Delta \Omega$  gemittelten Zerfallswinkelverteilung ( $\varrho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ ) in Tab. 6a und Abb. 20 angeben. Die Symbole  $\perp, \parallel$  und 0 bezeichnen die Orientierung des Photonpolarisationsvektors in Bezug auf die Produktionsebene ( $\Phi_\gamma = \frac{\pi}{2}, \Phi_\gamma = 0$ ) bzw. einen im Mittel unpolarisierten Strahl. Natürlich sind nur je zwei der drei Produkte unabhängig, es gilt der Zusammenhang

$$\frac{d\sigma^0}{dt} W^0 = \frac{1}{2} \left\{ \frac{d\sigma^\perp}{dt} W^\perp + \frac{d\sigma^\parallel}{dt} W^\parallel \right\} \quad (623)$$

Um von dem Produkt (622), das die Apparatur mißt, zu einer Aussage über den differentiellen Wirkungsquerschnitt zu kommen, bedarf es einer Annahme über die Fortsetzung der Zerfallswinkelverteilung außerhalb des begrenzten Raumwinkels (621). Wir verwenden hierzu die

durch (417) gegebene Zerfallswinkelverteilung des helizitätserhaltenden Modells (HCM), die durch andere Experimente [24,25] nahegelegt wird und jedenfalls innerhalb der Akzeptanz unsere Daten richtig beschreibt (Abb.19). Jedoch ist hervorzuheben, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur praktisch invariant gegen Rotationen der Zerfallswinkelverteilung um die Normale zur Reaktionsebene im Rho Ruhesystem ist, daher ergeben alle unter (14) erwähnten Diffraktionsmodelle übereinstimmende Ergebnisse. <sup>+)</sup>

Wir mitteln die HCM-Zerfallswinkelverteilung jeweils für  $\perp$  und  $0$  über denselben Raumwinkel (621) und normieren damit die entsprechenden Produkte (622) :

$$\frac{dG^{\perp,0}}{dt} \frac{\langle W^{\perp,0}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle_{\Delta\Omega}}{\langle W_{\text{HCM}}^{\perp,0}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle_{\Delta\Omega}} = \frac{dG^{\perp,0}}{dt} R^{\perp,0} \quad (625)$$

Im Grenzfall  $\Delta\Omega \rightarrow 0$  gilt der folgende Zusammenhang mit den Dichtematrixelementen im Helizitätssystem (20,22) :

$$\begin{aligned} R^{\perp} &= (\varrho_{11}^0 + \varrho_{1-1}^0) + (\varrho_{11}^1 + \varrho_{1-1}^1) \\ R^0 &= 2(\varrho_{11}^0 + \varrho_{1-1}^0) = 1 - \varrho_{00}^0 + 2\varrho_{1-1}^0 \end{aligned} \quad (626)$$

Wenn die Zerfallswinkelverteilung des  $\varrho^0$  durch  $W_{\text{HCM}}$  richtig beschrieben wird, ist  $R^{\perp} = R^0 = 1$  und (624) ist mit dem von einer  $4\pi$ -Apparatur gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt identisch.

Aus publizierten Werten für die Dichtematrixelemente (625) steht die folgende experimentelle Information über  $R^0$  und  $R^{\perp}$  bei niedrigen Photonenergien zur Verfügung.

---

+ ) Dies wurde durch Monte Carlo Rechnungen geprüft, bei denen die Zerfallswinkelverteilung (417) für  $O^+$  Austausch ins Gottfried-Jackson System, und für SIM ins Adair System gedreht wurde.

$\cos \theta_{CM}$	$R^{\circ}$		$ t _2$ (GeV <sup>2</sup> )	$R^{\circ}$		$R^{\perp}$
	ABBHHM [24]			SWT [54]	SBT [25]	
	1.4 - 1.8 (GeV)	1.8 - 2.5 (GeV)		2 - 2.5 GeV	2.8 GeV	
0.95 - 1.00	0.91 $\pm$ .14	0.88 $\pm$ .11	.02 - .05	1.25 $\pm$ .20	1.20 $\pm$ .07	1.18 $\pm$ .07
0.90 - 0.95	0.76 $\pm$ .18	0.83 $\pm$ .12	.05 - .08	0.84 $\pm$ .17	1.09 $\pm$ .09	1.00 $\pm$ .09
0.80 - 0.90	0.90 $\pm$ .17	1.05 $\pm$ .13	.08 - .12	1.10 $\pm$ .21	0.93 $\pm$ .09	0.92 $\pm$ .08
0.70 - 0.80	1.05 $\pm$ .22	0.87 $\pm$ .18	.12 - .18	1.15 $\pm$ .17	0.88 $\pm$ .09	0.82 $\pm$ .09
0.50 - 0.70	0.69 $\pm$ .19		.18 - .25	0.94 $\pm$ .21	0.88 $\pm$ .11	0.91 $\pm$ .10
			.25 - .40	0.98 $\pm$ .17	1.07 $\pm$ .10	0.84 $\pm$ .10
			.40 - 1.00	1.22 $\pm$ .23	0.67 $\pm$ .14	0.72 $\pm$ .14

Demnach sind in unserem kinematischen Bereich keine größeren systematischen Abweichungen als 15 % von  $R^{\circ} = 1$  zu erwarten.

Die Ergebnisse für  $(d\mathcal{G}^{\perp}/dt) R^{\perp}$  und  $(d\mathcal{G}^{\circ}/dt) R^{\circ}$  sind in Tab. 6b angegeben und werden in Abb. 21 zusammen mit  $d\mathcal{G}^{\circ}/dt$ -Daten anderer Experimente im selben Energiebereich gezeigt. Die Geraden sind Anpassungen der Exponentialform  $A \exp(-B |t|)$  an die Meßpunkte dieses Experiments (Tab. 6c) und entsprechen den Exponentialkurven in Abb. 20. Wir stellen hier die getrennten Anpassungen an die Daten der verschiedenen Experimente gegenüber

	ABBHHM [24]	DESY Streamer K. $d\mathcal{G}^{\circ}/dt$ [56]	dieses Exp. $(d\mathcal{G}^{\circ}/dt) R^{\circ}$
$k_{\gamma}$ (GeV)	1.4 - 1.8	1.66 - 2.06	1.4 - 2.0
$ t $ (GeV <sup>2</sup> )	0.05 - 0.50	0.03 - 0.50	0.10 - 0.40 <sup>+) </sup>
A ( $\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ )	140.7 $\pm$ 19.0	177 $\pm$ 20	157.0 $\pm$ 13.0 <sup>++)</sup>
B (GeV <sup>-2</sup> )	5.75 $\pm$ 0.65	6.9 $\pm$ 0.5	6.54 $\pm$ 0.27

<sup>+)</sup>  Der Punkt unterhalb  $|t| = 0.10 \text{ GeV}^2$  ist wegen der dort abfallenden Akzeptanz der Apparatur weniger zuverlässig und daher nicht berücksichtigt.

<sup>++)</sup> Einschließlich 6 % quadratisch addiertem Skalenfehler.

### 6.3 Das Vektordominanz - Quark Modell

Es erscheint bemerkenswert, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Photoproduktion von  $\rho^0$  Mesonen bei den hier untersuchten niedrigen Energien, die nur wenig oberhalb der Schwelle von ca. 1.1 GeV liegen, noch so ausgeprägt diffraktive Züge trägt.

Die Analogie zwischen der Photoerzeugung von Vektormesonen und der Diffraktionsstreuung von Hadronen im Rahmen eines optischen Modells wird durch das Vektor(meson)-Dominanz Modell (VDM) [65] vermittelt. Dieses verknüpft den hadronischen Anteil des elektromagnetischen Stromoperators  $j_\mu(x)$  mit den Feldern  $V_\mu(x)$  der Vektormesonen  $\rho^0$ ,  $\omega$  und  $\varphi$

$$j_\mu(x) = \sum_{V=\rho^0, \omega, \varphi} \frac{-e m_V^2}{2\gamma_V} V_\mu \quad (631)$$

und führt die  $\rho^0$  Photoproduktion auf die elastische Streuung von  $\rho^0$  Mesonen an Nukleonen zurück.

Die Vektordominanzrelation für die Vorwärtswirkungsquerschnitte

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\gamma P \rightarrow \rho^0 P) = \frac{\alpha/4}{\gamma_\rho^2/4\pi} \left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=0} (\rho^0 P \rightarrow \rho^0 P) \quad (632)$$

( $\alpha$  = Feinstrukturkonstante,  $\gamma_\rho$  = Rho-Photon Kopplungskonstante) geht mittels des optischen Theorems über in

$$= \frac{\alpha/4}{\gamma_\rho^2/4\pi} (1 + \eta_\rho^2) \frac{\sigma_{tot}^2(\rho^0 P)}{16\pi} \quad (633)$$

Dabei ist  $\eta_\rho$  das Verhältnis von Real- zu Imaginärteil der elastischen  $\rho^0 p$  Amplitude.

für  $\sigma_{\text{tot}}$  liefert das Quark Modell [66] die Beziehung

$$\sigma_{\text{tot}}(\gamma^0 p) = \frac{1}{2} \left\{ \sigma_{\text{tot}}(\pi^- p) + \sigma_{\text{tot}}(\pi^+ p) \right\} \quad (634)$$

und über das optische Theorem erhalten wir wiederum den folgenden Zusammenhang für die Vorwärtswirkungsquerschnitte :

$$\sqrt{\frac{\frac{d\sigma}{dt}\big|_{t=0}(\gamma p \rightarrow p \gamma^0)}{1 + \eta_{\gamma}^2}} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha/4 \frac{d\sigma}{dt}\big|_{t=0}(\pi^- p \rightarrow \pi^- p)}{\gamma_{\gamma}^2/4\pi \cdot 1 + \eta_{\pi^-}^2}} + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\alpha/4 \frac{d\sigma}{dt}\big|_{t=0}(\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p)}{\gamma_{\gamma}^2/4\pi \cdot 1 + \eta_{\pi^+}^2}} \quad (635)$$

$\eta_{\pi^-}$  und  $\eta_{\pi^+}$  bezeichnen die entsprechenden Verhältnisse von Real- zu Imaginärteil für die elastische Pionstreuung.

In Abb. 23a werden die Radikanden in (635), jedoch unter Vernachlässigung von  $\eta_{\pi^-}^2$ ,  $\eta_{\pi^+}^2$  und  $\eta_{\gamma}^2$  anhand von  $\gamma^0$  Photoproduktions- und Pionstreuendaten im Impulsband 1.4 - 2.0 GeV/c verglichen. Für die Photon-Rho Kopplungskonstante wurde der Wert  $\gamma_{\gamma}^2/4\pi = 0.65$  eingesetzt. Offenbar vermittelt (635) sogar weit außerhalb der Vorwärtsrichtung noch eine gültige Näherung.

Abb. 23b gibt eine Zusammenstellung von  $\gamma p \rightarrow p \gamma^0$  Vorwärtswirkungsquerschnitten zwischen 1.4 und 18 GeV. Die Streuung der Punkte reflektiert zum Teil die systematischen Unterschiede in der Methode zur Gewinnung des Rhoanteils aus der Massenverteilung (6.1). Die Kurve gibt die Vorhersage von VDM (633) und Quark Modell (634) für  $\gamma_{\gamma}^2/4\pi = 0.65$  wieder.  $\eta_{\gamma}$  wurde gleich dem Verhältnis von Real- zu Imaginärteil für die Comptonstreuamplitude gesetzt [72]. Für  $\sigma_{\text{tot}}(\pi^- p)$  wurden die Datensammlungen [67, 68] benutzt.

### 6.4 Polarisationsasymmetrie

Abb. 22 b zeigt  $\Sigma (\gamma p \rightarrow p \varrho^0)$  als Funktion des Impulsübertrags. <sup>+)</sup>   
 Im Mittel über  $|t| = 0.05 - 0.40 \text{ GeV}^2$  ist

$$\overline{\Sigma (\gamma p \rightarrow p \varrho^0)} = 0.978 \pm 0.074$$

einschließlich aller systematischen Fehler.

Die durchgehende Linie in Abb. 22 b wurde berechnet unter Zugrundelegung eines diffraktiven Anteils, wie wir ihn in der Form  $(d\sigma^{\perp}/dt) R^{\perp}$  gemessen haben (Tab.6 b), von

$$\frac{d\sigma^{\text{Dif}}}{dt} = 164.1 \exp(-6.67 |t|) \mu\text{b}/\text{GeV}^2 \quad (641)$$

und dem (unkorrigierten) Wirkungsquerschnitt für Einpionenaustausch [43,32]

$$\frac{d\sigma^{\text{OPE}}}{dt} = \frac{g_{\pi NN}^2}{4\pi} \frac{\lambda_{\gamma \varrho \pi}^2}{4\pi} \frac{\pi}{16 m_N^2} \frac{1}{(k_{\gamma}^{\text{Lab}})^2} |t| \left( \frac{|t| + m_{\varrho}^2}{|t| + m_{\pi}^2} \right)^2 \quad (642)$$

$m_{\varrho}$ ,  $m_N$ ,  $m_{\pi}$  sind die Massen von Rho, Nukleon und Pion.  $g_{\pi NN}^2/4\pi$  ist die Pion-Nukleon Kopplungskonstante. Die Kopplungskonstante für den Rho - Photon - Pion Vertex hängt mit der Breite für den  $\varrho^0 \rightarrow \pi^0 \gamma$  Zerfall zusammen

$$\frac{\lambda_{\gamma \varrho \pi}^2}{4\pi} = 24 \Gamma_{\varrho \pi \gamma} \left( \frac{m_{\varrho}}{m_{\varrho}^2 - m_{\pi}^2} \right)^3 = 59 \text{ GeV}^{-3} \Gamma_{\varrho \pi \gamma} \quad (634)$$

die wiederum aus der bekannten Breite des Zerfalls  $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$  über SU (3) zu  $\Gamma_{\varrho \pi \gamma} = \Gamma_{\omega \pi \gamma} / 9 \approx 0.1 \text{ MeV}$  abgeschätzt werden kann. Dieser Wert wurde in den Rechnungen tatsächlich verwendet.

<sup>+)</sup>  Abb. 22a zeigt  $\Sigma (\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-)$ , also die Abb. 22b entsprechende Größe ohne Subtraktion von Delta(1236)- und Phasenraumuntergrund, jedoch eingeschränkt auf den Bereich des Rho :  $0.65 < M_{\pi\pi} < 0.90 \text{ GeV}$ . Auf diese Weise wurde die Polarisationsasymmetrie in Ref. [26,27] bestimmt. Wie man sieht, ist der Einfluß des Untergrundes sehr gering.

Die durchbrochene Linie schließt außerdem Endzustands- und Anfangszustandskorrekturen für den OPE Wirkungsquerschnitt ein, wie sie von Schilling und Storim [45] für die  $\omega$  Photoproduktion berechnet worden sind. Die Daten sind mit diesen Rechnungen konsistent, wegen der Unsicherheiten, die in die Absorptionskorrekturen eingehen, für eine eindeutige Bestimmung von  $\int_{\text{TOT}}^{\text{TOT}}$  aber nicht geeignet.

Eine Unterteilung des Energiebereichs ergab auch keinen Hinweis auf den Einfluß von s-Kanal Resonanzen, die in  $\rho^0 + p$  zerfallen. Dies ist in Übereinstimmung mit Rechnungen von Schildknecht und Schremp-Otto [48], die eine Änderung von kleiner als 5 % in  $\Sigma$  für die  $\Delta(1950)$  Resonanz voraussagen, wenn diese in Analogie zur  $\Delta(1236)$  Resonanz sowohl bei der Formation als auch beim Zerfall nur über magnetische Multipole koppelt.

Abb. 24 schließlich gibt einen Überblick über die Energieabhängigkeit von  $\Sigma$  anhand der Ergebnisse aus Ref. [25, 27, 28]. Die unterhalb 2.0 GeV liegenden Daten aus Ref. [27] sind mit den in dieser Arbeit ausgewerteten weitgehend identisch.

Zusammenfassung

Die Photoproduktion von  $\rho^0$ -Mesonen am Wasserstoff wurde mit linear polarisierten Photonen im Energiebereich von 1.4 - 2.0 GeV und für Impulsüberträge  $|t| = 0.05 - 0.40 \text{ GeV}^2$  untersucht. Der polarisierte Gammastrahl wurde durch Beschuß eines geeignet orientierten Diamant-einkristalls mit 6 GeV - Elektronen erzeugt. In drei getrennten Funkenkammerteleskopen wurden die Richtungen der auslaufenden Teilchen der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \rho^0 \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  nachgewiesen. Zusätzlich wurde die Energie des Rückstoßprotons aus den Impulshöhen von dE/dx-Zählern und der Reichweite in Kohlenstoff gemessen. Die Kinematik der untersuchten Reaktion ist auf diese Weise einmal überbestimmt.

Durch die Anordnung der Teilchendetektoren war die Erzeugungsebene der Ereignisse auf die Umgebung der Horizontalen im Labor, die Richtung der Zerfallspionen aber auf die Umgebung der Normalen zur Erzeugungsebene im Dipionruhesystem eingeschränkt. Die Polarisationsrichtung des Gammastrahls wurde im Wechsel vertikal und horizontal gewählt. Aus den beiden Zählraten ergeben sich die folgenden Meßgrößen :

- (1) Das Produkt aus differentiellm Wirkungsquerschnitt und der über einen definierten Raumwinkel  $\Delta\Omega$  um die Normale zur Erzeugungsebene im  $\rho^0$  Ruhesystem gemittelten Zerfallswinkelverteilung

$$\begin{aligned} (d\sigma^\perp/dt) \langle W^\perp \rangle_{\Delta\Omega} & \quad \text{für senkrecht} \\ & \quad \text{zur Erzeugungsebene} \\ (d\sigma^\parallel/dt) \langle W^\parallel \rangle_{\Delta\Omega} & \quad \text{für parallel} \quad \text{polarisierte Photonen} \\ (d\sigma^0/dt) \langle W^0 \rangle_{\Delta\Omega} & \quad \text{für im Mittel unpolarisierte Photonen} \end{aligned}$$

- (2) Die aus (1) abgeleiteten Meßgrößen

$$\begin{aligned} (d\sigma^\perp/dt) R^\perp \\ (d\sigma^0/dt) R^0 \end{aligned}$$

welche mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten  $d\sigma^\perp/dt$  und  $d\sigma^0/dt$  identisch sind, d.h.  $R^\perp = R^0 = 1$ , wenn eine diffraktionsartige Zerfallswinkelverteilung gilt, wie z. B. bei s-Kanal Helizitätserhaltung.

(3) Die Polarisationsasymmetrie

$$\begin{aligned} \sum &= \frac{(d\mathcal{G}^\perp/dt) W(\psi=0) - (d\mathcal{G}^\parallel/dt) W(\psi=\frac{\pi}{2})}{(d\mathcal{G}^\perp/dt) W(\psi=0) + (d\mathcal{G}^\parallel/dt) W(\psi=\frac{\pi}{2})} \\ &\quad \downarrow \\ &\quad \text{für } d\mathcal{G}^\perp/dt = d\mathcal{G}^\parallel/dt \\ \sum &= \frac{W(\psi=0) - W(\psi=\frac{\pi}{2})}{W(\psi=0) + W(\psi=\frac{\pi}{2})} \end{aligned}$$

für  $\rho^0$  Zerfälle mit einer parallel ( $\psi=0$ ) bzw. senkrecht ( $\psi=\frac{\pi}{2}$ ) zum Polarisationsvektor des Photons orientierten  $\pi^+\pi^-$  Zerfallsebene.

Sowohl der Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts als auch das Ergebnis für die Polarisationsasymmetrie

$$\sum = 0.978 \pm 0.074$$

zeigen, daß die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \rho^0$  selbst bei den hier untersuchten niedrigen Energien, nur wenig oberhalb der Schwellenenergie von ca. 1.1 GeV für diese Reaktion, für Impulsüberträge  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$  vom Diffraktionsmechanismus noch völlig beherrscht wird.

Die Daten sind mit einem geringen Einpionenaustausch Beitrag von  $\Gamma_{\rho\pi\gamma} \approx 0.1 \text{ MeV}$  konsistent, sofern man Endzustands- und Anfangszustandskorrekturen berücksichtigt. Die Daten lassen bei den hier untersuchten Impulsüberträgen keinen Einfluß von intermediären Resonanzen erkennen, wie dies von der  $\Delta(1950)$  auch nicht anders erwartet wird, wenn diese nur magnetisch koppelt wie die  $\Delta(1236)$ .

Ein Vergleich des differentiellen  $\gamma p \rightarrow p \rho^0$  Wirkungsquerschnitts mit Daten zur elastischen  $\pi^+p$  und  $\pi^-p$  Streuung im selben Impulsbereich ergibt, daß ein vom Vektordominanz- und vom Quark Modell vorhergesagter Zusammenhang für die Wirkungsquerschnitte in Vorwärtsrichtung auch außerhalb der Vorwärtsrichtung eine brauchbare Näherung darstellt.

## Danksagung

Ich danke Herrn Professor Lohrmann sehr, daß er mir diese Arbeit ermöglicht hat und daß er den Fortgang derselben durch seine Betreuung sehr gefördert hat.

An dem Experiment, das die dieser Arbeit zugrundeliegenden Daten erbracht hat, waren viele Kollegen und Helfer beteiligt. Insbesondere danke ich Dr. U. Timm, Dr. L. Criegee, Dr. G. Löffler, Dr. G. Franke und Herrn W. Zimmermann für ihren ganz wesentlichen Anteil an dem Experiment.

Dr. V. Blobel danke ich für praktische Hinweise zu Problemen der Ausgleichsrechnung. Herrn G. Hentschel danke ich, daß ich die neuen Ergebnisse der DESY-Streamerkammer in dieser Arbeit noch berücksichtigen konnte.

Dem DESY-Rechenzentrum danke ich für die Einräumung umfangreicher Rechenzeiten.

Frau W. Kuffner danke ich für die Anfertigung der Zeichnungen.

## Referenzen

- 1 G. Barbiellini et al., Phys. Rev. Lett. 8, 112 (1962)
- 2 H. Überall, Zs.f.Naturf. 17a, 332 (1962)
- 3 G. Bologna et al., Nuovo Cim. 42, 844 (1966)
- 4 G. Lutz, U. Timm, Zs.f.Naturf., 21a, 1976 (1966)
- 5 L. Criegee et al., Phys. Rev. Lett., 16, 1031 (1966)  
G. Lutz, Dissertation, Hamburg (1967)
- 6 H. D. Schulz, Dissertation, Hamburg (1966)
- 7 A. Ladage, H. Pingel, DESY Interner Bericht 65/12 (1965)
- 8 H. D. Talarek, Diplomarbeit, DESY Interner Bericht F33-70/1 (1970)  
M. Klawonn, DESY Interner Bericht F33-71/2 (1971)
- 9 U. Timm, K. P. Marten, DESY Interner Bericht F33-71/1 (1971)
- 10 G. Keßler, DESY Interner Bericht 67/44 (1967)
- 11 G. Keßler, DESY Interner Bericht B2-69/3 (1969)
- 12 G. Löffler, Dissertation, Hamburg (1970)
- 13 A. Giese, Diplomarbeit, DESY Interner Bericht F33-70/2 (1970)
- 14 W. C. S. Williams, I. F. Corbet, High Energy and Nuclear Physics  
Data Handbook, Chilton (1963)
- 15 R. M. Sternheimer, Phys. Rev. 117, 485 (1960)
- 16 D.F. Measday, C. Richard-Serre, CERN Bericht 69-17(1969)Rev.
- 17 G.D. Badhwar et al., Nucl. Instr. 57, 116 (1967)
- 18 W. L. Shanks, Dissertation, Caltech (1967)
- 19 B. Ronne, CERN Bericht 64-13, Vol.II, 97, 127 (1964)
- 20 B. Rossi, High Energy Particles, New York (1956)
- 21 D. Deckers, K.H. Reich, CERN CPS USER'S HANDBOOK, Ref.M10, page 1 (1963)
- 22 L. J. Lanzerotti et al., Phys. Rev. Lett. 15, 210 (1965)
- 23 Cambridge Bubble Chamber Group, H. R. Crouch et al., Phys.Rev.146,994;1966)
- 24 Aachen-Berlin-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration,  
Phys. Rev. 175, 1669 (1968)
- 25 J. Ballam et al., Phys. Rev. Lett. 24, 960 (1970)
- 26 L. Criegee et al., Phys. Lett. 28B, 282 (1968)
- 27 L. Criegee et al., Phys. Rev. Lett. 25, 1306 (1970)
- 28 G. Diambri-Palazzi et al., Phys. Rev. Lett. 25, 478 (1970)

- 29 J. D. Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1964)
- 30 M. Ross, L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172 (1966)
- 31 P. Söding, Phys. Lett. 19, 702 (1965)
- 32 K. Schilling, Dissertation, Hamburg (1966)
- 33 G. Kramer, DESY Bericht 67/32 (1967)
- 34 K. Schilling, P. Seyboth, G. Wolf, Nucl. Phys. B15, 397 (1970)
- 35 G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 34B, 207 (1971)
- 36 G. Buschhorn et al., Phys. Lett. 34B, 211 (1971)
- 37 R. Kotthaus, Dissertation, Hamburg (1972)
- 38 G. Wolf, Vortrag auf der Cornell-Konferenz (1971) und  
DESY Bericht 71/50 (1971)
- 39 G. Kramer, J. L. Uretsky, Phys. Rev. 181, 1918 (1969)  
G. Kramer, H. R. Quinn, Nucl. Phys. B27, 77 (1971)  
G. Kramer, DESY Bericht 71/40 (1971)
- 40 H. Satz, K. Schilling, Nuovo Cim. 67A, 511 (1970)  
P. Dewey, B. Humpert, Bericht der Universität Cambridge  
HEP 71-2 (1971)
- 41 S. D. Drell, Rev. Mod. Phys. 33, 458 (1961)
- 42 T. Bauer, Phys. Rev. Lett. 25, 485 (1970)
- 43 H. Joos, G. Kramer, Zs.f.Physik 178, 542 (1964)
- 44 Y. Eisenberg et al., Phys. Lett. 22, 217 (1966)
- 45 K. Schilling, F. Storim, Nucl. Phys. B7, 559 (1968)
- 46 G. Wolf, SLAC-PUB-544
- 47 Aachen-Bonn-Hamburg-Heidelberg-München Kollaboration,  
H. G. Hilpert et al., Nucl. Phys. B21, 93 (1970)
- 48 D. Schildknecht, B. Schrempp-Otto, Nuovo Cim. 5A, 103 (1971)
- 49 P. Schlamp, Dissertation, München (1971)
- 50 H. Alvensleben et al., DESY Bericht 69/32 (1969)
- 51 G. McClellan et al., Phys. Rev. Lett. 22, 374 (1969)  
und Cornell Berichte CLNS-154 (1971), CLNS-168 (1971)
- 52 R. Anderson et al., Phys. Rev. D1, 27 (1970)
- 53 F. Bulos et al., die Daten sind Ref. 38 entnommen
- 54 Slac-Weizmann-Tel Aviv Kollaboration,  
Y. Eisenberg et.al., SLAC-PUB-933 (1971)

- 55 J. Park et al., SLAC-PUB-972 (1971)
- 56 G. Hentschel, Diplomarbeit, Hamburg (1972)
- 57 V. Peterson, I. Henry, Phys. Rev. 96, 850 (1954)
- 58 J. M. Sellen, G. Cocconi, V. Cocconi, E. Hart, Phys. Rev. 113, 1323  
59 D. McLeod, S. Richert, A. Silverman, (1959)  
Phys. Rev. Lett. 7, 383 (1961)
- 60 J. G. Asbury et al., Phys. Rev. Lett. 20, 227 (1968)
- 61 H. Blechschmidt, Dissertation, Hamburg (1968)
- 62 H. Alvensleben et al., Phys. Rev. Lett. 24, 786 (1970)
- 63 G. McClellan et al., Phys. Rev. Lett. 22, 374 (1970)
- 64 I. D. Overman, SLAC Report No. 140 (1971)
- 65 D. Schildknecht, DESY Bericht 72/1 (1972)
- 66 H. Joos, DESY Bericht 67/13 (1967)
- 67 E. Flaminio et al., CERN/HERA 70-5 (1970)
- 68 E. Flaminio et al., CERN/HERA 70-7 (1970)
- 69 G. E. Calmus et al., Phys. Rev. D4, 676 (1971)
- 70 A. D. Brody et al., Phys. Rev. D3, 2619 (1971)
- 71 D. E. Damouth et al., Phys. Rev. Lett. 11, 287 (1963)
- 72 B. Naroska, Dissertation, Hamburg (1970)

## Verzeichnis der Tabellen und Abbildungen

<u>Tabellen</u>	Seite
1 Teleskopwinkel. $\beta_H$ und $\beta_V$ sind als horizontale und vertikale Verdrehung der Teleskopachse gegen den Gammastrahl definiert.	11
2 (a) Koinzidenzraten für verschiedene Strahlintensitäten. (b) Mehrfachspurraten für verschiedene Strahlintensitäten. Als Mehrfachspurereignisse gelten alle Ereignisse mit mehr als den geforderten 6 projizierten Spuren. Wie die Intensitätsabhängigkeit beweist, werden die zusätzlichen Spuren überwiegend durch zufällige Koinzidenzen verursacht.	14
3 Mittlere Funkenkammerwirkungsgrade. Der "Pauschale Wirkungsgrad" und der "Mehrfachfunkenanteil" geben den Anteil der Trigger mit wenigstens einem bzw. mehr als einem Funken in der Kammer an und liefern eine vorläufige Grobinformation. Der "Spurenwirkungsgrad" berücksichtigt hingegen nur Funken, die zu einer Spur beitragen.	17
4 Energie-Reichweite Beziehung für das Protonenteleskop. Die Startenergien gelten in der Mitte des Targets und beziehen sich auf längs der Teleskopachse ( $0^\circ$ ) bzw. unter $16,7^\circ$ einfliegende Protonen. Zwischen diesen Richtungen wird quadratisch interpoliert.	25
5 Systematische Fehlerquellen für die Wirkungsquerschnitte und die Polarisationsasymmetrie $\Sigma$ . Alle systematischen Fehler, die nicht als Skalenfehler wirken, sondern vom kinematischen Bereich abhängen, sind an den Resultaten in Tab. 6, 7 und Abb. 20 - 22 bereits angebracht. Der Skalenfehler beträgt bei quadratischer Addition seiner Komponenten $\pm 6\%$ für die differentiellen Wirkungsquerschnitte, und $\pm 0,05$ für $\Sigma$ .	57
6 Differentielle Wirkungsquerschnitte	} siehe Text zu Abb. 20 - 22
7 Polarisationsasymmetrie $\Sigma$	

## Abbildungen

- 1 Der experimentelle Aufbau (aus Ref.[12]). Verlauf des polarisierten Gammastrahls in Aufsicht und (vergrößert darunter) die Anordnung von Paarspektrometer und Funkenkammerspektrometer.
- 2 Das Funkenkammerspektrometer
- 3 Protonenteleskop und Pionenteleskop im Schnitt. Abschirmung und Absorber sind schwarz gezeichnet. Zwischen den mittelgroßen und zwischen den großen Funkenkammern im Protonenteleskop befinden sich die Graphitabsorber zur Reichweitemessung. Die Zähler Z11, Z12 triggern das Protonenteleskop, die Zähler Z21, Z22 bzw. Z31, Z32 triggern die Pionenteleskope.
- 4 Blockschaltbild der Elektronik
- 5 Organisation der Datenauswertung. SPARK rekonstruiert Spuren, KINFIT führt die kinematische Analyse durch, MCRHO simuliert Ereignisse. MAT erzeugt Verteilungen und vergleicht die echten und simulierten Daten.
- 6 (a) Energie-Impulshöhen Beziehung im Protonenteleskop. Aufgetragen ist die (auf die Zählerdicke normierte) theoretische Pulshöhe  $P_{th}$  der drei  $dE/dx$ -Zähler Z11, Z12, Z13 über der Protonenenergie  $T$ . Zwischen den Kurven für längs der Teleskopachse ( $0^\circ$ ) und unter  $16,7^\circ$  einlaufende Protonen wird quadratisch interpoliert.  
(b) Eichung der  $dE/dx$ -Zähler. Die willkürlichen Skalenfaktoren zwischen den theoretischen und den experimentellen Pulshöhen werden durch die Forderung  $R_j = \text{gemessene/vorhergesagte Pulshöhe} = 1$  im Reichweitenteil geeicht, wo  $T$  und damit  $P_{th}(j,T)$  aus der Reichweite folgt.
- 7 (a) Wahrscheinlichkeit für Kernabsorption von Protonen in Kohlenstoff als Funktion der Protonenreichweite nach Measday und Richard-Serre<sup>[16]</sup>. Der Kohlenstoffabsorber ist dabei als mindestens so dick wie die Reichweite des Protons ohne Kernabsorption angenommen.  
(b) Verteilung der Differenz  $\Delta T$  zwischender aus der Reichweite bestimmten Protonenenergie und der allein aus den Teilchenwinkeln der Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$  berechneten Protonenenergie.

- 8 (a) Targetverteilung (im oberen Pionteleskopsystem) vor und nach der Anpassung der Messgrößen.  $b_i^0$ ,  $b_i$  sind die Achsenabschnitte der originalen und der angepaßten Spur in Projektion  $i$ .
- (b) Targetverteilung im Laborsystem. Als Meßgröße für den Vertex dient zunächst der Mittelpunkt des Targetbrennflecks  $v_1^0 = v_2^0 = v_3^0 = 0$ . Die Abbildung zeigt die Verteilung der Vertexkoordinaten  $v_1$ ,  $v_2$ ,  $v_3$  nach der Ausgleichsrechnung.
- 9 Mittlere quadratische Streuung des Funkenortes gegenüber der Ausgleichsgeraden als Funktion der Energievariablen der Vielfachstreuung  $1/p\beta$ . Die Extrapolation auf  $1/p\beta = 0$  liefert den konstanten apparativen Anteil der Ortsauflösung der Funkenkammerteleskope.
- 10 Pull Verteilungen. Der Pull einer angepaßten Meßgröße ist definiert als die auf den Fehler der Ausgleichskorrektur normierte Differenz zwischen angepaßter und originaler Meßgröße. (a) - (d) zeigen die Pull Verteilungen einiger der insgesamt 16 angepaßten Meßgrößen.
- 11  $\chi^2$ - und p-Verteilung. (a) Chi-Quadrat der echten Ereignisse und theoretische Chi-Quadratverteilung für 7 Freiheitsgrade  $f_7(\chi^2)$ , normiert auf gleiche Fläche im Bereich  $0 < \chi^2 < 12.02$  ( $0.10 < p < 1$ ). (b) Verteilung der dem  $\chi^2$  zugeordneten Wahrscheinlichkeit (probability)  $p = \int_{\chi^2}^{\infty} f_7(\tilde{\chi}^2) d\tilde{\chi}^2$  für die echten Ereignisse. ( $p > 0.001$ ). (c) wie (b) für simulierte Ereignisse.
- 12 Gemessene Massenverteilungen aller akzeptierten Ereignisse zu vorwiegend (a) vertikaler und (b) horizontaler Photonpolarisationsrichtung (die zugrundeliegenden Photonspektren werden in Abb. 15 gezeigt). Durch eine Einschränkung der Ereignisse auf den Energiebereich  $k_\gamma > 1.4$  GeV wird die Reflektion der  $\Delta(1236)$  Resonanz bei  $M_{\pi\pi} = 0.4$  GeV nahezu völlig unterdrückt.
- 13 Kinematische Verteilung der gemessenen Ereignisse in der Projektion (a)  $(k_\gamma, M_{\pi\pi})$ ; (b)  $(M_{\pi\pi}, |t|)$ ; (c)  $(|t|, k_\gamma)$ .

- 14 Intensität und Polarisation eines kohärenten Photonenspektrums. Das theoretische Intensitätsspektrum ist unter Berücksichtigung apparativer Auflösungen an die Meßpunkte angepaßt (durchgezogene Linie). Der Polarisationsverlauf ergibt sich durch eine Faltung der zugeordneten theoretischen Polarisation mit denselben Auflösungs-funktionen.
- 15 Gemittelttes Photonspektrum und gemittelte Polarisation. Die Mittelung erstreckt sich über alle ausgewählten Volltargetmeßläufe zu (1) vertikaler bzw. (2) horizontaler Polarisationsrichtung des Gammastrahls.
- 16 Gemessene Zerfallswinkelverteilung im  $\pi\pi$ -Ruhesystem.  $\vartheta_H$  und  $\varphi_H$  sind der Polar- und Azimutwinkel der Pionen im Helizitätssystem.  $\tilde{\psi}_H$  entspricht dem Winkel  $\psi_H$  in Abb.19, ist jedoch stets auf die vertikale Polarisationsrichtung des Gammastrahls bezogen.
- 17  $\rho^0$ -Massenspektrum, gemittelt über  $|t| = 0.05 - 0.40 \text{ GeV}^2$ . Auf die Akzeptanz der Apparatur ist korrigiert, der Delta(1236)- und Phasenraumuntergrund ist subtrahiert. Die Kurve ist eine relativistische p-Wellen Breit - Wigner Verteilung ( $M_\rho = 765 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}$ ) mit Ross-Stodolsky Faktor  $(M_\rho/M_{\pi\pi})^4$ .
- 18 Verzerrung der Massenverteilung für verschiedene t-Bereiche.  $R = 1$  entspricht einer Breit - Wigner Verteilung mit t-abhängigem Verzerrungsfaktor  $(M_\rho/M_{\pi\pi})^{n(t)} W_{BW}$ ;  $n(t) = 5.5 - 8.5 \text{ GeV}^{-2} |t|$ ;  $M_\rho = 765 \text{ MeV}$ ,  $\Gamma_\rho = 150 \text{ MeV}$ . Außerdem ist der Verlauf von R für eine Breit - Wigner Verteilung ohne Verzerrungsfaktor ( $n = 0$ ) und mit konstantem Ross-Stodolsky Faktor ( $n = 4$ ) dargestellt.
- 19  $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$  Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem für den Fall vollständig linear polarisierter Photonen.  $\vartheta_H$  ist der Pionpolarwinkel,  $\psi_H = \varphi_H - \Phi_\gamma$  ist die Differenz zwischen dem Pionazimut und der Richtung des Photonpolarisationsvektors, beide gemessen gegen die Produktionsebene. Die Kurven beschreiben die Winkelverteilung bei s-Kanal Helizitätserhaltung am Gamma-Rho Vertex:  $W(\cos \vartheta_H, \psi_H) \sim \sin^2 \vartheta_H (1 + \cos 2\psi_H)$ . Die Daten beschränken sich auf den Akzeptanzbereich der Apparatur für die beiden Polarisationsrichtungen des Gammastrahls. Die apparative Akzeptanz ist berücksichtigt, der Untergrund zum Rho ist subtrahiert.

20 Produkt  $(d\mathcal{G}^{\perp, \parallel, \circ}/dt) \cdot \langle W^{\perp, \parallel, \circ}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle$  aus differentiellem Wirkungsquerschnitt und der über den Raumwinkel  $\Delta\Omega$  im  $\mathcal{G}^{\circ}$ -Ruhe-system gemittelten Zerfallswinkelverteilung für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \mathcal{G}^{\circ}$  mit senkrecht ( $\perp$ ) und parallel ( $\parallel$ ) zur Produktions-ebene linear polarisierten Photonen, bzw. im Mittel unpolarisierten Photonen ( $\circ$ ).  $\Delta\Omega = 0.36$  sr liegt symmetrisch zur Richtung  $\vartheta_H = \varphi_H = \frac{\pi}{2}$ .

21  $(d\mathcal{G}^{\perp, \circ}/dt) R^{\perp, \circ}$  für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \mathcal{G}^{\circ}$  mit  $R^{\perp, \circ} = \langle W^{\perp, \circ}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle_{\Delta\Omega} / \langle W_{\text{HCM}}^{\perp, \circ}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle_{\Delta\Omega}$  und  $\Delta\Omega$  wie zu Abb. 20. Wenn die Zerfallswinkelverteilung des Rho dem (s-Kanal) Helizitätserhaltenden Modell (HCM) folgt, ist  $R = 1$ .

22 Polarisationsasymmetrie

$$\sum = \frac{(d\mathcal{G}^{\perp}/dt) \cdot W(\psi_H=0) - (d\mathcal{G}^{\parallel}/dt) \cdot W(\psi_H=\frac{\pi}{2})}{(d\mathcal{G}^{\perp}/dt) \cdot W(\psi_H=0) + (d\mathcal{G}^{\parallel}/dt) \cdot W(\psi_H=\frac{\pi}{2})}$$

Der Zerfallswinkelbereich ist begrenzt auf  $\Delta\Omega = 0.36$  sr um die Richtung  $\vartheta_H = \varphi_H = \frac{\pi}{2}$ .

(a) Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-$ , jedoch eingeschränkt auf den Rhomassenbereich  $0.65 < M_{\pi\pi} < 0.90$  GeV.

(b) Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \mathcal{G}^{\circ}$ , Delta(1236)- und Phasenraumuntergrund subtrahiert. Durchgehende Linie : berechnete Asymmetrie unter Berücksichtigung von Diffraktion und OPE (siehe Kap.6.4); durchbrochene Linie : mit denselben Parametern, jedoch unter Einschluß von Endzustands- und Anfangszustandswechselwirkung.

23 (a) Vergleich der differentiellen Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen  $\pi^+ p \rightarrow \pi^+ p$ ,  $\pi^- p \rightarrow \pi^- p$  und  $\gamma p \rightarrow p \mathcal{G}^{\circ}$  im Impulsband 1.4 - 2.0 GeV/c. Die Pionstreuquerschnitte sind um den Faktor  $\frac{\alpha}{4} / \frac{\gamma_s^2}{4\pi}$  mit  $\frac{\gamma_s^2}{4\pi} = 0.65$  erniedrigt, siehe Text.

(b) Energieabhängigkeit des Vorwärtswirkungsquerschnitts für die Reaktion  $\gamma p \rightarrow p \mathcal{G}^{\circ}$  und Vorhersage von Vektordominanz + Quark Modell mit  $\frac{\gamma_s^2}{4\pi} = 0.65$ .

24 Energieabhängigkeit der Polarisationsasymmetrie  $\sum (\gamma p \rightarrow p \mathcal{G}^{\circ})$  für  $|t| < 0.4$  GeV<sup>2</sup> (aus Ref. [38] ).

$ \tau $ (GeV <sup>2</sup> )	$\frac{d\mathcal{G}^{\perp, \parallel, 0}}{dt} \langle W^{\perp, \parallel, 0} \rangle$ ( $\mu\text{b GeV}^{-2} \text{sr}^{-1}$ )								
	$\perp$			$\parallel$			0		
0.05 - 0.10	5.57	$\pm$ 0.39	-0.31	$\pm$ 0.46	2.63	$\pm$ 0.12			
0.10 - 0.15	4.26	$\pm$ 0.20	0.04	$\pm$ 0.24	2.15	$\pm$ 0.07			
0.15 - 0.20	3.03	$\pm$ 0.15	0.05	$\pm$ 0.19	1.54	$\pm$ 0.06			
0.20 - 0.25	2.22	$\pm$ 0.12	-0.02	$\pm$ 0.16	1.10	$\pm$ 0.05			
0.25 - 0.30	1.57	$\pm$ 0.10	0.05	$\pm$ 0.14	0.81	$\pm$ 0.05			
0.30 - 0.35	1.14	$\pm$ 0.07	-0.04	$\pm$ 0.11	0.55	$\pm$ 0.04			
0.35 - 0.40	0.78	$\pm$ 0.07	0.12	$\pm$ 0.11	0.45	$\pm$ 0.04			

$$1.4 < k_{\gamma} < 2.0 \text{ GeV}$$

$$-0.3 < \cos \vartheta_H < +0.3$$

$$-0.3 < \varphi_H - \frac{\pi}{2} < +0.3$$

Tab. 6a Produkt aus differentielltem Wirkungsquerschnitt und  
 Zerfallswinkelverteilung für  $\gamma p \rightarrow p \rho^0 \rightarrow p \pi^+ \pi^-$   
 (ohne  $\pm 6\%$  Skalenfehler)

t  (GeV <sup>2</sup> )	$\frac{d\sigma^{\perp,0}}{dt} R^{\perp,0} \quad (\mu\text{b GeV}^{-2})$	
	$\perp$	0
0.05 - 0.10	93.2 $\pm$ 6.5	85.4 $\pm$ 4.0
0.10 - 0.15	71.2 $\pm$ 3.3	69.8 $\pm$ 2.3
0.15 - 0.20	50.7 $\pm$ 2.5	50.0 $\pm$ 1.9
0.20 - 0.25	37.1 $\pm$ 2.0	35.6 $\pm$ 1.6
0.25 - 0.30	26.2 $\pm$ 1.7	26.2 $\pm$ 1.5
0.30 - 0.35	19.0 $\pm$ 1.2	17.9 $\pm$ 1.4
0.35 - 0.40	13.1 $\pm$ 1.2	14.6 $\pm$ 1.3

$$R^{\perp,0} = \frac{\langle W^{\perp,0}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle}{\langle W_{\text{HCM}}^{\perp,0}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle}$$

$$1.4 < k_\gamma < 2.0 \text{ GeV}$$

$$-0.3 < \cos \vartheta_H < +0.3$$

$$-0.3 < \varphi_H - \frac{\pi}{2} < +0.3$$

Tab. 6b Differentielle Wirkungsquerschnitte für  $\gamma p \rightarrow p \varrho^0$   
(ohne  $\pm 6\%$  Skalenfehler)

	$\perp$	0
A ( $\mu\text{b GeV}^{-2}$ ) +)	164.1 $\pm$ 15.0 (11.3)	157.0 $\pm$ 13.0 (8.9)
B (GeV <sup>-2</sup> )	6.67 $\pm$ 0.30	6.54 $\pm$ 0.27

Tab. 6c Anpassung von  $A \exp(-B|t|)$  an  $\left(\frac{d\sigma}{dt} R\right)^{\perp,0}$   
von Tab. 6b für  $|t| > 0.10 \text{ GeV}^2$

+ ) Mit (ohne) 6 % quadratisch addiertem Skalenfehler

$ t $ (GeV <sup>2</sup> )	$\sum (\gamma p \rightarrow p \pi^+ \pi^-)$ +)	$\sum (\gamma p \rightarrow p \varrho^0)$
0.05 - 0.10	1.042 $\pm$ 0.066	1.058 $\pm$ 0.065
0.10 - 0.15	0.961 $\pm$ 0.042	1.006 $\pm$ 0.047
0.15 - 0.20	0.874 $\pm$ 0.046	0.923 $\pm$ 0.057
0.20 - 0.25	1.002 $\pm$ 0.051	1.030 $\pm$ 0.077
0.25 - 0.30	0.878 $\pm$ 0.062	0.964 $\pm$ 0.094
0.30 - 0.35	0.872 $\pm$ 0.074	0.974 $\pm$ 0.126
0.35 - 0.40	0.807 $\pm$ 0.083	0.842 $\pm$ 0.136
0.05 - 0.40	0.928 $\pm$ 0.021	0.978 $\pm$ 0.054

$$1.4 < k_\gamma < 2.0 \text{ GeV}$$

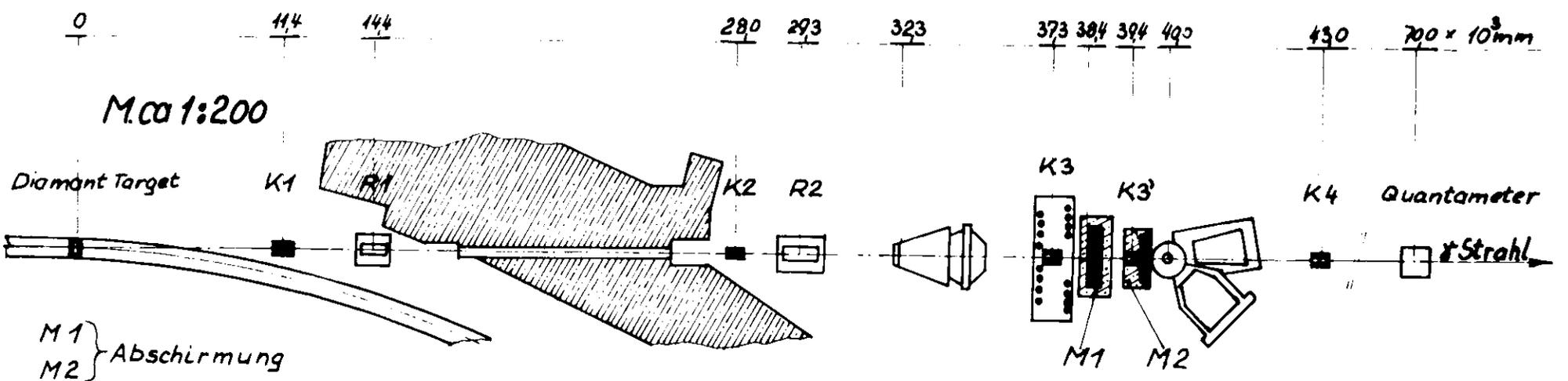
$$-0.3 < \cos \vartheta_H < +0.3$$

$$-0.3 < \varphi_H - \frac{\pi}{2} < +0.3$$

$$-0.3 < \tilde{\psi}_H < +0.3$$

$$(0.650 < M_{\pi\pi} < 0.900 \text{ GeV})^+)$$

Tab. 7 Polarisationsasymmetrie  $\sum$   
(ohne  $\pm$  0.05 systematischen Fehler)



- Kollimator 1 2 x 2
- Kollimator 2 5 x 5
- Kollimator 3 12 x 12
- Kollimator 3' 20 x 20

Beton  
 Blei

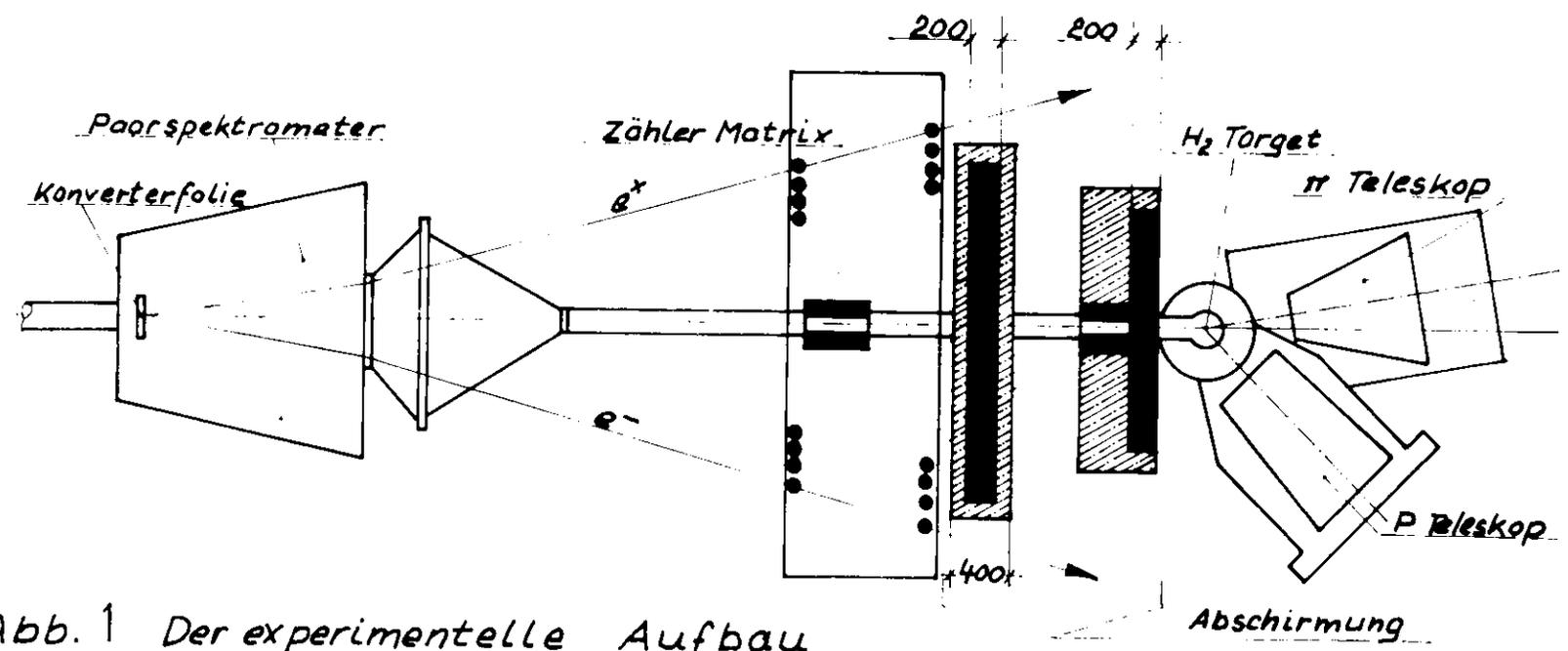


Abb. 1 Der experimentelle Aufbau

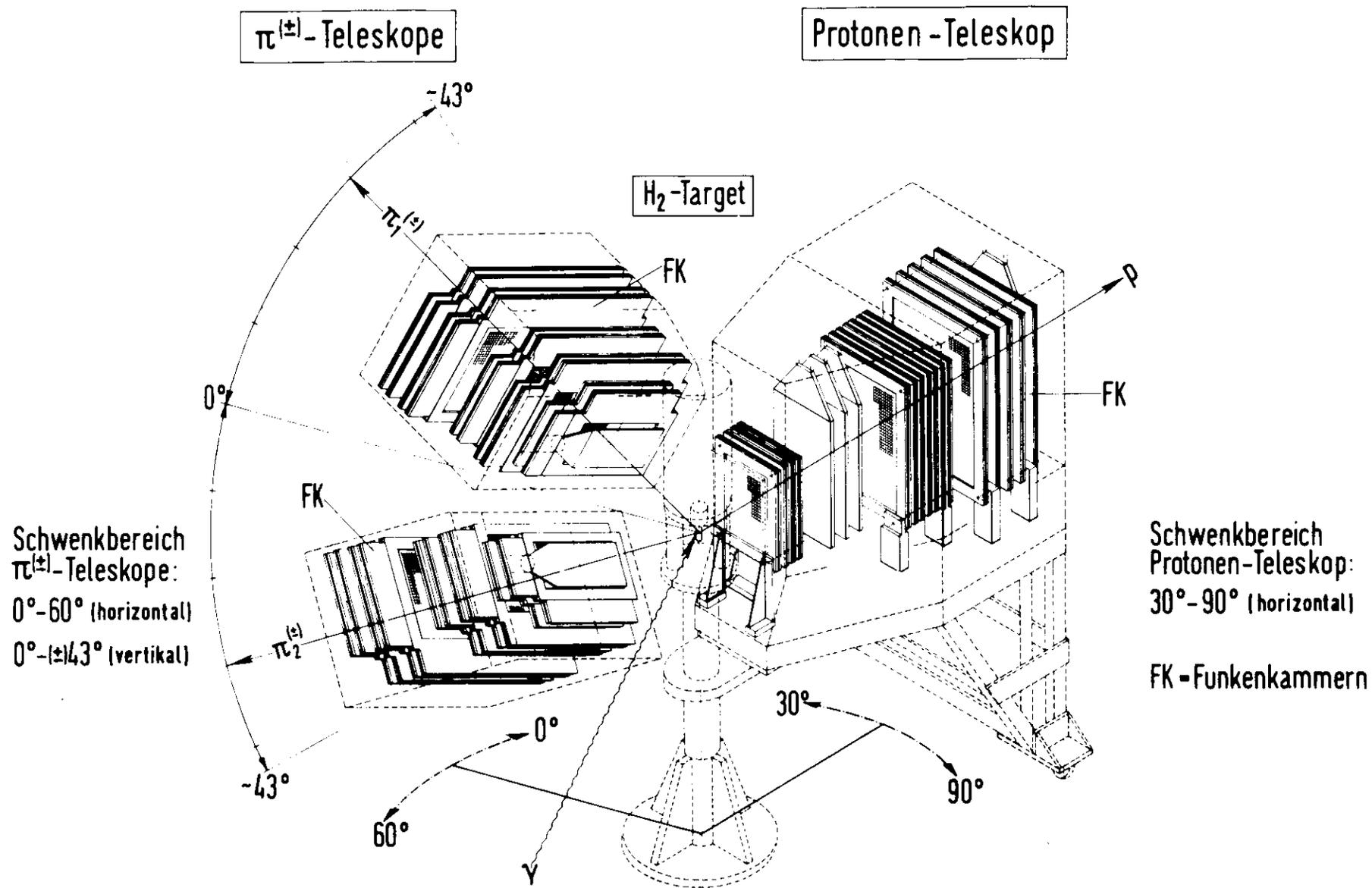
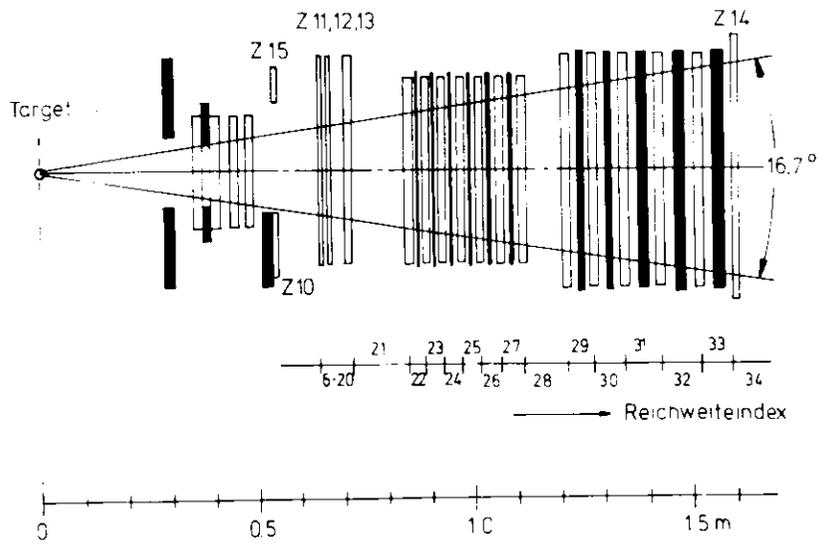


Abb. 2 Das Funkenkammer Spektrometer

Protonenteleskop

horizontal



Pionteleskope

vertikal

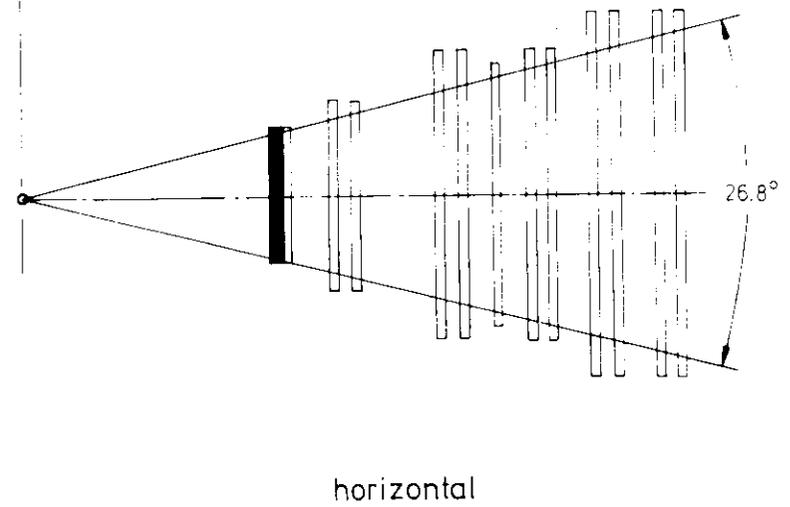
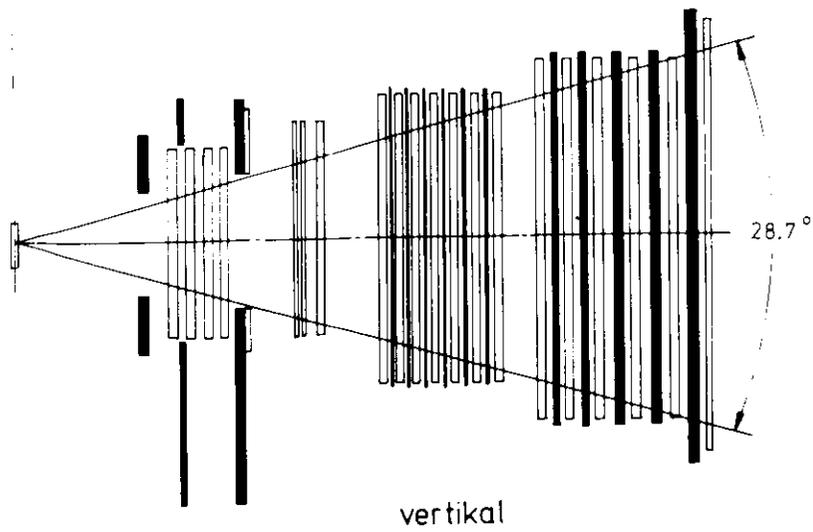
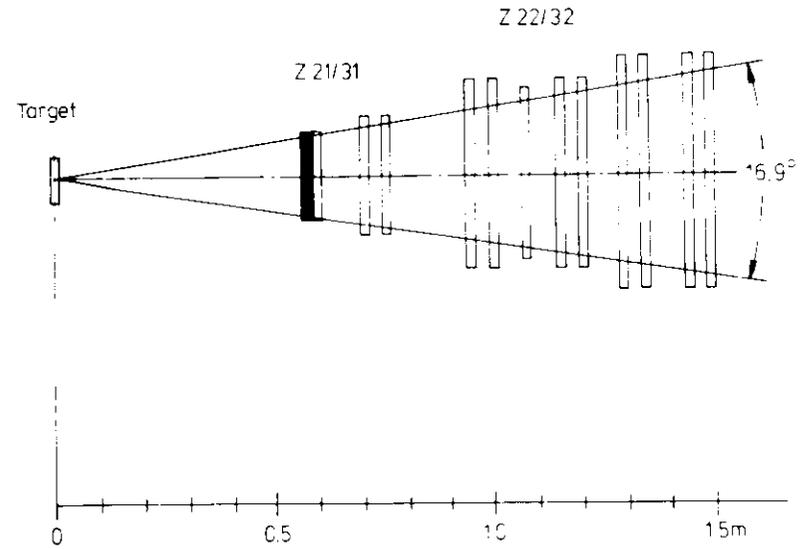


Abb. 3

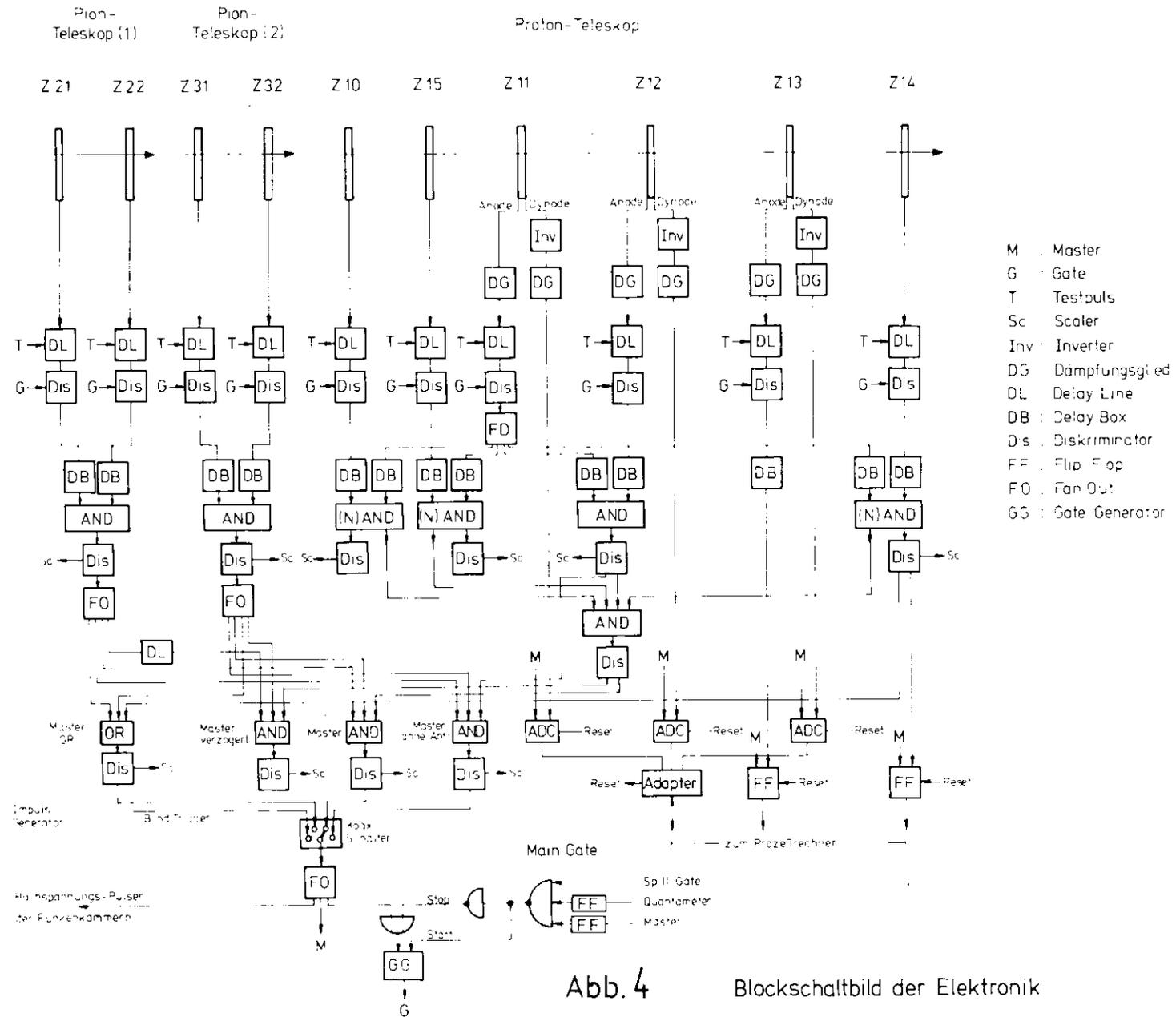


Abb. 4      Blockschaltbild der Elektronik

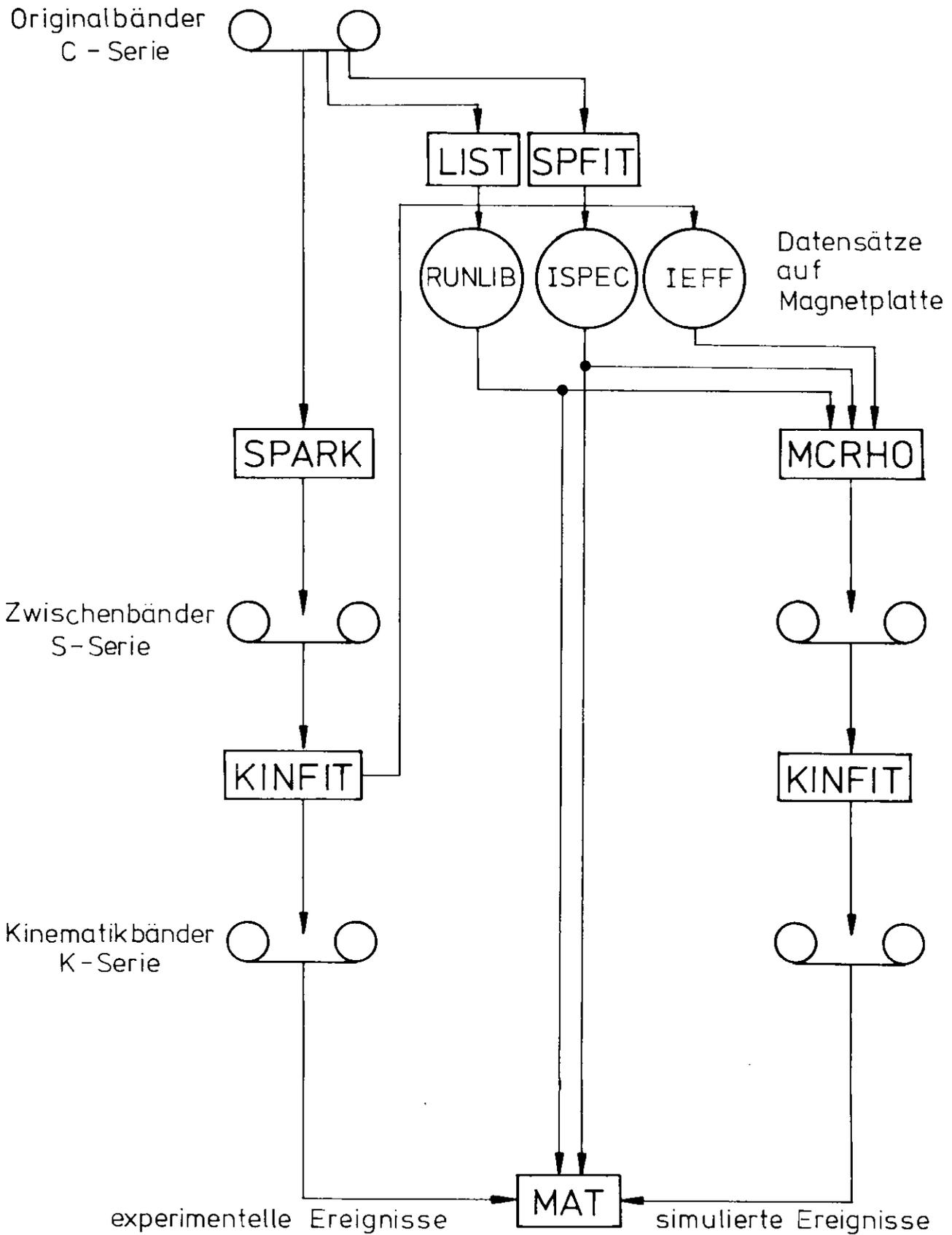


Abb. 5 Organisation der Datenauswertung

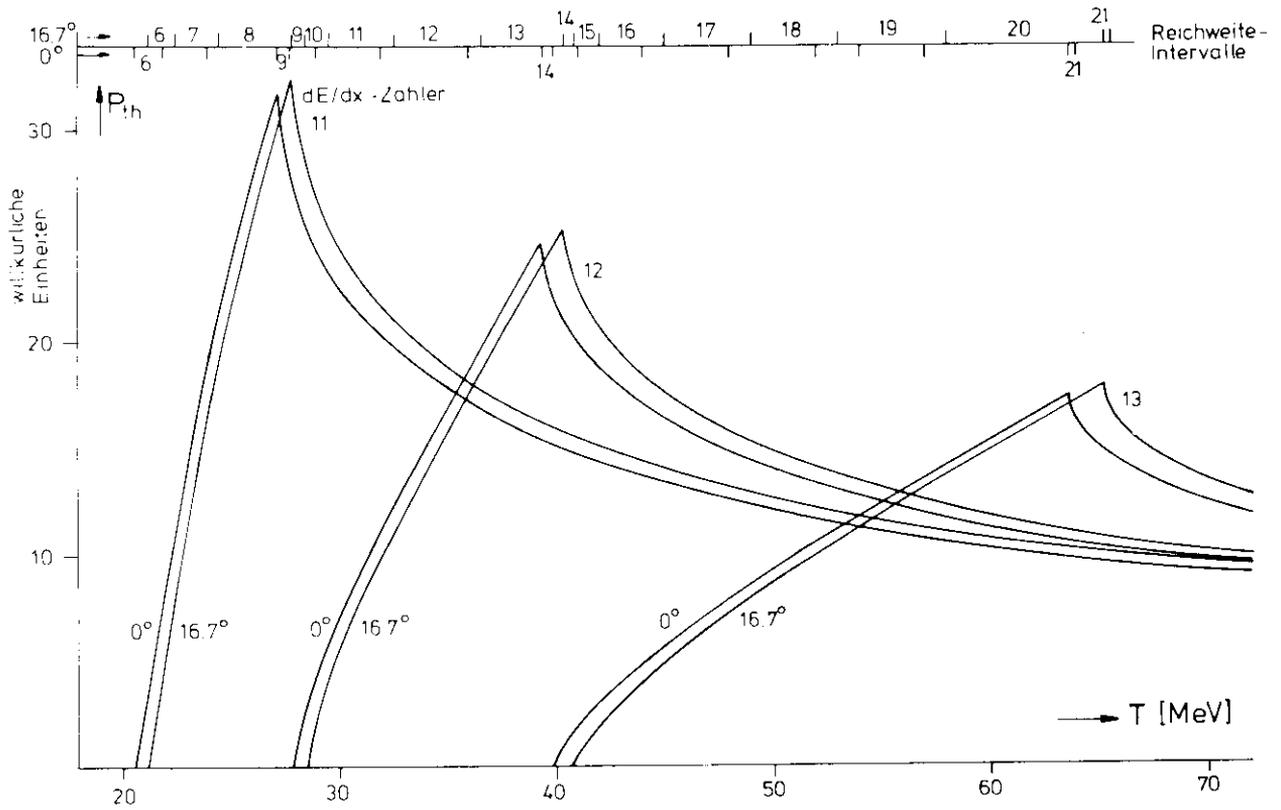


Abb. 6a Energie-Impulshöhenbeziehung

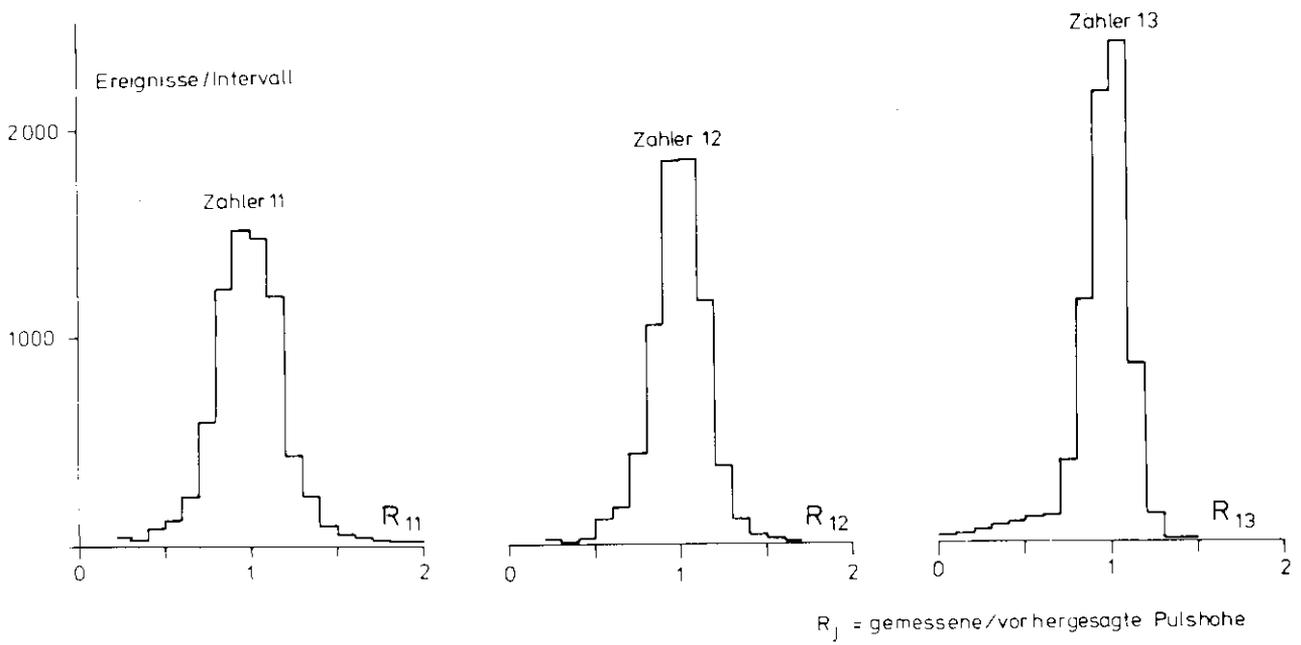
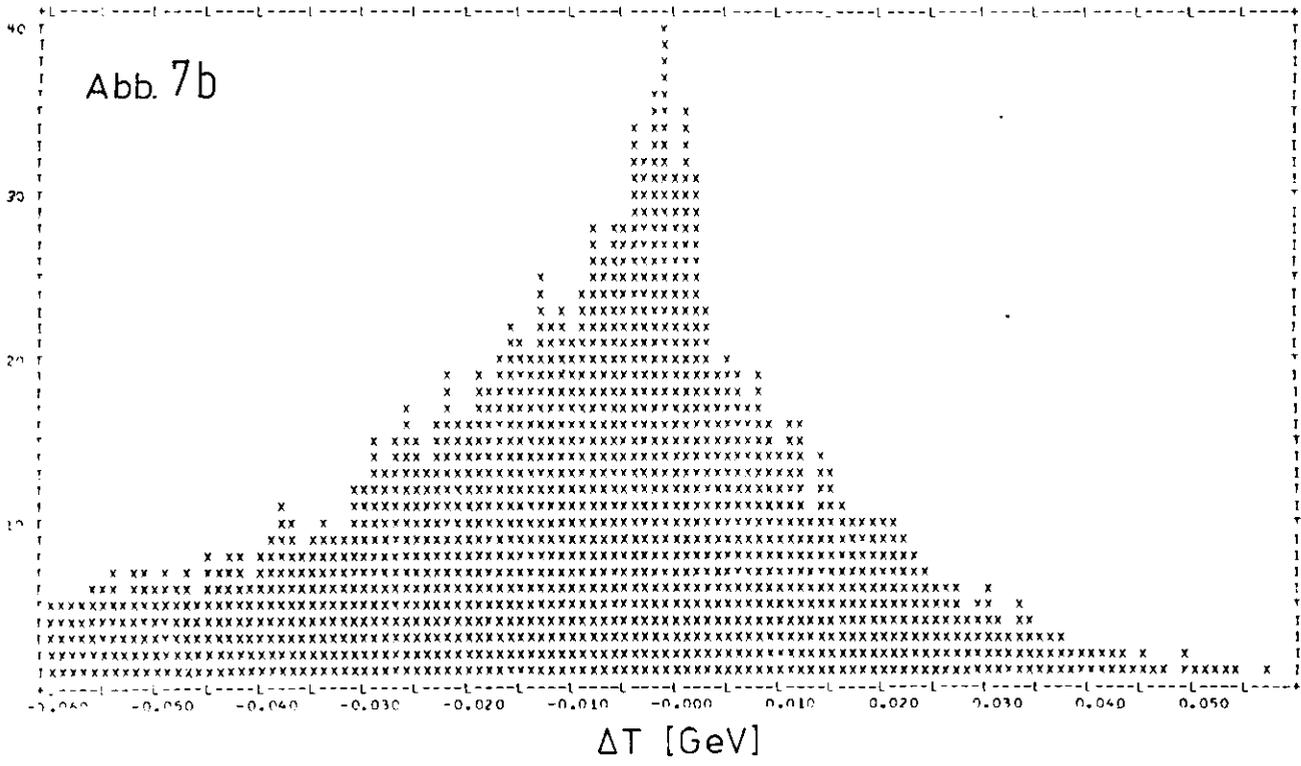
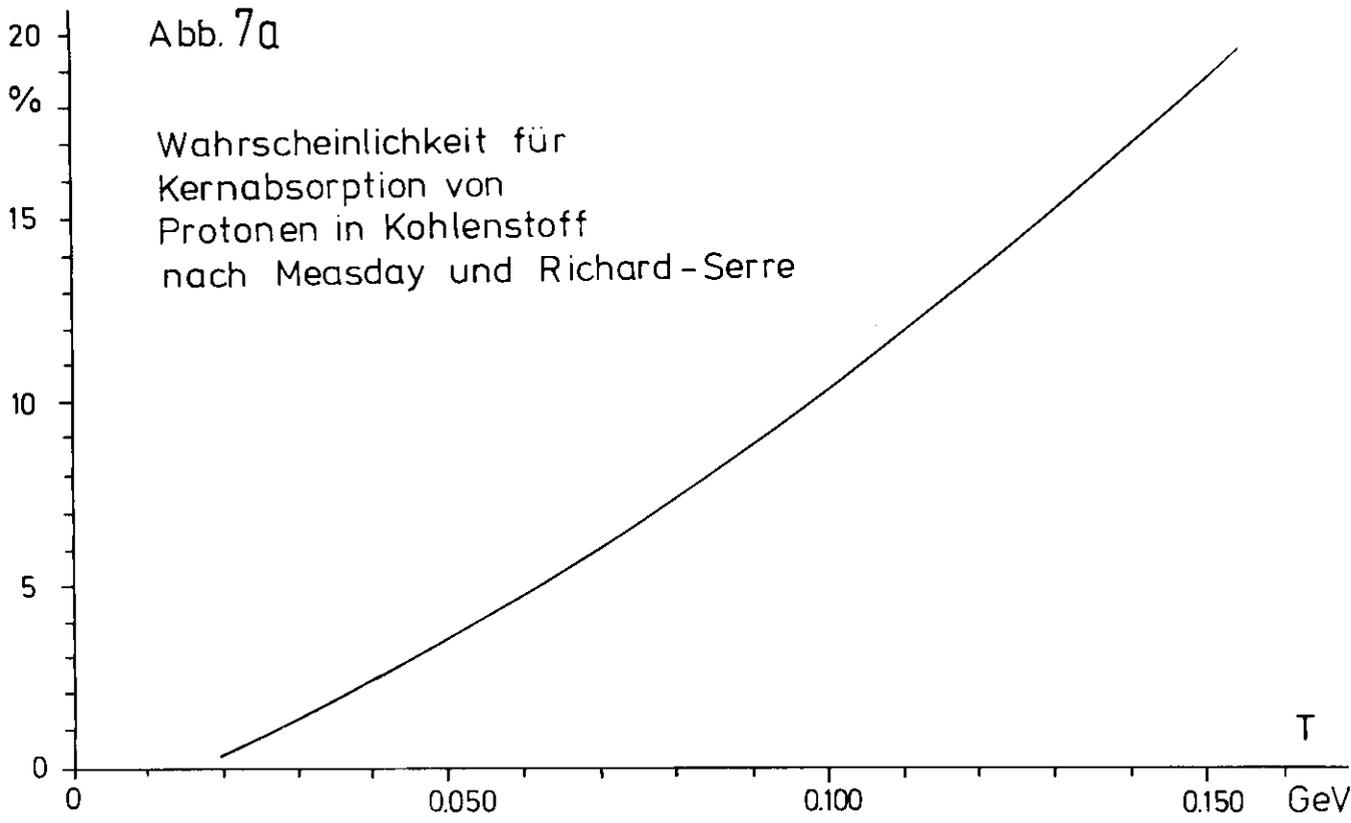


Abb. 6b Eichung der dE/dx - Zähler



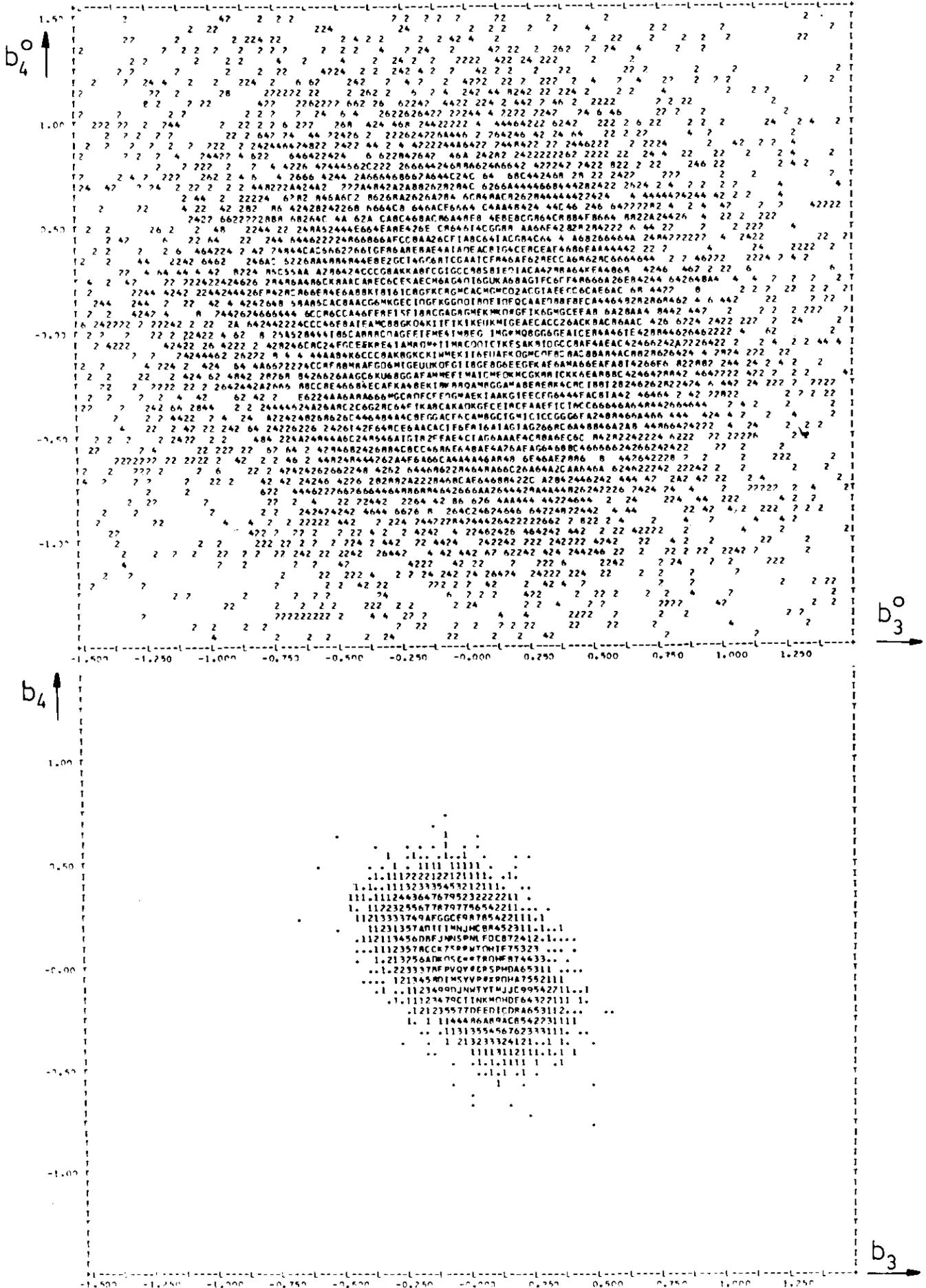


Abb. 8a Targetverteilung im oberen Pionteleskopsystem vor und nach der Anpassung (cm)

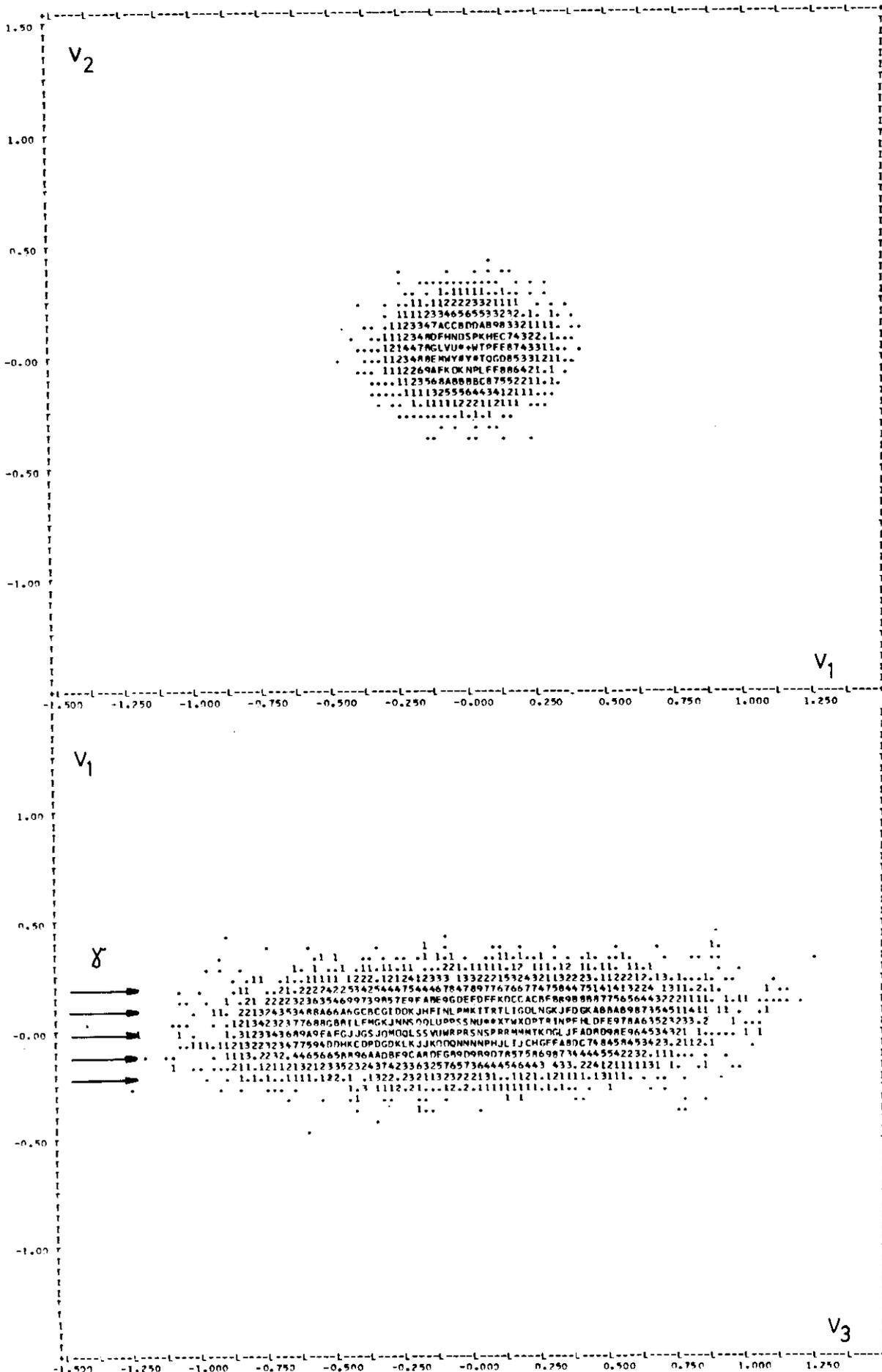


Abb. 8b Targetverteilung im Laborsystem (cm)

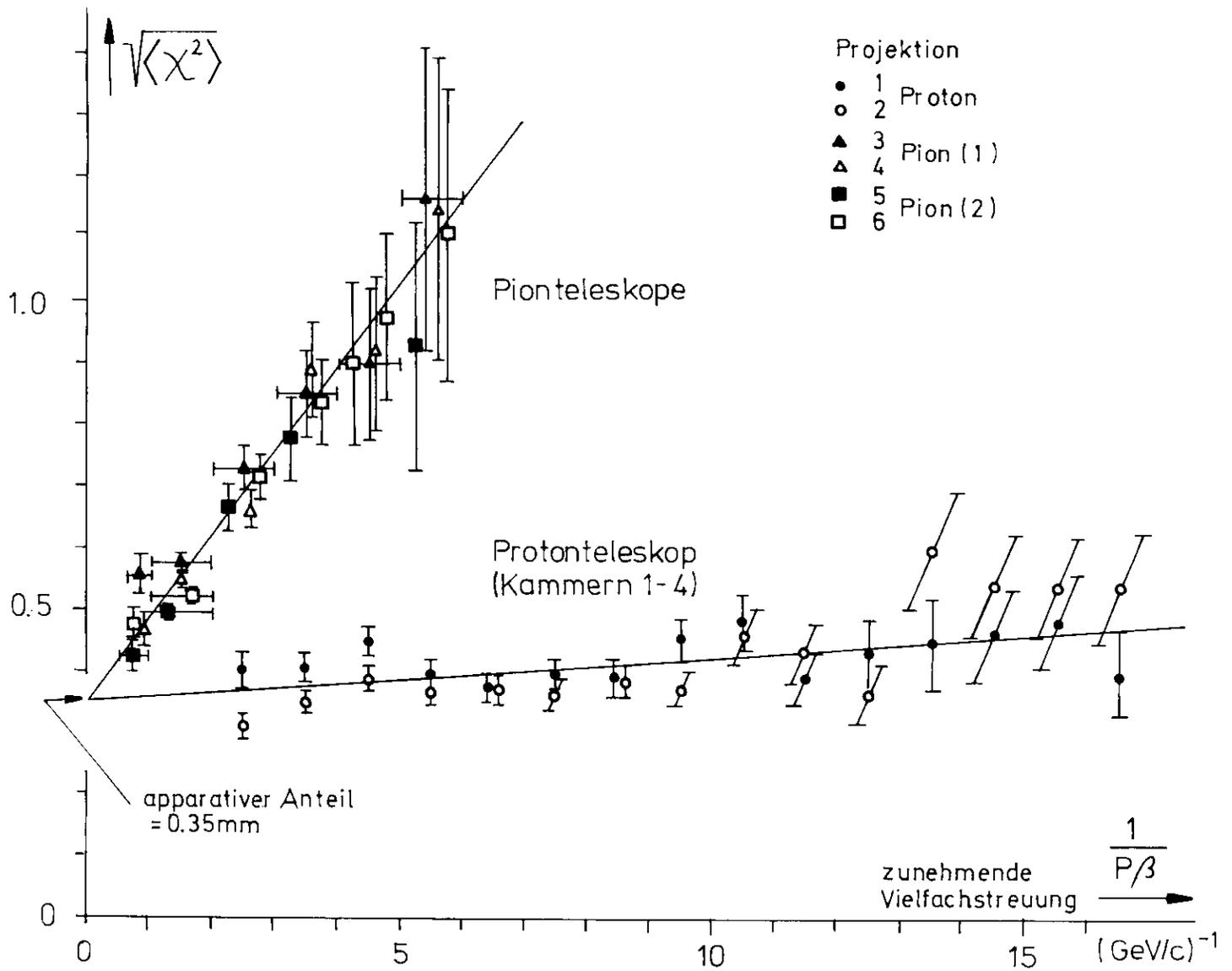


Abb. 9 Mittlere quadratische Streuung des Funkenortes

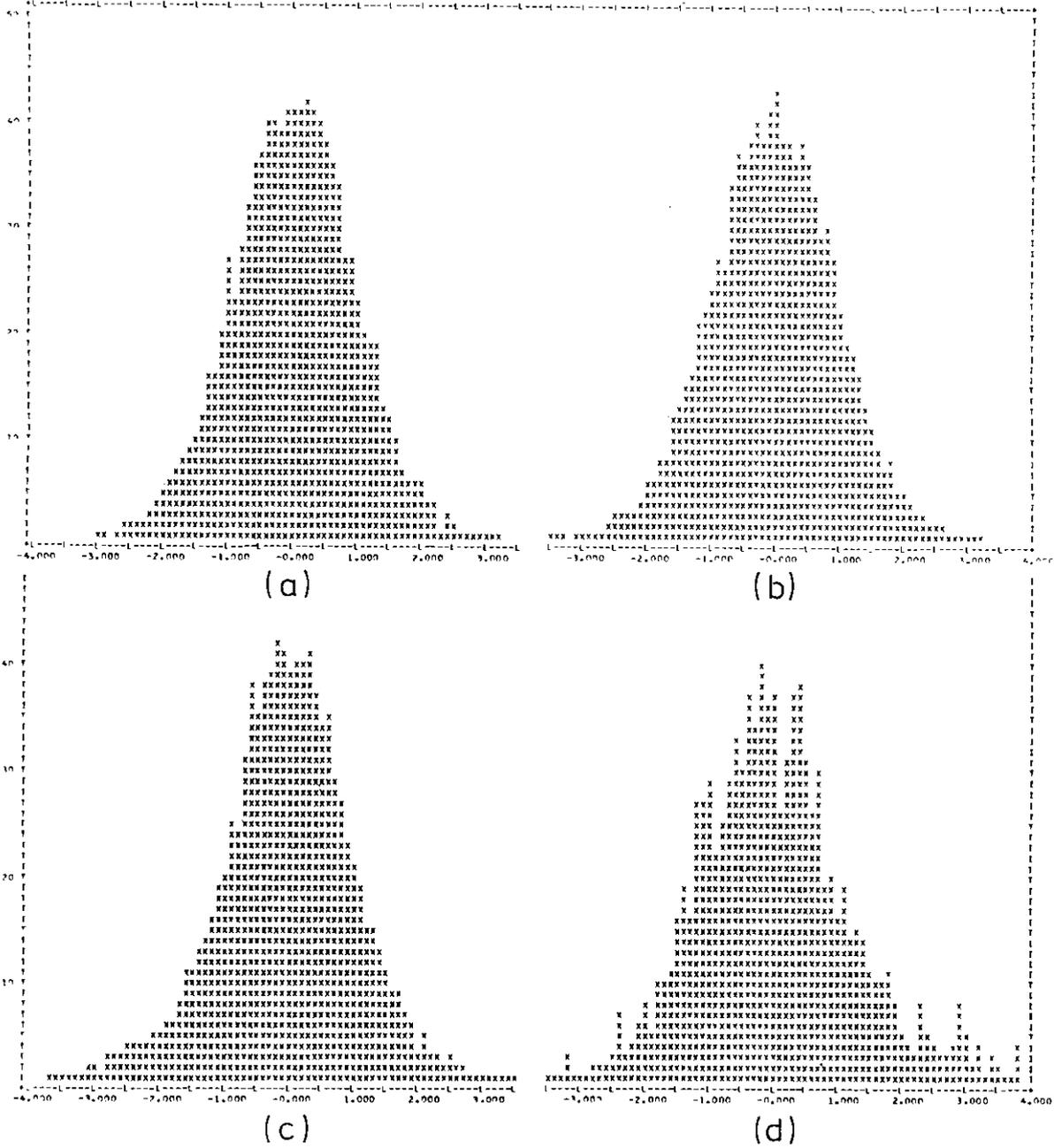


Abb.10 Pull Verteilungen (Beispiele)

- (a)  $v_1$  = horizontale Vertexkomponente
- (b)  $b_5$  = Achsenabschnitt in Projektion 5
- (c)  $a_5$  = Steigung
- (d)  $T$  = Protonenergie

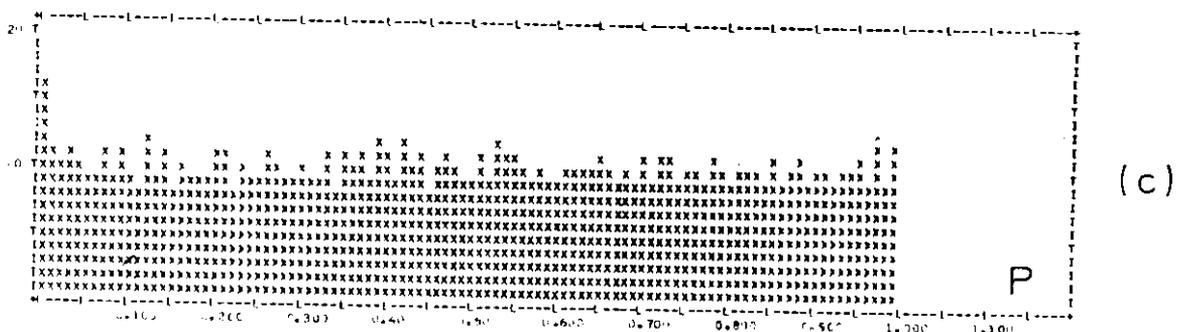
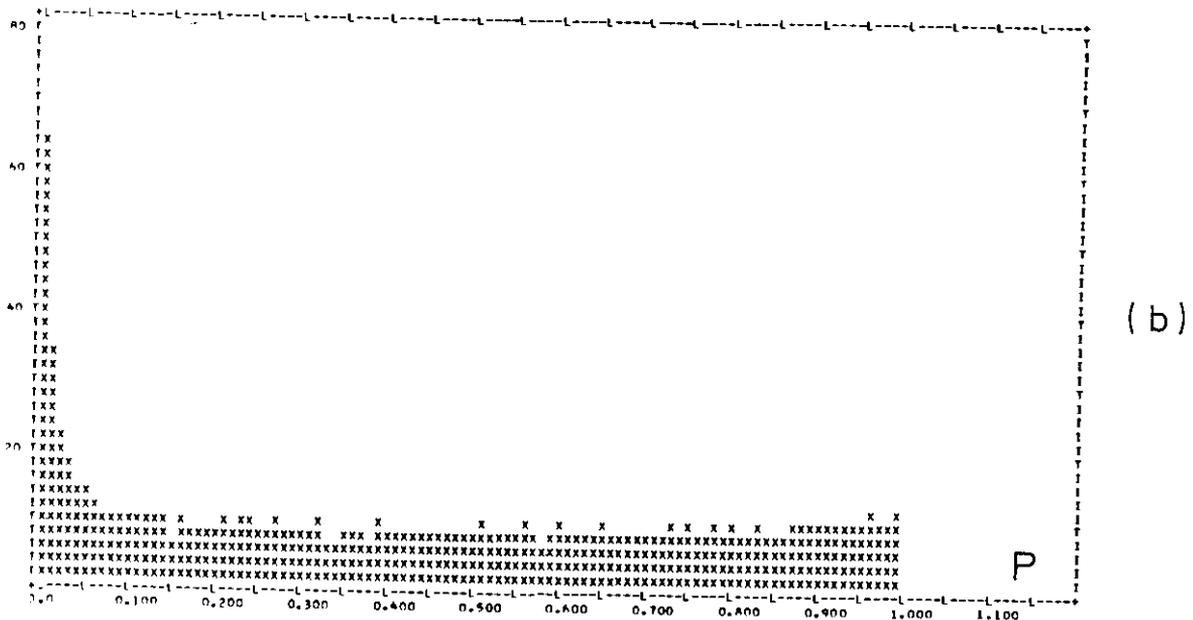
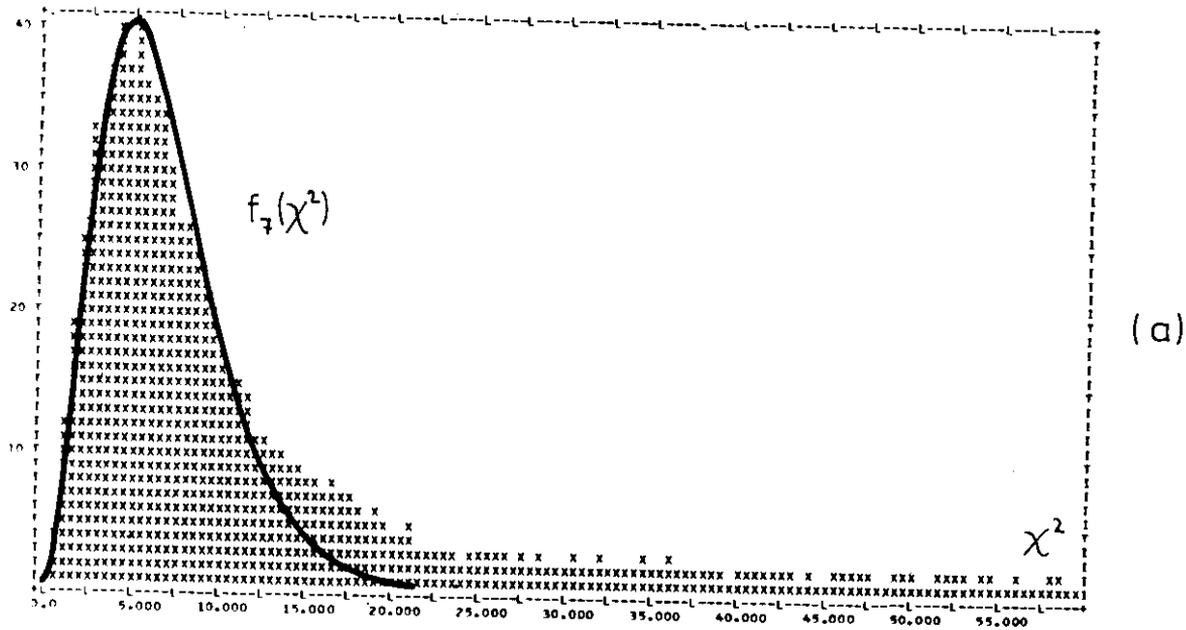


Abb.11  $\chi^2$ - und p-Verteilung

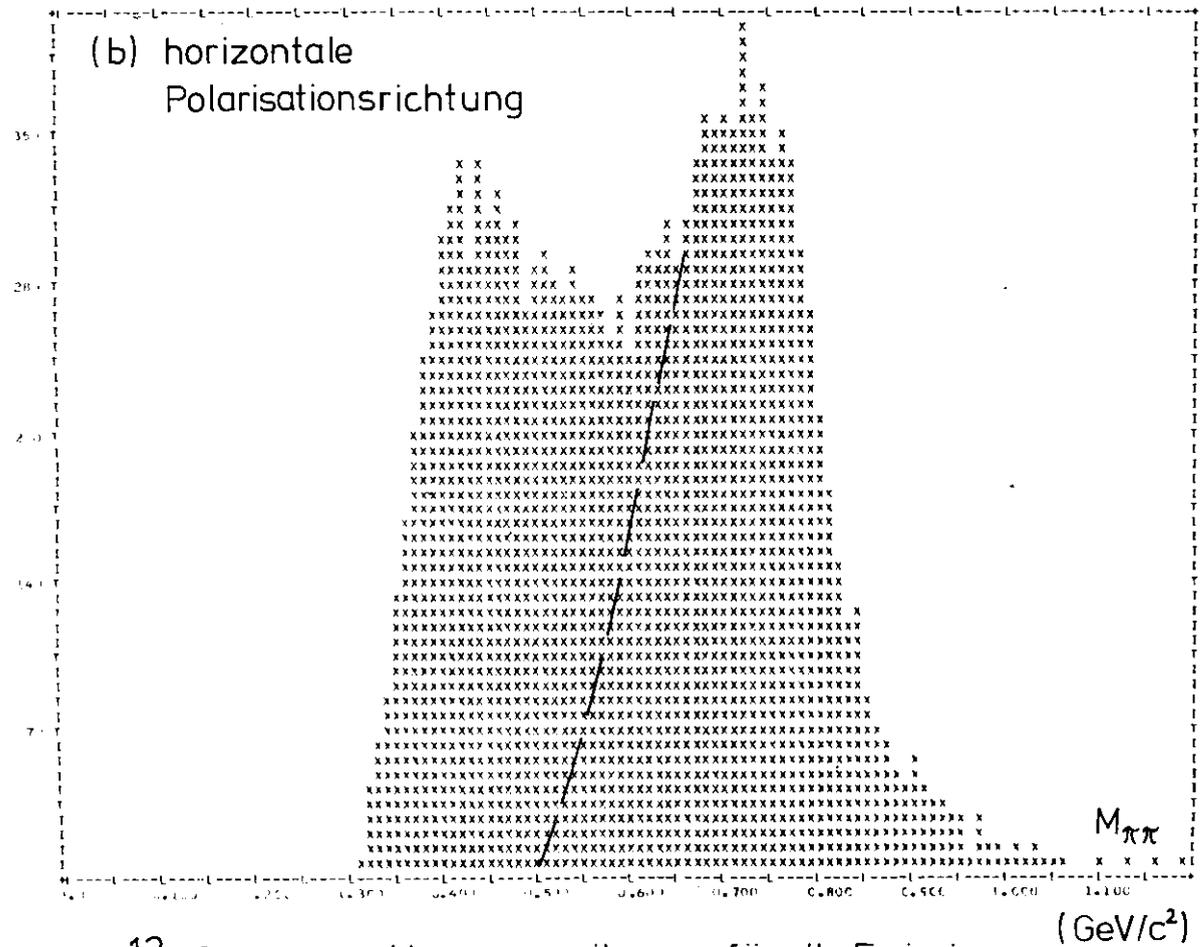
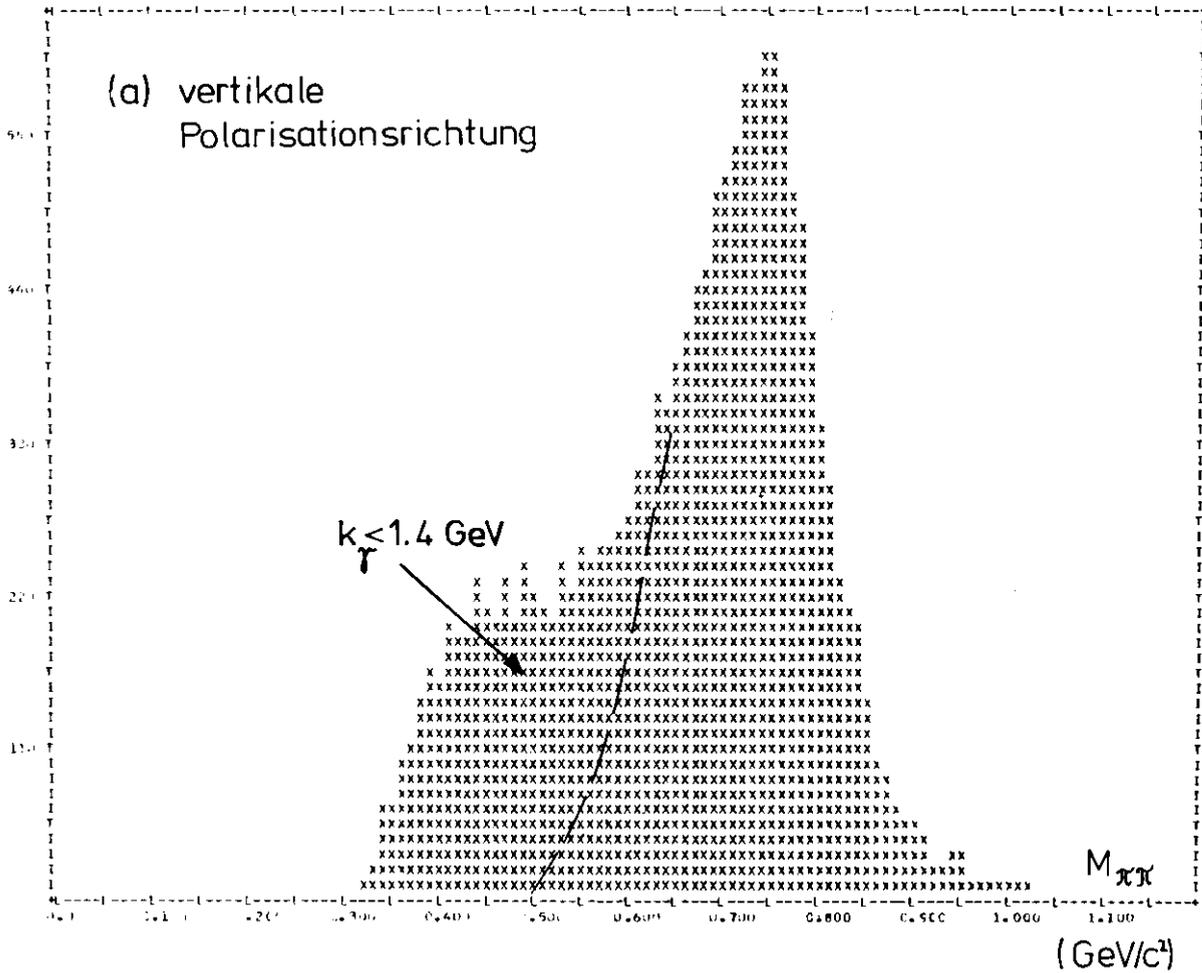


Abb.12 Gemessene Massenverteilungen für alle Ereignisse

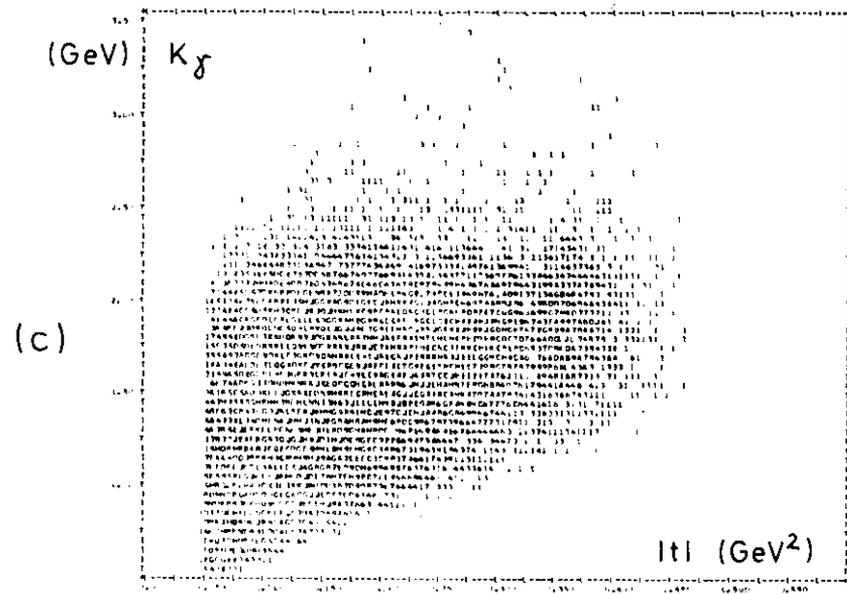
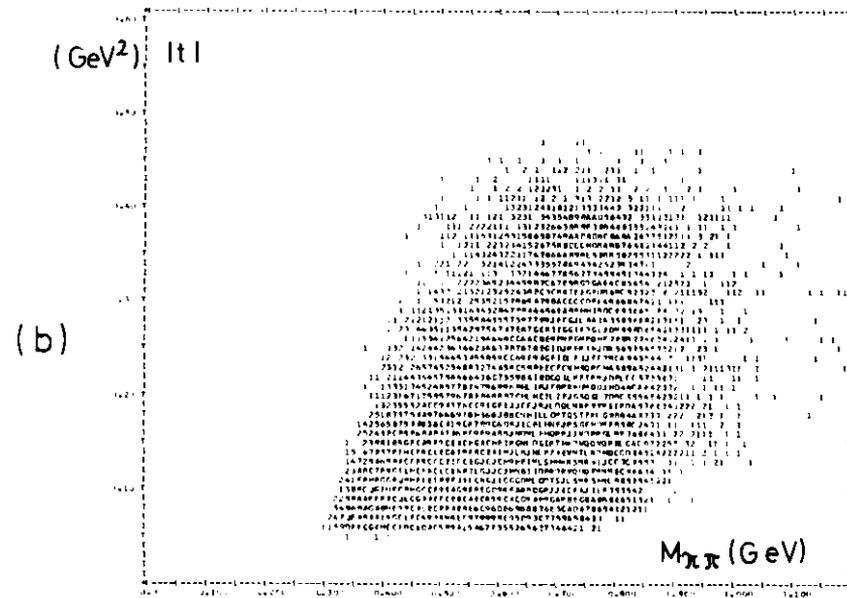
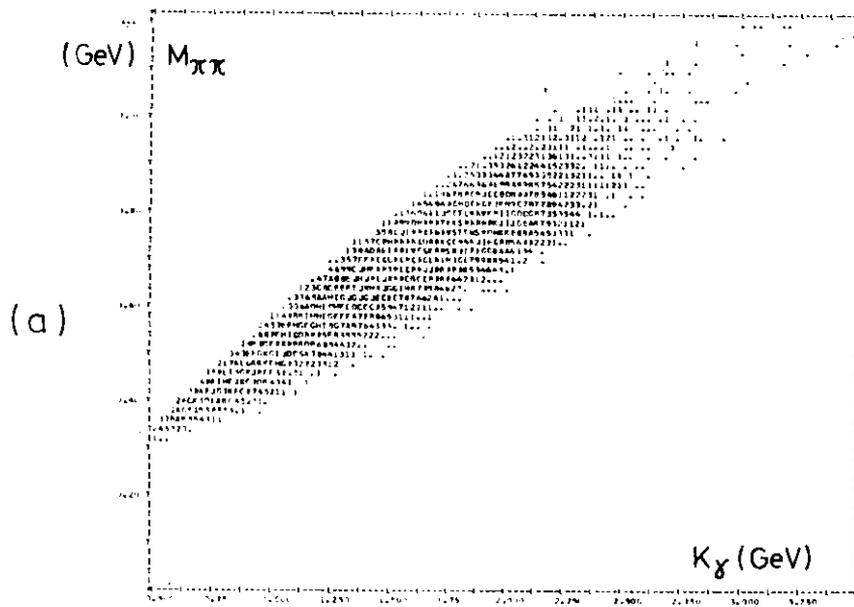


Abb.13 Kinematische Verteilung der gemessenen Ereignisse

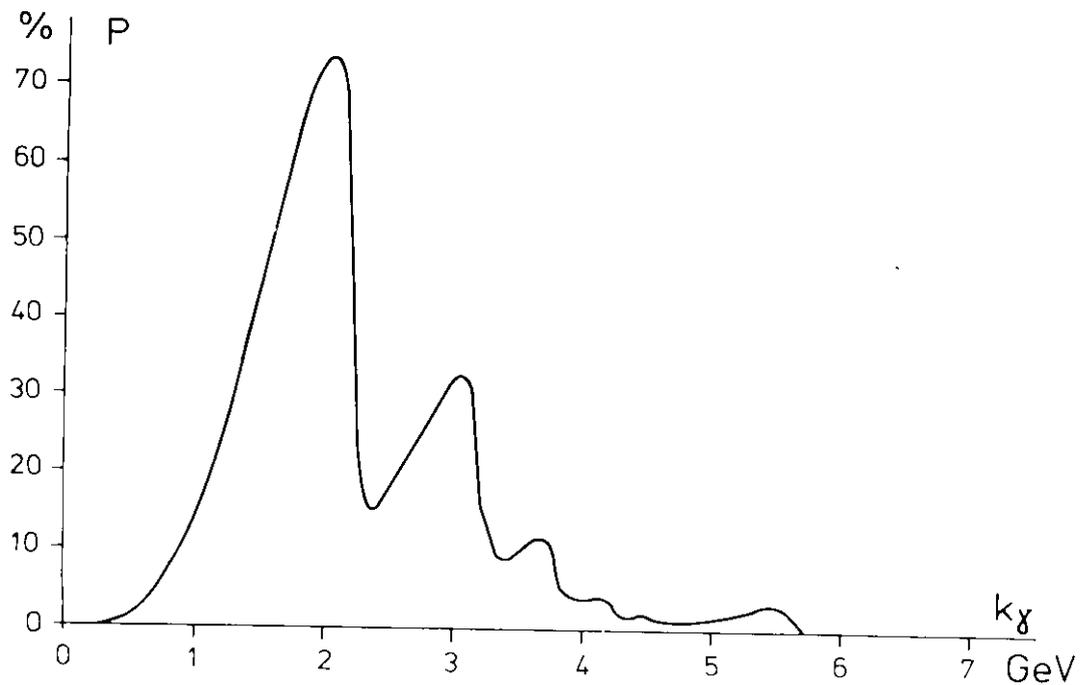
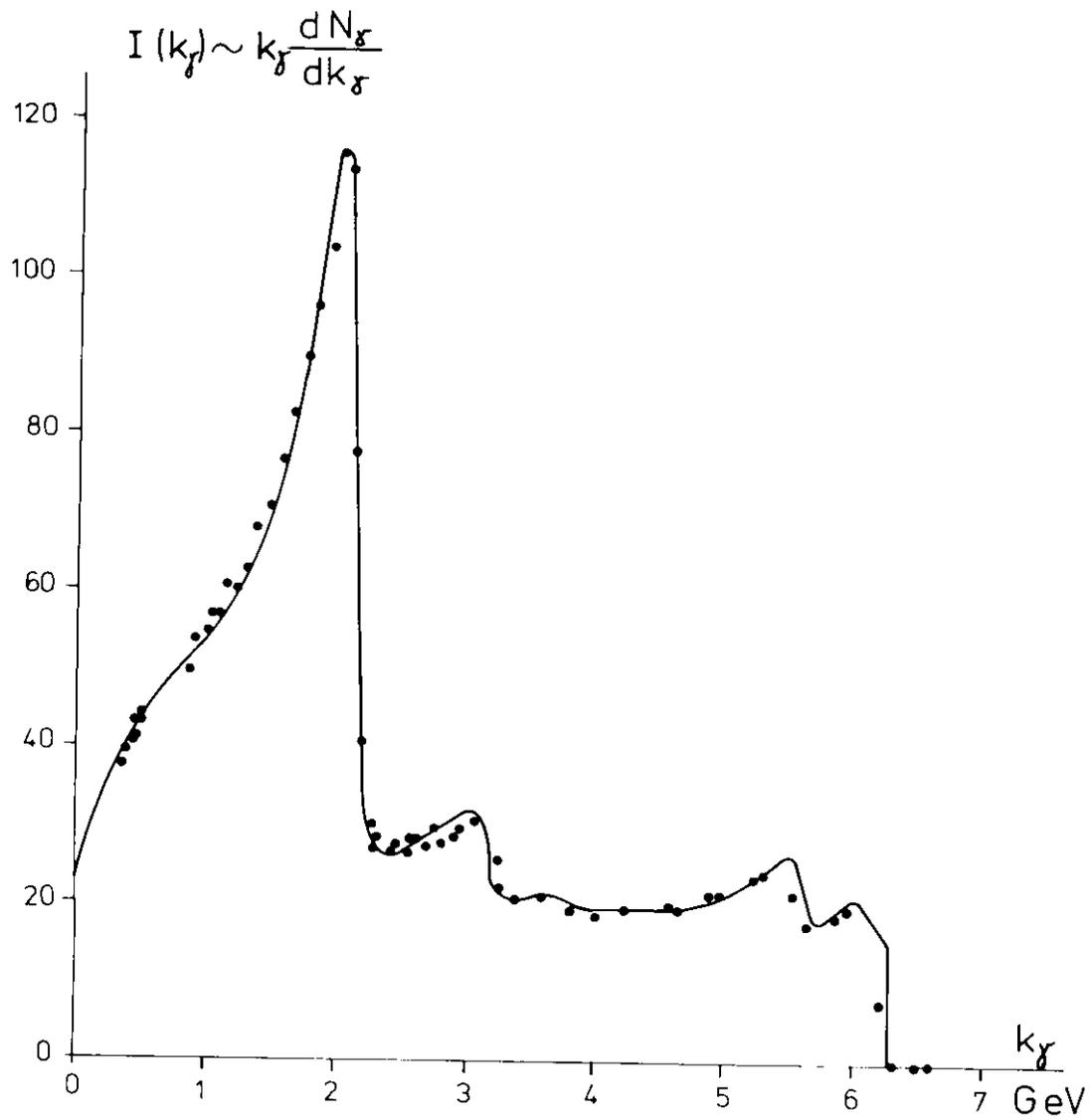


Abb. 14 Intensität und Polarisation des Photonenspektrums (Beispiel)

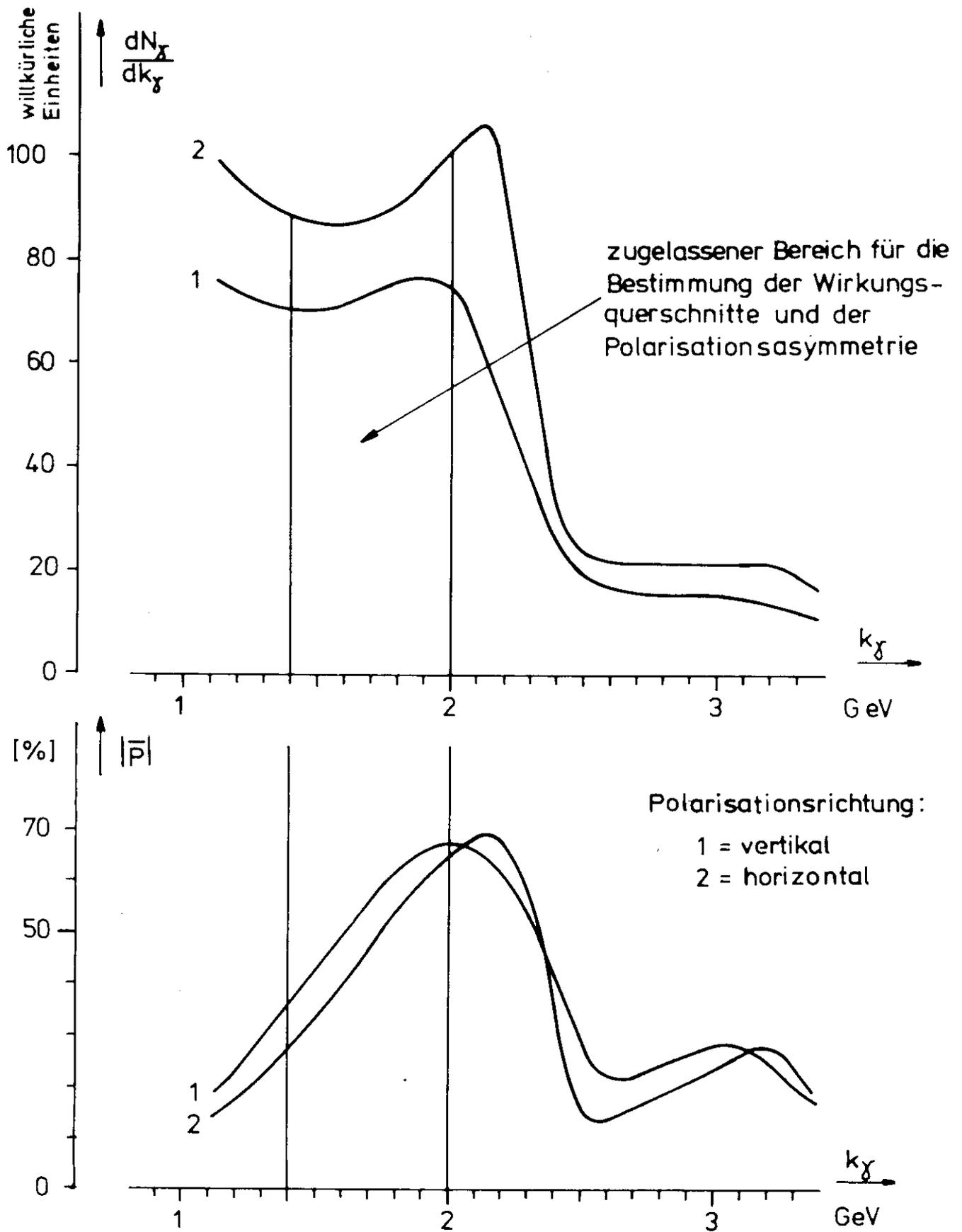


Abb.15

Gemitteltetes Photonspektrum  
und gemittelte Polarisation

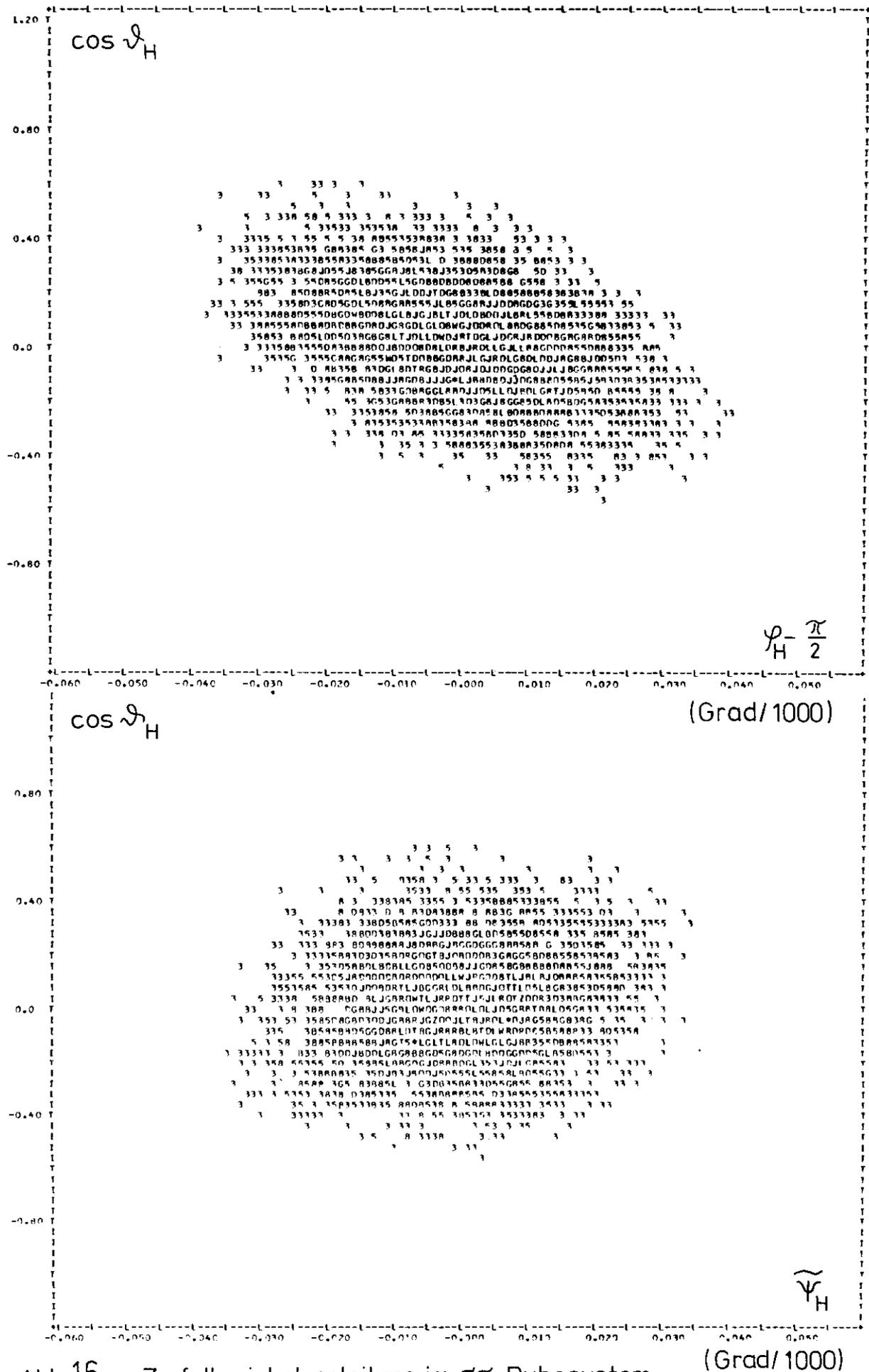
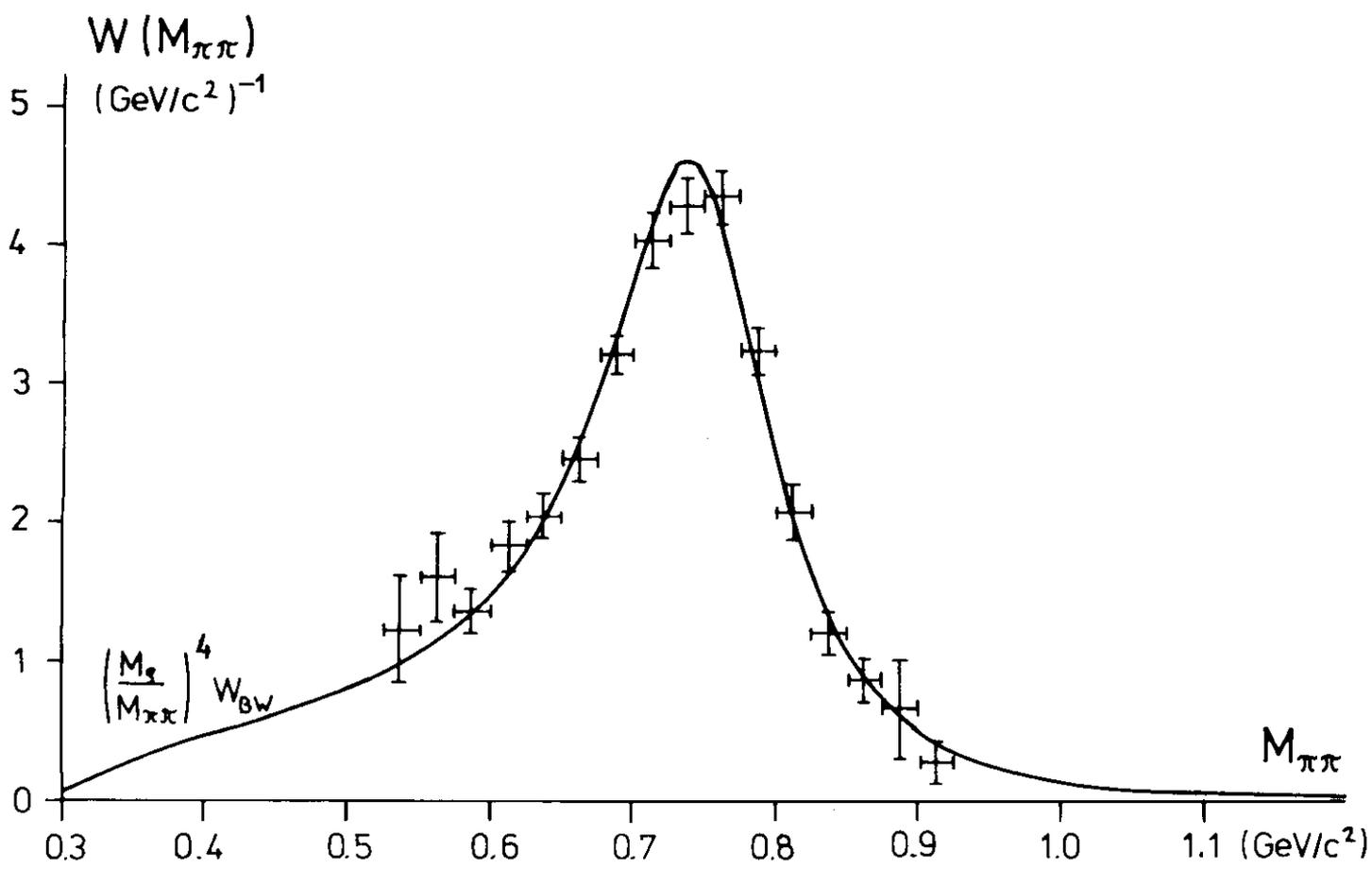


Abb. 16 Zerfallswinkelverteilung im  $\pi\pi$ -Ruhesystem



$\gamma P \rightarrow P \zeta^0$   
 $1.4 < k_\gamma < 2.0 \text{ GeV}$   
 $0.05 < |t| < 0.40 \text{ (GeV}/c)^2$

Abb.17

$$R = \frac{W(M_{\pi\pi})}{\left(\frac{M_{\rho}}{M_{\pi\pi}}\right)^{n(t)} W_{BW}}$$

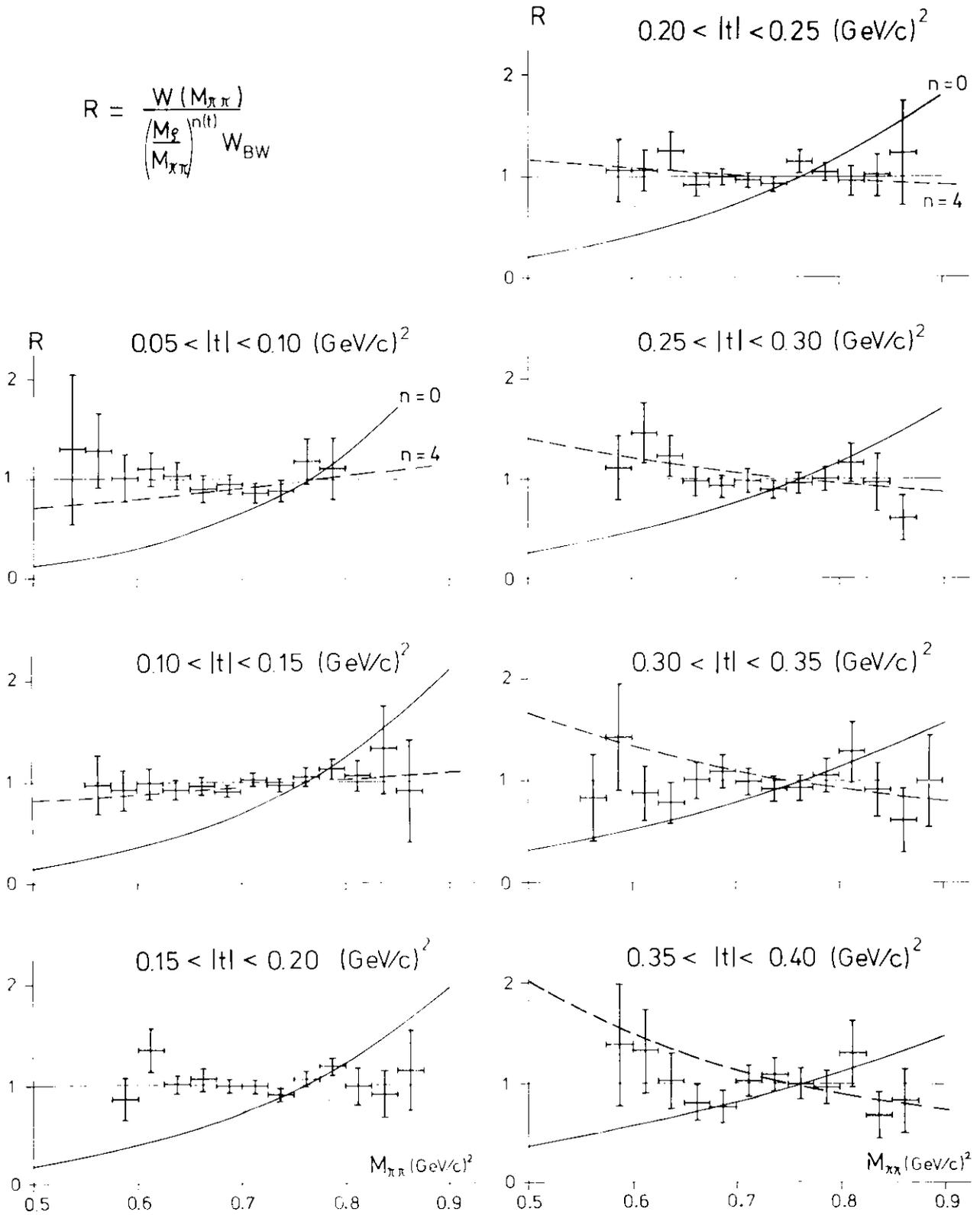
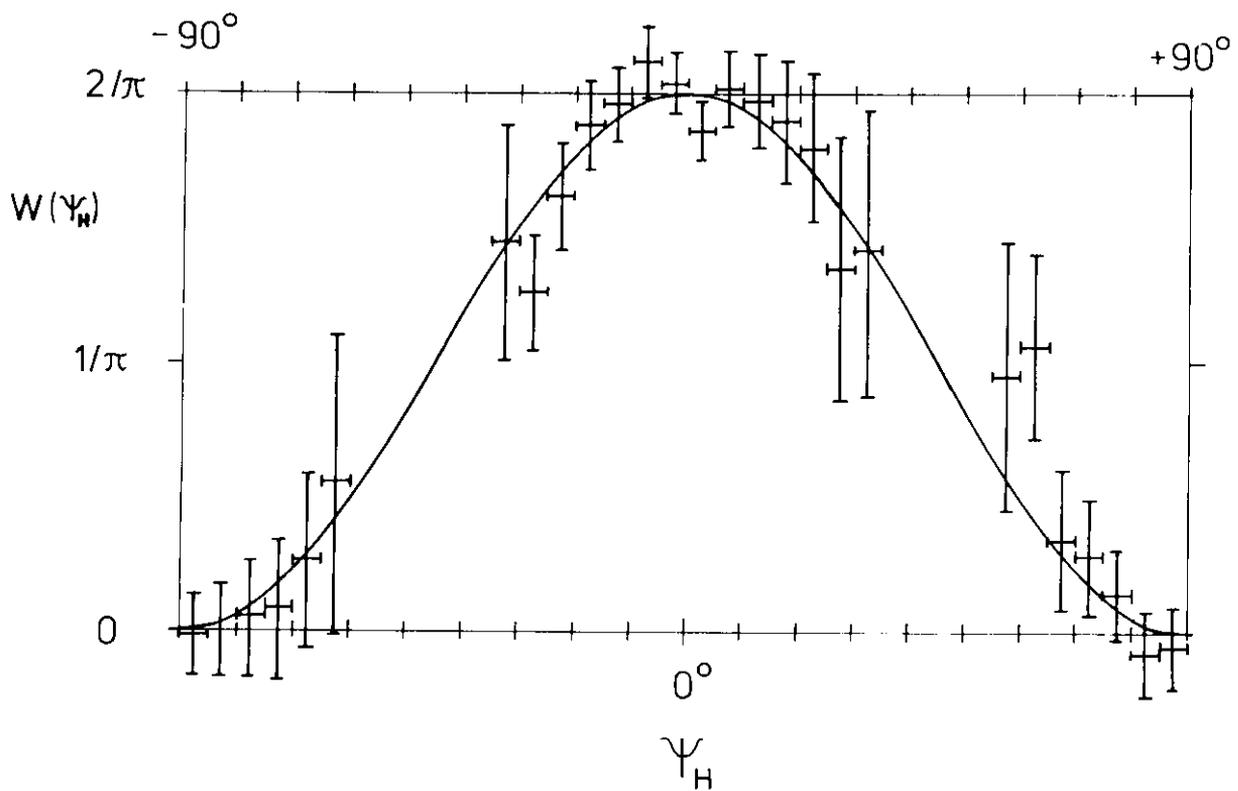
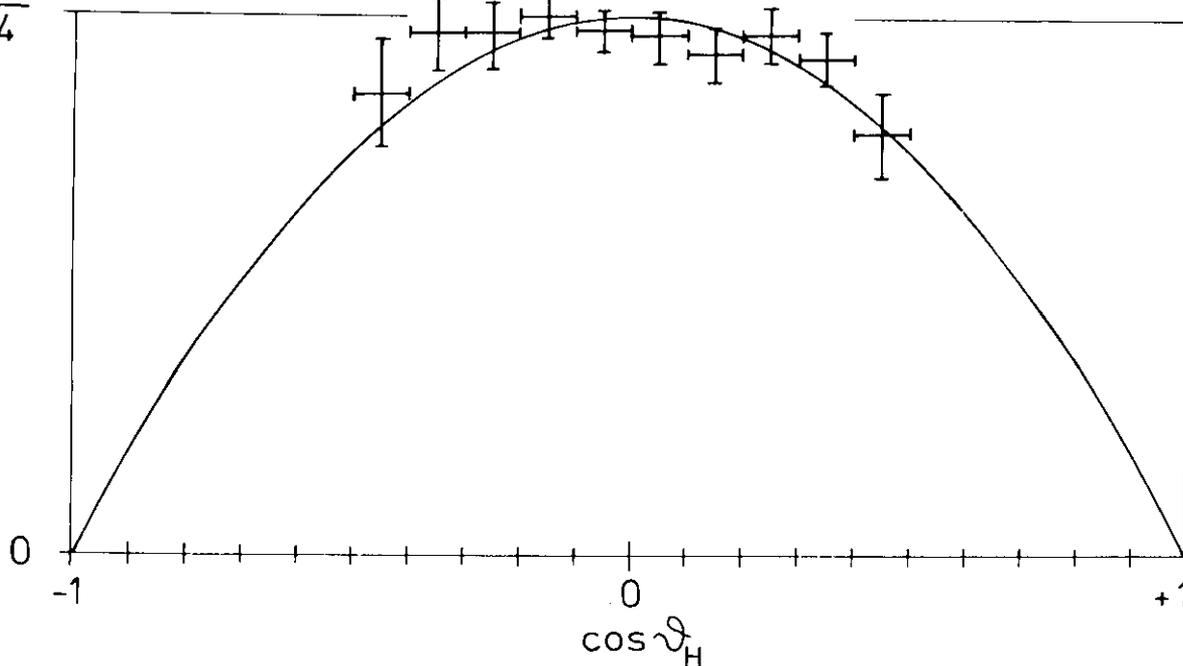


Abb.18

$\gamma P \rightarrow P \rho^0$   
 $1.4 < k_{\gamma} < 2.0 \text{ GeV}$

$W(\cos \vartheta_H)$

$\frac{3}{4}$

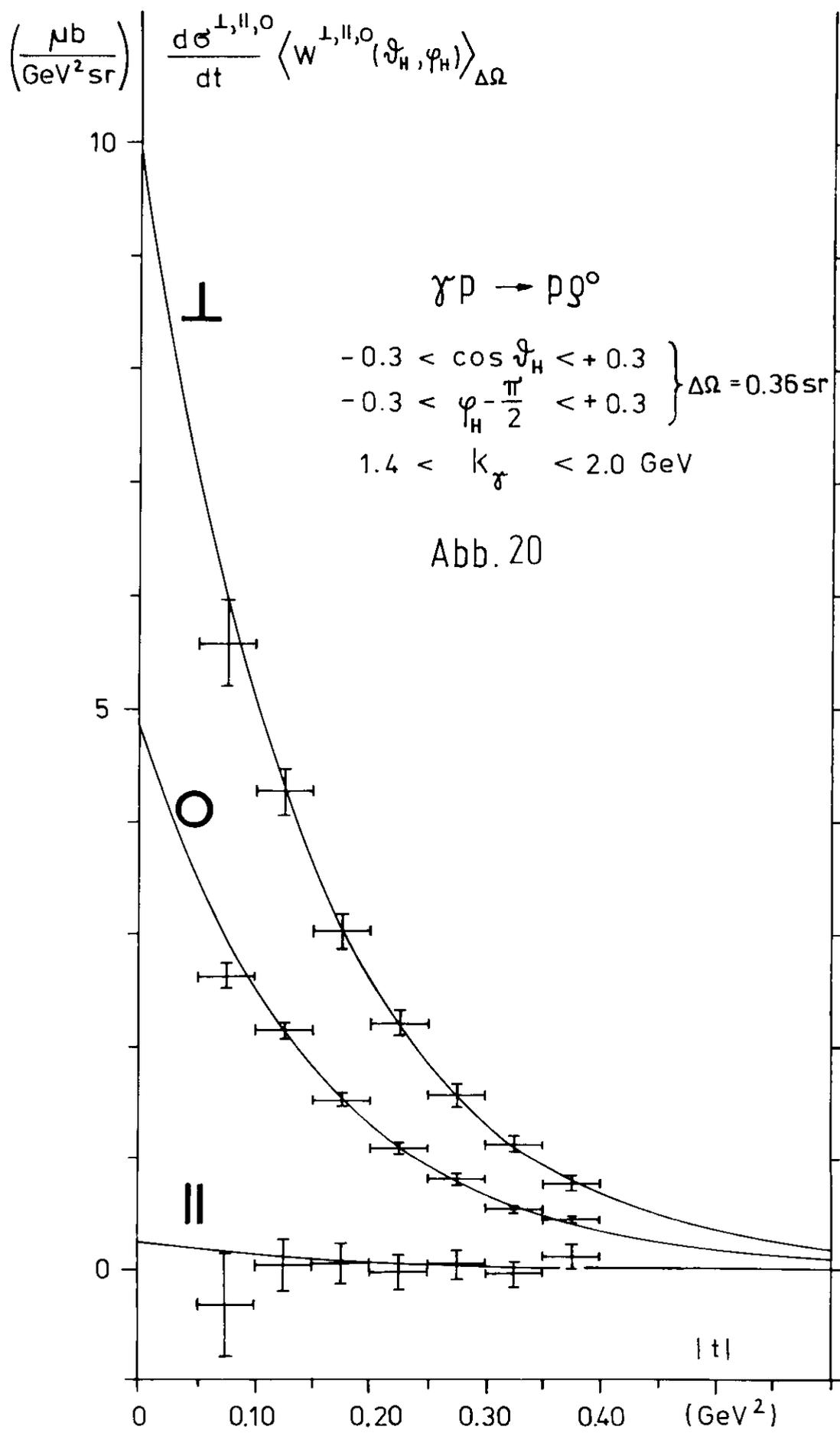


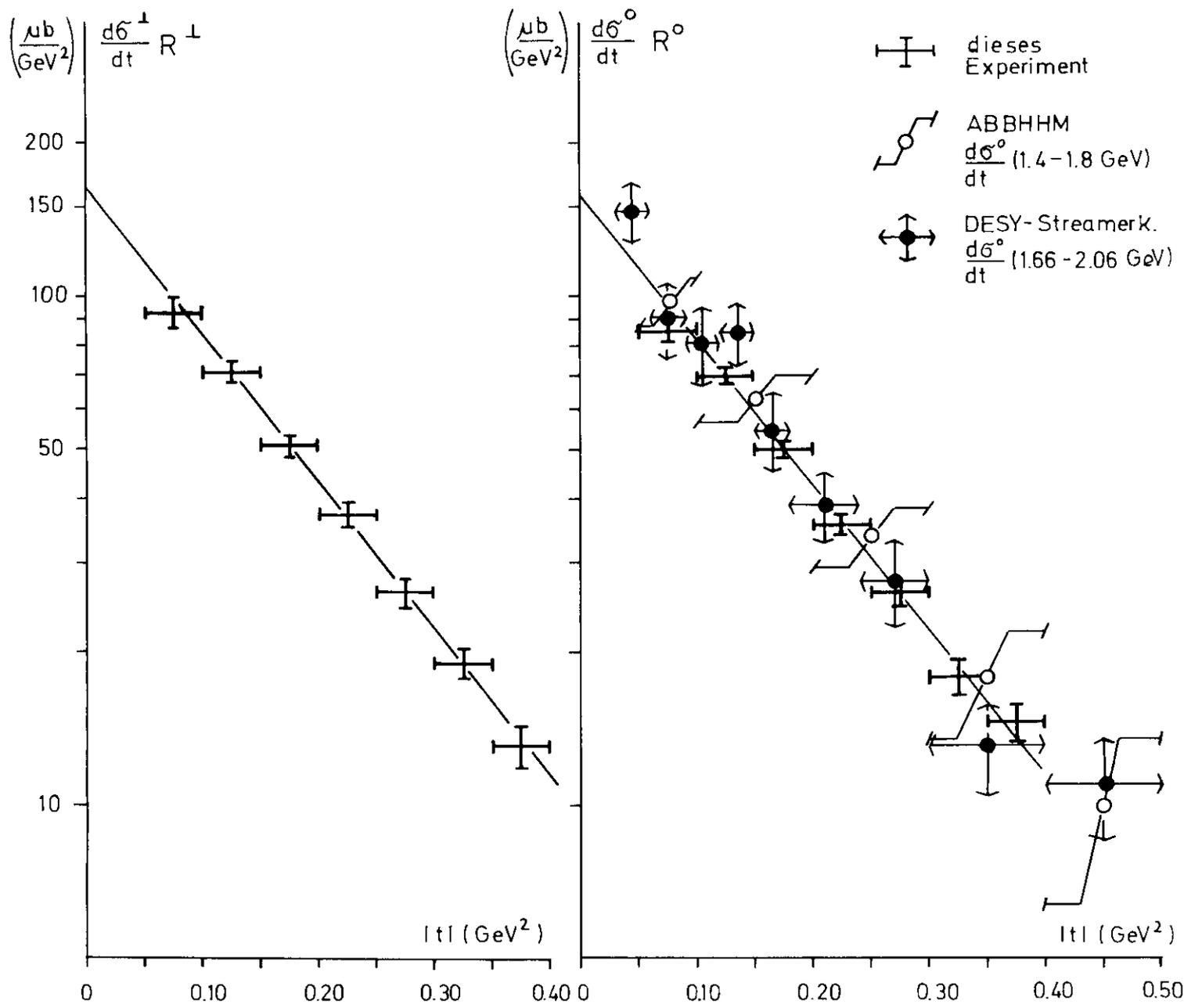
$\delta P \rightarrow P \delta^\circ$

Abb. 19

$1.4 < k_\gamma < 2.0 \text{ GeV}$

$0.05 < |t| < 0.40 (\text{GeV}/c)^2$





$$R^{\perp,0} = \frac{\langle W^{\perp,0}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle}{\langle W_{HCM}^{\perp,0}(\vartheta_H, \varphi_H) \rangle}$$

$\gamma P \rightarrow P \rho^0$

$1.4 < k_\gamma < 2.0 \text{ GeV}$   
 $-0.3 < \cos \vartheta_H < +0.3$   
 $-0.3 < \varphi_H - \frac{\pi}{2} < +0.3$

Abb. 21

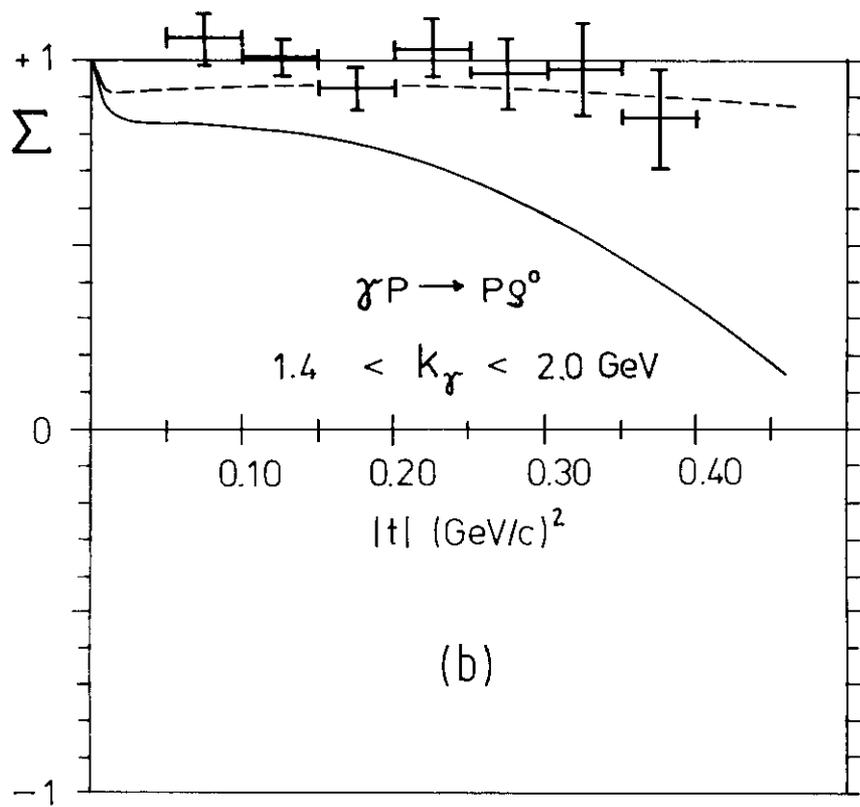
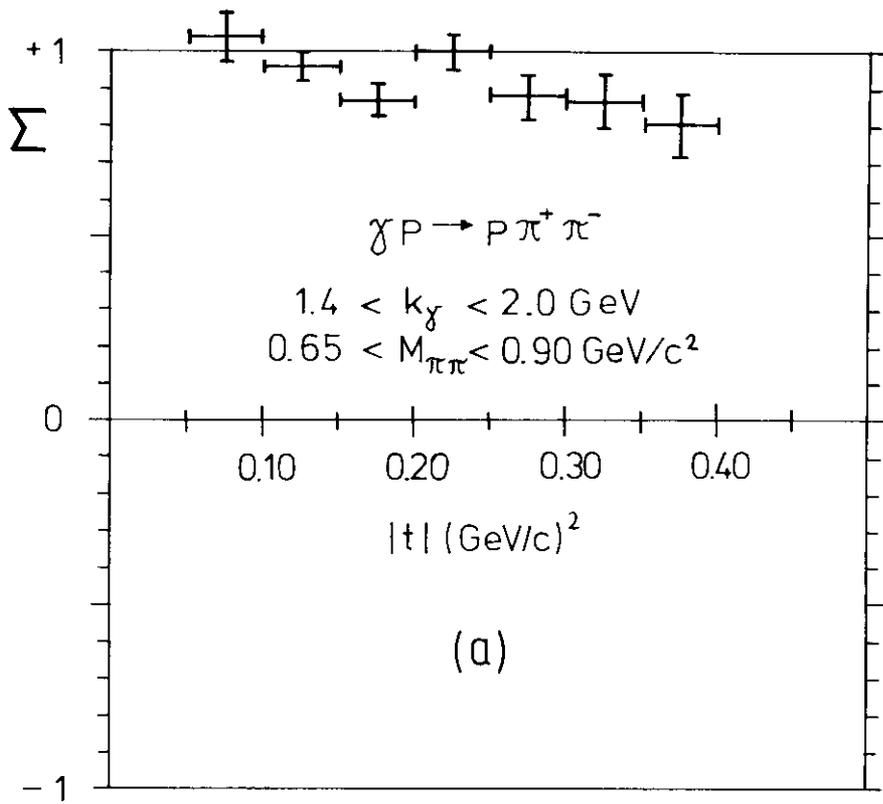


Abb. 22

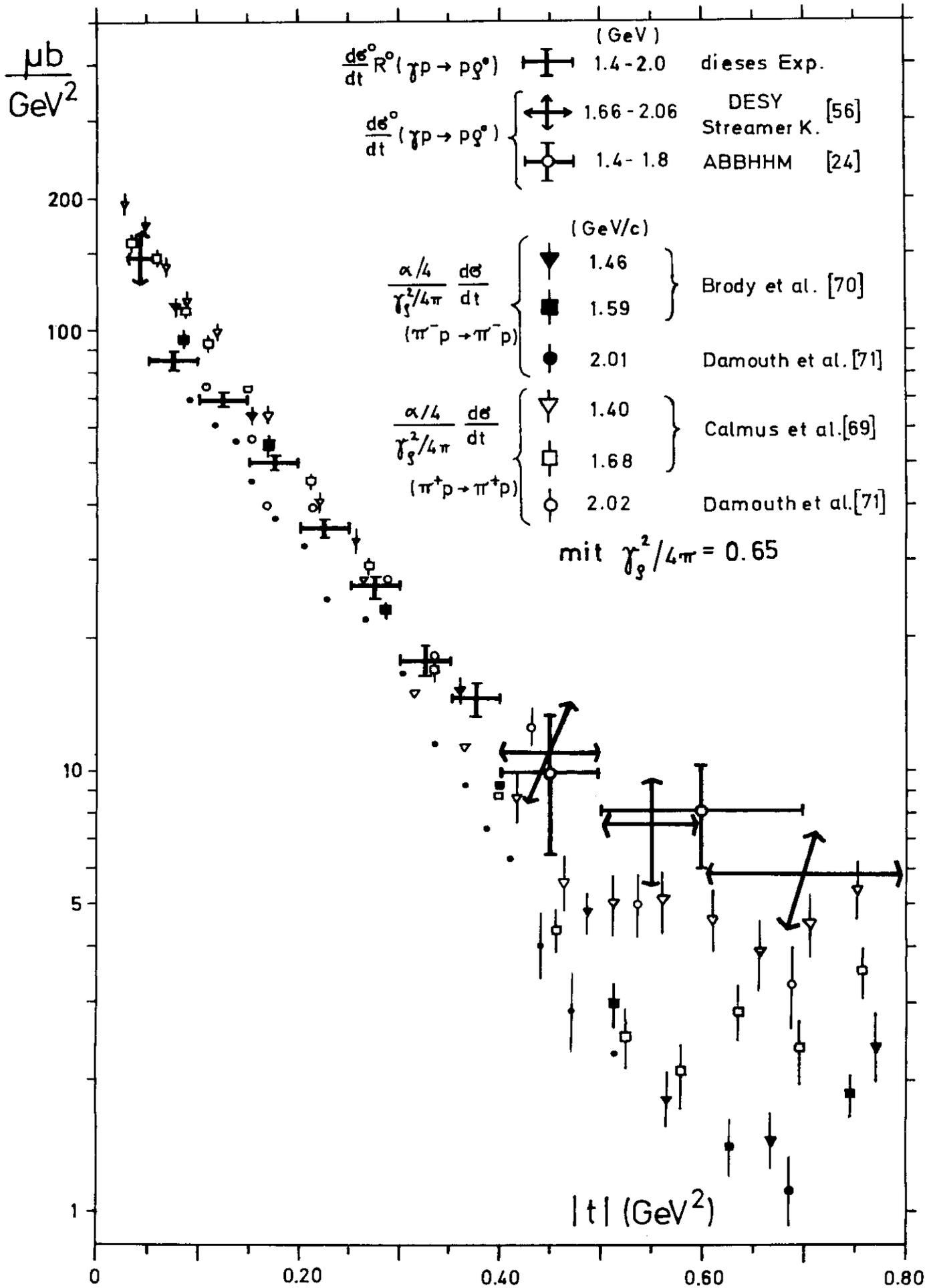


Abb. 23 a

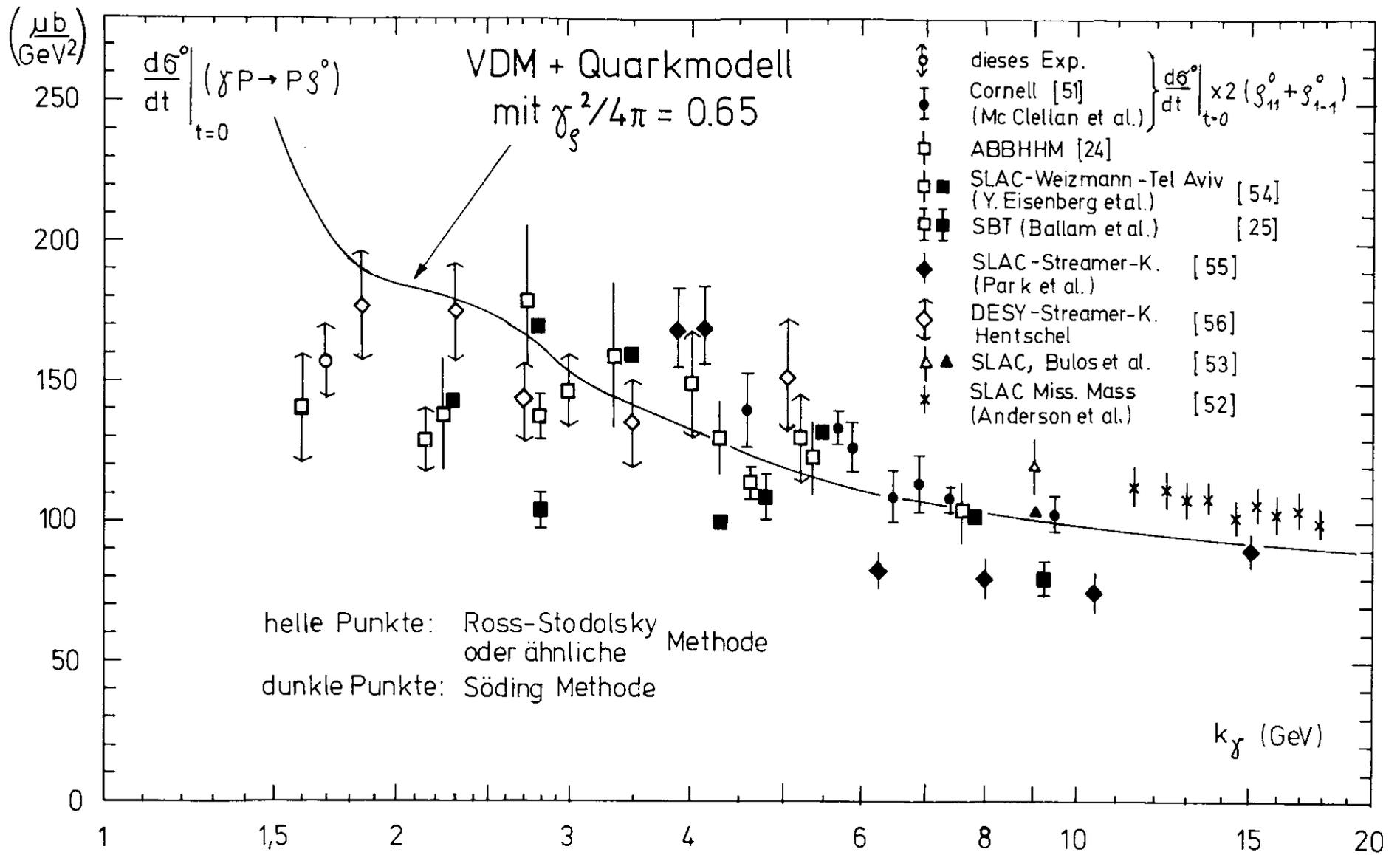


Abb. 23b



$$|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$$

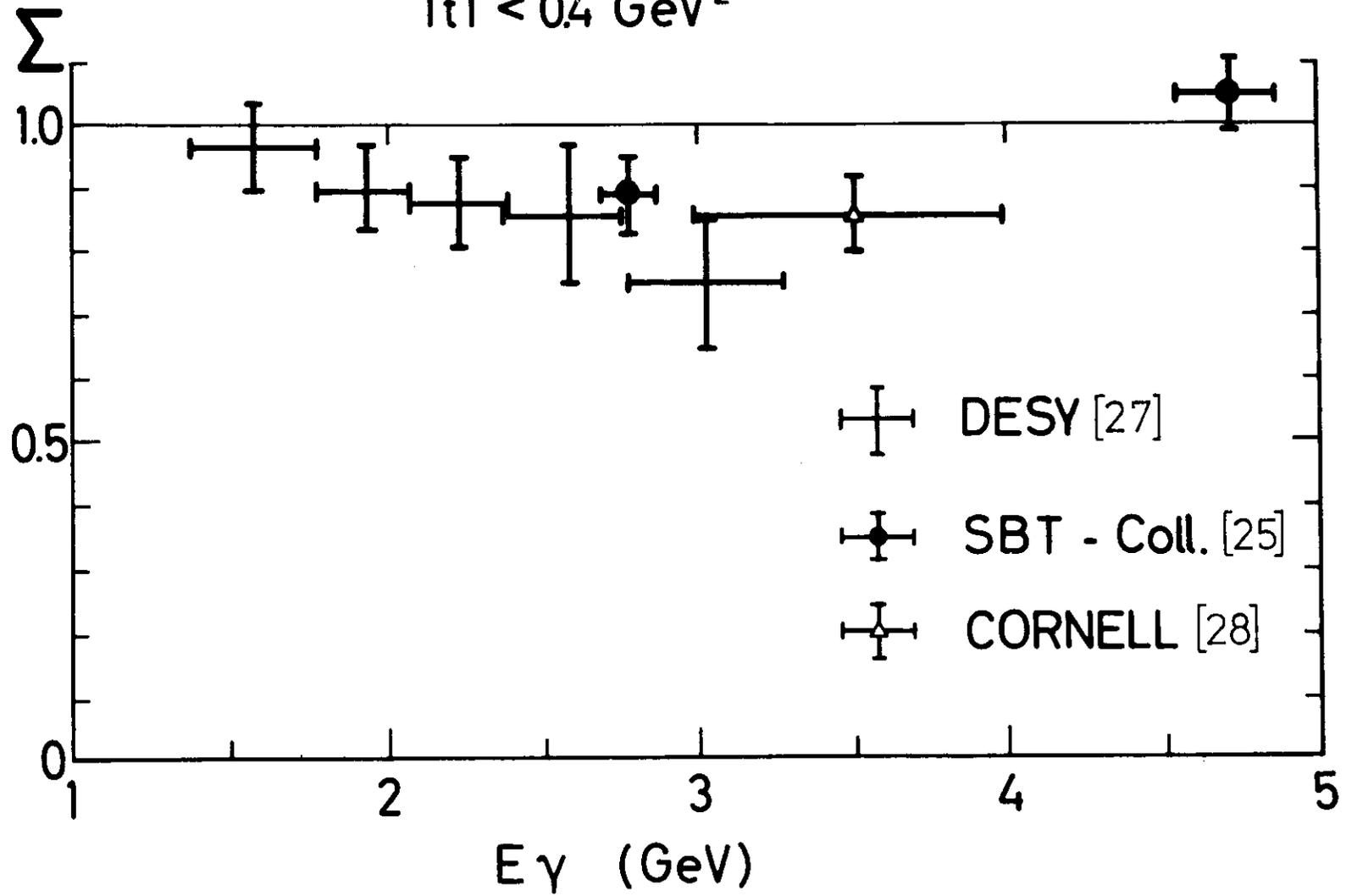


Abb. 24