

Interner Bericht

DESY F33-70/3

Juli 1970

DESY-Bibliothek

24. JUN. 1970

Produktion von ρ^0 -Mesonen an Wasserstoff mit
linear polarisierten Photonen im Energiebereich
von 2.0 - 2.4 GeV.

von

G. Löffler

Produktion von ρ^0 -Mesonen an Wasserstoff mit linear
polarisierten Photonen im Energiebereich von 2.0 - 2.4 GeV. +)

von
Gerd Löffler
Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY
Hamburg 1970

+) Die vorliegende Arbeit entstand als Dissertation im Rahmen
eines Experiments der Gruppe F33 am Deutschen Elektronen-
Synchrotron.

Folgende Mitglieder waren an der Durchführung des Experiments
beteiligt:

R.A. Carrigan jr., G.B. Collins, L. Criegee, P.W. Dougan,
G. Franke, M.H. Garrell, C. Gottfried, A. Krolzig, G. Löffler,
A. Saulys, K.P. Schüler, U. Timm, E. von Goeler, H. Werner,
W. Zimmermann

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
<u>Zusammenfassung</u>	1
1. Einleitung	2
2. Theoretische Vorbemerkungen	4
3. Der experimentelle Aufbau	9
3.1. Übersicht über den experimentellen Aufbau	9
3.2. Der γ -Strahl	9
3.2.1. Strahlpuls und -führung	9
3.2.2. Anzahl der effektiven Quanten	10
3.2.3. Der polarisierte γ -Strahl	11
3.3. Das Wasserstoff-Target	13
3.4. Das Protonenteleskop	13
3.5. Die Pion-Teleskope	14
3.6. Die Vermessung der Apparatur	15
3.7. Die Triggerelektronik	16
4. Betrieb der Apparatur	18
4.1. Die Rechenmaschine C90-10	18
4.2. Prinzip des Funkenspeichers und der Auslese	18
4.3. Die Gate-Logik	19
4.4. Datenübertragung	20
4.5. Totzeit	20
5. Experimentelle Prüfverfahren	22
5.1. Funkenkammerwirkungsgrad	22
5.2. Kontrolle des Überall-Spektrums	22
5.3. Sonstige Prüfverfahren	23
6. Die Datenauswertung	24
6.1. Übersicht	24
6.2. Die Datenverarbeitung	24
6.3. Die Spurenerkennung in den Funkenkammerteleskopen	25
6.4. Kinematik	28
6.5. Bestimmung der Proton-Energie	29
6.6. Die ΔK -Verteilung	31
6.7. Vergleich des $\pi^+\pi^-p$ -Energiespektrums und der $\pi^+\pi^-$ - Massenverteilung mit den Ergebnissen einer Monte- Carlo-Rechnung	33
6.8. Berechnung des Polarisations-effektes	35
6.8.1. Weitere Einschränkung der Datenmenge	38
6.8.2. Fehler und Korrekturen	39

	<u>Seite</u>
7. Das Auflösungsvermögen	43
8. Experimentelle Ergebnisse	46
8.1. Die t -Abhängigkeit des Polarisations-effektes	46
Anhang A1: Zusammenhang zwischen verschiedenen Bezugssystemen zur Analyse der g^0 -Zerfallsverteilung	47
Anhang A2: Aufbau und Eigenschaften der Funkenkammern	48
Anhang A3: Vermessung und Justierung der Funkenkammerpositionen	51
Anhang A4: Das Interface der C90-10	52
Anhang A5: Die Ausleseelektronik	54
Anhang A6: Die Impulshöheninformation	56
<u>Literaturverzeichnis</u>	57
<u>Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen</u>	61

Zusammenfassung

Die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen am Wasserstoff wurde mit linear-polarisierten Photonen im Energiebereich von 2.0 - 2.4 GeV und für einen Impulsübertrag auf das Proton von $0.05 \text{ (GeV/c)}^2 \leq |t| \leq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ untersucht. Die drei auslaufenden Teilchen der Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ wurden in Funkenkammerteleskopen nachgewiesen. Der polarisierte Photonenstrahl wurde durch Wechselwirkung (Bremsstrahlung) von 6.28 GeV-Elektronen mit einem Diamanttarget erzeugt.

Experimentell bestimmt wird die Asymmetrie $\Sigma = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}}$. Dabei bedeuten σ_{\parallel} und σ_{\perp} die Wirkungsquerschnitte für den ρ^0 -Zerfall parallel bzw. senkrecht zum Polarisationsvektor der Photonen. Für den betrachteten Energie- und Impulsbereich ergibt sich für den Polarisationsseffekt $\Sigma = 1.01 \pm 0.08$, d.h. der ρ^0 -Zerfall parallel zum Polarisationsvektor dominiert.

In Übereinstimmung mit anderen Photoproduktionsexperimenten^{4,12)} kann daraus geschlossen werden, daß das Diffraktionsmodell die ρ^0 -Erzeugung am Wasserstoff gut beschreibt.

1. Einleitung

Die Entdeckung einer Zweipionresonanz in der (π^-, p) -Wechselwirkung bei einer Masse von 750 MeV ¹⁾ -später als ρ -Meson bezeichnet- regte die Suche nach dieser Resonanz in der Photoproduktion an. Den ersten experimentellen Beweis für die Photoerzeugung von ρ^0 -Mesonen an Wasserstoff lieferten McLeod et al. ²⁾ im Jahre 1961 am Cornell-Synchrotron. Bei der Vielzahl der folgenden Experimente stellte sich heraus, daß die ρ^0 -Produktion bis zu γ -Energien von 6 GeV ein dominierender Prozeß ist. ^{3,4,5,6)}

Das ρ -Meson zählt zu den Vektormesonen, die durch die Quantenzahlen $J^P = 1^-$ ausgezeichnet sind. Den Vektormesonen ρ^0, ω und Ξ kommt in der Photoproduktion eine besondere Stellung zu, da sie den gleichen Spin wie das Photon besitzen und sich unter Landungskonjugation wie das Photon transformieren. Schon die Interpretation des Nukleon- und Pion-Formfaktors ließ darauf schließen ⁷⁾, daß diese Mesonen eine entscheidende Rolle bei der Ankopplung von Photonen an Hadronen spielen. Dieser Gedanke stellt den Kern des Vektordominanzmodells ⁸⁾ dar, nachdem der elektromagnetische Stromoperator j_μ sich direkt als Linearkombination der Vektormesonströme j_μ^v mit den Kopplungskonstanten g_v darstellen läßt:

$$j_\mu(x) = \sum_v \frac{M_v^2}{2g_v} \cdot j_\mu^v(x)$$

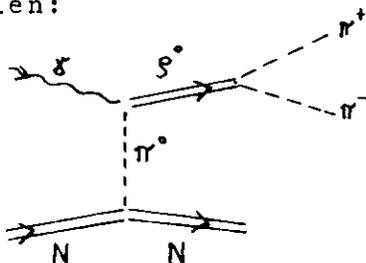
$$v = \rho^0, \omega, \Xi$$

$$M_v = \text{Masse der Vektormesonen}$$

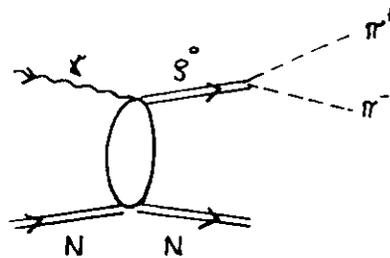
Im einzelnen wurden zur theoretischen Beschreibung der Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen folgende Mechanismen vorgeschlagen:

- 1) Ein-Pion-Austausch (peripheres Modell ^{10,13)})
- 2) Diffraktion ^{9,11,12)}

Beide Modellvorstellungen lassen sich durch folgende Graphen darstellen:



Ein-Pion-Austausch



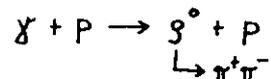
Diffraktion

Die Annahme eines Ein-Pion-Austauschprozesses hat sich bei der Produktion von Vektormesonen durch Hadronen bewährt. Die neueren Deutungen der Photoproduktionsexperimente stimmen dagegen mit den Vorstellungen des Vektordominanzmodells überein, nach dem der Prozeß über einen intermediären Vektormesonenzustand mit anschließender diffraktiver Streuung abläuft.

Für diese Deutung sprechen:

- 1) die Konstanz des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dt}$ bei minimalem Impulsübertrag mit wachsender Photonenergie.
- 2) der steile Abfall des differentiellen Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{dt}$ mit dem Impulsübertrag ⁴⁾
- 3) die bei der Erzeugung an komplexen Kernen beobachtete Kohärenz ⁵⁾.

Da die experimentelle Technik zur Herstellung linear polarisierter hochenergetischer γ -Strahlen seit einigen Jahren beherrscht wird, bestand die Möglichkeit, die Reaktion



bei bekannter Photonenpolarisation zu untersuchen. Die Voraussagen der erwähnten Modelle über die ρ^0 -Polarisation (s. Abschn. 2) lassen sich durch die Analyse der Zerfallswinkelverteilung der π -Mesonen prüfen. Damit kann unabhängig von den Ergebnissen bisheriger Experimente ein Aufschluß über den Produktionsmechanismus von ρ^0 -Mesonen in der Photoerzeugung gewonnen werden.

In dieser Arbeit wird die ρ^0 -Produktion an Wasserstoff im Energiebereich von 2. - 2.4 GeV für einen Impulsübertrag auf das Proton von 0.05 - 0.4 (GeV/c)² untersucht.

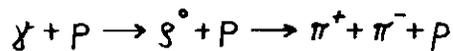
2. Theoretische Vorbetrachtungen

Die Winkelverteilung der Zerfallsprodukte einer Resonanz enthält bei bekanntem Spin Informationen über den Erzeugungsprozeß. Die Zerfallsverteilung der π -Mesonen beim ρ^0 -Zerfall folgt aus der Drehimpulserhaltung oder aus dem Zerfallsmatrixelement $M_{\rho \rightarrow 2\pi}$ durch Invarianzbetrachtungen zu

$$W_{\rho \rightarrow 2\pi} \propto |M_{\rho \rightarrow 2\pi}|^2 = (\vec{S}_\rho \cdot \vec{p}_\pi)^2$$

\vec{S}_ρ : Polarisationsvektor des ρ^0 -Mesons
 \vec{p}_π : Impuls des π^\pm -Mesons
 } im ρ^0 -Ruhesystem

Die Korrelation zwischen der ρ^0 - und der Photonen-Polarisation in der Reaktion



ist modellabhängig ⁹⁾. Der Zusammenhang ergibt sich bei den in Abschn. 1 aufgeführten Modellen aus der $\gamma\rho^0$ -Vertexfunktion.

Bei der diffraktiven Erzeugung macht man häufig - wie z.B. im "Strong Absorption"-Modell ^{11,12)} - die Annahme, daß die Projektion des Spins auf eine bestimmte Achse erhalten bleibt. Daraus folgt, die Vertexfunktion ist proportional zu

$$e_\mu S^\mu$$

Bei Ablauf des Prozesses nach dem Ein-Pion-Austausch (0^- -Austausch) ergibt sich der Ansatz für die Vertexfunktion zu ¹³⁾

$$\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta} e^\mu S^\nu K^\alpha q^\beta$$

Dabei bedeuten

$\epsilon_{\mu\nu\alpha\beta}$: antisymmetrischer Tensor

e_μ, S_μ : Polarisationsvierervektoren des Photons bzw. des ρ^0 -Mesons

K_μ, q_μ : Viererimpulse des Photons bzw. des ρ^0 -Mesons.

Im ρ^0 -Ruhesystem vereinfachen sich die zum $\gamma\rho^0$ -Vertex gehörigen Faktoren im Matrixelement M_{fi}

a) bei der diffraktiven Erzeugung zu

$$M_{fi} \propto m_\rho \cdot K_0 \cdot (\vec{e}_\gamma \cdot \vec{S}_\rho)$$

d.h. in diesem Fall existiert nur die Komponente der ρ^0 -Polarisation parallel zur γ -Polarisation ($\vec{S}_\rho \parallel \vec{e}_\gamma$), und

b) beim π -Austausch zu

$$M_{fi} \propto m_g [\vec{e}_x \vec{k}_x] \cdot \vec{s}_g$$

In diesem Fall liefert also nur die Komponente der g° -Polarisation einen Beitrag zum Matrixelement, die transversal und senkrecht zur x -Polarisation gerichtet ist ($\vec{s}_g \perp \vec{e}_x$).

Experimentell bestimmt wird das Verhältnis

$$\Sigma = \frac{\sigma_{\parallel} - \sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel} + \sigma_{\perp}},$$

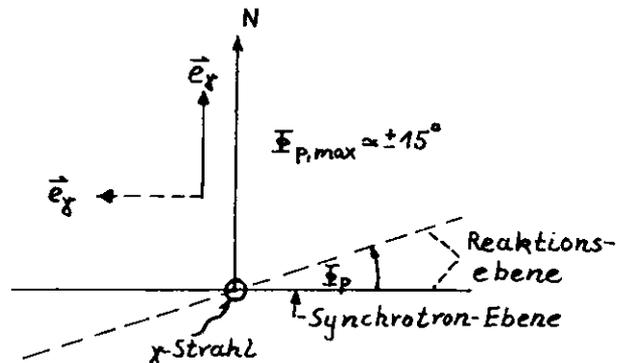
dabei bedeuten σ_{\parallel} den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $x+p \rightarrow g^\circ+p$ für den Fall $\vec{s}_g \parallel \vec{e}_x$ und σ_{\perp} den Wirkungsquerschnitt für $\vec{s}_g \perp \vec{e}_x$.

Bei rein diffraktiver Erzeugung der g° -Mesonen wird also nach den vorhergehenden Betrachtungen $\sigma_{\perp} = 0$ und $\Sigma = 1$ erwartet. Läuft der Prozeß nach dem Ein-Pion-Austauschmodell (EPA) ab, so ist $\sigma_{\parallel} = 0$ und $\Sigma = -1$.

Die vorgeschlagenen Modelle zur Beschreibung der Reaktion benutzen zur Interpretation dieses Prozesses verschiedene Bezugssysteme. Das EPA-Modell wird im Gottfried-Jackson-System¹⁴⁾ beschrieben. Die verschiedenen Diffraktionsmodelle wie das "Strong Absorption Modell" und das Vektordominanzmodell lassen sich am einfachsten im Adair-(Spinerhaltung) bzw. im Helizitäts-System (Helizitätserhaltung) formulieren¹²⁾. Die Bezugssysteme unterscheiden sich in der Wahl der z-(Quantisierungs-) Achse (s. Anhang A1).

Das von uns verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 1 dargestellt. Man transformiert alle Impulse aus dem Labor direkt ins Ruhesystem der $\pi\pi$ -Massenkombination. Die z-Achse des Systems ist durch die entgegengesetzte Richtung des einlaufenden Protons ($-\vec{p}_{p,in}$) festgelegt. Durch eine Rotation um die Normale der Reaktionsebene läßt sich dieses Bezugssystem in die oben erwähnten transformieren (s. Anhang A1).

Die Polarisationsrichtung des Photonenstrahls wurde so gewählt, daß sie bezogen auf den Spezialfall $\vec{E}_p = 0$ (Azimutwinkel des Protons im Laborsystem; s. Skizze) senkrecht ($\vec{e}_x \parallel N$) bzw. in der Reaktionsebene ($\vec{e}_x \perp N$) liegt. Unsere Meßapparatur be-



sitzt für Zerfallspionen mit einer Flugrichtung senkrecht zur Reaktionsebene im \mathfrak{S}° -Ruhesystem ihre maximale Nachweiswahrscheinlichkeit¹⁵⁾, d.h. der Beitrag der Reaktionsmechanismen, die $\vec{s}_p \parallel \vec{e}_y$ bzw. $\vec{s}_p \perp \vec{e}_y$ voraussagen, läßt sich experimentell bestimmen. Analysiert werden π -Mesonen, die in einem kleinen Raumwinkel (640 mster) symmetrisch zur Normalen der Produktionsebene im Ruhesystem fallen. Für den allgemeinen Fall $\vec{k}_p \neq 0$ wird die Analyse in dem um \vec{k}_p gedrehten System vorgenommen, wobei die Drehachse durch die Richtung des einlaufenden Protons festgelegt ist (s. Abb. 1).

Beschreibt man die Zerfallswinkelverteilung eines $J^P=1^-$ -Teilchens durch die Spindichtematrix des Teilchens, so hat sie in der Photo-Produktion mit teilweise linear polarisierten γ -Quanten allgemein die Form^{16,17,18)}:

$$I(\cos\Theta, \Xi, \rho) = W(\cos\Theta, \Xi) \cdot \frac{dG}{d\Omega} =$$

$$\text{mit} \quad \frac{1}{2} \{ W^{\circ}(\cos\Theta, \Xi) - P_y \cos 2\rho \cdot W^{\prime}(\cos\Theta, \Xi) + P_y \sin 2\rho \cdot W^2(\cos\Theta, \Xi) \}$$

$$W^{\circ}(\cos\Theta, \Xi) = \frac{3}{4\pi} (S_{11}^{\circ} \sin^2\Theta + S_{00}^{\circ} \cos^2\Theta - \sqrt{2} \operatorname{Re} S_{10}^{\circ} \sin 2\Theta \cos \Xi - S_{1-1}^{\circ} \sin^2\Theta \cdot \cos 2\Xi)$$

$$W^{\prime}(\cos\Theta, \Xi) = \frac{3}{4\pi} (S_{11}^{\prime} \sin^2\Theta + S_{00}^{\prime} \cos^2\Theta - \sqrt{2} \operatorname{Re} S_{10}^{\prime} \sin 2\Theta \cos \Xi - S_{1-1}^{\prime} \sin^2\Theta \cdot \cos 2\Xi)$$

$$W^2(\cos\Theta, \Xi) = \frac{3}{4\pi} (-\sqrt{2} \operatorname{Im} S_{10}^2 \cdot \sin 2\Theta \sin \Xi - \operatorname{Im} S_{1-1}^2 \cdot \sin^2\Theta \cdot \sin 2\Xi)$$

Dabei geben Θ und Ξ den Polar- bzw. Azimutwinkel der Zerfallspionen im \mathfrak{S}° -Ruhesystem an (s. Abb. 1). Der Winkel ρ gibt die relative Orientierung des Polarisationsvektors $\vec{e}_y = (\cos\rho, \sin\rho, 0)$ der Photonen zur Reaktionsebene wieder. P_y ist der Polarisationsgrad. Die Spur der Dichtematrix ρ ist gleich dem Wirkungsquerschnitt $\frac{dG}{d\Omega} = \frac{dG}{d\Omega} (\sqrt{S} \cdot \rho \cdot P_y \cos 2\rho)$ dabei ist \sqrt{S} die Schwerpunktenergie und ν der Produktionswinkel im Schwerpunktsystem der Reaktion.

$I(\cos\Theta, \Xi, \rho)$ beschreibt die Zerfallswinkelverteilung in jedem Ruhesystem, das aus dem Helizitätssystem durch eine Rotation um die Normale zur Reaktionsebene hervorgeht.

Aus der Paritätserhaltung und der Hermitizität der Dichtematrizen ergibt sich¹⁷⁾, daß die Matrixelemente $S_{00}^{\circ}, S_{1-1}^{\circ}, S_{1-1}^{\prime}$ reell und S_{1-1}^2 rein imaginär sind, während S_{10} komplex ist.

Für die Wirkungsquerschnitte G_{\parallel} und G_{\perp} folgt

$$G_{\parallel} = I(0, \Xi, \Xi) \quad \text{bzw.} \quad G_{\perp} = I(0, \Xi, \Xi \pm \frac{\pi}{2}) \quad \text{mit} \quad P_y = 1$$

oder für einen senkrecht ($p = \frac{\pi}{2}$) bzw. in der Reaktionsebene polarisierten γ -Strahl ($p = 0$).

$$G_{\parallel} = I(0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}) = \frac{1}{2} \{ W^0(0, \frac{\pi}{2}) + W^1(0, \frac{\pi}{2}) \} \quad \text{bzw.} \quad G_{\perp} = I(0, \frac{\pi}{2}, 0) = \frac{1}{2} \{ W^0(0, \frac{\pi}{2}) - W^1(0, \frac{\pi}{2}) \}$$

Schränkt man den Raumwinkel - wie oben erwähnt - im ϱ° -Ruhesystem bei der Ausführung des Experiments ein, so folgt für die beobachtete ϱ° -Rate dN bei einem teilweise polarisierten Strahl ($0 < P_{\gamma} < 1$) der einen ($p_1 = \frac{\pi}{2}, P_{\gamma} = P_1$) bzw. der anderen Richtung ($p_2 = 0, P_{\gamma} = P_2$)

$$dN_2 \approx I(0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}) = \frac{1}{2} \{ W^0(0, \frac{\pi}{2}) \pm P_2 \cdot W^1(0, \frac{\pi}{2}) \} = S_{11}^{\circ} + S_{1-1}^{\circ} \pm P_2 (S_{11}^1 + S_{1-1}^1)$$

Andererseits gilt:

$$dN_2 \propto \frac{1 \pm P_2}{2} \cdot G_{\parallel} + \frac{1 \mp P_2}{2} \cdot G_{\perp}$$

Daraus folgt für die Asymmetrie:

$$\Sigma = \frac{G_{\parallel} - G_{\perp}}{G_{\parallel} + G_{\perp}} = \frac{I(0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2}) - I(0, \frac{\pi}{2}, 0)}{P_1 I(0, \frac{\pi}{2}, 0) - P_2 I(0, \frac{\pi}{2}, \frac{\pi}{2})} \approx \frac{S_{11}^1 + S_{1-1}^1}{S_{11}^{\circ} + S_{1-1}^{\circ}}$$

Aus dem Zusammenhang der beobachteten ϱ° -Raten mit den Dichtematrixelementen geht hervor, daß mit unserer Apparatur die Kombination der Matrixelemente $S_{11} + S_{1-1}$ als Funktion der Photonenpolarisation bestimmt werden kann. Die Summe dieser Matrixelemente ist invariant gegenüber einer Rotation um die Normale der Reaktionsebene im ϱ° -Ruhesystem, d.h. die experimentellen Ergebnisse sind unabhängig von den Modellvorstellungen der Spin- oder Helizitätserhaltung^{12,17) +)}

Betrachtet man die Alternativen $\Sigma = +1$ (Diffraktion) bzw. $\Sigma = -1$ (EPA), so vereinfacht sich die Winkelverteilung der π -Mesonen beim ϱ° -Zerfall zu¹⁷⁾

$$W(\Theta, \underline{E}-p) = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \Theta [1 + C \cdot P_{\gamma} \cdot \cos 2(\underline{E}-p)] \quad \text{mit} \quad \begin{cases} C = 1 & \text{für } \Sigma = 1 \\ C = -1 & \text{" } \Sigma = -1 \end{cases}$$

Die Untersuchung der Photoproduktion von Vektormesonen durch linear polarisierte γ -Quanten gibt neben der Möglichkeit, zwischen dem Diffraktions- und Ein-Pion-Austausch-Modell zu unterscheiden, einen allgemeineren Aufschluß über den Reaktionsmechanismus. Bei hohen γ -Energien kann der Beitrag des natürlichen ($P = (-1)^J$) und des un-natürlichen ($P = -(-1)^J$) Paritätsaustausches im t-Kanal bestimmt

+) Die neuesten Ergebnisse eines Blasenkammerexperiments⁴⁴⁾ zeigen, daß bei der ϱ° -Photoproduktion an Wasserstoff bis zu $t/|s| = 0.4 (\text{GeV}/c)^2$ Helizitätserhaltung im s-Kanal vorliegt.

werden. In diesem Energiebereich (genauer für $S \rightarrow \infty$) läßt sich die Photoproduktionsamplitude T in $T = T^N + T^U$ zerlegen. Dabei beschreiben T^N und T^U den Beitrag des natürlichen bzw. unnatürlichen Paritätsaustausches^{17,19)}. Aus dieser Aufspaltung folgen Symmetrierelationen zwischen T^N , T^U und T , bei deren Anwendung auch die Elemente der Dichtematrix ρ in entsprechende Terme aufgespalten werden können. Insbesondere läßt sich zeigen, daß zwischen den Elementen der Matrizen ρ^0 und ρ^1 folgende Relationen bestehen:

$$\begin{aligned} \text{a) } \rho_{\lambda\lambda'}^{0(N)} &= \frac{1}{2} (\rho_{\lambda\lambda'}^0 \mp (-1)^\lambda \rho_{-\lambda\lambda'}^1) & \text{mit} & \quad \rho_{\lambda\lambda}^0 = \rho_{\lambda\lambda}^{0(N)} + \rho_{\lambda\lambda}^{0(U)} \\ \text{b) } \rho_{\lambda\lambda'}^{1(N)} &= \frac{1}{2} (\rho_{\lambda\lambda'}^1 \mp (-1)^\lambda \rho_{-\lambda\lambda'}^0) & & \quad \rho_{\lambda\lambda}^1 = \rho_{\lambda\lambda}^{1(N)} + \rho_{\lambda\lambda}^{1(U)} \end{aligned}$$

Diese Beziehungen gelten wieder in jedem System, das sich durch Rotation um die Normale der Produktionsebene in das Helizitätssystem transformieren läßt.

Betrachten wir das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte, so gilt:

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} = \frac{1 - \Sigma}{1 + \Sigma} \approx \frac{\rho_{11}^0 - \rho_{1-1}^1 + \rho_{1-1}^0 - \rho_{11}^1}{\rho_{11}^0 + \rho_{1-1}^1 + \rho_{1-1}^0 + \rho_{11}^1}$$

Unter Anwendung der Relation a), der Hermitizität der Dichtematrizen und der Paritätserhaltung folgt daraus:

$$\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}} \approx \frac{\rho_{11}^{0(U)} + \rho_{1-1}^{0(U)}}{\rho_{11}^{0(N)} + \rho_{1-1}^{0(N)}}$$

d.h. das Verhältnis $\frac{\sigma_{\perp}}{\sigma_{\parallel}}$ gibt Auskunft über den Beitrag des unnatürlichen und natürlichen Paritätsaustausches in der Summe der Matrixelemente $\rho_{11}^0 + \rho_{1-1}^0$ ²⁰⁾.

In den folgenden Kapiteln soll die experimentelle Bestimmung des Polarisationseffektes Σ beschrieben werden.

3. Der experimentelle Aufbau

3.1. Übersicht über den experimentellen Aufbau

Das Experiment wurde am Strahl 24 des Deutschen Elektronen-Synchrotrons durchgeführt.

Abb. 2 gibt eine Übersicht über die experimentelle Anordnung im Sperrgebiet wieder. Die ϕ^0 -Mesonen wurden durch Wechselwirkung eines polarisierten Photonenstrahls ($E_{\max} = 6,27$ GeV) mit einem Flüssigwasserstofftarget erzeugt. Mit Funkenkammerteleskopen wurden die drei Teilchen im Endzustand nachgewiesen (s. Abb. 3). Jedes Teleskop erfaßt vom Target aus gesehen einen Raumwinkel von 160 msteradian.

Die einzelnen Komponenten des Aufbaus werden in den folgenden Kapiteln beschrieben. Die für dieses Experiment wichtigen Eigenschaften der Funkenkammern werden im Anhang A2 diskutiert.

3.2 Der γ -Strahl

3.2.1. Strahlpuls und -führung

Die im Synchrotron beschleunigten Elektronen werden etwa am Ende der Beschleunigungsphase durch gepulste Magnete ("beam bump") auf ein Target gelenkt. Auf die Weise entsteht Bremsstrahlung in Form eines γ -Strahlimpulses ("spill") von einigen 100 μ sec bis 2 msec Dauer. Die Länge des Impulses hat einen Einfluß auf die zufälligen Koinzidenzen in der Elektronik und auf die vom Experiment geforderte Energieschärfe.

Wegen der endlichen Dauer des Strahlpulses tragen Elektronen mit verschiedener Endenergie zur Bremsstrahlung bei. Der Bereich der Maximalenergie E_{\max} des γ -Strahls wurde durch ein Gate (Spill-Gate) von 2 msec symmetrisch zum Zeitpunkt t_{\max} des maximalen Synchrotron-Magnetfeldes definiert. In dieser Zeit war die schnelle Elektronik (s. 3.7.3.) aufnahmebereit. Die Spillbreite des Strahls betrug ± 0.5 msec. Damit ergibt sich der mittlere Fehler für E_{\max} zu $\Delta E/E_{\max} = -0.62\%$ ²¹⁾.

Der γ -Strahl wird, wie in Abb. 2 gezeigt, von zwei Kollimatoren K1 und K2 mit nachfolgenden Reinigungsmagneten R1 und R2 begrenzt und von geladenen Teilchen gereinigt. Mit dem Paarspektrometer wird das Energie-Spektrum gemessen. Der Kollimator K3 schneidet einen Teil der auf dem Strahlweg entstandenen sekundären Photonen-

strahlung ab.

Die Abschirmmauern M1 und M2 sowie der Kollimator K3, die die Apparatur gegen Elektron-Photon-Schauer abschirmen, wurden in ausgedehnten Untergrundmessungen optimalisiert. Als Kriterien dienten beim Aufbau die Zählraten der Längskoinzidenzen in den Teleskopen, sowie die in den Funkenkammern beobachteten Spuren, deren Ursprung nicht im Target lag.

Für die in Abb. 2 angegebenen Werte der Stellungen und Öffnungen der Kollimatoren besaß der γ -Strahl am Orte des Targets einen Querschnitt von $7 \times 7 \text{ mm}^2$. Die Strahldivergenz betrug $\pm 0.088 \text{ mrad}$. Der Strahl wurde so einjustiert, daß sein Schwerpunkt zentrisch zur Öffnung des Kollimators K4 und zum Target lag. An beiden Stellen wurde die Strahlage mit Polaroidfilm geprüft. Bei dieser Justierung ist es gewährleistet, daß die am Targetort herrschende γ -Strahlintensität voll vom Quantameter erfaßt wird.

Zur Intensitätsmessung wurde ein bei DESY entwickeltes, gasgefülltes Quantameter benutzt²²⁾. Die erzeugte Ladung wurde mit einem Integrator auf 0,5% genau gemessen.

3.2.2. Anzahl der effektiven Quanten

Die Anzahl der effektiven Quanten ist definiert durch

$$Q_{\text{eff}} = \frac{1}{E_{\text{max}}} \cdot \int_0^{E_{\text{max}}} I(k) dk$$

mit $I(k) = k \cdot \frac{\partial N_r}{\partial k}$

wobei $\frac{\partial N_r}{\partial k} dk$ die Anzahl der γ -Quanten im Energieintervall $k, k+dk$ und E_{max} die hochenergetische Kante des Bremsspektrums ist.

Q_{eff} ist also eine äquivalente Anzahl von Quanten der Maximalenergie E_{max} , die die gleiche Gesamtenergie wie das aufintegrierte Bremsspektrum liefert.

Andererseits wird Q_{eff} aus dem Zeitintegral q des Quantameterstromes i , der Energie E_{max} und der Quantameterkonstante χ aus folgender Beziehung experimentell bestimmt:

$$Q_{\text{eff}} = \frac{\chi}{E_{\text{max}}} \cdot \int i dt = \frac{\chi}{E_{\text{max}}} \cdot q$$

Dieser Zusammenhang ergibt sich aus der Proportionalität der vom Quantameter gemessenen Ladung und der Anzahl der einfallenden γ -Quanten. Eichmessungen²³⁾ ergaben für die Quantameterkonstante

einen Wert von

$$\chi = (1,63 \pm 0,03) \cdot 10^{16} \text{ GeV/coulomb.}$$

Zur experimentellen Bestimmung des Polarisierungseffektes Σ ist nur die Kurzzeitkonstanz dieser Größe wichtig.

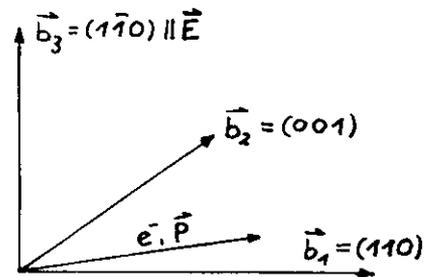
Die Anzahl der effektiven Quanten wird in Einheiten der integrierten Ladung gemessen. Es gilt im folgenden die Bezeichnungsweise 1 "sweep" $\Delta 2,60 \cdot 10^9$ effektive Quanten bei $E_{\text{max}} = 6.27 \text{ GeV} \Delta 10^{-6}$ Coulomb.

3.2.3. Der polarisierte γ -Strahl

Der linear polarisierte γ -Strahl wurde durch Wechselwirkung der im Synchrotron auf 6.27 GeV beschleunigten Elektronen mit einem kristallinen Diamanttarget von 0.081 Strahlungslängen erzeugt. Der bei diesem Prozeß beobachtete Kohärenzeffekt wurde von H. Überall aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem periodischen Potential der Kerne im Kristall erklärt²⁴⁾. Diese Erscheinung ist als sogenannter "Überall-Effekt" in die Literatur eingegangen.

Die Bremsstrahlspektren bestehen aus dem inkohärenten Untergrund, mit einer Intensität vergleichbar der des Bethe-Heitler-Spektrums, und dem kohärenten Anteil, der im unteren Teil des Spektrums eine Kantenstruktur aufzeigt. In diesem Bereich wird maximale Polarisation des γ -Strahls beobachtet. (s. Abb. 4). Der "peak" im Spektrum und in der Polarisation wird durch den Gitterpunkt $(2\bar{2}0)$ auf der Kristallachse $(1\bar{1}0)$ erzeugt. Der E-Vektor der Bremsstrahlung hat die Richtung dieser Achse (s. nebenstehende Skizze).

Um ein Spektrum der Abb. 4 zu erhalten, muß das Diamantgitter in bestimmter Weise justiert werden²⁵⁾. Dazu ist der Kristall in einem Goniometer gehalten, das eine Drehung um zwei Achsen senkrecht zum Strahl ermöglicht. Für die horizontale und vertikale Polarisationsrichtung ist je ein auswechselbarer Diamant eingebaut, dessen $(1\bar{1}0)$ -Achsen in der Synchrotronebene bzw. senkrecht dazu stehen. Die (110) -Achse schließt mit dem Elektronenstrahl einen Winkel von ≤ 50 mrad ein.



Lage der Kristallachsen
(vertikale Polarisation)

Sei n_{\parallel} und n_{\perp} die Anzahl der Photonen mit einem Polarisationsvektor parallel und senkrecht zur Synchrotronebene, so ist der Polarisationsgrad P definiert durch

$$P = \frac{n_{\perp} - n_{\parallel}}{n_{\perp} + n_{\parallel}}$$

d.h. wir haben für $P > 0$ einen vertikal und für $P < 0$ einen parallel polarisierten γ -Strahl.

Das Bremsstrahlspektrum wurde von uns mit einem Paarspektrometer gemessen (s. Abb.2). Das Spektrometer besteht aus einem homogenen Ablenkmagneten, in dem ein Bruchteil der einfallenden γ -Quanten zu Elektron-Positron-Paaren an einem Konverter (z.B. 10μ Gold) konvertiert und entsprechend ihrem Impuls durch das Magnetfeld abgelenkt werden^{26,27}). Impulse werden durch Zweifachkoinzidenzen, e^+e^- -Paare durch Links-Rechts-Koinzidenzen in Zählerteleskopen bestimmt. Durch Anordnung mehrerer Teleskope spiegelsymmetrisch zum γ -Strahl kann das Photonenspektrum an 7 um je etwa 5% verschiedenen Punkten gemessen werden. Das Energieauflösungsvermögen beträgt 1,5%.

Ein typisches Spektrum und der Polarisationsgrad in Abhängigkeit von der Photon-Energie ist in Abb. 4 dargestellt. Die ausgezogenen Kurven stellen eine Anpassung des theoretischen Spektrums^{28,29}) an die experimentell bestimmten Meßpunkte dar. Bezüglich der Konstanz der Überall-Kante während einer Meßperiode sei auf Abschn. 5.2. verwiesen.

Die Kantenlage wurde so gewählt, daß der Energiebereich mit maximaler Kohärenz und Polarisation mit dem Bereich maximaler Akzeptanz des Funkenkammerteleskops zusammenfiel.

Der Polarisationsgrad wurde aus dem angepaßten Spektrum theoretisch ermittelt. Die theoretischen Voraussagen wurden durch ein früheres Experiment bei DESY³⁰) bestätigt.

3.3. Das Wasserstofftarget

Als Target wurde ein bei DESY entwickeltes Wasserstoffkondensationstarget verwendet³¹⁾.

Die Targetzelle, ein aufrechtstehender Zylinder von 15 mm Durchmesser und 100 mm Höhe, besteht aus 25 μ Kapton-Folie (Kapton H, Handelsname für Polymid der Fa. DuPont). Sie befindet sich in der evakuierten Streukammer (s. Abb. 5), die an einen Kryostaten angeflanscht ist. Die Strahlfenster dieser Kammer bestehen aus 125 μ Kapton-Folie.

Die Zelle bildet einen geschlossenen Kreislauf mit einem Kondensator, der im Flüssigwasserstoffbad des Kryostaten liegt, und einem außerhalb gelegenen H₂-Gasbehälter. Dieser Behälter ist mit hochreinem H₂-Gas gefüllt. Bei geöffnetem Kreislauf fließt der im Kondensator kondensierte Wasserstoff über ein Füllröhrchen von 3 mm \varnothing aus 25 μ starkem Kapton in die Zelle. Bei einer Unterbrechung wird der Wasserstoff durch den Dampfdruck in den Kondensator zurückgedrückt. Der jeweils herrschende Druck im H₂-Gasbehälter gibt Auskunft darüber, ob sich die Zelle im leeren oder gefüllten Zustand befindet. Die Druckanzeige wurde an einer Schalttafel kontrolliert. In gewissen Zeitabständen wurde der Zustand der Zelle visuell überprüft. Der Wasserstoffverbrauch des Kryostaten betrug bei einem Vakuum von 10⁻⁵ - 10⁻⁶ Torr ca. 3/4 l/Std.

3.4. Das Protonen-Teleskop

Das Protonen-Teleskop wurde auf eine schwenkbare Lafette aufgebaut (s. Abb. 3). Die Anordnung der Drahtfunkenkammern, Zähler und Absorber ist aus Abb. 6 zu ersehen.

Vom Target aus gesehen steht vor der ersten Kammer eine rahmenförmige Bleiblende von 20 mm Dicke. Sie hat vorwiegend die Aufgabe, die folgenden vier Funkenkammern gegen den Untergrund aus der Nähe des Targets abzuschirmen. Dieser erste Funkenkammerblock diente zur Richtungsbestimmung des Rückstoßprotons. In jeder Kammer wurden beide Drahtebenen ausgelesen (s. Anhang A2). Die Flugrichtung des Protons war damit durch maximal vier x- und vier y-Koordinaten definiert. Auf der γ -Strahlseite wurden diese Kammern

durch eine 5 mm starke Bleiplatte abgeschirmt.

Im Aufbau folgt anschließend ein Zählersystem, bestehend aus einem Antizähler (Z 10) und drei $\frac{dE}{dx}$ -Zählern. Aus der Impulshöheninformation der drei $\frac{dE}{dx}$ -Zähler wurden Protonen bis zu einer Energie von 64 MeV identifiziert (s. Anhang A6). Die beiden ersten von ihnen dienten außerdem als Triggerzähler. Die Triggerbedingung wurde von Protonen mit einer Energie $\geq 27,8$ MeV erfüllt. Der Antizähler hatte die Gestalt eines Rahmens (s. 3.7.). Er begrenzt die Akzeptanz des Systems für kleine Impulsüberträge und reduziert die Triggerrate.

An das Zählersystem schließt sich das Reichweiten-Teleskop an. Es besteht aus 12 Funkenkammern mit Graphitplatten als Absorber dazwischen. Die Flächendichte der Graphitplatten betrug 0,76 bis 3,03 g/cm². In diesem Teil des Teleskops wurden Protonen ≥ 64 bis 210,6 MeV erfaßt. Die obere Grenze ist durch den Antizähler Z 14 am Ende des Teleskops bestimmt. Die Absorber definieren Reichweite- und damit Energieintervalle für das Rückstoßproton.

In Tab. 1 ist die Massenbelegung für die verschiedenen Reichweitekassen und die dieser Reichweite zugeordnete Startenergie des Rückstoßprotons aufgeführt. Der Akzeptanzbereich, in dem die Daten ausgewertet werden, ist für beide Projektionen in Abb. 6 eingezeichnet.

3.5. Die Pion-Teleskope

Die Pion-Teleskope hatten die Aufgabe, die Flugrichtung der Zerfallspionen zu bestimmen. Sie setzen sich aus je 10 Drahtfunkenkammern, die abwechselnd auf der x- und y-Seite ausgelesen wurden, zusammen (s. Abb. 7). Zur Richtungsbestimmung standen also in jedem Teleskop maximal 5 x- und 5 y-Koordinaten zur Verfügung. Vor der ersten und hinter der vierten Kammer waren je ein Triggerzähler eingebaut worden, deren Signale auf eine Koinzidenzstufe liefen (s. 3.7.).

Beide Teleskope lagen ungefähr symmetrisch zur Synchrotronebene (s. Abb. 3). Die genauen Winkel werden im nächsten Kapitel aufgeführt. Vor dem ersten Triggerzähler (Z 21 bzw. Z 31) war jeweils eine 20 mm starke Plexiglasscheibe montiert worden. Sie diente dazu, den weichen Untergrund- vorwiegend Elektronen bis 5 MeV - abzufangen und damit die Einzelrate dieser Zähler, die nur

60 cm vom Target entfernt waren, zu begrenzen. Der 20 cm starke Aluminiumabsorber schirmte den zweiten Triggerzähler (Z 22 bzw. Z 32) gegen Elektronen bis 20 MeV ab.

Der Einfluß dieser Absorber auf die Vielfachstreuung der π -Mesonen und die damit verbundenen Probleme bei der Spurenrekonstruktion werden in Abschn. 6.3. diskutiert.

Die Akzeptanz der π -Teleskope wurde durch die Triggerzähler Z 21 bzw. Z 31 bestimmt, bei der Auswertung aber auf eine kleinere Fläche reduziert.

3.6. Die Vermessung der Apparatur

Die Vermessung der Apparatur gliedert sich in zwei Punkte auf, nämlich in die Bestimmung der Teleskopwinkel und der Kammerpositionen. Die Vermessung der Kammerabstände und die Justierung der Drahtebenen relativ zu den Teleskopachsen wird im Anhang A3 beschrieben.

Die Teleskoprichtungen werden durch den Mittelpunkt der letzten Funkenkammer und den Durchstoßpunkt des γ -Strahls durch das Target festgelegt. Die Richtung des γ -Strahls wird durch die Kollimatoren K1 und K2 fixiert (s. Abb. 2 und 3.2.1.). Der vertikale Abstand dieser Kammermitten von der Synchrotron-Ebene (in Höhe des γ -Strahls) wird mit einem Nivelliergerät vermessen. Dadurch sind die Höhenwinkel der Teleskoprichtungen bei bekannter Targetposition festgelegt. Ihre Projektionen auf die Synchrotronebene bestimmen die Horizontalwinkel zwischen den Teleskoprichtungen und dem γ -Strahl. Die gemessenen Winkel sind in Tab. 2 aufgeführt. Unter Ausnutzung einer kinematischen Zwangsbedingung (s. 6.4. und 6.7.) werden sie geringfügig korrigiert.

Die Teleskopachsen - definiert durch die Mittelpunkte der ersten und letzten Kammer eines Teleskops - stimmen nicht exakt mit den vermessenen Teleskoprichtungen überein. Die Abweichungen werden bei der Datenauswertung korrigiert. Die Korrekturparameter werden sowohl durch Ausmessen der Kammerpositionen als auch bei der Rekonstruktion der Teilchenspuren (s. Anhang A2) bestimmt.

3.7. Die Triggerelektronik

Die logische Verknüpfung der Zähler-signale zeigt das Blockschaltbild der Elektronik in Abb. 8.

Zum Aufbau der schnellen Elektronik wurden ausschließlich Einheiten der Fa. CHRONETICS benutzt. Die Zähler bestanden aus Pilot Y-Szintillationsmaterial und hatten folgende Abmessungen:

π - Teleskope		Proton - Telskop	
Zähler	mm ³	Zähler	mm ³
		Rahmen-zähler	530x460x20 Außenmaß 289x240x20 Innenmaß
Z 21	192 x 300 x 9,5	Z 10	
Z 22	375 x 580 x 9,5		
Z 31	192 x 300 x 9,5		
Z 32	375 x 580 x 9,5		
		Z 11	463 x 463 x 3,2
		Z 12	463 x 463 x 6,4
		Z 13	463 x 463 x 18,7
		Z 14	960 x 580 x 9,5

Die Funktion der einzelnen Zähler wurde schon in den Abschn. 3.4. und 3.5. beschrieben.

Für die Zähler wurden Philips-Photomultiplier vom Typ 56 AVP verwendet. Alle Anodensignale wurden durch Shapekabel auf 8 nsec Fußbreite verkürzt, um Doppelimpulse, die vorwiegend bei den dE/dx -Zählern (Z11 - 13) bei großen Amplitudenschwankungen auftreten können, zu unterdrücken. Diese Signale wurden anschließend in Diskriminatoren, deren Schwelle auf 200 mV eingestellt war, auf Normimpulse von 300 mV umgeformt. In unserem Fall wurden die Diskriminatoren im 50 MHz-Bereich, was einer Pulsbreite von 7 nsec entspricht, betrieben. Die Einzelzählraten wurden durch die Abschirmung der Apparatur so klein gehalten, daß bei dieser Einstellung die Totzeitverluste gering waren, andererseits aber die Laufzeitschwankungen ausgeglichen wurden.

Mit diesen anstehenden Signalen wurden folgende Koinzidenzen gebildet: Zum Nachweis der Pionen die Koinzidenz Z 21 · Z 22 bzw. Z 31 · Z 32, und als Triggerbedingung im P-Teleskop die Koinzidenz Z 11 · Z 12.

Als Triggerbedingung für ein 3-Teilchen-Ereignis wurde schließlich eine Vierfachkoinzidenz - die sogenannte MASTER-Koinzidenz - gefordert. Sie lautet:

$$M = (21 \cdot 22) \cdot (31 \cdot 32) \cdot (11 \cdot 12) \cdot \overline{10}$$

Das Auflösungsvermögen der Koinzidenzen wurde so bemessen, daß in den Verzögerungskurven eine Halbwertsbreite 2σ von 15 - 20 nsec und in der Antikoinzidenz von ca. 35 nsec vorhanden war. Auf diese Weise war eine zeitliche Überlappung der Impulse gewährleistet. Der zeitliche Abgleich der Elektronik erfolgte teils mit Generatorimpulsen teils unter Strahlbedingungen. Die Totzeitverlust in der Masterrate bedingt durch den Antizähler Z 10 lag bei $< 0,5\%$.

Neben der Masterkoinzidenz wurde die gleiche Koinzidenz ohne Zähler Z 10 gebildet (MASTER ohne ANTI), um eine Kontrolle über die Reduzierung der Master-Triggerrate zu haben. Außerdem wurden die Teleskopkoinzidenzen auf eine OR-Stufe gegeben. Die verschiedenen Triggerbedingungen konnten über einen Koaxialschalter angewählt werden.

Die Dynodensignale der dE/dx -Zähler (Z11-13) liefern die Impulshöheninformation zur Bestimmung der Protonenergie. Die Anodensignale des Zählers Z13 und des Antizählers Z14 liefen auf eine AND-Stufe. Mit diesem Koinzidenzsignal und dem Signal von Z13 wurde bei jedem Mastertrigger je ein Flip-Flop gesetzt. Der Antizähler (Z14) sollte schnelle π -Mesonen und Protonen > 211 MeV diskriminieren.

Die Einzel- und Koinzidenzzählraten wurden mit DESY-Scalern (10 MHz) registriert. Typische Einzel- und Koinzidenzfrequenzen bei einer γ -Strahlintensität von ca. $3 \cdot 10^9$ eff. Quanten/min und einer Spilllänge von 2 msec sind in nachstehender Tabelle aufgeführt:

Typische Einzel- u. Koinzidenz-Frequenzen (momentan)

Zähler	KHz	Koinzidenz	KHz
10	55	11 · 12	43
11	103	13 · 14	3
12	70	21 · 22	38
13	30	31 · 32	38
14	77		
21	416		
22	173		
31	447		
32	189		

Das Verhältnis der Zählraten MASTER zu MASTER ohne ANTI betrug bei gleicher Intensität 1 : 2.

4. Betrieb der Apparatur

4.1. Die Rechenmaschine C90-10

Zur Überwachung und Steuerung des Experiments wurde ein Digitalrechner der Compagnie Européenne d'Automatisme Electronique (CAE) vom Typ C90-10 eingesetzt. Er steht in on-line-Verbindung mit einer IBM 360/75.

Die wichtigsten Kennzeichen und Eigenschaften der C90-10 werden tabellarisch aufgeführt:

Kernspeicher:	9182	12 bit-Worte
Zugriffszeit:	0,6	μ sec
Zykluszeit:	1,75	μ sec
Ein- und Zweiwortadressierung, ca. 70 Befehle		
Vorrangsteuerung (Interruptsystem)		

Die Ein- und Ausgabe-Einheiten (Interface) und die on-line-Verbindung sind in Abb. 9 dargestellt.

Das Interface wird in Anhang A3 beschrieben.

4.2. Prinzip des Funkenspeichers und der Auslese

Jede Leiterbahn einer x- bzw. y-Ebene der Funkenkammern ist durch einen Ferritkern (Valvo FXC6B2) geführt und auf Nullpotential gelegt. Durchfließt ein Funkenstrom den Kern, so wird er ummagnetisiert und die Funkenkoordinate gespeichert. Zum Umklappen der Magnetisierung reicht ein Strompuls von etwa 10^{-7} Asec aus.

Um die Information auszulesen, wird ein Pulsstrom in umgekehrter Richtung auf einen zweiten Draht - dem Abfragedraht - durch den Kern geschickt. Die dadurch bewirkte Änderung der Magnetisierung von "1" auf "0" induziert auf einem dritten Draht - dem Lesedraht - einen Spannungsimpuls, der der Funkenkammerelektronik zugeführt wird.

Jeweils 32 Kerne sind zu einer Gruppe zusammengefaßt, der n-te Lesedraht geht durch den n-ten Kern der Gruppe. Jede Gruppe besitzt einen Abfragedraht.

Bei den π -Teleskopen wurden die Lesedrähte von je 10 Kammern (169 Gruppen) in Serie geschaltet. Beim Protonen-Teleskop wurden einmal 16 Ebene (261 Gruppen) und getrennt davon die vier Hoch-

spannungsebenen (42 Gruppen) im Richtungsteleskop ausgelesen. Insgesamt bestand also die Ausleseelektronik aus vier getrennten Einheiten.

Im Anhang A5 wird der logische Ablauf eines Auslesezyklus im Detail besprochen.

4.3. Gate-Logik

Der Funktionsablauf eines Ereignisses soll anhand der Abb. 8 skizziert werden.

Trifft ein Mastertrigger ein, dann liefert die Koinzidenzstufe MASTER einen Impuls, der über Signalverteiler folgende Vorgänge ansteuert:

- 1) Ein Gate-Generator GG sperrt die schnelle Elektronik
- 2) Die Hochspannungspulser werden getriggert und 330 nsec nach dem Auftreten eines Ereignisses wird an die Kammern ein Hochspannungspuls gelegt.
- 3) Über ein schnelles Gate (Flip-Flop) wird das Master-Gate - und damit das Main-Gate - geschlossen und ein Funken-Interrupt an die C90-10 gegeben. Daraufhin wird von der Rechenmaschine die Auslese der Funkenkammern und einiger wichtiger Zähler gesteuert.
- 4) Ebenfalls über Signalverteiler werden die Gateeingänge der Analog-Digital-Konverter und der Flip-Flop's angesteuert, d.h. es werden die Impulshöheninformationen der drei $\frac{dE}{dx}$ -Zähler Z 11, Z 12 und Z 13 sowie die Anodensignale von Z 13 und der Koinzidenz 13 * 14 an das Interface der C90-10 (s. Anhang A3) weitergegeben.
- 5) Wenn die C90-10 die Auslese und die Datenspeicherung beendet hat, wird die schnelle Elektronik vom Rechner über das Master-Gate wieder geöffnet. Die ADC's und Flip-Flop's werden von einem RESET-Signal auf den Ausgangszustand zurückgesetzt. Das nächste Ereignis kann registriert werden.
- 6) Außer durch das Master-Gate wird die schnelle Elektronik durch das Spill- (s. 3.2.) und das Quantameter-Gate geöffnet bzw. geschlossen. Letzteres beendet einen Meßlauf nach Vorgabe einer "Sweep"-Zahl (s. 3.2.2.). Alle drei Gate-Signale öffnen bzw. schließen das Main-Gate.

4.4. Die Datenübertragung

Neben der Überwachung und Steuerung des Experiments hat die Rechenmaschine C90-10 die Aufgabe, die Informationen über ein Ereignis zur IBM 360/75 zu übertragen. Der Datentransfer wird über den Data-Multiplexer (s. Abb. 9) abgewickelt. Per Interrupt wird in der IBM das laufende Rechenprogramm unterbrochen und ein "on-line"-Programm aktiviert, das die Daten auf eine Magnetplatte speichert. Der Transfer zu IBM kann durch kein C90-10 Interrupt unterbrochen werden. Trifft während der Übertragungszeit von ca. 20 msec ein Interrupt ein, so wird es auf eine Warteliste gesetzt und nach Beendigung der Übertragung vom Funkenprogramm abgerufen.

Die Information der C90-10 ist in einem Record von 250 Worten zu 12 bit enthalten. Wir unterscheiden zwischen einem "Funken"- und einem "Zähler"-Record. Im Funkenrecord werden neben dem Inhalt der Totzeitzähler (s. 4.5.) und den ADC-Informationen die Adressen der gesetzten Kerne nach jedem Mastertrigger übertragen. Ein Zählerrecord enthält die Inhalte der wichtigsten Triggerzähler, sowie Informationen über die Winkelstellung des Diamanttargets und des Paarspektrometerstromes. Dieses Record wird am Ende eines jeden Quantameter-Sweeps übertragen.

In Tab. 3 ist der Aufbau des C90-Records und eines "Funken"-Wortes bestehend aus 2 x 12 bit dargestellt.

Mit einem Funkenrecord können maximal 105 Funkenadressen übertragen werden. Der Anteil der Ereignisse mit mehr als 105 Adressen war vernachlässigbar gering. Es wurden im Mittel 47 Funken pro Mastertrigger registriert.

4.5. Totzeit

Der zeitliche Ablauf der Funkeneinlese und der Datenspeicherung ist in Abb. 10 dargestellt.

140 nsec nach dem Eintreffen eines Ereignisses wird von der Masterkoinzidenz (s. 3.7.) die schnelle Elektronik geschlossen. Über einen Signalverteiler geht ein Unterbrechungssignal - das Funkeninterrupt I3 - an den Rechner und trifft dort nach 490 nsec ein. Die Hochspannung wird mit einer Verzögerung von 330 nsec an die Kammern gelegt. 1,5 msec nach dem Eintreffen des Funkeninterrupts sind die

Eingangskanäle vom Eingangsprogramm aktiviert und die Auslese-elektronik leitet die Datenübertragung zur C90-10 ein.

In den Runperioden sind zwei verschiedene Kernausleseeinheiten eingesetzt worden. Die langsame Version benötigt eine Zeit von 153 msec (s. Anhang A5). Die Auslesezeit ist nur schwach von der Anzahl der registrierten Funken abhängig. Wenn die schnelle Elektronik wieder geöffnet wird, ist die "on-line"-Übertragung zur IBM 360/75 noch nicht abgeschlossen. Die Übertragungszeit von ca. 20 msec (s. 4.4.) erhöht die Totzeit auf ca. 157 msec pro Ereignis.

Bei der schnellen Auslese ist die Auslesezeit für eine Gruppe durch die Erholzeit der Leseverstärker und die Übertragungszeit zur C90-10 bestimmt.

Wie im Anhang A4 gezeigt wird, benötigt diese Version eine Zeit von 26 msec. Das Mastergate wurde aber erst nach weiteren 20 msec geöffnet, da die Hochspannungsgeräte und Pulser für einen Takt von 25 Hz ausgelegt worden waren. Die gesamte Totzeit pro Ereignis ergibt sich damit zu ca. 48 msec.

Die experimentellen Raten müssen bezüglich der Totzeit korrigiert werden, da das Quantametergate während einer Meßperiode dauernd geöffnet war. Zu diesem Zweck wurde vor dem Quantameter ein Monitorteleskop, bestehend aus drei Szintillationszählern, aufgestellt. In diesem Teleskop wurden die vom γ -Strahl an einem 3 mm dicken Polyäthylentarget erzeugten geladenen Teilchen nachgewiesen. Die Koinzidenzzählrate wurde auf zwei Zähler gegeben, von dem einer in gleicher Weise wie die schnelle Elektronik aufgetastet wurde (Maingate), während der andere durch das Quantametergate geöffnet bzw. geschlossen wurde. Das Verhältnis der beiden Zählraten gibt direkt den Totzeitkorrekturfaktor an.

5. Experimentelle Prüfverfahren

5.1. Funkenkammerwirkungsgrad

Um eine hohe Nachweiswahrscheinlichkeit der Funkenkammerteleskope zu erreichen, war es notwendig, einen gemeinsamen Arbeitspunkt U_A für die Hochspannung aller Kammern festzulegen.

Jedes Teleskop wurde nur von einem Hochspannungsgerät versorgt. Durch Variation der Vorwiderstände (s. Anhang A2) mußten die einzelnen Kammern soweit abgeglichen werden, daß ein für alle Kammern repräsentatives Hochspannungsplateau vorlag. Der Vorwiderstand und damit die Flankensteilheit des Hochspannungspulses wurden zur Festlegung des gemeinsamen Arbeitspunktes nach folgenden Kriterien variiert:

- 1) Der Arbeitspunkt U_A muß auf dem Plateau der Hochspannungskurve jeder Kammer liegen.
- 2) Die Flankenlage der Hochspannungskurven - definiert durch den Abfall des Wirkungsgrades auf 50% - soll bis auf ca. 200 Volt übereinstimmen.
- 3) Der Anteil der Mehrfachfunken soll für den Arbeitspunkt U_A <25% sein.

Der Abgleich wurde teils mit Höhenstrahlung teils in parisisären Meßschichten am Strahl vorgenommen.

Während der Datenaufnahme wurde der Wirkungsgrad und der Anteil der Mehrfachfunken aller Kammern nach jedem Run als Zwischeninformation von der C90-10 über Teletype ausgedruckt.

5.2. Kontrolle des "Überall"-Spektrums

Zu Beginn einer jeden Meßperiode wurde nach Vorgabe der Winkelstellung des Diamanttargets das Überall-Bremsspektrum mit dem Paarspektrometer gemessen (s. 3.2.2.).

Ein wichtiger Punkt für die spätere Auswertung der Daten ist die Kenntnis über die Konstanz der Kantenlage des Spektrums.

Da der Polarisationsgrad theoretisch aus dem Bremsspektrum ermittelt wurde, würde eine unbekannte Verschiebung der Kantenlage einen falschen Polarisationsgrad zur Folge haben und die Datenauswertung (s. 6.7.) verfälschen. Aus diesem Grunde wurde die

Kantenlage für jeden Run durch Nachmessen des Spektrums in der Umgebung der Kante (7 Meßpunkte) kontrolliert. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Meßperioden wurden Schwankungen der Kante bis zu 110 MeV beobachtet. Sie konnten durch eine Wanderung des Goniometers um ~ 0.1 mrad erklärt werden.

Für die Auswertung wurden die Daten in Runperioden aufgeteilt, die bezüglich der Kantenlage auf ± 35 MeV übereinstimmten. Die hieraus ermittelte mittlere Kantenlage wurde unter Beibehaltung aller sonstigen Parameter ³⁰⁾ zur Anpassung des theoretischen an das experimentell über den ganzen Energiebereich gemessene Überall-Spektrum benutzt.

5.3. Sonstige Prüfverfahren

Ein empfindlicher Test für die Funktionstüchtigkeit der Apparatur ist das Verhalten der Mastertriggerrate und der Totzeit während einer Meßperiode. In Abb. 11 ist die auf Totzeit korrigierte Master-rate pro Quantametersweep ($\Delta 2,6 \cdot 10^9$ effektiven Quanten), die Lebenszeit, d.h. das Komplement der Totzeit, und die Anzahl der vom Quantameter pro Minute registrierten effektiven Quanten in Abhängigkeit von der Run-Nr. für eine Meßperiode aufgetragen. Die Totzeit (s. 4.5.) und die Masterrate wurden ständig kontrolliert. Wenn alle Komponenten der Apparatur einwandfrei arbeiten und die obere Grenze der verträglichen Intensität nicht überschritten wird, sollte die korrigierte Masterrate während einer Meßperiode konstant bleiben. Diese Forderung wurde recht gut erfüllt. Die mittlere quadratische Schwankung der Masterrate beträgt 1,2%.

Um sicher zu sein, daß bei den hier gewählten γ -Strahlintensitäten von ca. $3 \cdot 10^9$ effektiven Quanten/min kein Verlust an $\pi\pi p$ -Ereignissen auftrat, wurde in speziellen Meßläufen die Intensität stark variiert. Erst bei 10-facher Strahlintensität wurde ein Verlust von 20% beobachtet (s. auch 6.3.).

Um die Funktionsfähigkeit des Wasserstofftargets zu testen und um den Untergrund zu erfassen, der sich aus Streustrahlung und Wechselwirkung des γ -Strahls mit der Folie der Zelle und der Streukammer ergibt, wurden "Target leer"-Messungen durchgeführt. Das Verhältnis "Target leer"-Rate/Masterrate betrug 0,35 und reduziert sich nach der Spurenfindung (s. 6.3.) auf 0.09.

6. Die Datenauswertung

6.1. Übersicht

Die in dieser Arbeit ausgewerteten Daten sind in Tabelle 4 nach dem Polarisationszustand des γ -Strahls aufgeschlüsselt. Zur Auswertung herangezogen werden Meßperioden mit verschiedener Kantenlage des Überall-Spektrums im Energiebereich von 2 - 3 GeV. Die Kantenlage wird durch die Größe IPOL gekennzeichnet. In der Tabelle wird der Polarisationszustand des γ -Strahls entsprechend der Definition in Abschn. 3.2.2. durch $P \geq 0$ gekennzeichnet. Q_{eff} gibt die Anzahl der für jeden Run über das Quantameter gemessenen Anzahl der effektiven Gamma-Quanten an (genaue Definition s.3.2.2.). Neben der registrierten Master-Triggerrate wird die Anzahl der von einem Spurenerkennungsprogramm gefundenen "Six-View"-Ereignisse (s. 6.3.) angegeben.

6.2. Die Datenverarbeitung

Wenn die bei der Datenübertragung als Zwischenspeicher benutzte Magnetplatte nach ca. 10^4 Records gefüllt ist, werden die Daten mit Hilfe eines "Dump"-Programms ³²⁾ auf IBM-Magnetband kopiert. Anschließend werden sie "off-line" mit Hilfe von FORTRAN IV-Programmen ausgewertet.

In der ersten Phase der Analyse werden die Daten von einem speziellen Programm "SPARK" aufbereitet. SPARK hat verschiedene Aufgaben. Die wichtigsten sind die Decodierung und Aufbereitung der Funkenkoordinaten, die Spurenrekonstruktion in den Funkenkammern (s. 6.3.) und die Erzeugung eines sequentiellen Datensatzes (auf Magnetband, Zwischenbandproduktion), der die Bestimmungsgrößen der rekonstruierten Spuren, die Reichweite des Rückstoßprotons sowie die ADC- und Flip-Flop-Informationen (s. 3.7.) enthält. Diese Informationen werden nur für solche Ereignisse gespeichert, denen eindeutig in jeder Projektion der Funkenkammertaleskope eine Spur zugeordnet werden kann (s. 6.3.).

Weitere Aufgaben des Programms bestehen darin, Statistik über die gefundenen Spuren zu führen und einen Check auf die geometrische Justierung der Funkenkammern und der Targetlage relativ zum Teleskop vorzunehmen.

In der zweiten Phase der Datenverarbeitung wird die reduzierte Datenmenge vom Zwischenband gelesen und weiter analysiert. Diese Aufgabe übernimmt das Programm "CUT". Es bestimmt die Protonenenergie aus der Reichweite und der Impulshöheninformation und rechnet die Kinematik durch. Aus einer ausgewählten Menge von Ereignissen wird der Polarisierungseffekt berechnet.

6.3. Die Spurenerkennung in den Funkenkammerteleskopen

Die Flugrichtung der Pionen sowie die Richtung und Reichweite des Rückstoßprotons werden mit einem speziellen Spurenerkennungsprogramm (TRACK) bestimmt. Dieses Programm versucht, bei jedem Ereignis in beiden Projektionen der drei Teleskope je eine oder mehrere Spuren zu finden. Ereignisse, die in jeder Projektion genau eine Spur enthalten, werden als "Six-View"-Ereignisse bezeichnet.

Die Rekonstruktionsprozedur einer Spur hat je nach dem Typ des Teleskops folgenden Verlauf:

a) Spurenrekonstruktion in den π -Teleskopen

- 1) Zwei Drahtebenen einer Projektion werden als Referenzebenen bestimmt, wobei zwei benachbarte nicht herangezogen werden. Zu Beginn der Prozedur werden die Ebenen mit kleinstem gegenseitigen Abstand gewählt.
- 2) Die Verbindungsgerade zweier Funken in diesen Referenzebenen muß eine senkrecht zur Teleskopachse am Orte des Targets liegende Ebene innerhalb einer Toleranz von ± 40 mm vom Targetmittelpunkt schneiden. Wird diese Bedingung nicht erfüllt, so wird eine andere Kombination der Primärfunken gewählt. Sind alle Kombinationen durchgespielt, wird die Wahl der Referenzebenen geändert.
- 3) Ist die Bedingung 2) erfüllt, so wird eine Straße von 4 mm Breite durch das ganze Teleskop symmetrisch zur Verbindungsgerade gelegt.
- 4) Zur Konstruktion einer Spur muß mindestens ein weiterer Funke auf dieser Straße liegen.

- 5) Sind die Bedingungen für eine Spur erfüllt, so wird die beste Gerade durch eine minimale quadratische Abweichung der Funkenabstände zur Geraden berechnet.
- 6) Im nächsten Schritt wird versucht, eine weitere Gerade in der betreffenden Projektion zu finden, wobei die Funken der ersten Geraden gelöscht werden. Ereignisse mit mehr als einer Spur werden nicht weiter ausgewertet.
- 7) Die Steigung der Ausgleichsgeraden in jede Projektion ergibt sich aus dem Winkel dieser Geraden mit der Teleskopachse (z-Richtung im Teleskopsystem, s. Anhang A3). Sie wird zusammen mit den Koordinaten eines Punktes auf dieser Geraden zur weiteren Analyse auf Magnetband geschrieben.

b) Spurenrekonstruktion im Proton-Teleskop

Zur Richtungsbestimmung des Rückstoßprotons dienen die vier ersten doppelseitig auslesbaren Funkenkammern im P-Teleskop (s. 3.4.).

Das Aufsuchen der Spur läuft nach den gleichen Regeln 1)-6) wie bei den π -Teleskopen ab. Ist dabei keine Spur gefunden worden, so wird die Möglichkeit in Betracht gezogen, daß das Proton aufgrund der Vielfachstreuung ($\langle \theta \rangle = 0.63^\circ$ für $T_p = 100\text{MeV}$) nicht erfaßt wurde. In diesem Fall wird die Suchprozedur erweitert:

- 7) Symmetrisch zu einem Funken in der targetnächsten Referenzebene und dem Targetmittelpunkt wird eine Straße von ± 20 mm gelegt. Liegt ein zweiter Funke innerhalb der Straße, so wird die Richtung der Spur durch diese beiden Funken festgelegt, falls die Verbindungslinie innerhalb der Targettoleranz von ± 40 mm liegt (s. a2). Diese Prozedur wird ebenfalls für alle Primärfunken und alle Kombinationen von Referenzebenen durchgeführt. Wird mehr als eine Spur gefunden, so scheidet das Ereignis aus.
- 8) Die Steigungen werden genauso wie in den π -Teleskopen definiert und berechnet (s. a7).

9) Zur Bestimmung der Reichweite wird ein Kegel mit dem halben Öffnungswinkel $\text{tg } \alpha = 0.06$ symmetrisch zur Spur in den ersten vier Kammern des Teleskops gelegt. Der Öffnungswinkel ist groß genug, die Funken einer durch Vielfachstreuung geknickten Spur zu erfassen. Der letzte innerhalb des Kegels gefundene Funke bestimmt die Reichweite. Dem Ereignis wird entsprechend der Reichweite der Spur ein Reichweiteindex zugeordnet (s.3.4). Diese Information wird zusammen mit den Bestimmungsgrößen der Geraden zur weiteren Analyse auf Magnetband geschrieben.

Die Güte der Spurenerkennung wurde von uns mit einem speziellen "Scan"-Programm geprüft ¹⁵⁾. Mit diesem Programm kann man "online" einzelne weggespeicherte Ereignisse auswählen und die Projektionen der einzelnen Teleskope, die Targetpositionen sowie die Funkenpositionen mit der dazugehörigen Ausgleichsgeraden auf dem Display der C90-10 zeichnen lassen. Ein Scanverlust hat auf die Ergebnisse dieser Arbeit keinen signifikanten Einfluß, da der Polarisierungseffekt aus dem Verhältnis von Wirkungsquerschnitten bestimmt wird (s. Abschn. 2. und 6.8.). Sichergestellt sein muß allerdings, daß der Wirkungsgrad der Spurenerkennung nicht von den beobachteten Intensitätsschwankungen des γ -Strahls abhängt. Dazu ist in Abb. 12 die gefundene "Six-View"-Rate im Vergleich zur Masterrate für die beiden Polarisationszustände des γ -Strahls ($P \gtrsim 0$) dargestellt. Sie ist unabhängig von typischen Intensitätsschwankungen des Photonenstrahls, wie sie die Abb. 11 demonstriert.

Wesentliche Fehler des "TRACK"-Programms bei der Rekonstruktion der Proton-Reichweite und ihr Einfluß auf die Bestimmung der Proton-Energie werden in Abschn. 6.5. diskutiert und abgeschätzt (s. auch Referenz 15).

In der folgenden zweiten Phase der Datenverarbeitung werden - bevor die Transformation der Teilchenspur ins Laborsystem und die Durchrechnung der Kinematik vorgenommen wird - die Steigungen der vom TRACK-Programm ermittelten Geraden modifiziert:

Um den Einfluß der Vielfachstreuung der π -Mesonen ($\langle \mathcal{J}_\pi \rangle \approx \pm 0.5^\circ$), die vorwiegend durch die 20 mm starke Aluminiumplatte verursacht

wird, zu reduzieren, wird zur Festlegung der π -Spuren die Steigung der Geraden definiert durch den Targetmittelpunkt und dem Schnittpunkt der von TRACK konstruierten Spur mit dem AL-Absorber. Entsprechende Überlegungen für das P-Teleskop führen dazu, die Protonrichtung durch Targetmittelpunkt und Schnittpunkt der konstruierten Geraden mit der letzten Ebene der reichweitebestimmenden Kammern festzulegen.

6.4. Kinematik

Die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ besitzt einen 3-Teilchenendzustand. Die Kinematik wird daher durch 5 unabhängige kinematische Variable eindeutig beschrieben.

Die kinematischen Größen des Anfangszustandes (γ, p) sind bis auf die Photonenenergie bekannt, denn die Flugrichtung der γ -Quanten ist durch den Strahllaufbau (s. 3.2.1.) bis auf eine vernachlässigbare Divergenz definiert.

Von den Teilchen im Endzustand wurde die kinetische Energie und Richtung des Rückstoßprotons sowie die Flugrichtung der Mesonen aber nicht deren Impuls gemessen.

Wenn von den Energien und räumlichen Impulsen der an der Reaktion beteiligten Teilchen n Größen nicht gemessen sind, so verbleiben von den 4 Gleichungen des Energie-Impulssatzes $f = 4 - n$ Zwangsgleichungen, die die Viererimpulse der Reaktionsteilchen erfüllen müssen.

Bei den in diesem Experiment gewählten Meßgrößen steht uns also eine Zwangsgleichung ("Constraint") zur Anpassung der Ereignisse mit 3 auslaufenden Teilchen an die Hypothese $\gamma + p \rightarrow \pi^+ + \pi^- + p$ zur Verfügung.

Als Constraint wählten wir die Bedingungsgleichung $K_{\gamma}^P = K_{\gamma}^E$ wobei K_{γ}^E die aus der Energiebilanz und K_{γ}^P die aus der Impulsbilanz berechnete Energie des einfallenden γ -Strahls bedeuten. Es gilt

$$K_{\gamma}^P = p \cdot \frac{\sin(\alpha_p + \alpha_g)}{\sin \alpha_g}$$

$$K_{\gamma}^E = T_p + \left[p^2 \left(\frac{\sin \alpha_p \cdot \sin \alpha_1}{\sin \alpha_g \cdot \sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 + M_{\pi}^2 \right]^{1/2} + \left[p^2 \left(\frac{\sin \alpha_p \cdot \sin \alpha_2}{\sin \alpha_g \cdot \sin(\alpha_1 + \alpha_2)} \right)^2 + M_{\pi}^2 \right]^{1/2}$$

mit

T_p = kin. Energie des Rückstoßprotons

α_p = Winkel zwischen Rückstoßproton und einfallendem γ -Strahl

α_s = Winkel zwischen γ -Strahl und Flugrichtung des $\pi^+\pi^-$ -Systems (ϱ^0 -Meson)

φ_1, φ_2 = Winkel zwischen der Flugrichtung der π -Mesonen und des ϱ^0 -Mesons

M_p = Ruhemasse des Protons

M_π = Ruhemasse des π -Mesons.

Die Flugrichtung des ϱ^0 -Mesons ($\pi^+\pi^-$ -Systems) wird aus dem Schnitt der Ebenen (γ , Rückstoßproton) und (π^+, π^-) bestimmt.

Es wird die Größe $\Delta K = K_\gamma^P - K_\gamma^E$ gebildet. Six-View-Ereignisse mit $|\Delta K| \leq 20$ MeV werden als identifizierte $\pi\pi p$ -Ereignisse definiert. Die ΔK -Verteilung der Six-Views wird in Abschn. 6.6. diskutiert.

6.5. Bestimmung der Proton-Energie

Entsprechend dem Aufbau des Proton-Teleskops (s. 3.4.) wird die kinetische Energie der Protonen, denen ein Reichweiteindex ≥ 21 zugeordnet wird (s. Abb. 6) aus der gemessenen Reichweite ermittelt¹⁵⁾. In diesem Teil des Teleskops wird ein Bereich von $0.12 \leq |t|(\text{GeV}/c)^2 \leq 0.4$ für den Impulsübertrag erfaßt. Als Energie-Reichweite-Beziehung für die verschiedenen Absorber im Teleskop wurden die Ergebnisse von W.S.C. Williams et al.⁴²⁾ übernommen. Nach sorgfältiger Bestimmung der Flächendichte der einzelnen Absorberkomponenten wurde durch Integration des Energieverlustes Protonen mit der Reichweite R die Startenergie $T_p = T_p(R)$ zugeordnet¹⁵⁾.

Bei der Datenauswertung wurde die Energie bzw. Reichweite jedes Protons korrigiert. Bedingt durch den Abstand der Funkenkammern kann für die Reichweite nur eine untere Grenze angegeben werden. Daraus ergibt sich ein additiver Korrekturterm für die Proton-Energie, der zu $T_p = 0.4 \cdot (T_{p\text{max}} - T_{p\text{min}})$ angesetzt wurde, wobei

$T_{p\text{min}}$ der unteren bzw. $T_{p\text{max}}$ der oberen Reichweitengrenze zugeordneten

Proton-Energie entspricht.

Die Energiebestimmung über die Reichweite des Proton ist mit folgenden Fehlern behaftet:

- 1) Die Zuordnung einer diskreten kinetischen Energie für alle Protonen, die in einem Reichweiteintervall registriert werden, ergibt über das Spektrum gemittelt einen mittleren quadratischen Fehler von $\frac{\Delta T_P}{T_P} = \pm 4.8\%$.
- 2) Experimentell werden nur projizierte Reichweiten bestimmt. Der Fehler in der Energiebestimmung für schräg durch das Teleskop laufende Protonen ist gegenüber 1) zu vernachlässigen. Der relative Fehler ist $< 0,5\%$.
- 3) Der Fehler bedingt durch Reichweitestreuung ergibt sich zu $\frac{\Delta T_P}{T_P} = \pm 1,2\%$ ³³⁾.
- 4a) Durch elastische Kernstreuung kann ein Proton aus dem Kegel innerhalb dessen der letzte Funke einer Spur gesucht wird (s. 6.3.) herausfallen, d.h. dem Proton wird eine zu kurze Reichweite zugeordnet. Der Anteil der Six-View-Ereignisse, die im Reichweiteteile des P-Teleskops eine Spur mit einem Streuwinkel von $5^\circ - 30^\circ$ aufweisen, kann aus den Untersuchungen von Giese ³⁴⁾ zu 5% abgeschätzt werden. Er reduziert sich für kinematisch identifizierte $\pi\pi p$ -Ereignisse ($|\Delta K| \leq 20$ MeV) und nach den Auswahlkriterien des Abschn. 6.8.1. auf 2%. Unterwirft man dieses Sample der in dieser Arbeit verwendeten Spurenrekonstruktion (s. 6.3.), so ergibt sich aus dem Vergleich des Energiespektrums der gestreuten Protonen mit dem Spektrum aller Protonen eine Unterbestimmung der Proton-Energie von ca. 25 MeV für das erste Sample. Daraus läßt sich der mittlere Fehler zu $\frac{\Delta T_P}{T_P} \approx -0.4\%$ bestimmen.
- 4b) Der Einfluß der inelastischen Kernwechselwirkung der Protonen auf die Ergebnisse dieser Arbeit wird in Abschn. 6.6. und 6.8.2. diskutiert (s. auch Referenz 15). Das Ergebnis wird hier vorweggenommen: Durch die erwähnte Einschränkung der Datenmenge in Abschn. 6.8.1. werden diese Ereignisse weitgehend aussortiert, so daß eine Korrektur vernachlässigbar ist.

Der mittlere quadratische Gesamtfehler der Proton-Energie für den Impulsbereich von $0.12 \leq |t| (\text{GeV}/c)^2 \leq 0.4$ ergibt sich zu

$$\frac{\overline{\Delta T_P}}{T_P} = \pm 5\%.$$

Wie schon in Abschn. 3.4. erwähnt, wird die Energie der Protonen, die den Reichweiteteil des Teleskops nicht erreichen ($T_p \leq 63,4 \text{ MeV}$), aus der Impulshöheninformation der dE/dx -Zähler bestimmt. Der Fehler in diesem Energiebereich läßt sich aus dem Verhältnis der gemessenen Pulshöhe zur theoretisch erwarteten Pulshöhe zu $\frac{\Delta T_P}{T_P} < 5\%$ abschätzen ¹⁵⁾.

6.6. Die ΔK -Verteilung

Wie in Abschn. 6.4. dargelegt wurde, benutzen wir zu Identifikation der $\pi\pi p$ -Ereignisse die Bedingung $K_Y^P = K_Y^E$. Eine Verteilung der kinematisch analysierten Ereignisse über $\Delta K = K_Y^P - K_Y^E$ für verschiedene Impulsbereiche zeigt Abb. 13.

Die ΔK -Verteilung wurde durch eine Korrektur des Teleskopwinkels von $< 0.5^\circ$ beim Proton- und $< 0.2^\circ$ bei den Pionteleskopen (s. 3.6.) auf $\Delta K = 0$ justiert. Mit einer Monte-Carlo-Rechnung ¹⁵⁾ wurde verifiziert, daß die Verschiebung der Verteilung (um 2,5 MeV) durch Fehler von gleichem Betrag bei der Vermessung der Teleskopwinkel erklärt werden kann. Nach der Justierung wurde die Lage des Maximums der Verteilung in Abhängigkeit vom Impulsübertrag, der $\pi\pi$ -Masse und der Gamma-Energie kontrolliert. Die Abweichungen von $\Delta K = 0$ sind $< 2 \text{ MeV}$. Sie deuten darauf hin, daß die Winkelkorrekturen noch nicht optimalisiert sind bzw. geringfügige Dejustierungen der Funkenkammern nicht erkannt wurden (s. Anhang A3). Dieser systematische Fehler hat keinen signifikanten Einfluß auf die Untergrundsubtraktion. Er bewirkt nur eine geringfügige Verbreiterung der ΔK -Verteilung.

Abb. 13 demonstriert, daß der Untergrund, der von der Apparatur "gesehen" wird, vom Impulsübertrag abhängt. Er wird durch Mehrfachpionerzeugung und minimalionisierende Teilchen, die im Protonteleskop einen Trigger auslösten und als Protonen identifiziert wurden, verursacht ¹⁵⁾.

Einen Beitrag, der sich asymmetrisch zu $\Delta K = 0$ verteilt, liefern inelastische Protonwechselwirkungen. Das Problem der inelastischen Kernwechselwirkungen wurde eingehend anhand von Fake-Daten unter Zugrundelegung der inelastischen Wirkungsquerschnitte für Protonen, wie sie von D.F. Measday et al.³⁵⁾ veröffentlicht wurden, untersucht. Nachstehende Tabelle gibt die Verteilung der inelastischen Wechselwirkungen auf verschiedene ΔK -Intervalle für den Impulsbereich von $0.12 \leq |-t| (\text{GeV}/c)^2 \leq 0.4$ an.

$\Delta K (\text{MeV})$	$\Delta K > 40$	$40 \geq \Delta K \geq 20$	$20 > \Delta K \geq 0$	$0 > \Delta K \geq -20$	$-20 > \Delta K \geq -40$	$\Delta K < -40$
	2,5%	18,4%	70,3%	8,8%	--	--

Das Verhältnis von inelastisch zu elastisch gestreuten Protonen beträgt 0.1.

Die Hypothese $\gamma + p \rightarrow \pi^+ \pi^- + p$ gilt nur für Ereignisse mit $|\Delta K| \leq 20 \text{ MeV}$ erfüllt. Diese Bedingung für die Auswahl der $\pi\pi p$ -Ereignisse ergibt sich aus dem Auflösungsvermögen der Apparatur (s. Absch. 7). Monte-Carlo-Rechnungen zeigen, daß die Anzahl echter Ereignisse mit $\Delta K < -20 \text{ MeV}$ vernachlässigbar gering ist. Durch den Effekt der Kernabsorption geht ein geringer Anteil (im Mittel $\sim 1.5\%$) mit $\Delta K > 20 \text{ MeV}$ durch das Auswahlkriterium verloren (s. obige Tabelle). Das Sample mit $|\Delta K| > 20 \text{ MeV}$ muß nach diesen Untersuchungen vorwiegend als Untergrund angesehen werden, der von der Mehrfachpionerzeugung und von Schauerteilchen herrührt, die die Apparatur getriggert haben. Vorläufige Analysen der Impulshöhenspektren der dE/dx -Zähler zeigen, daß etwa der Hälfte aller Ereignisse mit $20 \text{ MeV} < |\Delta K| \leq 40 \text{ MeV}$ ein minimalionisierendes Teilchen im Protonenteleskop zugeordnet werden kann.

Das Ereignissample mit $|\Delta K| \leq 20 \text{ MeV}$ ist noch verunreinigt. Es wird angenommen, daß sich der Verlauf des Untergrundes im Bereich $|\Delta K| \leq 40 \text{ MeV}$ nicht wesentlich mit ΔK ändert, d.h. der Untergrundanteil im ausgewählten Sample wird statistisch durch Subtraktion der Ereignisse mit $20 \text{ MeV} < |\Delta K| \leq 40 \text{ MeV}$ eliminiert. Alle Six-View-Ereignisse mit $|\Delta K| > 40 \text{ MeV}$ werden verworfen. Modifikationen dieser Untergrundsubtraktion¹⁵⁾ ließen keinen signifikanten Einfluß auf die Ergebnisse dieser Arbeit erkennen. Der durch unser Auswahlkriterium bedingte Verlust an echten $\pi\pi p$ -Ereignissen wird korrigiert (s. Abschn. 6.8.2.).

6.7. Vergleich des $\pi\pi p$ -Energiespektrums und der $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung mit den Ergebnissen einer Monte-Carlo-Rechnung.

Die Reaktion $\gamma + p \rightarrow \rho^0 + p \rightarrow \pi^+ \pi^- + p$ wurde - wie im Abschn. 6.6. erwähnt - mit einem Monte-Carlo-Programm simuliert. Es wurden folgende Annahmen über den Reaktionsmechanismus gemacht:

1.) Der Prozeß verläuft rein diffraktiv, d.h.

a) für den differentiellen Wirkungsquerschnitt wurde $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{B \cdot t}$ mit $B = 8 \text{ (GeV}^{-2}\text{)}$ angesetzt.

b) Die Winkelverteilung der π -Mesonen im ρ^0 -Ruhe-system wird nach den Vorstellungen des Diffraktionsmodells beschrieben durch

$$W(\Theta, \Phi - \varphi) = \frac{3}{8\pi} \sin^2 \Theta [1 + P_\gamma \cdot \cos 2(\Phi - \varphi)] \quad (\text{s. Abschn. 2 u. Abb. 1})$$

2.) Die Massenverteilung des Zweipionsystems wird durch eine modifizierte Breit-Wigner-Funktion wiedergegeben:

$$B(m_{\pi\pi}) = \left(\frac{m_0}{m_{\pi\pi}}\right)^4 \cdot BW(m_{\pi\pi})$$

wobei $\left(\frac{m_0}{m_{\pi\pi}}\right)^4$ den Ross-Stodolski-Faktor³⁶⁾ und $BW(m_{\pi\pi})$ die Breit-Wigner-Verteilung für eine $J = 1$ Resonanz angibt³⁷⁾.

$$BW(m_{\pi\pi}) = \frac{m_0 \cdot \Gamma(m_{\pi\pi})}{(m_0^2 - m_{\pi\pi}^2) + m_0^2 \Gamma^2(m_{\pi\pi})}$$

mit

$$\Gamma(m_{\pi\pi}) = \Gamma_0 \frac{m_0}{m_{\pi\pi}} \left[\frac{m_{\pi\pi}^2 - 4m_\pi^2}{m_0^2 - 4m_\pi^2} \right]^{3/2}$$

Für die Masse und Breite der ρ^0 -Resonanz wurde $m_0 = 755 \text{ MeV}$ und $\Gamma_0 = 140 \text{ MeV}$ angesetzt.

Die Ergebnisse der Monte-Carlo-Rechnung wurden mit dem experimentell beobachteten Energiespektrum der $\pi\pi p$ -Ereignisse (s. Abb. 14) und dem $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrum (s. Abb. 15) nach der Subtraktion des nichtkinematischen Untergrunds (s. 6.6.) verglichen. Die Verteilung des Phasenraums für die 3 Teilchen im Endzustand, der von der Apparatur "gesehen" wird, wurde ebenfalls durch eine Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Das Massenspektrum konnte mit den obigen Annahmen

und einem Phasenraumanteil von 8% gut verifiziert werden. Der Vergleich der Energiespektren deutet auf eine Unterbestimmung der experimentell ermittelten γ -Energie von $\Delta K_\gamma = -50$ MeV hin. Als Kriterium dient dabei die Lage der Überall-Kante des rekonstruierten relativ zur Kantenlage des experimentell bestimmten Spektrums. Eine Kantenverschiebung von ~ 50 MeV kann folgende Ursachen haben:

- a) Systematischer Fehler in der Bestimmung der Protonenergie von $\frac{\Delta T_P}{T_P} = 5\%$.
- b) Dejustierung des Goniometers um ~ 0.05 mrad (s. 3.2.2. u. 5.2.)
- c) Fehler bei der Vermessung oder Korrektur der Teleskopwinkel von $< 0.5^\circ$ (s. 3.6. u. 6.6.)

Nach genauer Prüfung der Flächendichte der Absorber (s. Tab. 4) im P-Teleskop und der Energie-Reichweite-Beziehung kann a) ausgeschlossen werden. Eine unbekannte Dejustierung des Goniometers wird durch die Kontrolle des Überall-Spektrums mit dem Paarspektrometer und durch das Auswahlkriterium in Abschn. 5.2. ausgeschlossen. Die Korrektur der gemessenen Teleskopwinkel wurde in Abschn. 6.6. anhand der ΔK -Verteilung diskutiert. Eine Winkelkorrektur, die die Diskrepanz zwischen der Kantenlage der in Abb. 14 verglichenen Energiespektren beseitigt, ist nicht mit der Forderung verträglich, daß die experimentell bestimmte ΔK -Verteilung auf $\Delta K = 0$ justiert sein soll. Der Einfluß möglicher Dejustierungen einzelner Funkenkammern wurde wegen des hohen Aufwandes an Rechenzeit nicht untersucht.

Ein genauerer Aufschluß über die Ursachen einer Kantenverschiebung kann nur mit ausführlichen Monte-Carlo-Rechnungen gewonnen werden. Aus den bisherigen Untersuchungen kann ein systematischer Fehler in der Bestimmung der γ -Energie nicht völlig ausgeschlossen werden. Er wird zu $\Delta K_\gamma = \pm 50$ MeV abgeschätzt.

6.8. Berechnung des Polarisationseffektes

Die Asymmetrie der Polarisation, d.h. die in Abschn. 2 definierte Größe Σ , berechnet sich aus den experimentell ermittelten \dot{g}° -Raten der zwei verschiedenen Polarisationszuständen des Photonenstrahls ($P \gtrless 0$) wie folgt:

Die Anzahl der \dot{g}° -Ereignisse im Intervall $dK_\gamma dM_{\pi\pi} dt$ ist allgemein gegeben durch

$$1) dN = \frac{\partial^3 N}{\partial K_\gamma \partial M_{\pi\pi} \partial t} dK_\gamma dM_{\pi\pi} dt = n_T \cdot \frac{\partial \mathcal{G}}{\partial M_{\pi\pi} \partial t} \cdot \eta_{\pi\pi P}(K_\gamma, M_{\pi\pi}, t) \cdot \frac{\Delta \Phi_P}{2\pi} dn_\gamma dM_{\pi\pi} dt$$

mit

$$2) dn_\gamma = Q_{\text{eff}} \cdot I(K_\gamma) \cdot \frac{dK_\gamma}{K_\gamma} = \text{Anzahl der einfallenden Gammaquanten} \\ \text{(Def. von } Q_{\text{eff}}, I(K_\gamma) \text{ s. Abschn. 3.2.2.)}$$

$$3) n_T = \text{Anzahl der Targetatome}$$

\mathcal{G} : Wirkungsquerschnitt

t : Impulsübertrag

$M_{\pi\pi}$: invariante Masse des Dipionsystems

K_γ : Photonenergie

$\eta_{\pi\pi P}$: Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur für die drei auslaufenden Teilchen

und

Φ_P : Azimutwinkel des Protons im Laborsystem.

Im Fall polarisierter Photonen kann der Wirkungsquerschnitt aufgeteilt werden in $\mathcal{G} = \mathcal{G}_\parallel + \mathcal{G}_\perp$. Dabei gibt \mathcal{G}_\parallel bzw. \mathcal{G}_\perp den Wirkungsquerschnitt für den Fall an, daß die Zerfallsebene der durch vollständig linearpolarisierte γ -Quanten erzeugten $\pi\pi$ -Paare parallel bzw. senkrecht zum Polarisationsvektor der Photonen liegt (s. 2.).

Die in den vorhergehenden Kapiteln beschriebene Apparatur besitzt die Eigenschaft, daß das Maximum der Akzeptanz für $\pi\pi P$ -Ereignisse genau dann vorliegt, wenn die Zerfallsebene der π -Mesonen senkrecht zur Synchrotronebene liegt. Aus diesem Grund wurde das Experiment mit den in Abschn. 3.2.3. definierten Polarisationszuständen des γ -Strahls $P > 0$ und $P < 0$ durchgeführt. Hier soll die Bezeichnung $P_1 = P > 0$ bzw. $P_2 = P < 0$ gelten.

Sei N_1 die Anzahl der registrierten $\pi\pi p$ -Ereignisse, die durch Wechselwirkung eines vollständig polarisierten γ -Strahls ($P_1 = 1$) erzeugt werden, so gilt:

$$4) \quad dN_1 = dn_{\gamma,1} \cdot n_T \left(\frac{1+A}{2} G_{\parallel} + \frac{1-A}{2} G_{\perp} \right)$$

wobei A die Analysatorstärke der Meßapparatur bedeutet.

Ein Photonenstrahl, der nicht vollständig polarisiert ist ($0 < P_1 < 1$) enthält $\frac{1+P_1}{2} dn_{\gamma,1}$ -Quanten der einen und $\frac{1-P_1}{2} dn_{\gamma,1}$ -Quanten der dazu senkrechten Polarisationsrichtung.

Dann ist die Ereignisrate gegeben durch:

$$5) \quad dN_1 = dn_{\gamma,1} \cdot n_T \cdot \left(\frac{1+A \cdot P_1}{2} G_{\parallel} + \frac{1-A \cdot P_1}{2} G_{\perp} \right)$$

Entsprechend erhält man bei Drehung der Polarisationsrichtung des γ -Strahls um $\frac{\pi}{2}$ mit $-1 < P_2 < 0$:

$$6) \quad dN_2 = dn_{\gamma,2} \cdot n_T \left(\frac{1+AP_2}{2} G_{\parallel} + \frac{1-AP_2}{2} G_{\perp} \right)$$

Aus den beiden letzten Gleichungen folgt für den Polarisations-effekt (s. auch Abschn. 2):

$$7) \quad \Sigma = \frac{G_{\parallel} - G_{\perp}}{G_{\parallel} + G_{\perp}} = \frac{\frac{dN_1}{dn_{\gamma,1}} - \frac{dN_2}{dn_{\gamma,2}}}{AP_1 \frac{dN_2}{dn_{\gamma,2}} - AP_2 \frac{dN_1}{dn_{\gamma,1}}}$$

Nach Gleichung 1) folgt daraus mit $R = \frac{Q_{eff,1}}{Q_{eff,2}}$

8)

$$\Sigma = \frac{\frac{1}{I_2(K_{\gamma})} \cdot \frac{dN_1}{dK_{\gamma}} - R \cdot \frac{1}{I_2(K_{\gamma})} \cdot \frac{dN_2}{dK_{\gamma}}}{A \cdot \frac{P_1(K_{\gamma})}{I_2(K_{\gamma})} \cdot \frac{dN_2}{dK_{\gamma}} - A \cdot R \cdot \frac{P_2(K_{\gamma})}{I_2(K_{\gamma})} \cdot \frac{dN_1}{dK_{\gamma}}}$$

Die Mittelwertbildung von \sum über $K_\chi, M_{\pi\pi}$ und t ergibt sich durch Integration über diese Größen, die in der Summendarstellung bei hoher Statistik wie folgt ausgeführt werden kann:

$$9) \quad \bar{\sum} = \sum = \frac{\sum_{ijk} \frac{1}{I_1^K} \Delta N_1^{ijk} - R \cdot \sum_{ijk} \frac{1}{I_2^K} \Delta N_2^{ijk}}{\sum_{ijk} \frac{A \cdot P_1^K}{I_2^K} \Delta N_2^{ijk} - R \cdot \sum_{ijk} \frac{A \cdot P_2^K}{I_1^K} \Delta N_1^{ijk}}$$

wobei die Summation über i, j, K der Integration über $t, M_{\pi\pi}$ und K_χ und ΔN^{ijk} der Anzahl der registrierten Ereignisse im Intervall $\Delta t \Delta M_{\pi\pi} \Delta K_\chi$ entspricht.

Da die Gesamtzahl der Ereignisse für eine Polarisationsrichtung gegeben ist durch $N_{1,2} = \sum_{ijk} \Delta N_{1,2}^{ijk}$, vereinfacht sich Gl. 9 zu

$$10) \quad \bar{\sum} = \frac{\sum_{N_1} \frac{1}{I_1(K_\chi)} - R \cdot \sum_{N_2} \frac{1}{I_2(K_\chi)}}{\sum_{N_2} A \cdot \frac{P_1(K_\chi)}{I_2(K_\chi)} - R \sum_{N_1} A \cdot \frac{P_2(K_\chi)}{I_1(K_\chi)}}$$

d.h. jedes Ereignis wird gewichtet aufsummiert.

Zusätzlich wird ein Faktor $[I_1(K_\chi) \cdot I_2(K_\chi)]^{1/2} \cdot |P_1(K_\chi) - P_2(K_\chi)|$ eingeführt, um Ereignisse in χ -Energiebereichen mit höherem Polarisationsgrad stärker zu gewichten¹⁵⁾. Daraus folgt:

$$11) \quad \bar{\sum} = \frac{\sum_{N_1} |P_1(K_\chi) - P_2(K_\chi)| \cdot \left[\frac{I_2(K_\chi)}{I_1(K_\chi)} \right]^{1/2} - R \cdot \sum_{N_2} |P_1(K_\chi) - P_2(K_\chi)| \cdot \left[\frac{I_1(K_\chi)}{I_2(K_\chi)} \right]^{1/2}}{\sum_{N_2} A \cdot P_1(K_\chi) |P_1(K_\chi) - P_2(K_\chi)| \left[\frac{I_1(K_\chi)}{I_2(K_\chi)} \right]^{1/2} - R \cdot \sum_{N_1} A \cdot P_2(K_\chi) |P_1(K_\chi) - P_2(K_\chi)| \left[\frac{I_2(K_\chi)}{I_1(K_\chi)} \right]^{1/2}}$$

Die Analysatorstärke A kann nur bei kleiner azimuthaler Akzeptanz der Apparatur als konstant angenommen werden. Nach Fig. 1 gilt $\Delta \Xi = \Xi - \frac{\pi}{2} \pm \Xi_p$, wobei $\Delta \Xi$ der Winkel der π -Mesonen bezüglich der Polarisationsrichtung des χ -Strahls in einer Ebene senkrecht zur Reaktionsebene im S° -Ruhesystem ist.

Die Winkelverteilung der π -Mesonen ist durch $W_1 = W_0 \cos^2 \Delta \bar{E}$ bzw. bei Drehung der Polarisationsrichtung um α in der gleichen Ebene durch $W_2 = W_0 \sin^2 \Delta \bar{E}$ gegeben, wenn die Zerfallspionen als p-Wellen auftreten und die g^0 -Erzeugung nach dem Diffraktions- oder EPA-Modell abläuft (s. Abschn. 2). Daraus folgt für die Analysatorstärke

$$A = \frac{W_1 - W_2}{W_1 + W_2} = \cos 2 \Delta \bar{E}$$

Die Größe A wird für jedes Ereignis berechnet. Im Mittel ergibt sich $\bar{A} = \overline{\cos 2 \Delta \bar{E}} = 0.9$.

6.8.1. Weitere Einschränkung der Datenmenge

Zur expliziten Berechnung des Polarisierungseffektes wurden die kinematisch analysierten Six-View-Ereignisse nach verschiedenen Gesichtspunkten weiter eingeschränkt. Tab. 5 zeigt, wie sich die Datenmenge für die beiden Polarisationszustände ($P \geq 0$) des γ -Strahls bis zur endgültigen Auswertung reduziert. Die einzelnen Schritte der Datenreduktion sollen näher erläutert werden:

1) Begrenzung der Akzeptanz der Funkenkammerteleskope:

Der Akzeptanzbereich, in dem die Daten ausgewertet werden, ist in Abb. 6 u. 7 eingezeichnet. Die Targettoleranz wird für Spuren im Proton-Teleskop auf ± 20 mm eingeschränkt, um den Beitrag der Streukammerfolie zum Untergrund zu eliminieren (s. Anhang A2).

2) Die Untergrundsubtraktion:

Die Subtraktion des Untergrundes wurde anhand der ΔK -Verteilung der Ereignisse wie in Abschn. 6.6. besprochen durchgeführt.

3) Einschränkung der Gamma-Energie:

Ein systematischer Fehler in der Bestimmung der Gamma-Energie überträgt sich auf die Zuordnung des Polarisationsgrades (s. Abb. 4), der bei der Berechnung des Polarisierungseffektes einen entscheidenden Einfluß hat. Am stärksten wirkt sich ein solcher Fehler in der Umgebung der "Überall"-Kante des Photospektrums aus. Die Datenauswertung zur Bestimmung von Σ

wurde aus diesem Grund auf den Energiebereich $2.0 \text{ GeV} \leq K_{\gamma} \leq 2.4 \text{ GeV}$ eingeschränkt. Die Akzeptanz der Apparatur besitzt in diesem Energieintervall ein Maximum¹⁵⁾.

4) Einschränkung der $\pi\pi$ -Masse:

Die invariante Masse des Dipionsystems wurde auf den Bereich $650 \text{ MeV} \leq M_{\pi\pi} \leq 900 \text{ MeV}$ begrenzt. Dieser Schnitt liegt ungefähr symmetrisch zur ρ^0 -Masse und zum Maximum der Akzeptanz der Apparatur für $\pi\pi\rho$ -Ereignisse bei der hier gewählten Winkelstellung der Teleskope und dem betrachteten Bereich für den Impulsübertrag und der Gamma-Energie.

5) Einschränkung der Akzeptanz im ρ^0 -Ruhesystem:

In Abschn. 2 wurde gezeigt, daß bei einer Einschränkung der Polar- und Azimutzerfallswinkel der π -Mesonen im ρ^0 -Ruhesystem die beobachtete ρ^0 -Ereignisrate in einem einfachen Zusammenhang mit den Wirkungsquerschnitten $\sigma_{\parallel, \perp}$ steht und daß sich Σ als das Verhältnis von Dichtematrixelementen darstellen läßt. Es wurden nur solche Ereignisse verwertet, die die Bedingung $|\cos\theta| \leq 0.4$ und $|\Delta\varphi| \leq 0.4$ rad erfüllen. Das sind solche Ereignisse, deren π -Mesonen in einem Raumwinkel von 0.64 sterad senkrecht zu der Reaktionsebene im ρ^0 -Ruhesystem fallen (s. Abb. 1).

6.8.2. Fehler und Korrekturen

Im Folgenden sollen die Fehler verschiedener Meßgrößen und die Korrekturen für den Polarisationseffekt diskutiert werden.

1) Totzeitkorrektur:

Der Totzeitkorrekturfaktor wurde experimentell bestimmt (s. 4.5. u. 5.3.). Für die Runperioden mit dem Polarisationszustand des Photonenstrahls $P > 0$ bzw. $P < 0$ ergibt sich im Mittel eine Korrektur der Zählraten zu $K_{\pi} = 1.69$ bzw. $K_{\pi} = 1.50$.

2) Leertargetkorrektur:

Das Verhältnis von Leer- zu Volltargetrate für kinematisch identifizierte $\pi\pi\rho$ -Ereignisse ($|\Delta K| \leq 20 \text{ MeV}$) beträgt für beide Polarisationszustände des γ -Strahls 5%. Der Einfluß auf Σ wurde bei der Datenauswertung untersucht. Er ist vernachlässigbar gering.

3) Fehler in der Bestimmung der γ -Energie:

Aus dem Vergleich des experimentell gemessenen $\pi\pi p$ -Energiespektrums mit dem von einem Monte-Carlo-Programm erzeugten (s. 6.7. und Abb. 14) wird ein Fehler für K_γ zu $\Delta K_\gamma = \pm 50 \text{ MeV}$ abgeschätzt. Daraus folgt für Σ ein Fehler von

$$\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} = \pm 3.1\%.$$

Die inelastische Wechselwirkung der Protonen (s. 6.5. u. 6.6.) bewirkt eine Unterbestimmung von K_γ . Die Korrektur für Σ wurde ebenfalls anhand der Fake-Daten in Abhängigkeit vom Impulsübertrag bestimmt. Sie ist vernachlässigbar gering. Es zeigt sich¹⁵⁾, daß der Einfluß dieses Effektes durch die in Abschn. 6.8.1. vorgenommene Einschränkung der Datenmenge weitgehend reduziert wird. Die Korrektur für Σ ergibt sich im Energiebereich von 2.0 - 2.4 GeV zu

$$\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} = (-0.1 \pm 0.2)\%.$$

Der Verlust von echten $\pi\pi p$ -Ereignissen - bedingt durch das Auswahlkriterium in Abschn. 6.6. - ist bei dieser Korrektur berücksichtigt worden.

4) Fehler in der Bestimmung des Polarisationsgrades:

Wie in Abschn. 3.2.3. erwähnt, wird der Polarisationsgrad P des Photonenstrahls über das γ -Spektrum theoretisch ermittelt³⁰⁾. Unter Einbeziehung realistischer Fehlerabschätzungen, die bei der Anpassung des theoretischen Überall-Spektrums an das experimentell gemessene auftreten, ergibt sich

$$\frac{\Delta P}{P} = \pm 5\% \quad \text{und} \quad \frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} = \pm 5\%.$$

5) Einfluß der apparativen Ansprechwahrscheinlichkeit:

Zur Bestimmung des Polarisierungseffektes Σ muß das Verhältnis der Ansprechwahrscheinlichkeiten der Apparatur $Q = \frac{\epsilon_{P>0}}{\epsilon_{P<0}}$

für die Meßperioden mit verschiedenem Polarisationszustand ($P \geq 0$) des γ -Strahls bekannt sein. Sei ϵ_P^Z und ϵ_P^F die Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler bzw. des Funkenkammersystems, so gilt $\epsilon_P = \epsilon_P^Z \cdot \epsilon_P^F$

Da die Polarisation des Photonenstrahls während der Datenaufnahme in gewissen Zeitabständen geändert wurde, läßt sich aus der Konstanz der Master-Triggerrate während der Meßperioden (s. Abb. 12 und 5.3.) schließen, daß

$$\frac{\sum E_{p>0}}{\sum E_{p<0}} = 1. \pm 0,02 \text{ ist.}$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammerteleskope wird folgendermaßen bestimmt:

Anhand der Ereignisse mit $|\Delta K| \leq 20 \text{ MeV}$ wurde festgestellt, daß die Häufigkeitsverteilung der Spuren mit n Funken in m Funkenkammern einer Binominalverteilung entspricht. Daraus läßt sich für jede Projektion der Teleskope ein mittlerer Funkenkammerwirkungsgrad ϵ bestimmen. Unter Berücksichtigung, daß in einer Projektion eine Spur durch mindestens 3 Funken bestimmt sein muß, ergibt sich die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kammer-systems einer Projektion in den π -Teleskopen zu

$$\eta = \epsilon^5 + 5 \cdot \epsilon^4 (1-\epsilon) + 10 \cdot \epsilon^3 (1-\epsilon)^2$$

und im Proton-Teleskop zu $\eta = \epsilon^7 + 4 \epsilon^3 (1-\epsilon)$

Aus dem Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten folgt die totale Ansprechwahrscheinlichkeit der Funkenkammerapparatur ϵ_p^F

Wie in Abschn. 6.6. erwähnt, enthält das Sample mit $|\Delta K| \leq 20 \text{ MeV}$ eine Beimischung von Ereignissen, die im Proton-Teleskop eine minimalionisierende Spur aufweisen. Dadurch wird die Nachweiswahrscheinlichkeit des Teleskops für Protonen verfälscht. Deshalb wurden die gleichen Untersuchungen für Untergrundereignisse ($20 \text{ MeV} < |\Delta K| \leq 40 \text{ MeV}$) durchgeführt und ϵ_p^F entsprechend dem Anteil des Untergrundes korrigiert.

Aus diesen Untersuchungen folgt das Ergebnis:

$$\frac{\epsilon_{p>0}^F}{\epsilon_{p<0}^F} = 1.02 \pm 0.03.$$

Das Verhältnis der totalen Ansprechwahrscheinlichkeiten ergibt sich damit zu

$$Q = 1.02 \pm 0.04.$$

Daraus folgt die Korrektur für Σ zu

$$\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma} = (-1.5 \pm 3.0)\%.$$

Insgesamt ergibt sich für den systematischen Fehler des Polarisationseffektes durch quadratische Addition der Einzelfehler

$$\overline{\frac{\Delta \Sigma}{\Sigma}} = \pm 6.6\%.$$

7. Das Auflösungsvermögen

Die Auflösung, die im Experiment mit der beschriebenen Apparatur erreicht werden kann, wird vorwiegend durch die Vielfachstreuung der Teilchen bestimmt. Beim Protonteleoskop ist die Streuung des Rückstoßprotons für kleine Impulsüberträge vor dem Eintritt in die Apparatur nicht zu vernachlässigen. Die π -Teleskope sind bezüglich ihrer Massenbelegung stark inhomogen zusammengesetzt. Das stärkste Streuzentrum befindet sich am Ort der 20 mm starken Aluminiumplatte. Die Untersuchung der Auflösung hängt also abgesehen von den Eigenschaften der Apparatur von der Methode der Spurenrekonstruktion (s. 6.3.) ab. In Folgendem soll das Auflösungsvermögen für verschiedene geometrische und kinematische Größen abgeschätzt werden:

I.) Das räumliche Auflösungsvermögen

a) Die Ortsauflösung

Die Genauigkeit, mit der der Durchstoßpunkt einer Teilchenspur bestimmt werden kann, ist eine typische Kammereigenschaft, die von verschiedenen Parametern beeinflusst wird, wie z.B. vom Drahtabstand, von dem Verhältnis der Rasterweite zum Elektrodenabstand, der Anstiegszeit des Hochspannungspulses, dem Klärfeld und dem Funkendurchmesser. Die Ortsgenauigkeit der hier verwendeten Funkenkammern - bis auf Abweichungen in der Hochspannungsversorgung - wurden mit 1 GeV/c-Elektronen³⁸⁾ und mit Höhenstrahlung³⁹⁾ untersucht. In Übereinstimmung mit den Überlegungen von Galster et al.⁴⁰⁾ wurde eine Auflösung von $\overline{\Delta x} = 0.25$ mm gefunden. Unter Berücksichtigung einer verbliebenen Dejustierung der Funkenkammern von ± 0.1 mm (s. Anh. A3), die nicht systematisch auftritt, ergibt sich die Ortsauflösung zu $\overline{\Delta x} = 0,27$ mm.

b) Die Winkelauflösung

Die Genauigkeit, mit der die Flugrichtung der π -Mesonen bzw. des Protons in den Funkenkammerteleskopen bestimmt werden kann, ist neben der apparativen Auflösung durch die Rekonstruktionsmethode der Spur im "TRACK"-Programm festgelegt (s. 6.3.). Da die Spuren innerhalb einer Straße von ± 2 mm gesucht werden, ergibt sich als obere Grenze für die pro-

jizierten Winkel in den π -Teleskopen eine Auflösung von ± 5 mrad und im Proton-Teleskop von ± 17 mrad. Die tatsächliche Winkelauflösung des Spurenerkennungsprogramms läßt sich schwer von der Vielfachstreuung trennen. Untersuchungen an Protonen mit verschiedenem Impuls zeigen, daß sowohl die apparative Auflösung als auch die des Spurenerkennungsprogramms gegenüber dem Effekt der Vielfachstreuung vernachlässigbar sind.

II.) Die "kinematische" Auflösung

Unter kinematischer Auflösung soll die Genauigkeit verstanden werden, mit der kinematische Größen wie die Gamma-Energie, die $\pi\pi$ -Masse und die Proton-Energie T_p bestimmt werden können.

Dieses Problem wurde unter folgender Einschränkung untersucht.

- 1) Das "TRACK"-Programm kann den mittleren Vielfachstreuwinkel einer Teilchenspur reproduzieren.
- 2) Die Vielfachstreuung der π -Mesonen wird für einen Impuls von 1 (GeV/c) angesetzt. Der mittlere Streuwinkel ergibt sich aus der Massenbelegung der π -Teleskope zu $\langle \theta_\pi \rangle = \pm 13$ mrad für die projizierten Winkel. Das effektive Streuzentrum liegt bei $\sim 0.4 \cdot D$, wenn D die gesamte Flächendichte des Teleskops bedeutet⁴¹⁾.
- 3) Bei der Vielfachstreuung der Protonen wird die Impulsabhängigkeit berücksichtigt.

Weiterhin wurde

- 4) der Einfluß der inelastischen Protonwechselwirkung (s.6.6.)
- 5) die Targetausdehnung
- 6) der Fehler in der Bestimmung der Proton-Energie (s.6.5.) berücksichtigt.

Die von einem Monte-Carlo-Programm (s. 6.6. u. 6.7.) erzeugten $\pi\pi p$ -Ereignisse wurden mit den unter 2) - 6) aufgeführten Fehlern versehen und anschließend der normalen Datenauswertung (2. Phase der Datenauswertung, s. 6.2.) unterworfen.

Anhand dieser Untersuchungen wurde die Auflösung gemittelt über den Impulsbereich von $0.05 - 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ und den γ -Energiebereich von $0.6 - 4.0 \text{ GeV}$ für verschiedene Größen wie folgt bestimmt:

Winkelauflösung: $\overline{\Delta \eta_{\gamma, p}} = 8 \text{ mrad}$ (Standardabweichung)
 $\overline{\Delta \eta_{\gamma, \rho}} = 4 \text{ mrad},$

wobei $\eta_{\gamma, p}$ und $\eta_{\gamma, \rho}$ der Winkel zwischen der γ -Strahlrichtung und der Flugrichtung des Rückstoßprotons bzw. des ρ -Mesons bedeutet.

Massenauflösung: $\overline{\Delta M_{\rho}} = 30 \text{ MeV}$ (Standardabweichung)

γ -Energieauflösung: $\overline{\Delta K_{\gamma}} = 60 \text{ MeV}.$

Die relativ gute Auflösung für den η -Winkel wird durch das Abgreifen der π -Spuren am Ort des stärksten Streuers in den π -Teleskopen (s. 6.3.) erreicht. Die verbliebene Unschärfe ist vorwiegend durch die Targetausdehnung bedingt.

In Abb. 16 wird die ΔK -Verteilung (Def. s. 6.4. u. 6.6.) der Fake-Ereignisse mit der experimentellen Verteilung nach der Untergrundsubtraktion verglichen. Die experimentell beobachtete Halbwertsbreite konnte mit den obigen Abschätzungen verifiziert werden.

8. Experimentelle Ergebnisse

8.1. Die t-Abhängigkeit des Polarisationseffektes

In Abb. 21 ist die Abhängigkeit des Polarisationseffektes Σ vom Impulsübertrag für den γ -Energiebereich 2.0 - 2.4 GeV dargestellt (s. auch Tab. 6). Die systematischen und statistischen Fehler wurden quadratisch addiert. Innerhalb der Fehlergrenzen wird keine t-Abhängigkeit festgestellt.

Für den Mittelwert von Σ ergibt sich in dem betrachteten Energie- und Impulsbereich

$$\bar{\Sigma} = 1.01 \pm 0.08.$$

Das Ergebnis zeigt deutlich, daß der diffraktive Mechanismus (s.2.) bei der Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen in dem hier untersuchten Bereich stark dominiert.

Die Photoproduktion von ρ^0 -Mesonen an Wasserstoff wurde von Diambrini et al.⁴³⁾ ebenfalls in einem Funkenkammerexperiment mit einem teilweise linearpolarisierten Photonenstrahl bei 3,5 GeV und minimalem Impulsübertrag untersucht. Diambrini gibt für den Polarisationseffekt $\bar{\Sigma} = 0.8 \pm 0.07$ an.

Ein weiteres Experiment wurde an der 82"-Blasenammer in Stanford⁴⁴⁾ mit einem fast vollständig polarisierten "LASER"-induzierten Photonenstrahl bei 2.8 GeV und 4.7 GeV durchgeführt. Aus den Angaben der Autoren wird für die Asymmetrie der ρ^0 -Produktion bei 2.8 GeV - bezogen auf den Impulsübertrag $<0.4(\text{GeV}/c)^2$ -

$\bar{\Sigma} = 0.88 \pm 0.07$ ermittelt. Innerhalb der Fehler stimmt dieses Resultat mit dem Ergebnis dieser Arbeit überein.

Anhang A1 Zusammenhang zwischen verschiedenen Bezugssystemen zur Analyse der ρ^0 -Zerfallsverteilung

Die in Abschn. 2 erwähnten Bezugssysteme sind folgendermaßen definiert: Im Gottfried-Jackson-System (GJ) ist die z-Richtung durch das einlaufende Photon im ρ^0 -Ruhe-system, im Adair-System (A) dagegen durch die Richtung des Photons im Schwerpunktsystem der Reaktion festgelegt. Die z-Achse im Helizitäts-System (H) fällt mit der entgegengesetzten Richtung des Rückstoßprotons im ρ^0 -Ruhe-system zusammen. Durch Rotation um eine Achse senkrecht zur Reaktionsebene lassen sich die Systeme ineinander überführen. Die Transformationsgleichungen lauten:

$$\alpha_{H \rightarrow GJ} = \arccos \left(\frac{\beta_\rho^* - \cos \Theta_\rho^*}{\beta_\rho^* \cos \Theta_\rho^* - 1} \right)$$

$$\alpha_{H \rightarrow A} = \Theta_\rho^*$$

Dabei bedeuten Θ_ρ^* den Produktionswinkel und β_ρ^* die Geschwindigkeit des ρ^0 -Mesons im Schwerpunktsystem.

Der Zusammenhang zwischen dem in dieser Arbeit gewählten Bezugssystem (S. Abb. 1 u. Abschn. 2) und dem Helizitätssystem ergibt sich durch eine Drehung der Reaktionsebene um ihre Normale. Für den Rotationswinkel erhält man

$$\operatorname{tg} \Theta_H = \frac{K_\gamma \cdot \sin \Theta_\rho}{\gamma_\rho \cdot \beta_\rho \cdot M_p - \gamma_\rho \cdot K_\gamma \cdot (\cos \Theta_\rho \cdot \beta_\rho)}$$

K_γ : Photon-Energie im Laborsystem (LS)

β_ρ : Geschwindigkeit des ρ^0 -Mesons im LS

γ_ρ : $1/\sqrt{1-\beta_\rho^2}$

Θ_ρ : Winkel zwischen ρ^0 - und Photon-Flugrichtung
im LS

M_p : Masse des Protons

Typische Werte für Θ_H liegen bei 10° , d.h. das gewählte Bezugssystem ist annähernd mit dem Helizitätssystem identisch.

Anhang A2 Aufbau und Eigenschaften der Drahtfunkenkammern

Die wichtigsten konstruktiven und physikalischen Eigenschaften der im Experiment verwendeten Drahtfunkenkammern sollen erläutert werden.

a) Konstruktion der Funkenkammern

Die Funkenkammern wurden nach dem System von Blieden⁴⁵⁾ entwickelt. Die Rahmen der Kammern bestehen aus glasfaserverstärktem Epoxydharz. Anstelle von gespannten Drähten benutzen wir mit 35 μ kupferbeschichtete Epoxydharzfolien von 0,15 - 0,2 mm Stärke. Auf diesen Folien waren im Abstand von 1 mm Leiterbahnen von 0,6 mm Breite herausgeätzt worden. Die Leiter auf der Hochspannungsseite verlaufen senkrecht zu denen auf der Erdseite. Der Abstand dieser beiden Folien beträgt 6 mm. Dieses "Gap" ist beiderseits von einem Schutzvolumen eingeschlossen, um Gasverunreinigungen durch Diffusion möglichst niedrig zu halten.

Die Kammern eines Teleskops wurden parallel von einem Gasgemisch aus 70% Ne und 30% He mit einem Zusatz von 12 Torr Athylalkohol durchspült. Die Flächendichte der Kammern varriert zwischen 0,085 und 0,134g/cm².

Folgende Kammergrößen wurden im Experiment eingesetzt:

<u>effektive Fläche</u>	<u>Kammer-Typ</u>	<u>Kammer-Kapazität pF</u>
256 x 416	X1 bzw. Y1	250
416 x 640	X2 bzw. Y2	630
512 x 800	X3 bzw. Y3	960

Die beiden Typen einer bestimmten Größe (s. Abb.6 u.7) unterscheiden sich darin, ob die x- bzw. die y-Koordinate eines Funkens ausgelesen wird.

Eine Ausnahme bilden die ersten vier Kammern im Protonen-Teleskop (s. 3.4. und Abb. 6), die doppelseitig, also auch auf der Hochspannungsseite, ausgelesen wurden. Dieser Kammertyp, der in seinen Abmessungen den kleinsten Kammern entspricht, wird mit XY1 bezeichnet.

b) Eigenschaften der Drahtfunkenkammern

Nachdem ein Teilchen die Kammer durchquert hat, wird ein Hochspannungspuls an eine Drahtebene gelegt. Ein Funke bricht längs der Teilchenbahn durch. Die Leiterbahnen der Erdebene wurden durch Ferritkerne geführt, die durch den Funkenstrom gesetzt werden. Da jedem Draht der Erdebene ein Kern zugeordnet ist, kann eine Ausleseelektronik (Anhang A5) die Kerne abfragen und die Koordinaten der Funkenposition einem Rechner übertragen. Die Güte einer Kammer ist durch ihren Wirkungsgrad gegeben. Er ist durch das Verhältnis der zu einem gesetzten Kern führenden Triggersignale zu der Gesamtzahl der Koinzidenzsignale definiert.

Der Wirkungsgrad kann durch viele Parameter beeinflusst werden, z.B.

- 1) Anstiegszeit, Höhe und Dauer des Hochspannungsimpulses
- 2) Größe des Klärfeldes
- 3) Verzögerung, das ist die Zeit zwischen Durchgang des Teilchens und Anlegen der Hochspannung
- 4) Zusammensetzung des Gases.

Hier sollten kurz die Punkte 1) bis 3) diskutiert werden:

Der Hochspannungsimpuls:

Von einem Fan-out der schnellen Logik (s. 4.3.) wird über einen Verstärker ein Hochspannungsimpulsgenerator getriggert. Er dient als Vorpulser für einen sekundären (Tochter-) Pulser. Beide Pulser haben Luftfunkenstrecken zwischen zwei Wolframelektroden. Der Tochterpulser besitzt eine Aufladezeit von 50 msec und ist in seiner Leistung für 2 Funkenkammern vom Typ X1 bzw. Y1 ausgelegt.

Die Ankopplung des Impulses ist entscheidend für das Verhalten der Kammer. Vom Experiment her wurde eine optimale Nachweiswahrscheinlichkeit für Einzelfunken verbunden mit einem geringen Anteil an Mehrfachfunken gefordert.

Wirkungsgrad und Mehrfachfunken sollen ein Plateau als Funktion der Hochspannung zeigen. Außerdem soll der Funkendurchmesser möglichst gering sein. Um diese Bedingungen zu erfüllen, wurde ein

exponentieller Hochspannungspuls mit 10 nsec Anstiegszeit und einer Halbwertsbreite von ca. 80 nsec gewählt. Dieser Puls wurde über einen Vorwiderstand von $R_V = 10-60 \Omega$ auf ein spezielles Hochspannungsbord gelegt, auf dem für je acht Leiter ein Koppelwiderstand von $R_K = 1,8 K\Omega$ montiert war.

Die Anstiegsflanke des Hochspannungspulses beeinflusst sehr stark die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammer. Die Flankensteilheit ist durch den Widerstand R_V und der Gesamtheit der Widerstände R_K bestimmt, d.h. durch Variation des Vorwiderstandes ist die Möglichkeit gegeben, mehrere Kammern aufeinander abzugleichen, um einen gemeinsamen Arbeitspunkt festzulegen (s. 5.1.).

Wie unter a) erwähnt wurde, nehmen die ersten vier Kammern im P-Teleskop eine Sonderstellung ein, da sie sowohl auf der x- als auch auf der y-Seite ausgelesen wurden. In diesem Fall wurde die Hochspannung über einen Vorwiderstand direkt an die Drahtebene gelegt. Die Abfrage- und Leseleitungen wurden zum Schutz der Ausleseelektronik induktiv durch Ferrit-Kerne entkoppelt³⁹⁾.

Bedingt durch zusätzliche Leiterinduktivitäten beträgt bei Anstiegszeit des Hochspannungspulses an der Kammer etwa 20-30 nsec.

Klärfeld und Verzögerung:

Durch Anlegen eines Klärfeldes wird die Totzeit, Gedächtniszeit und die Ansprechwahrscheinlichkeit einer Funkenkammer beeinflusst. Wir wählten eine Absaugspannung von 50 Volt mit einer Polarität entgegengesetzt der des Hochspannungspulses. Damit liegt die Totzeit bei 12 msec³⁸⁾ und ist kürzer als die Aufladezeit des Tochterpulsers. Die Abhängigkeit des Wirkungsgrades der Kammer von der Verzögerung ist in Abb. 17 dargestellt (s. auch Ref.⁴⁶⁾). Als Parameter ist die Klärfeldspannung angegeben. Daraus ergibt sich eine Gedächtniszeit, das ist die Zeit, in der der Wirkungsgrad auf 50% absinkt, von ca. 540 nsec. Die Verzögerung in unserem Experiment betrug ca. 330 nsec (s. 4.3.).

In Abb. 18 ist eine typische Hochspannungskurve, d.h. der Wirkungsgrad und der Mehrfachfunkenanteil in Abhängigkeit von der die Spannung am Pulser, dargestellt.

Anhang A3 Vermessung und Justierung der Funkenkammerpositionen

Für jedes Teleskop wird ein kartesisches Koordinatensystem mit dem Ursprung im Target festgelegt. Die z-Achse (Teleskoprichtung) verläuft durch die Mitte der letzten Kammer, die x-Achse in der Synchrotronebene. Vermessen werden die Abstände zwischen den Funkenkammern und die Entfernung der ersten Kammer eines jeden Teleskops vom Target. Die relative Lage des mittleren Drahtes einer Kammer senkrecht zu einer Achse (Teleskopachse), die durch zwei andere Kammern definiert ist, wird mit einem Spurenerkennungsprogramm ermittelt. Mit diesem Programm werden die Kammerpositionen so korrigiert, daß die mittlere Abweichung der Funken einer Kammer von den Teilchenspuren, die durch die festgelegten Drahtebenen fixiert sind, ≤ 0.1 mm ist. Anschließend wird das Kammer-system in der x- und y-Projektion um den Mittelpunkt der letzten Drahtebene gedreht. Der Winkel ergibt sich aus der Forderung, daß die nachgewiesenen Teilchen ihren Ursprung im Target haben müssen. Das Ergebnis dieser Korrekturen ist an den Targetverteilungen (s. Abb. 19a u. b) zu erkennen. Sie stellen die Verteilung der drei Raumkoordinaten (im Teleskopsystem) der gefundenen Spuren am Ort des Targets dar. Es wurden Ereignisse verwertet, denen in jeder Projektion der Teleskope einer Spur zugeordnet werden konnte (Six-View-Ereignisse).

Zum Vergleich sind die Targetverteilungen kinematisch identifizierter $\pi\pi p$ -Ereignisse (Def. s. 6.4.) dargestellt. Die Halbwertsbreite der Verteilungen läßt sich durch die Vielfachstreuung der π -Mesonen bzw. Protonen erklären. Der Untergrund im Protonenteleskop, der bei einem Targetabstand von ca. 35 mm beobachtet wird, rührt von der Wechselwirkung des γ -Strahls mit der Folie des Streukammerfensters (s. Abb. 5) her.

In diesem Abschn. sollten die Funktionen der wichtigsten Ein- und Ausgabe-Einheiten des Interface anhand der Abb. 9 erläutert werden.

a) Eingabe-Einheiten

1) BPI-Multiplexer:

Der Multiplexer läßt eine parallele Eingabe von 16 x 12 Bits zu (PBI = block parallel input). Bei der langsamen Auslese (s. Anhang A5) wird der Inhalt von 32 Funkenkammerkernen auf einmal angeboten.

Weiterhin läuft über diese Kanäle die Zählereinlese (4x12 bit \triangle 8 Dekaden), das Einlesen des Paarspektrometerstromes über ein Digitalvoltmeter und der Position und Winkelstellung des Diamanttargets ab.

2) PIN (parallel input) - Eingänge:

Direkt an den Input-Coupler sind die ADC's der drei dE/dx-Zähler, die Antikoinzidenz und die Anodensignale der Zähler Z13 und Z14 im Proton-Teleskop über Flip-Flop-Speicher angeschlossen.

3) Breakpoints:

Verschiedene Breakpoints dienen zum externen Eingriff des Operateurs, wie z.B. START, STOP und Programmvorwahl.

b) Ausgabe-Einheiten

1) Flip-Flop-Ausgänge:

Hier werden die Adressen der Kerne (12 Bit) für den Fall der langsamen Auslese (s. Anhang A5) sowie die Zähler- (12 bit) und die ADC-Adressen (12 bit) angeboten.

2) Relais-Ausgänge:

Die Relais-Ausgänge zeichnen sich durch eine höhere Belastbarkeit aus (100 V, 1 A). Sie werden über Digital-Analog-Konverter zur Steuerung der Hochspannungsgeräte benutzt. Außerdem ist an diesen Ausgängen eine Schreibmaschine angeschlossen.

3) Single-bit-Ausgänge:

An den Single-Bit-Ausgängen stehen die Signale für das Quantameter (start, stop, reset), für die Zähler (start, stop, reset) und das Mastergate (start, stop) an. Außerdem wird von hier aus für den Fall der langsamen Auslese eine Strobe-Signal und für den Fall der schnellen Auslese das Signal "Adresse akzeptiert" an die Ausleseelektronik weitergegeben.

c) Der W-Kanal:

Der Wort-Kanal dient zur Ein- und Ausgabe. Ihm angeschlossen sind der Teletype und Puncher. Das Ende einer Ein- oder Ausgabe wird der Zentraleinheit über ein System-Interrupt (I1, I2) mitgeteilt.

d) Interrupt-System:

Neben den System-Interrupts stehen dem Experimentator 16 äußere Interrupts zur freien Verfügung. Diese Interrupts sind nach Prioritäten geordnet und dienen dazu, das laufende "Funken"-Programm⁴⁷⁾ zu unterbrechen und ein spezielles Unterprogramm zu aktivieren. Nach Ablauf dieses Unterprogrammes wird das Hauptprogramm fortgesetzt und der Interrupteingang wieder freigegeben.

Das wichtigste Interrupt ist das "Funken"-Interrupt (I3). Es wird durch die Masterkoinzidenz (s. 3.7.) gesetzt und veranlaßt das Einlesen aller Funkenadressen. Der genauere Ablauf des Programms ist in der Arbeit von Franke⁴⁶⁾ beschrieben worden. Weitere Interrupts werden vom Quantameter (I4) und z.B. von einem Scaleradapter nach Eingabe einer Vorwahl akzeptiert (I5).

Während der Durchführung des Experiments wurden zwei verschiedene Versionen der Ausleseelektronik eingesetzt, die sich abgesehen von technischen Details hauptsächlich in ihrer Zykluszeit unterscheiden. Der prinzipielle Aufbau beider Typen soll hier erläutert werden.

1) Die langsame Version der Ausleseelektronik:

Das Blockschaltbild der Ausleseelektronik ist in Abb. 20a) dargestellt. Nach dem Eintreffen des Funkeninterrupts (s. 4.3.) wird vom "Funken"-Programm eine Gruppenadresse von 12 Bit über einen Flip-Flop-Ausgang und ein Strobe-Signal über einen Single-Bit-Ausgang angeboten. Die Funkenkammerzentraleinheit setzt ein 32-stufiges Flip-Flop-Register auf den Ausgangszustand ("0") und konvertiert die Eingangssignale an die von den Teleskopeinheiten verlangten Pegel.

Die Teleskopelektronik decodiert die Gruppenadresse und gibt einen gestrobtten Abfragepuls von $5 \mu\text{sec}$ und 0.6 A auf eine der Abfrageleitungen.

Die Antworten "0" oder "1" der Kerne dieser adressierten Gruppe treffen auf den 32 Leseleitungen ein und werden über Integrationsverstärker ⁴⁵⁾ auf das oben erwähnte Flip-Flop-Register gegeben. Von hier aus werden diese Kernadressen über den BPI-Multiplexer (s. Anhang A3) dem Input-Coupler, der per Programm aktiviert wurde, angeboten, in den Kernspeicher eingelesen und in einem internen Schieberegister auf ihren Inhalt geprüft. Entsprechend der Gruppenzahl (s. 4.2.) wiederholt sich dieser Zyklus 641 mal.

Der gesamte Auslesevorgang benötigt in dieser Version eine Zeit von $230 \mu\text{sec}$ /leere Gruppe und $155 \mu\text{sec}$ /gesetztem Kern. Die gesamte Auslesezeit ergibt sich damit bei 47 Funken im Mittel zu 153 msec. Die mittlere Funkenzahl bezieht sich auf eine γ -Strahlintensität von ungefähr $3 \cdot 10^9$ effektiven Quanten/min.

2) Die schnelle Version der Ausleseelektronik:

In Abb. 20b) ist das Prinzip der schnellen Auslese dargestellt. Die Teleskopelektronik erfüllt dieselben Funktionen wie unter 1) beschrieben. Im Unterschied zur langsamen Version werden die Gruppenadressen nicht mehr von der Rechenmaschine, sondern über Binärzähler einer Suchlaufelektronik dem Rechner und der Teleskopelektronik angeboten. Der logische Ablauf stellt sich im einzelnen folgendermaßen dar:

Beim Eintreffen der Masterkoinzidenz wird die Suchlaufelektronik (Abb. 20c) über einen Signalverteiler der schnellen Elektronik gestartet. Gleichzeitig erhält die C90-10 ein Funkeninterrupt und aktiviert den PIN-Eingangskanal. Über einen 40 KHz-Taktgeber werden sukzessiv die Gruppenadressen von einem mehrstufigen Binärzähler dem PIN-Eingang und der Teleskopelektronik angeboten. Über ein Strobe-Signal werden die gesetzten Kerne der vorgewählten Gruppen geklappt und die dabei induzierten Lesesignale verstärkt der Suchlaufelektronik auf 32 Leitungen zugeführt. Wegen der Erholzeit der Leseverstärker von 25 μ sec erfolgt dieser Zyklus im Takt von 40 KHz. Hierzu dient ein Schieberegister (32-Flip-Flop), dessen Schiebetaktimpulse einem fünfstufigen Binärzähler zugeführt werden. Die Suchlaufunterbrechung erfolgt, wenn am Ausgang des Registers ein Informationspotential (Flag Bit) erscheint. Der Rechner erhält die Information "Adresse gefunden" und liest sie ein. Nach ca. 160 μ sec gibt er die Nachricht "Adresse akzeptiert" an die Suchlaufelektronik zurück, die daraufhin wieder startet. Sind alle Gruppen abgefragt, so geht das Signal "Ende der Übertragung" an die C90-10. Von dieser Ausleseelektronik können maximal 2048 Gruppen in 57 msec abgefragt werden, wenn kein Kern gesetzt wurde.

Werden die Ansteuerimpulse für nicht vorhandene Gruppen unterdrückt (kurzer Suchlauf), so benötigt diese Einheit für 64 vorhandene Gruppen 18 msec. Pro gesetztem Kern erhöht sich diese Zeit um 16 μ sec. Die Auslesezeit ist also stark von der Anzahl der gesetzten Kerne abhängig. Sie beträgt im Mittel für den kurzen Suchlauf 26 msec bei einer mittleren Funkenzahl/Mastertrigger von 47.

Anhang A6

Die Impulshöheninformation

Die Protonenenergie im Bereich von 27,8 - 64 MeV wurde über die $\frac{dE}{dx}$ -Zähler Z11, Z12 und Z13 bestimmt. Die untere Grenze ist durch die Triggerbedingung des P-Teleskops gegeben. Bei jedem Master-Trigger (s. 3.7.) wurden die Gate-Eingänge von drei Analog-Digital-Konvertern angesteuert und die Dynodensignale (max 1V, 10 nsec auf 50Ω) konvertiert. Als Konverter wurde der Typ 143A der Fa. Le Croy eingesetzt, der im "Area Mode" (Integration des Dynodensignals) betrieben wurde. Die Impulshöheninformation wurde über je 7 bit dem Interface der C90-10 angeboten. Der Rechner führte die Vielkanalsortierung durch und zeigte die Impulshöhenspektren auf dem Display.

Die Nachweisschwelle der ADC's für Protonen ist durch die Zählerspannung und die Schwelle der Diskriminatoren (200 mV) gegeben. Beide wurden so gewählt, daß neben den gewünschten Protonen auch noch schnelle π -Mesonen nachgewiesen wurden. Ein Verlust an Protonen wurde dadurch vermieden.

Literaturverzeichnis

- 1) A.R. Erwin, R. Mareh, W.D. Walker u. E. West, Phys. Rev. Lett. 6 628 (1961)
- 2) D. McLeod, S. Richert u. A. Silverman, Phys. Rev. Lett. 7, 383 (1961)
- 3) Cambridge Bubble Chamber Group, Phys. Rev. 146, B4, 994 (1966)
L.J. Lanzerotti, R.B. Blumenthal, D.C. Ehn, W.L. Faissler,
P.M. Joseph, F.M. Pipkin, J.K. Randolph, J.J. Russell, D.G.
Stairs, Je. Tenebaum, Phys. Rev. Lett. 15, 210 (1965)
- 4) Aachen - Berlin - Bonn - Hamburg - Heidelberg - München
Kollaboration, DESY-Bericht 68/8 (1968), Phys. Lett. 27 B,
54 (1968), Phys. Rev. 175, 1669 (1968)
- 5) H. Alvensleben, U. Becker, W.K. Bertram, H. Chen, K.J. Cohen,
T.M. Knasel, R. Marshall, D.J. Quin, G.M. Sanders, H. Schubel
u. Samuel C.C. Ting,
DESY-Bericht 69/32 (1969)
DESY-Bericht 69/50 (1969)
- 6) S.C.C. Ting, XIV International Conference on High-Energy
Physics, Wien 1968, S. 43
- 7) Y. Nambu, Phys. Rev. 106, 1366 (1957)
Y. Nambu u. J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 8, 79 (1962)
M. Gellmann u. F. Zachariasen, Phys. Rev. 124, 953 (1961)
J.J. Sakurai, Proceedings of International School of Physics
"Enrico Fermi" Course XXVI (1963)
H. Joos, Proceedings of the VI. Internationale Universitäts-
wochen für Kernphysik Schladming (1967)
- 8) M. Gell-Mann, D. Sharp u. W.G. Wagner, Phys. Rev. Lett. 8,
261 (1962)
H. Joos, Phys. Letters 24, B, 103 (1967)
H. Joos, DESY-Bericht 67/13 (1967) u. die dort zitierte
Literatur

- 9) F. Cooper, Phys. Rev. 170, 1602 (1968)
- 10) S.D. Drell, Rev. Mod. Phys. 33, 458 (1961)
G. Kramer und K. Schilling
Z. Physik 191, 51 (1966)
- 11) Y. Eisenberg et al. Phys. Letters 22, 217, 223 (1966)
P. Achutan and S.K. Srinivasan, Nucl. Phys. 76, 638 (1966)
- 12) G. Kramer, DESY-Bericht 67/32 (1967)
- 13) H. Joos und G. Kramer, Z. Physik 178, 542 (1964)
H. Joos, DESY-Bericht 64/1 (1964)
- 14) K. Gottfried, J.D. Jackson, Nuovo Cim. 33, 309 (1964)
- 15) P. Schüler, Dissertation, Hamburg
- 16) R.L. Thews, Phys. Rev. 175, 1749 (1968)
- 17) On the Analysis of Vector Meson Production by Polarized
Photons
K. Schilling, P. Seyboth and G. Wolf, SLAC-PuB-683 (1969)
- 18) B. Schrempp, Dissertation, Hamburg (1970)
- 19) G. Cohen-Tannoudji, Ph. Salin and A. Morel, Nuovo Cim. 55
412 (1968)
- 20) L. Criegee, M.H. Garell, C. Gottfried, A. Krolzig, G.Löffler,
A. Saulys, K.P. Schüler, U. Timm, W. Zimmermann, H. Werner,
G.B. Collins, P.W. Dougan, E. Von Goeler, R.A. Carrigan jr.
Phys. Lett. 28B, 282 (1968) und DESY-Bericht 68/50 (1968)
- 21) G. Lutz, H.D. Schulz, U. Timm, W. Zimmermann, DESY-Interner
Bericht F 33/3 (1966), Hamburg
- 22) A. Ladage, H. Pingel, DESY-Bericht 65/12 (1965), Hamburg
- 23) E. Raquet, DESY-Interner Bericht S2-67/1 (1967), Hamburg
E. Raquet, DESY-Interner Bericht S2-68/2 (1968), Hamburg
- 24) H. Überall, Phys. Rev. 103, 1055 (1956)

- 25) G. Lutz, Dissertation, Hamburg (1967)
DESY-Bericht 67/23 (1967), Hamburg
- 26) H. Sadrozinski, DESY-Interner Bericht F33-68/3 (1968)
- 27) H.D. Schulz; Dissertation, Hamburg (1966) und DESY-Bericht
66/16 (1966), Hamburg
- 28) G. Barbiellini, G. Bologna, G. Diambrini, G. Murtas
Phys. Rev. Lett. 8, 454 (1962)
- 29) G. Bologna, G. Lutz, H.D. Schulz, U. Timm, W. Zimmermann
Nuovo Cim. 42, 844 (1966)
- 30) L. Criegee, G. Lutz, H.D. Schulz, U. Timm u. W. Zimmermann,
Phys. Rev. Lett. 16, 1031 (1966) und DESY-Bericht 66/12 (1966)
- 31) G. Kessler, DESY-Bericht 67/44 (1967)
- 32) "Dump"-Programm von F. Akolk (1968)
- 33) R.M. Sternheimer, Phys. Rev. 117, 485, (1960)
- 34) A. Giese, Diplomarbeit, Hamburg 1970
- 35) D.F. Measday u. C. Richard-Serre
Loss of Protons by Nuclear Interactions in Various Materials
CERN 69-7 (1969)
- 36) M. Ross u. L. Stodolski, Phys. Rev. 149, 1172 (1966)
L. Stodolski, Brookhaven National Laboratory Report
BNL 11373 (1967)
- 37) J.D. Jackson, Nuovo Cim. 34, 1644 (1964)
- 38) G. Vogel, Diplomarbeit, Hamburg (1969)
- 39) A. Krolzig, R. Pforte u. M. Swars, DESY-Interner-Bericht
F51-68/1 (1968)
- 40) S. Galster, J. Görres, G. Hartwig, H. Klein, J. Moritz,
W. Schmidt-Parzefall, H. Schopper, Nucl. Instr. 46, 208(1967)

- 41) A.D. Hansen, L.H. Lanzl, E.M. Lyman u. M.B. Scott
Phys. Rev. 84, 634 (1951)
- 42) W.S.C. Williams u. I.F. Corbet
High Energy and Nuclear Physics Data Handbook Rutherford,
High Energy Laboratory, Chilton (1963)
- 43) G. Diambri-Palazii, G. McClellan, N. Mistry, P. Mostek
H. Ogren, J. Swarth und R. Talmann
Laboratory of Nuclear Studies, Cornell University,
Ithaca, New York CLNS-83 (1969)
- 44) J. Ballam, G.B. Chadwick, R. Gearhart, Z.G.T. Guiragossian,
M. Menke, J.J. Murray, P. Seyboth, A. Shapira, C.K. Sinclair,
I.O. Skillicorn und G. Wolf
Stanford Linear Accelerator Center, SLAC-PUB -728 (1970)
- 45) R. Blieden, J. Menes, F. Turkot, E.W. Anderson, E. Bleser
und G. Collins, Nucl. Instr. 48, 177 (1967)
- 46) G. Franke, Diplomarbeit, Hamburg 1968
- 47) "Funken"-Programm von L. Criegee (1968)

Verzeichnis der Abbildungen und Tabellen

1) Abbildungen:

- Abb. 1 Das \dot{g} -Ruhesystem
- Abb. 2 Der experimentelle Aufbau
- Abb. 3 Das Funkenkammer-Spektrometer
- Abb. 4 Bremsstrahlungsspektrum und Polarisationsgrad ($P > 0$)
- Abb. 5 Ansichtsschnitte der Streukammer
- Abb. 6 Das Protonen-Teleskop
- Abb. 7 Die π -Teleskope
- Abb. 8 Blockschaltbild der Elektronik und der schnellen Logik
- Abb. 9 Computer C90-10 mit Interface
- Abb. 10 Zeitlicher Ablauf eines registrierten Ereignisses
- Abb. 11 Verlauf a) der Master-Triggerrate
b) der "Life"-Time
c) der γ -Strahlintensität
während einer Meßperiode
- Abb. 12 Verlauf a) der Mastertriggerrate pro Sweep
b) der Six-View-Rate pro Sweep
während der Meßperioden für die Polarisationszustände
des γ -Strahls $P \neq 0$
- Abb. 13 ΔK -Verteilung der $\pi\pi p$ -Ereignisse für verschiedene Bereiche
des Impulsübertrags $-t$
- Abb. 14 Das $\pi\pi p$ -Energiespektrum
- Abb. 15 Massenverteilung des Zweipionsystems
- Abb. 16 ΔK -Verteilung der $\pi\pi p$ -Ereignisse im Bereich $|\Delta K| \leq 20$ MeV
Vergleich zwischen Experiment und Monte-Carlo-Rechnung

- Abb.17 Wirkungsgrad als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Teilchendurchgang und Funkendurchbruch
- Abb.18 Wirkungsgrad η und Mehrfachfunken M in Abhängigkeit von der Pulshöhe am Pulser
- Abb.19 a) Verteilung der x- und y-Koordinaten rekonstruierter Teilchenspuren am Ort des Targets
b) Verteilung der z-Koordinaten rekonstruierter Teilchenspuren in der x- und y-Projektion der Teleskope am Ort des Targets
- Abb.20 a) Die Ausleseelektronik (langsame Version)
b) Die Ausleseelektronik (schnelle Version)
c) Suchlaufelektronik
- Abb.21 Asymmetrie der ξ° -Produktion

2) Tabellen

- Tab. 1 Zusammenhang zwischen Flächendichte im Protonen-Teleskop, Reichweiteklasse und kin. Energie (Startenergie) des Rückstoßprotons
- Tab. 2 Teleskopwinkel
- Tab. 3 Aufbau des C90-10-Records
- Tab. 4 Datenübersicht
- Tab. 5 Datenreduktion
- Tab. 6 Asymmetrie der ξ° -Produktion

Tab. 1 Zusammenhang zwischen Flächendichte im Protonen-
Teleskop, Reichweiteklasse und kin. Energie (Start-
energie) des Rückstoßprotons

Flächendichte [g/cm ²]	Absorber	Reichweite- Index	T _p [MeV]
0.0525	H ₂ (flüssig)		9.9
0.0170	Zelle u. Streukammer- fenster (CH ₂)		10.8
0.0390	Luft		12.1
0.0850	Fuka	1	14.4
0.0850	Fuka	2	16.3
0.0850	Fuka	3	18.1
0.0850	Fuka	4	19.9
0.0105	Luft		20.0
0.3270	Z11 (CH)		20.4
0.0066	Luft	5 - 8	- 26.0
0.0066	Luft		27.8
0.6650	Z12 (CH)		- 36.0
0.0066	Luft	9 - 13	
0.0066	Luft		39.2
1.9220	Z13 (CH)	14 - 21	- 63.4
0.0105	Luft		
0.0850	Fuka		63.5
0.7600	Grafit	22	
0.0850	Fuka		70.7
0.7600	Grafit	23	
0.0850	Fuka		77.5
0.7600	Grafit	24	
0.0850	Fuka		83.9
0.7600	Grafit	25	
0.0850	Fuka		90.9
0.7600	Grafit	26	
0.0850	Fuka		95.8
0.7600	Grafit	27	
0.0850	Fuka		101.3
2.3140	Grafit	28	
0.1340	Fuka		115.9
2.3140	Grafit	29	
0.1340	Fuka		129.5
2.3140	Grafit	30	
0.1340	Fuka		142.4
2.3140	Grafit	31	
0.1340	Fuka		154.4
3.0300	Grafit	32	
0.1340	Fuka		169.2
13.41	Kupfer	33	
Antizähler	Z14	34	210.6

ZXY = Zähler
Fuka = Funkenkammer

Tab. 2

Teleskopwinkel

α : Winkel zwischen Teleskoprichtung und ihrer Projektion auf die Synchrotronebene (Höhenwinkel)

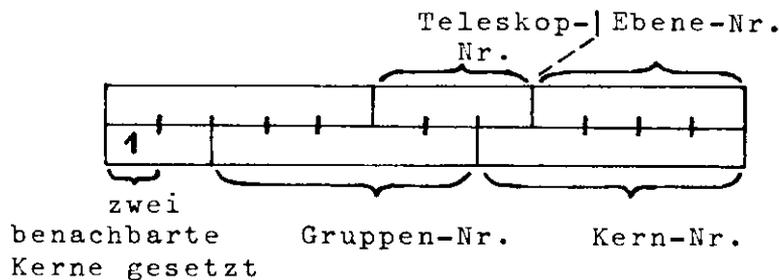
β : Winkel zwischen der projizierten Teleskoprichtung und der γ - Strahlrichtung (Horizontalwinkel)

Winkel Teleskop	gemessen		korrigiert	
	α [Grad]	β [Grad]	α [Grad]	β [Grad]
Proton	- 0.19 ± 0.1	-49.83 ± 0.1	- 0.19	-50.46
Pion (1)	-19.20 ± 0.15	11.59 ± 0.2	-19.20	11.46
Pion (2)	18.90 ± 0.15	11.60 ± 0.2	18.90	11.46

Tab. 3 Aufbau des C90-10-Records

Wort-Nr. (a 12 bit)	Inhalt	Kommentar		
1	Anzahl der Worte in Record			
2	0 200 ₈ 300 ₈ 400 ₈ 600 ₈	ID1 } Record-Typ Run - Start Funke Zähler Ende des Runs		
3	0 100 ₈ 200 ₈ 300 ₈ 400 ₈ 700 ₈		} Anweisung für die Verwendung des rücklaufen- den Records IBM → C90 Nichtstun Vektordisplay Wiremap Textdisplay Textausdruck Prüfen (Vergleich m. ausgesandtem Record)	
4				---
5				Run-Nr.
6				Record-Nr.
7		Anzahl der Quantameter-Sweeps		
8		Tag		
9		Stunde		
10		Minute		
11	Zähler-Nr.			
12	} Inhalt	Quantameterstrom		
13				
14	Zähler-Nr.			
15	} Inhalt	10 Hz-Zähler		
16				
17				
18				
19				
20				
21 - 24		Strahlmonitor (Master-Gate)		
25 - 28		" (Quantameter-Gate)		
29 - 32		beliebiger Zähler		
33		Flip-Flop-Informationen		
34		---		
35 - 40		ADC-Informationen		
41 - 250	Wenn ID1=300 ₈	Funkenadressen (maximal 105 Funkenworte)		

Aufbau eines
Funkenwortes
(=2x12 bit)



Tab. 4

Datenübersicht

IPOL	P	Kantenlage des Überall-Spektrums GeV	$Q_{\text{eff}}/10^9$	Master-Trigger	Six-View-Ereignisse
1	>0	2.64	736,84	36 359	11 888
	<0	2.64	1502,80	60 603	15 288
2	<0	2.59	232,70	10 069	2 721

Tab. 5

Datenreduktion

	Six-View-Ereignisse		
	P > 0	P < 0	
Summe aller Six-View-Ereignisse	11 888	18 009	
Einschränkung der Akzeptanz der Funkenkammerteleskope	7 722	10 976	
$ \Delta K \leq 20$ MeV und Untergrundsubtraktion	4 391	5 201	
Einschränkung der χ -Energie $2.0 \leq K_{\chi} \leq 2.4$ GeV	1 549	1 459	
Einschränkung der $\pi\pi$ -Masse $650 \leq M_{\pi\pi} \leq 900$ MeV	1 396	1 284	
Einschränkung der Akzeptanz im S^* -Ruhe-system	$ \Delta E \leq 0.4$	1 068	819
	$ \cos\theta \leq 0.4$	993	768

Tab. 6

Asymmetrie der ξ^0 -Produktion

$$\Sigma = \frac{\delta_{\parallel} - \delta_{\perp}}{\delta_{\parallel} + \delta_{\perp}}$$

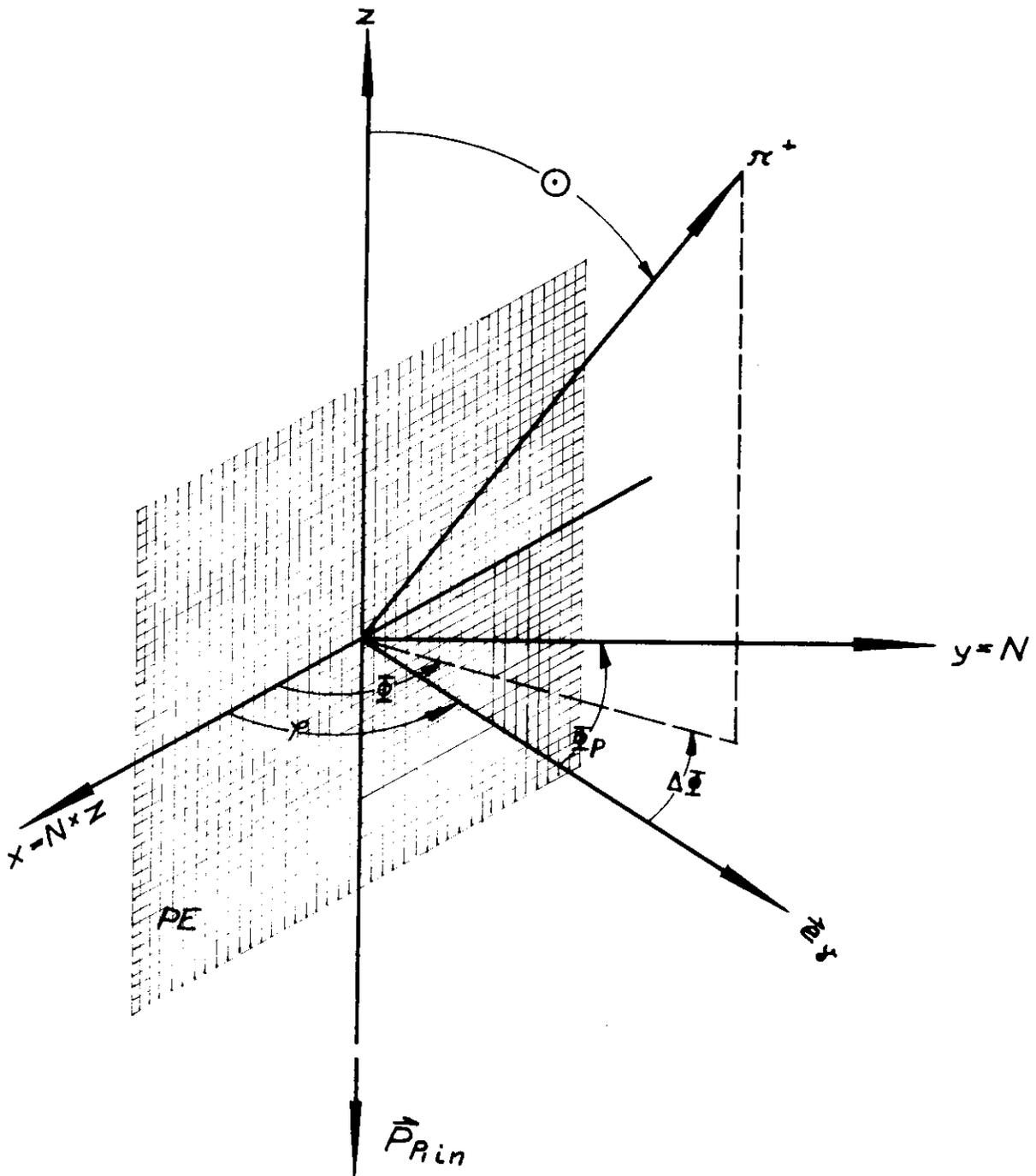
$$2.0 \leq K_{\gamma} \text{ (GeV)} \leq 2.4$$

$$0.65 \leq M_{\pi\pi} \text{ (GeV)} \leq 0.9$$

$$\Omega'' = 640 \text{ mster}$$

$ -t \text{ (GeV/c)}^2$	0.052-0.119	0.119-0.170	0.170-0.243	0.243-0.395
Σ	$1.073^{+0.094}$	$0.866^{+0.103}$	$1.043^{+0.117}$	$0.994^{+0.139}$

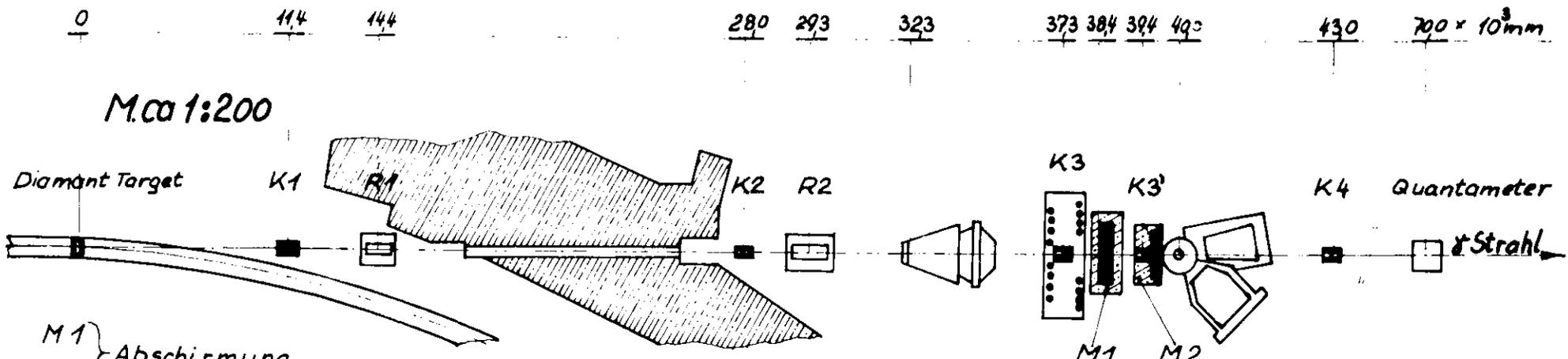
$$\bar{\Sigma} = 1.01 \pm 0.08$$



PE : Produktionsebene
 N : Normale der PE
 \vec{P}_{Rin} : Impuls des einlaufenden Protons
 \vec{e}_y : Polarisationsvektor der Photonen $\perp \vec{z}$

\odot : Polarwinkel } des π^+ Mesons
 Φ : Azimutwinkel }
 φ : Winkel zwischen Polarisationsvektor \vec{e}_y und der PE
 $\Phi_P = \Phi - \varphi$: äquivalent dem Azimutwinkel des Rückstoßprotons im Laborsystem
 $\Phi - \varphi = \Phi - \frac{\Phi}{2} + \Phi_P$

Abb. 1 Das φ^0 - Ruhesystem



- M 1 } Abschirmung
 M 2 } Abschirmung
- Kollimator 1 2 x 2
 Kollimator 2 5 x 5
 Kollimator 3 12 x 12
 Kollimator 3' 20 x 20

 Beton
 Blei

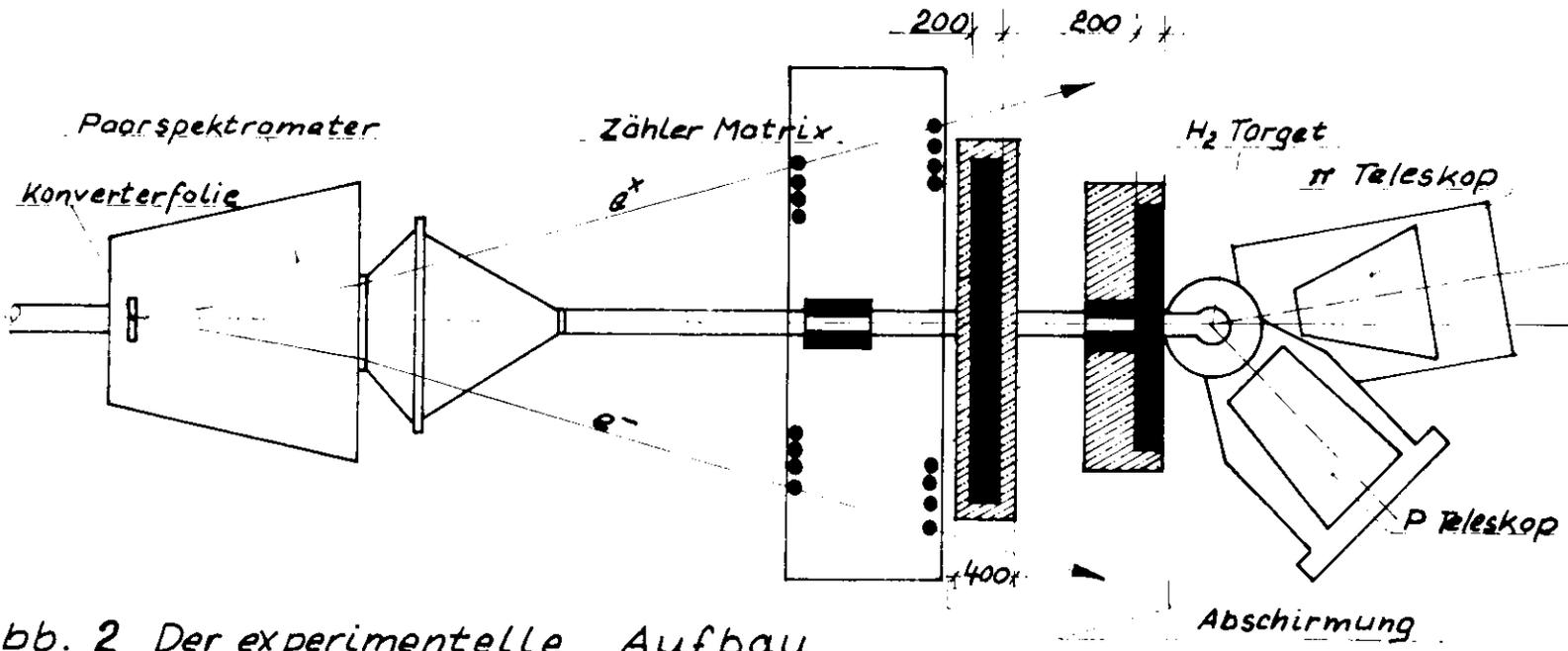


Abb. 2 Der experimentelle Aufbau

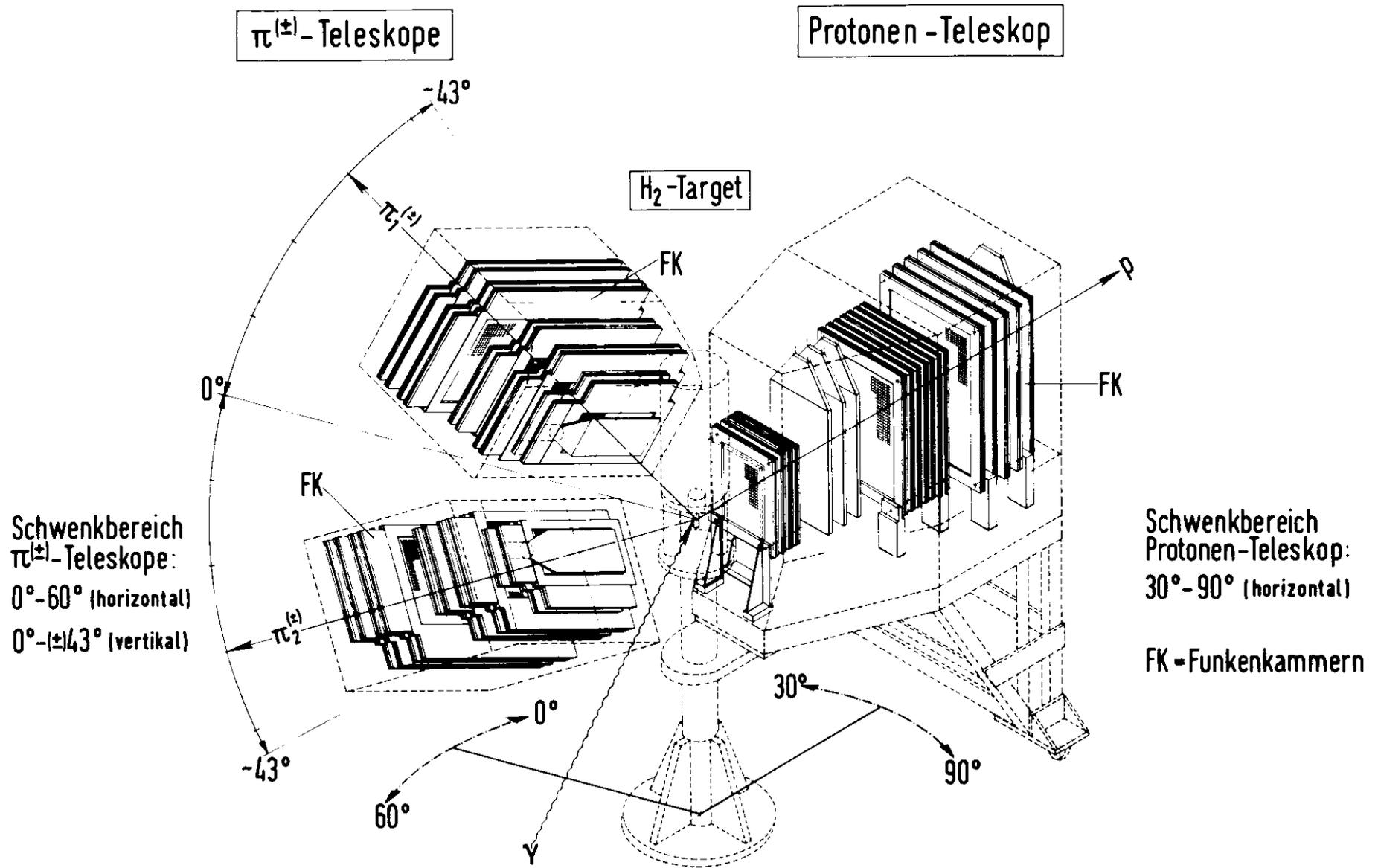


Abb.3 Das Funkenkammer Spektrometer

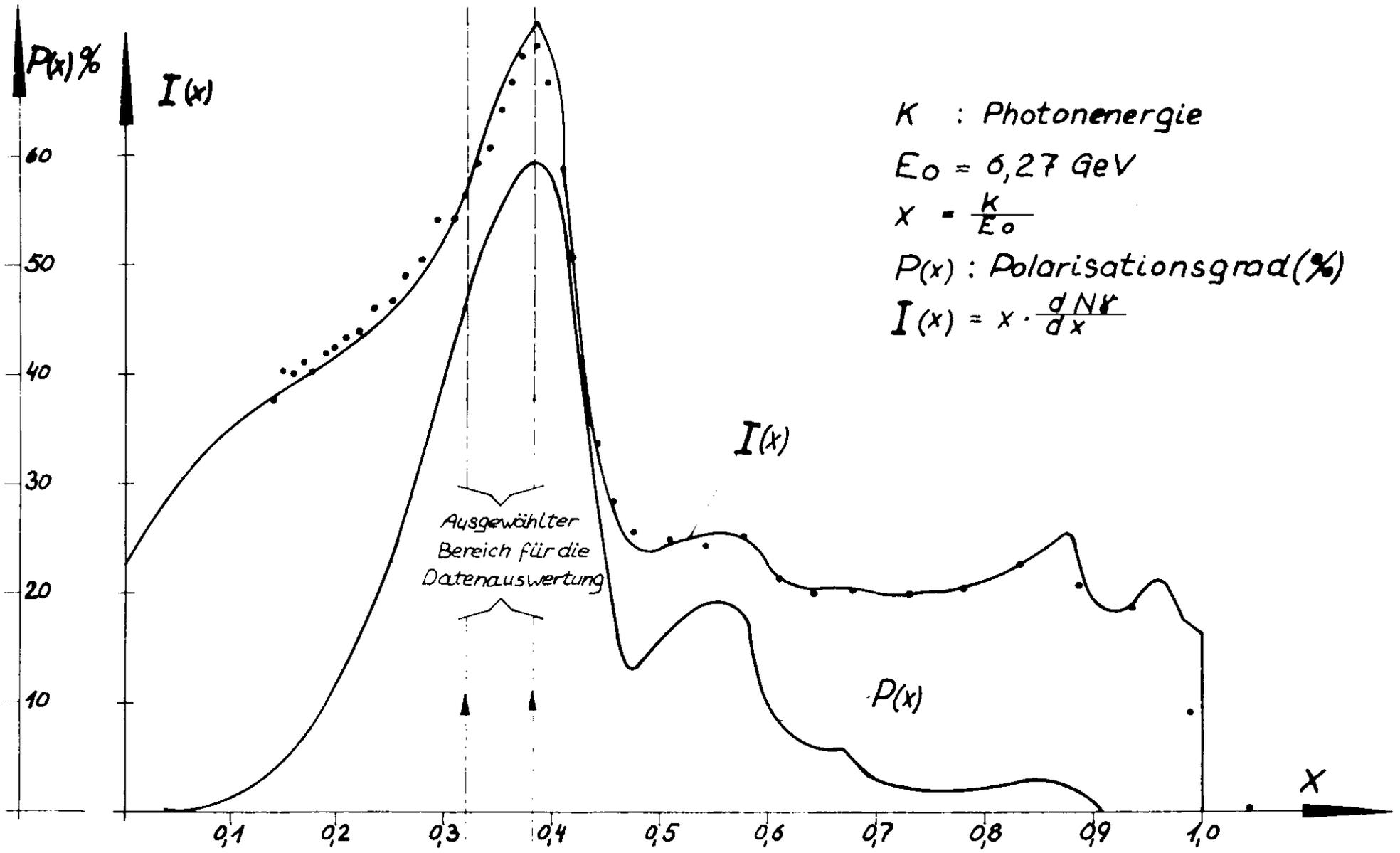


Abb. 4 Bremsstrahlungsspektrum und Polarisationsgrad ($P > 0$)

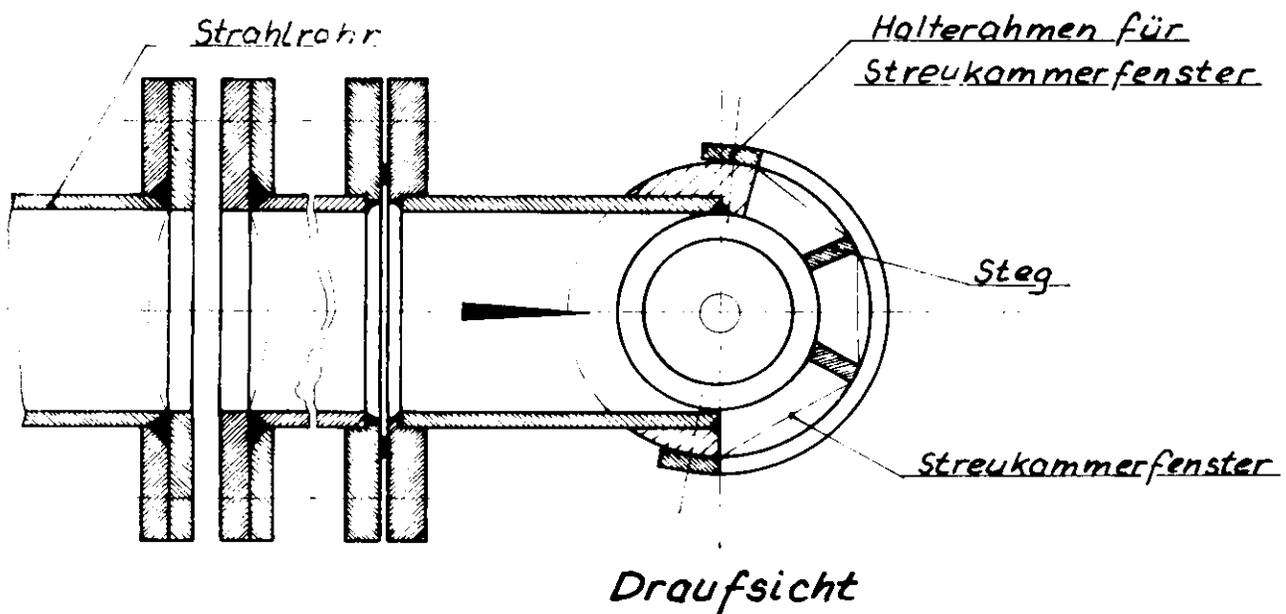
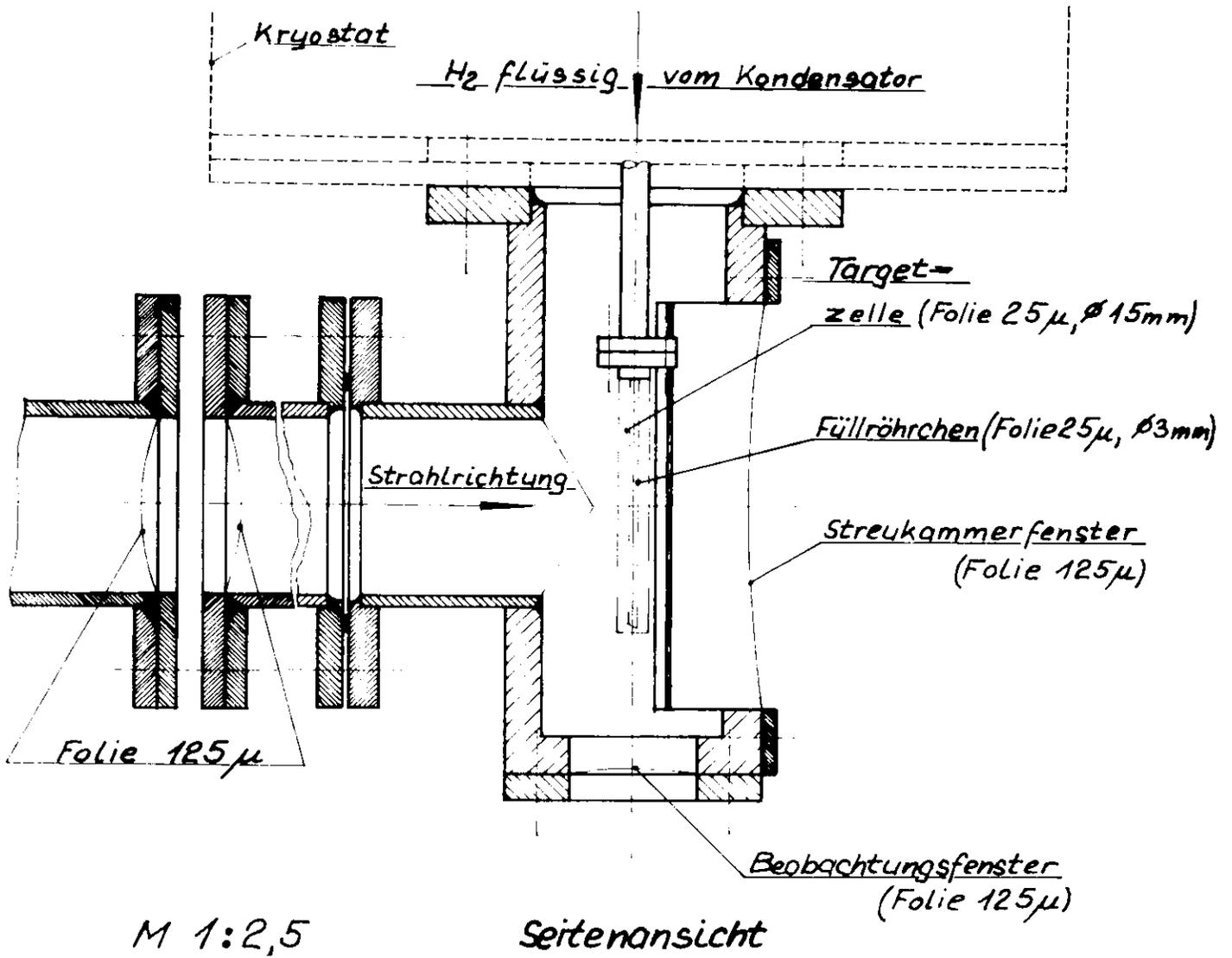


Abb. 5 Ansichtsschnitte der Streukammer

Abb. 6 Das Protonen-Teleskop

Horizontalchnitt

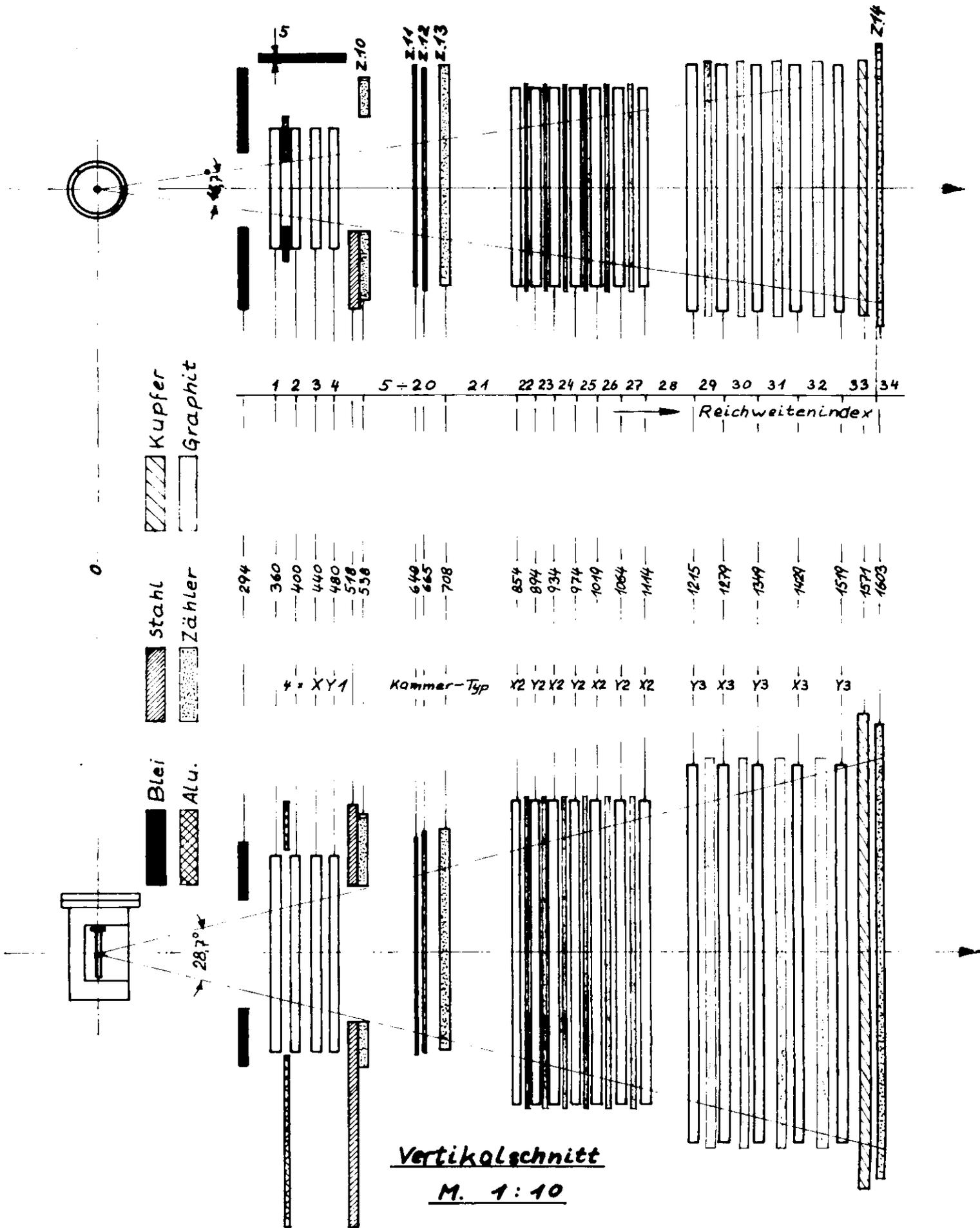
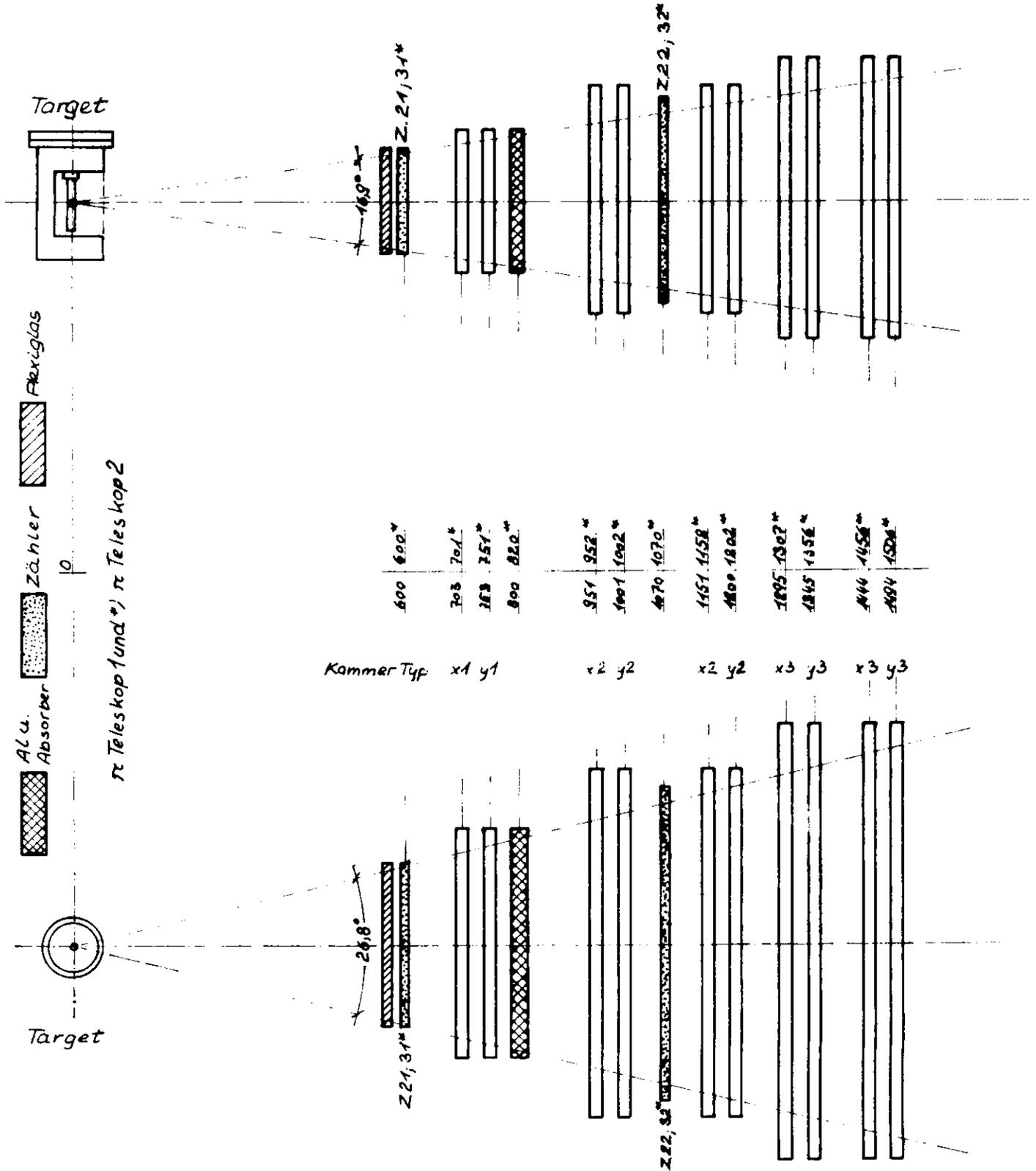


Abb. 7 Die π -Teleskope

Vertikalschnitt



Horizontalschnitt

M 1:10

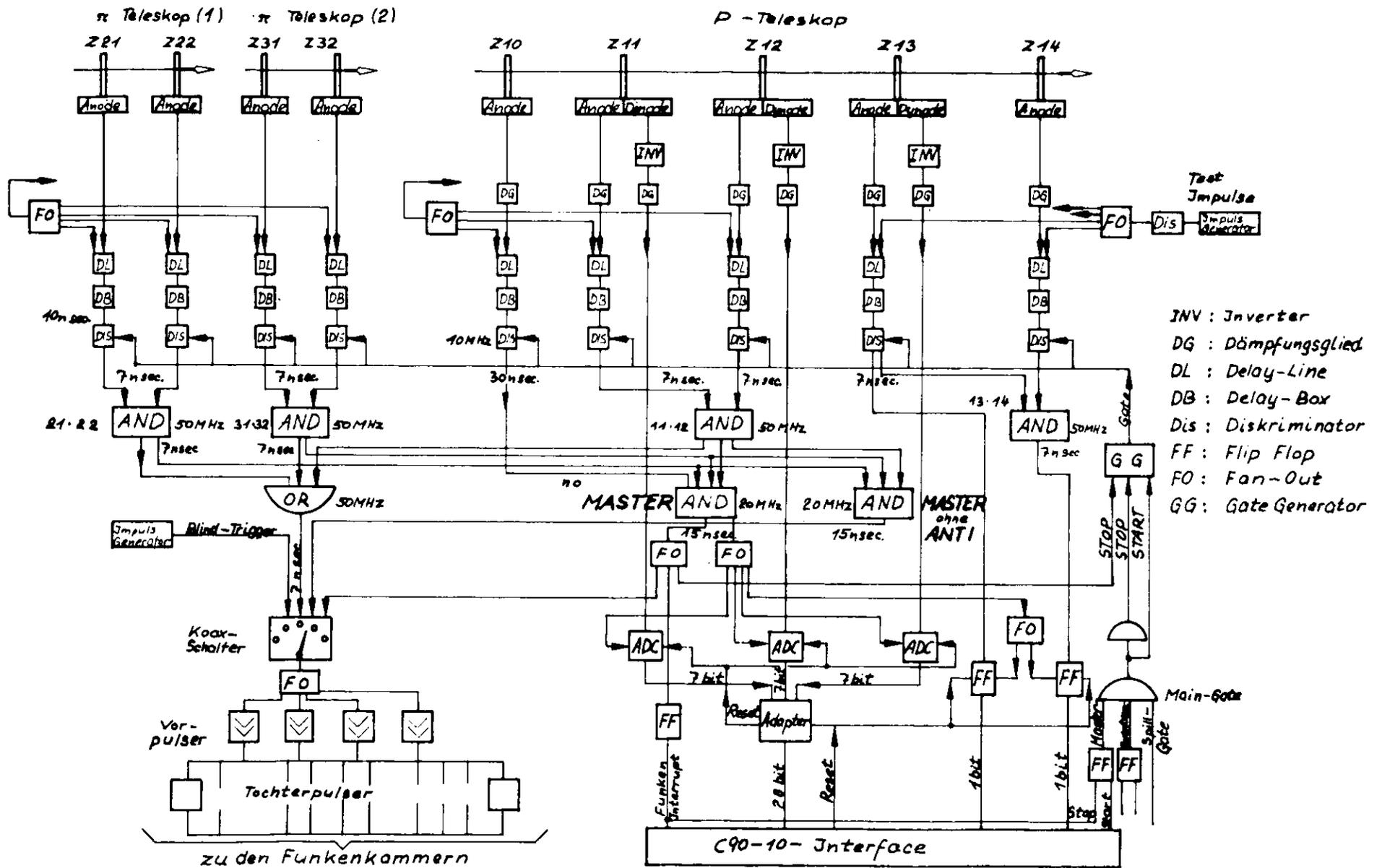


Abb. 8 Blockschaltbild der Elektronik und der schnellen Logik

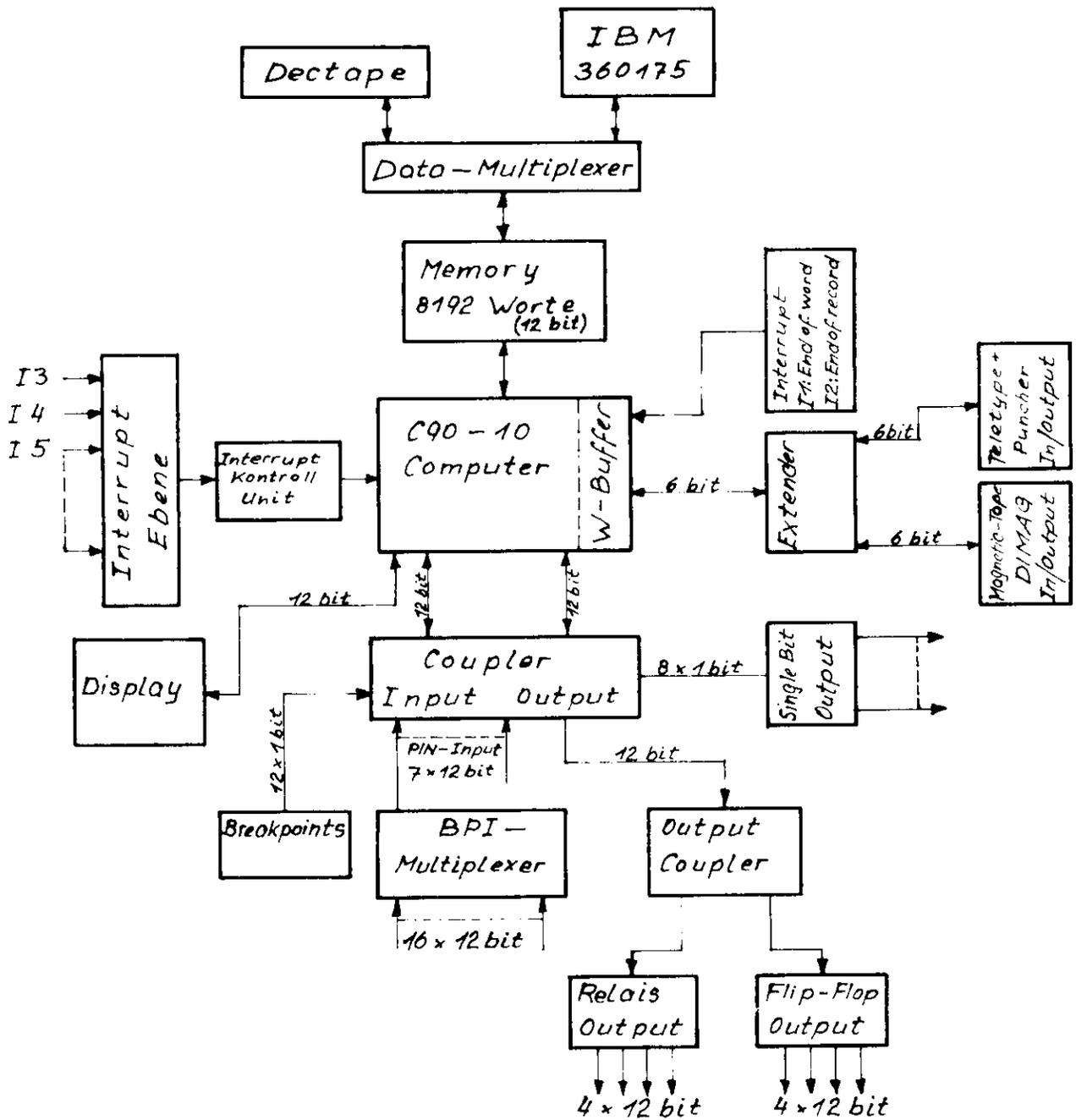
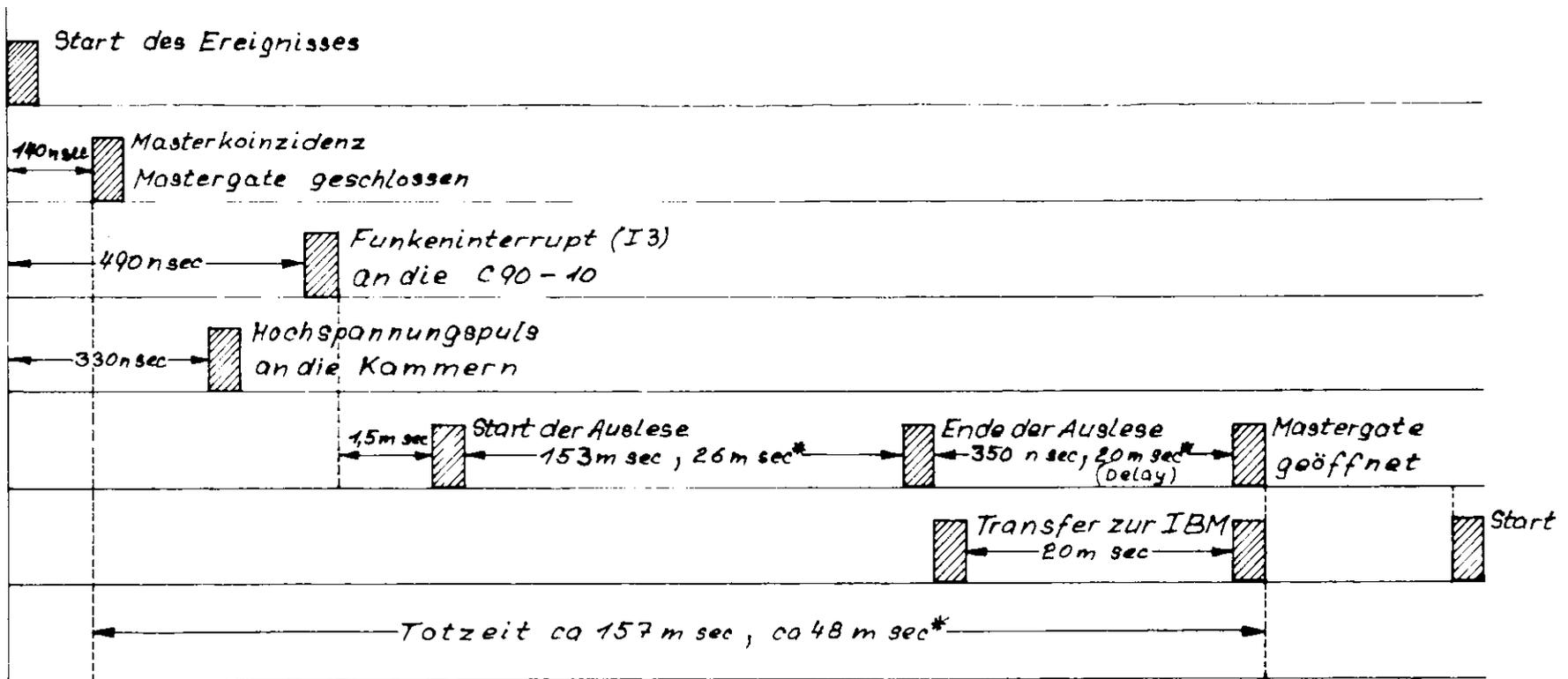


Abb.9 Computer C90-10 mit Interface



* schnelle Auslese (kurzer Suchlauf)

Abb. 10 Zeitlicher Ablauf eines registrierten Ereignisses

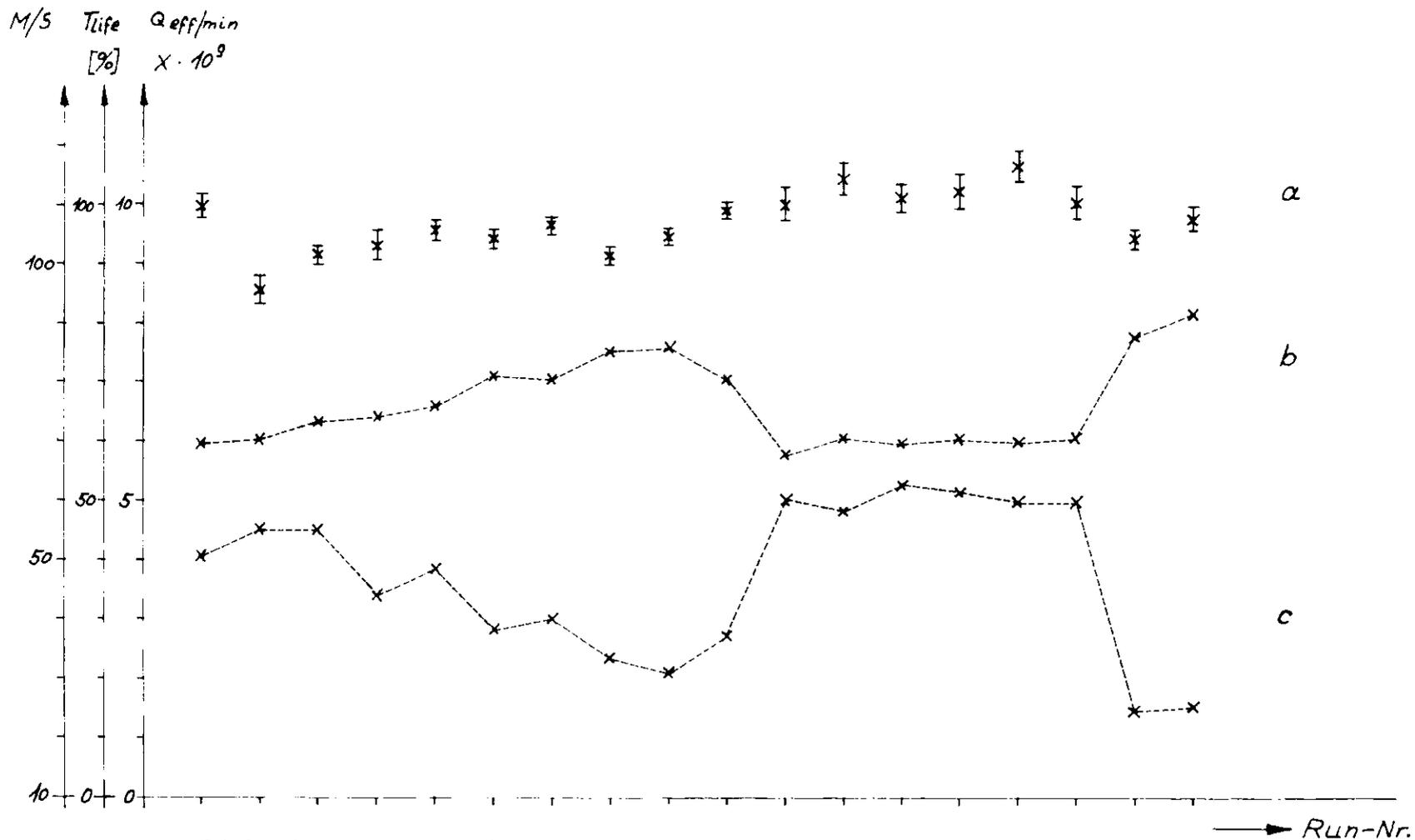


Abb. 11 Verlauf a) der Master-Triggerrate pro Sweep : M/S
 b) der 'Life'-Time : T_{life}
 c) der γ -Strahlintensität : $Q_{eff/min}$
 während einer Meßperiode

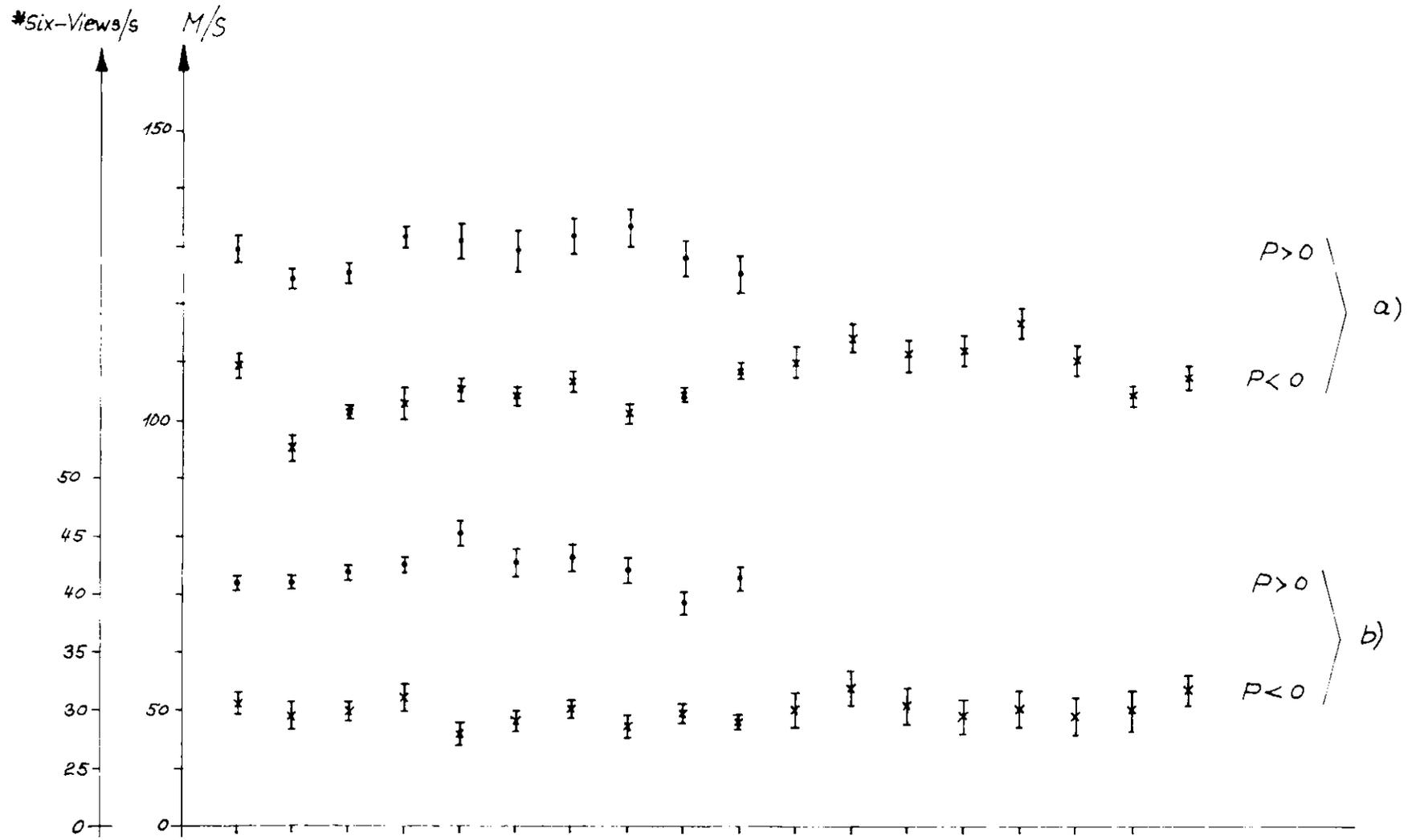


Abb. 12 Verlauf a) der Mastertriggerrate pro Sweep (M/s) b) der Six-View-Rate pro Sweep während der Meßperioden für die Polarisationszustände des γ Strahls $P \geq 0$

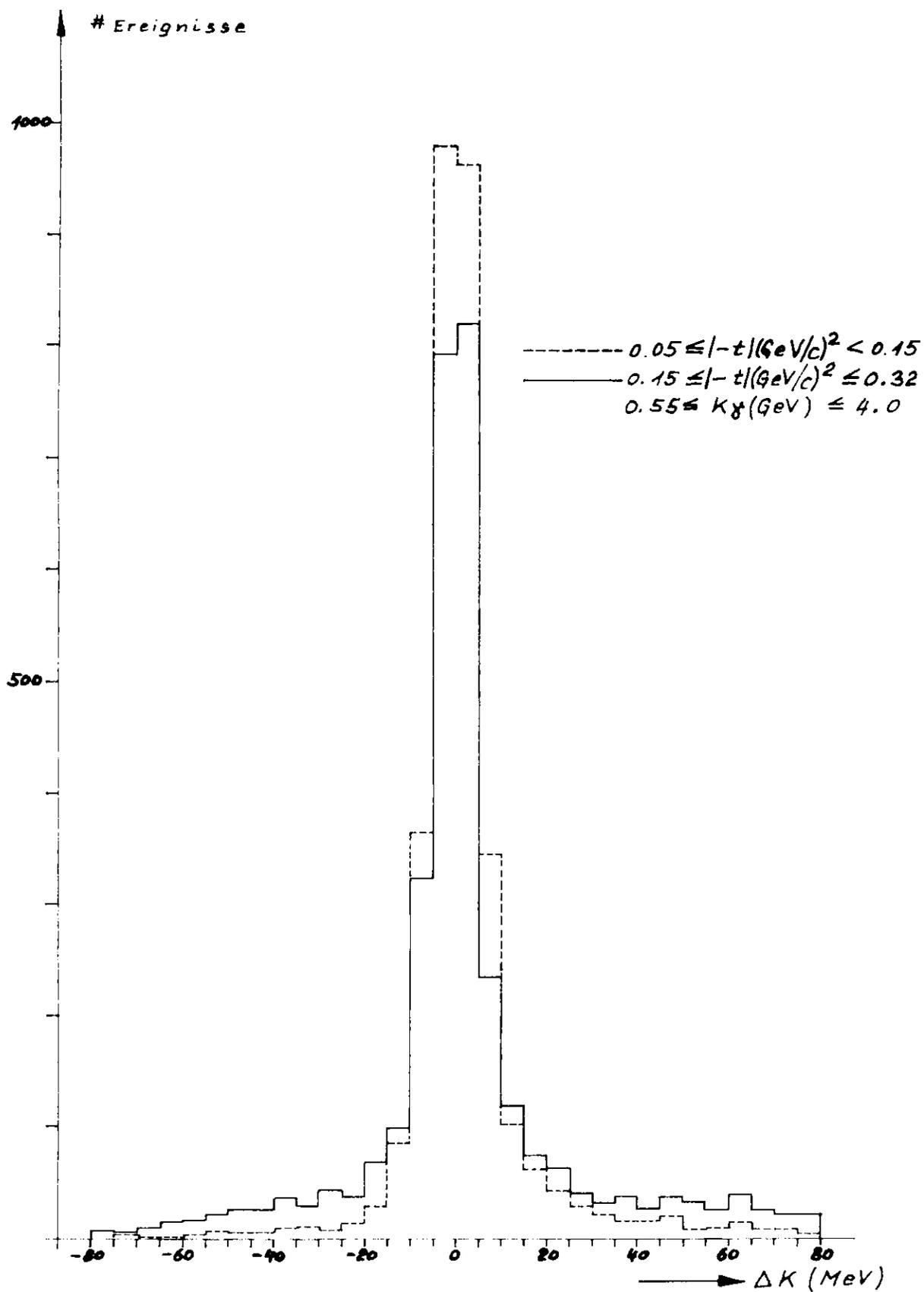


Abb. 13 ΔK -Verteilung der $\pi\pi p$ -Ereignisse für verschiedene Bereiche des Impulsübertrags $-t$

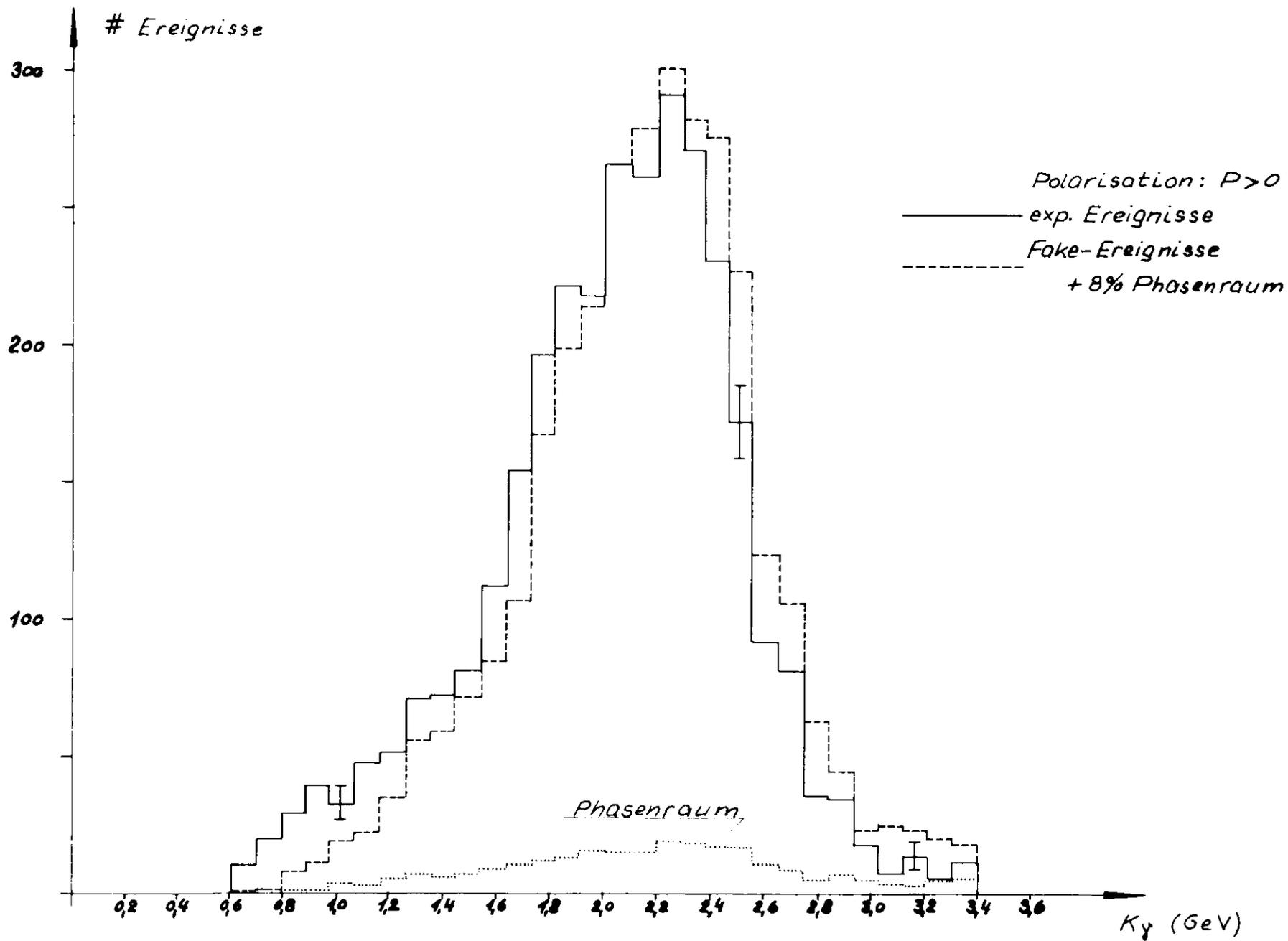


Abb. 14 Das $\pi\pi\rho$ -Energiespektrum

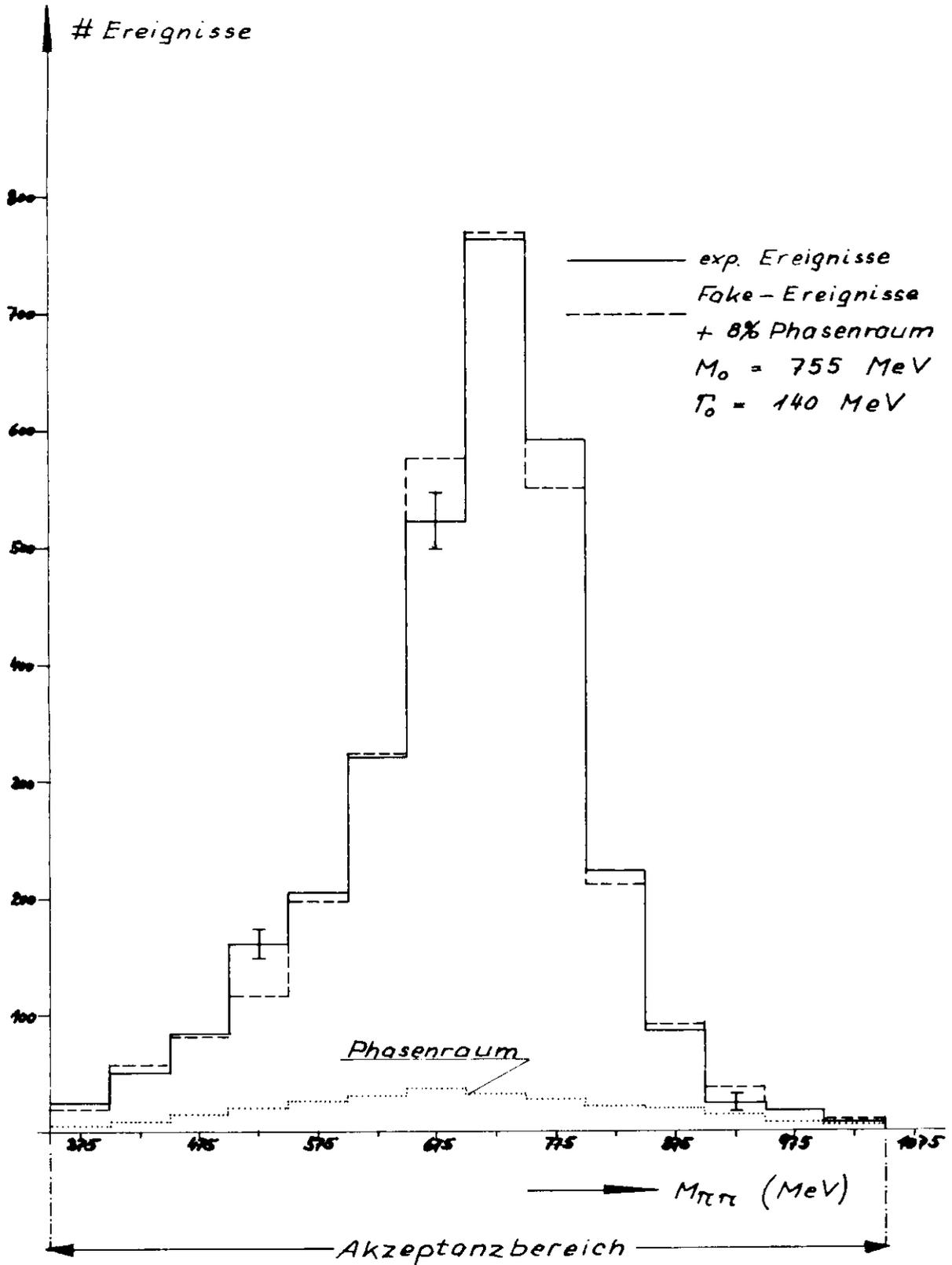


Abb. 15 Massenverteilung des Zweipionsystems

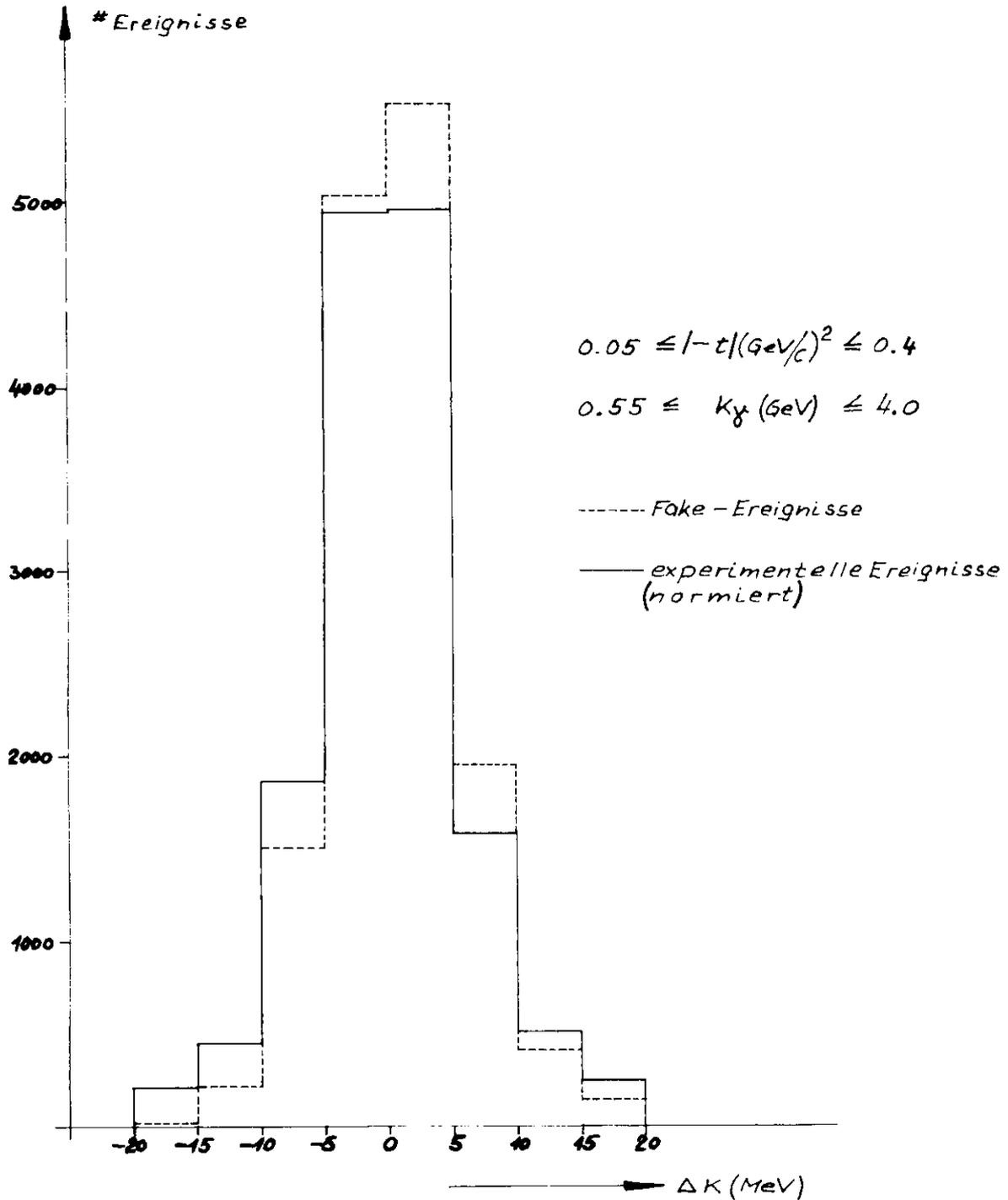


Abb. 16 ΔK -Verteilung der $\pi\pi p$ -Ereignisse
im Bereich $|\Delta K| \leq 20 \text{ MeV}$
Vergleich zwischen Experiment und Monte-Carlo Rechnung.

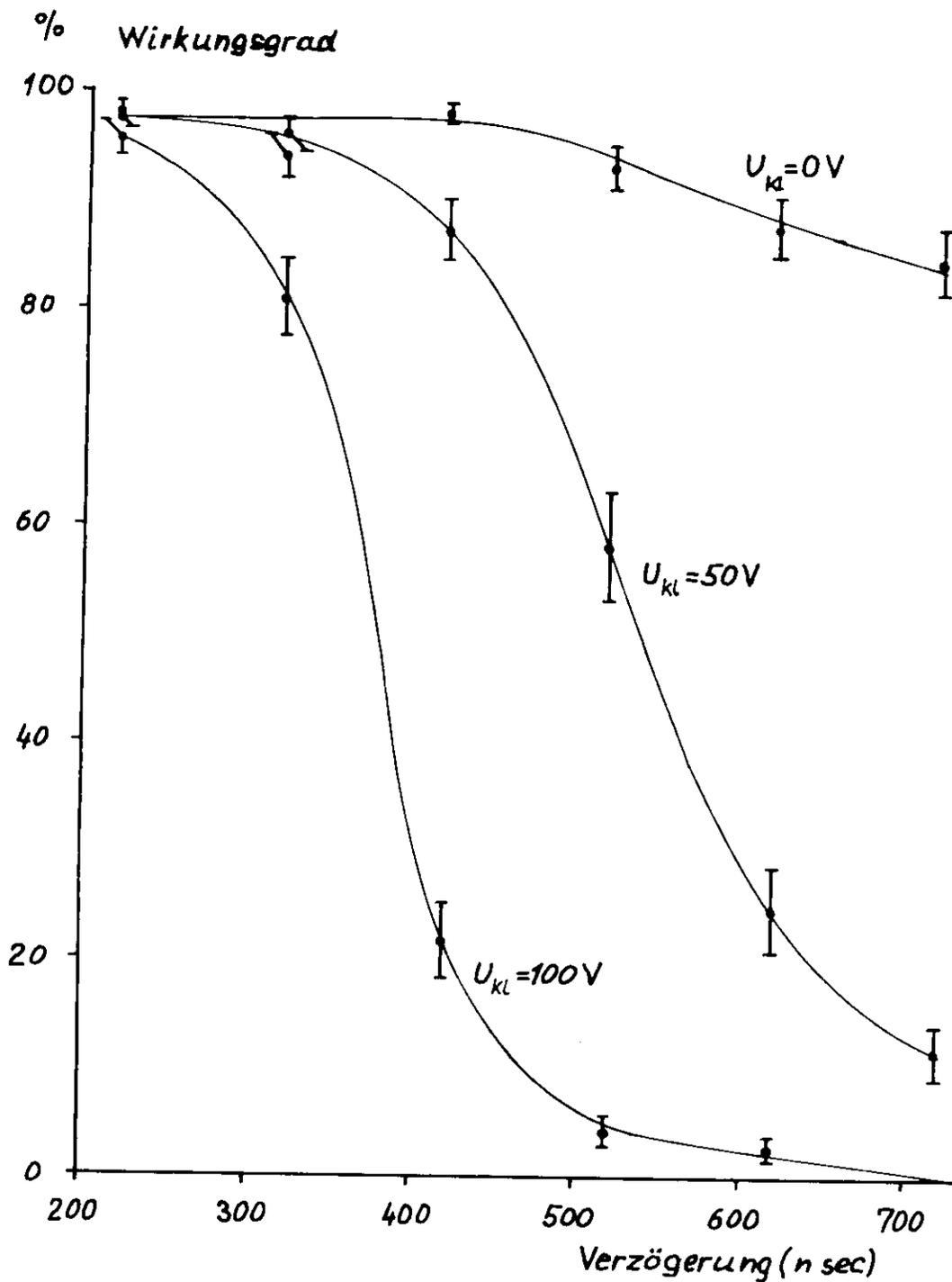


Abb. 17 Wirkungsgrad als Funktion der Verzögerungszeit zwischen Teilchendurchgang und Funkendurchbruch. Als Parameter ist die Klärspannung angegeben.

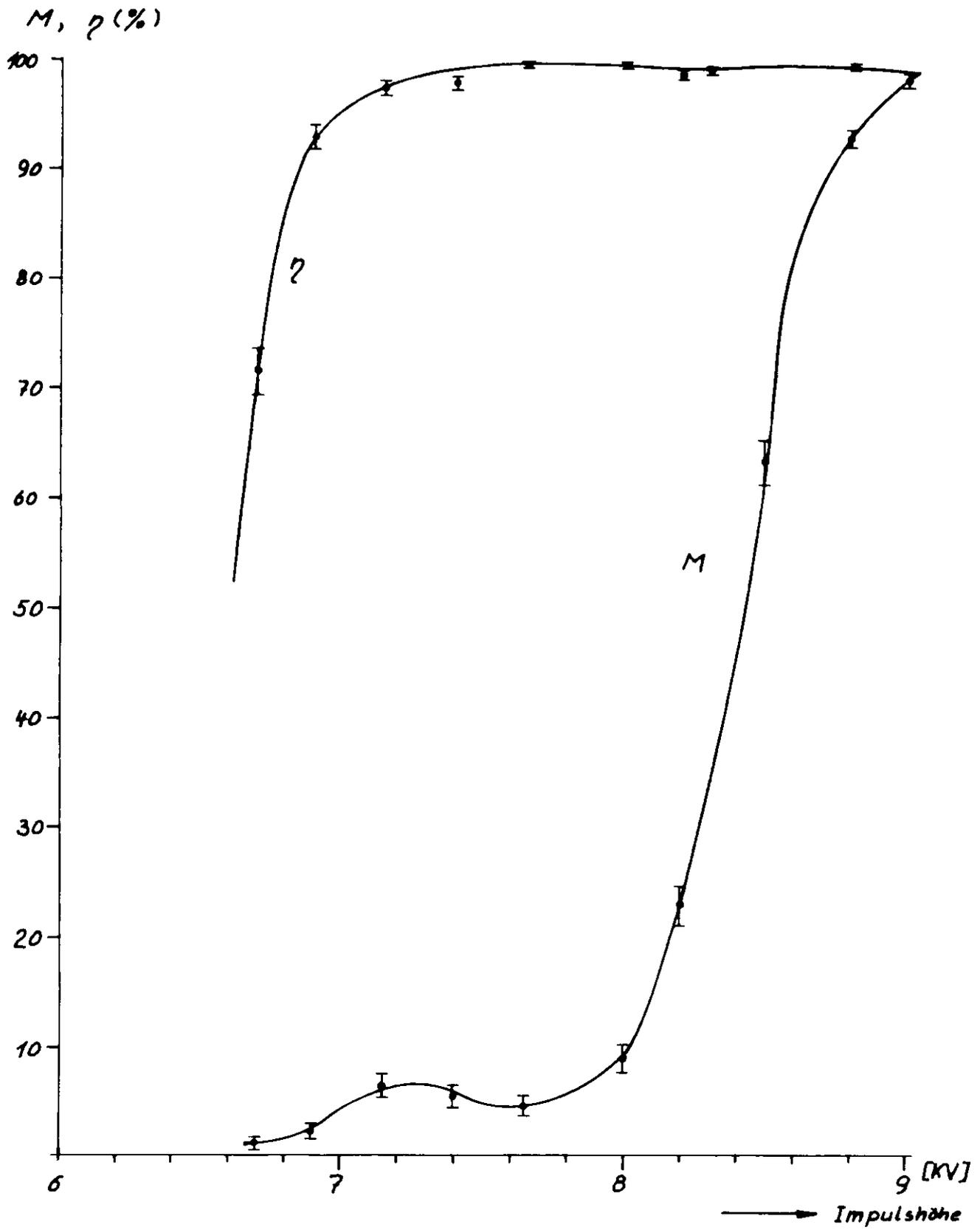


Abb. 18 Wirkungsgrad η und Mehrfachfunken M in Abhängigkeit von der Pulshöhe am Pulser.

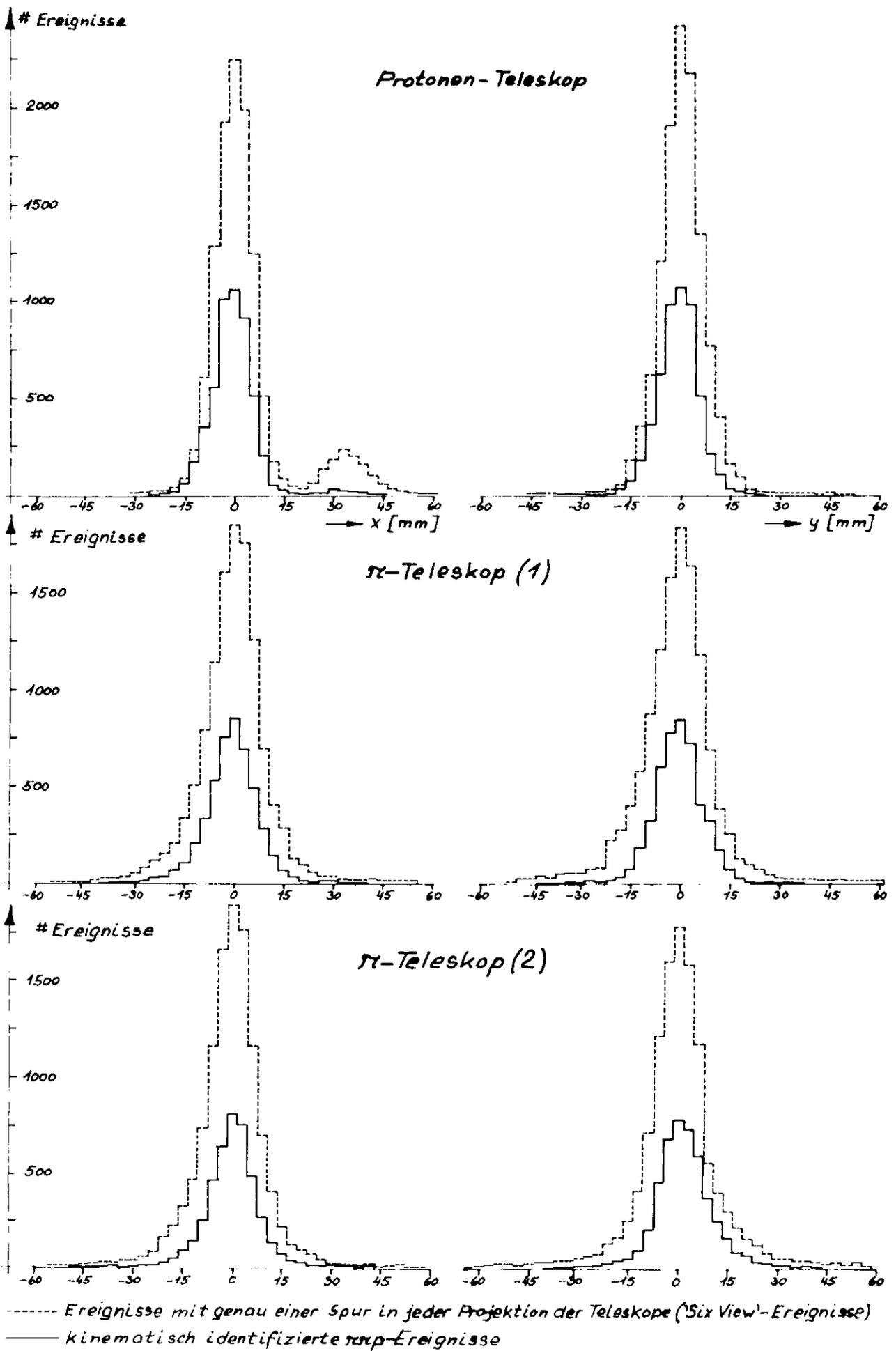


Abb. 19a. Verteilung der x - u. y -Koordinaten rekonstruierter Teilchenspuren am Ort des Targets

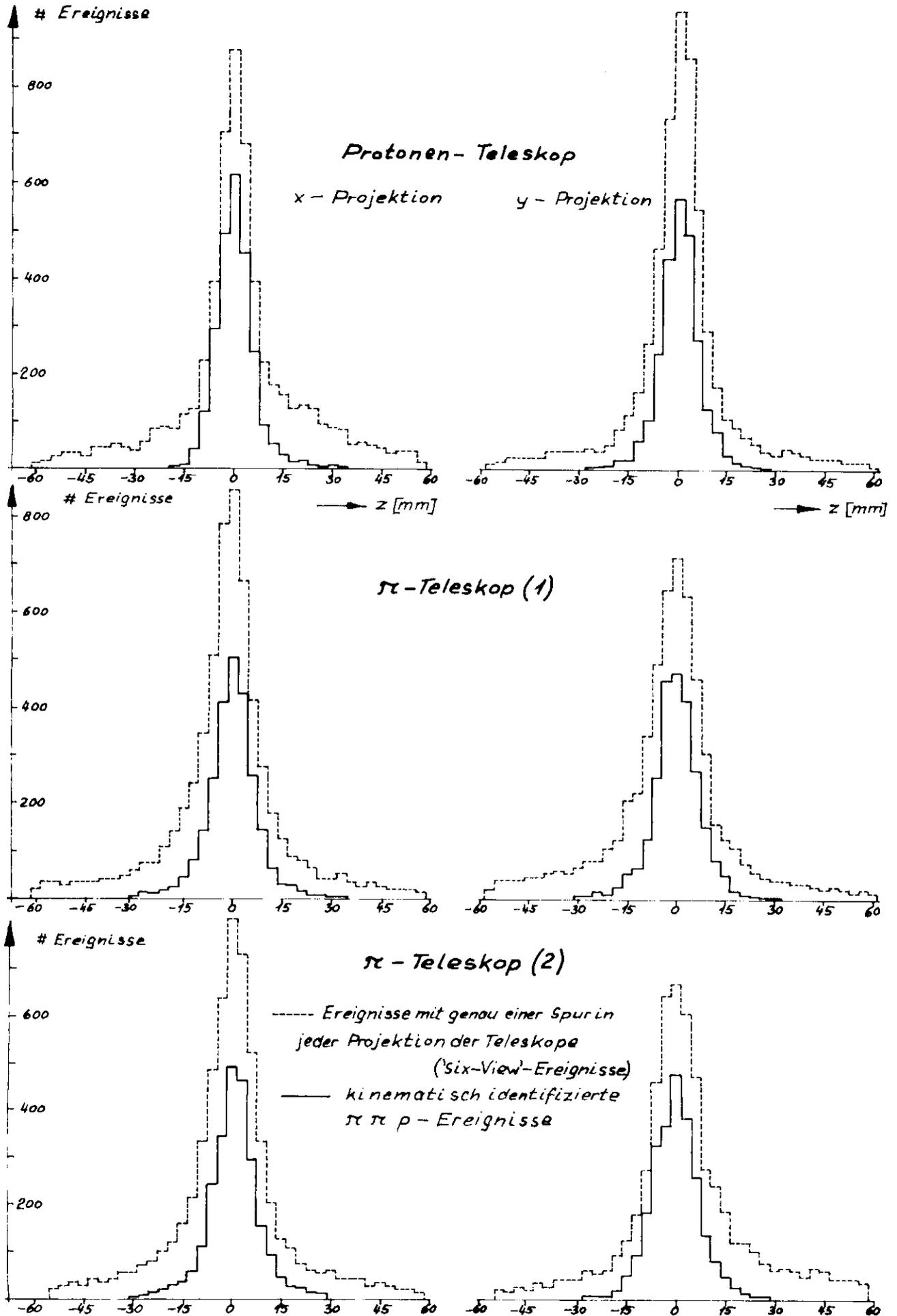


Abb. 19b Verteilung der z-Koordinaten rekonstruierter Teilchen=spuren in der x- u. y-Projektion der Teleskope am Orte des Targets

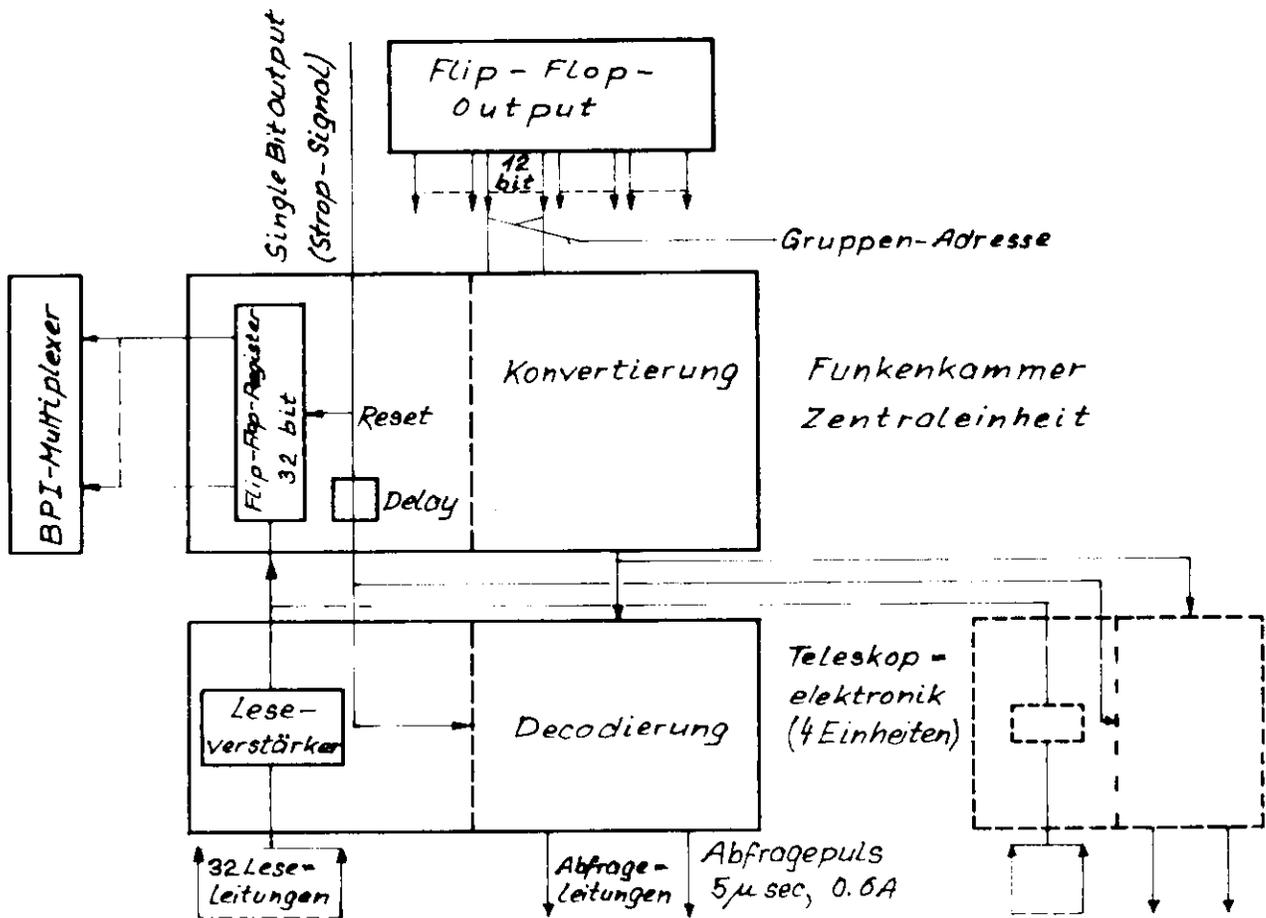


Abb. 20a Die Ausleseelektronik (langsame Version)

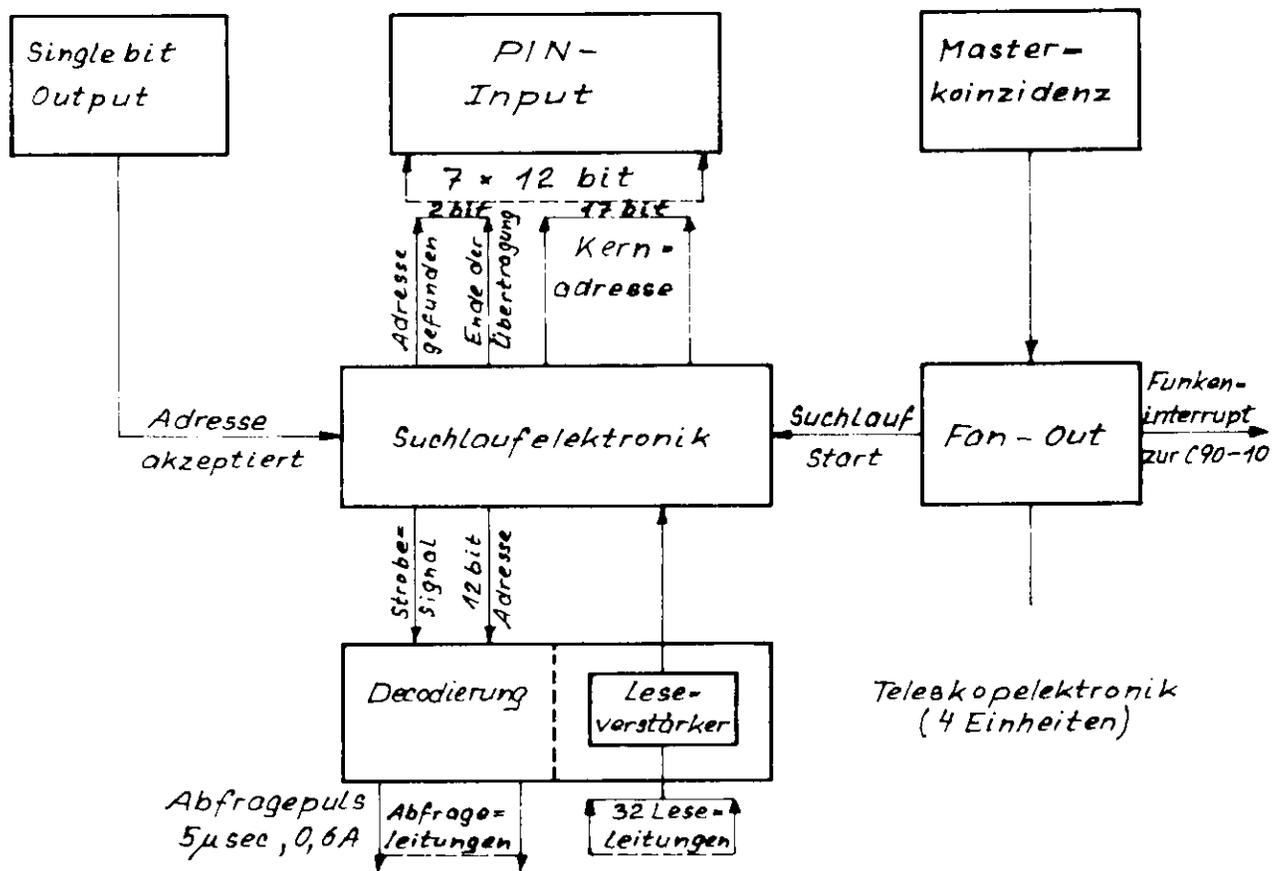


Abb. 20b Die Ausleseelektronik (schnelle Version)

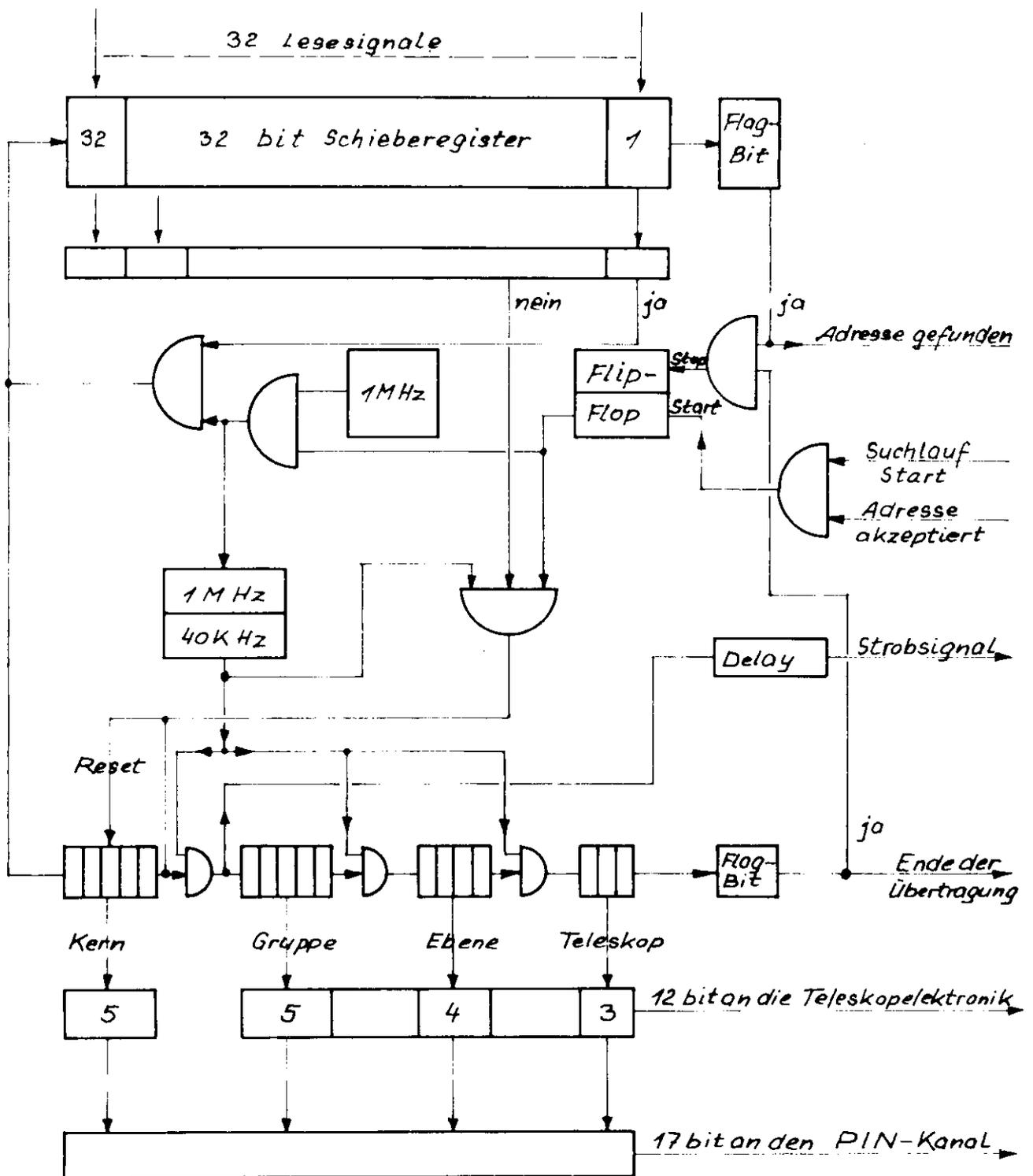
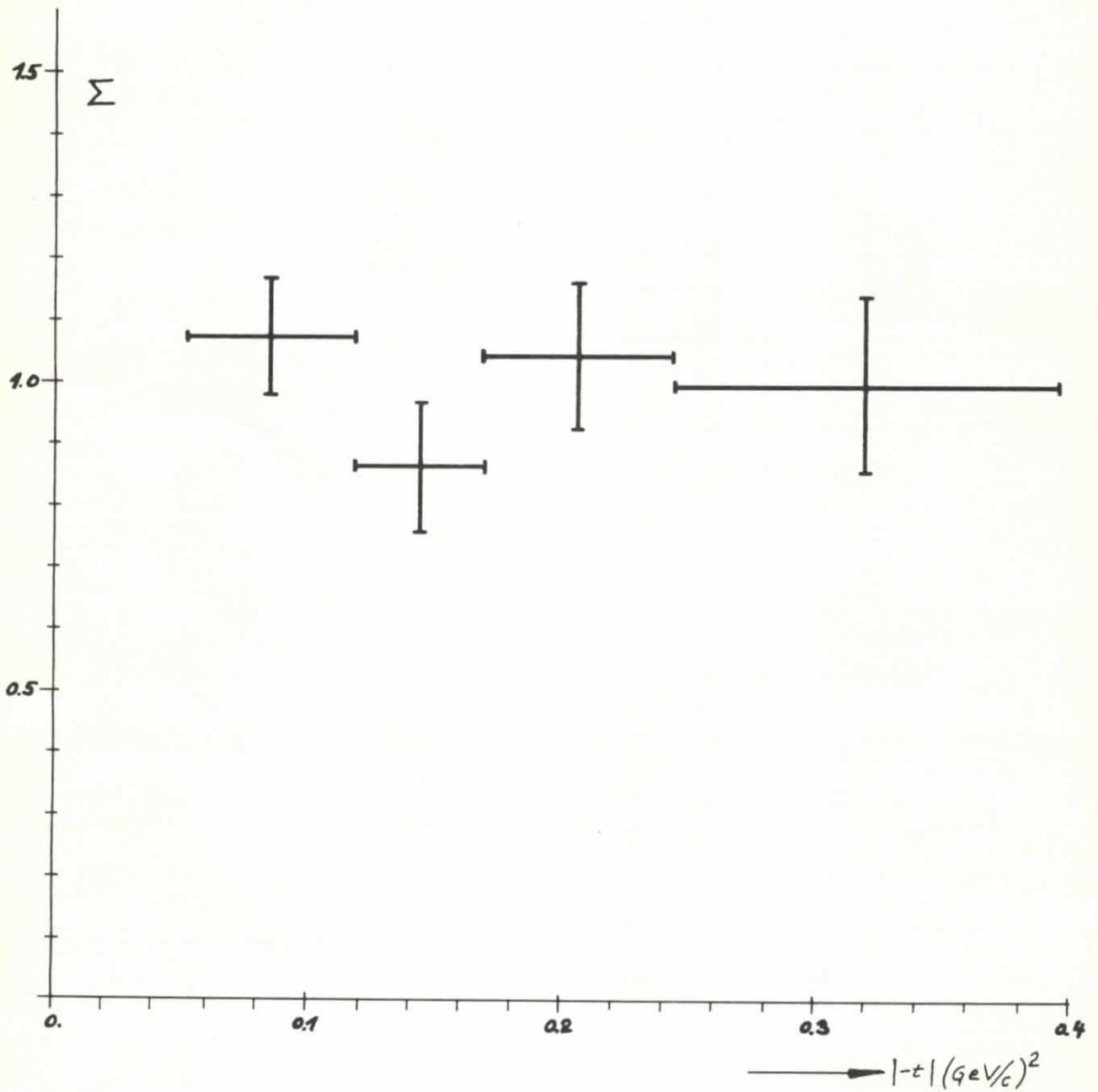


Abb. 20c Suchlaufelektronik



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

$2.0 \leq k_{\gamma} \text{ (GeV)} \leq 2.4$
 $0.65 \leq M_{\pi\pi} \text{ (GeV)} \leq 0.9$
 $\Omega^{**} = 640 \text{ mster.}$

Abb. 21 Asymmetrie der η^0 -Produktion