

DESY-Bibliothek

4 5. MRZ. 1968

Interner Bericht
DESY F32/5
Januar 1968

PHOTOERZEUGUNG VON ϕ -MESONEN AN WASSERSTOFF, KOHLENSTOFF
UND ALUMINIUM BEI PHOTON-ENERGIEN ZWISCHEN 3,2 UND 4,4 GeV

von

Karlheinz Höhne

PHOTOERZEUGUNG VON ϕ -MESONEN AN WASSERSTOFF, KOHLENSTOFF
UND ALUMINIUM BEI PHOTON-ENERGIEN ZWISCHEN 3,2 UND 4,4 GeV⁺

von

Karlheinz Höhne

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg

Abstract

The photoproduction of ϕ -mesons on hydrogen, carbon and aluminum at photon energies between 3.2 and 4.4 GeV is investigated. The experiment confirms the strong suppression of ϕ -meson photoproduction. The behaviour of the forward production cross section as a function of the mass number of the target is compatible with a diffractive production of the ϕ -meson. A steep rise of the forward cross section with the mass number, which was predicted by ω - ϕ -mixing theory, can be excluded on the basis of our measurements. In the appendix, an automatic system for the evaluation of spark chamber pictures is described which has been tested in the above experiment.

+

Die vorliegende Arbeit beruht auf einem Experiment, das von H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, K. Höhne, S. Raither, J. Rathje, D. Schmidt, J.H. Smith und J.H. Weber am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY ausgeführt wurde.

Das im Anhang beschriebene automatische System zur Auswertung von Funkenkammerbildern entstand in Zusammenarbeit von U. Becker, K. Dahlmann, K. Höhne, J.H. Smith und J.H. Weber beim Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY.

INHALTSVERZEICHNIS

=====

	<u>Seite</u>
I. <u>EINLEITUNG</u>	1
II. <u>PHOTOERZEUGUNG VON ϕ-MESONEN</u>	2
1. <u>Übersicht über die experimentelle und theoretische Situation</u>	2
2. <u>Das Experiment</u>	9
2.1. Prinzip der Messung	9
2.2. Aufbau der Meßanordnung	10
2.3. Beschreibung der Komponenten der Meßanordnung	12
2.3.1. Der Photonstrahl	12
2.3.2. Die Targets	13
2.3.3. Die Nachweisapparatur	13
2.4. Akzeptanz der Apparatur	15
2.4.1. Berechnung der Akzeptanz	15
2.4.2. Spezielle Eigenschaften der Akzeptanz für den ϕ -Mesonnachweis	17
3. <u>Auswertung</u>	17
3.1. Datenfluß	17
3.2. Identifizierung des gesuchten Prozesses	18
3.3. Berechnung von Wirkungsquerschnitten	20
3.4. Korrekturen	21
3.5. Genauigkeit	23

4.	<u>Meßergebnis und Diskussion</u>	24
4.1.	Meßergebnis	24
4.2.	Interpretation des Ergebnisses	25
4.2.1.	Unterdrückung der ϕ -Meson-Photoproduktion	25
4.2.2.	Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes für $\theta=0^\circ$ von der Massenzahl A des Targets	29
III.	<u>ZUSAMMENFASSUNG</u>	31
IV.	<u>ANHANG: DAS AUTOMATISCHE SYSTEM ZUR AUSWERTUNG VON FUNKENKAMMERBILDERN</u>	32
1.	<u>Die Meßanlage</u>	32
1.1.	Anforderungen	32
1.2.	Aufbau und Arbeitsweise	34
1.3.	Beschreibung der Bauteile	35
1.3.1.	Der Abtastgenerator	35
1.3.2.	Die Digitalisierung	36
1.3.3.	Die Datenspeicherung	38
1.4.	Eigenschaften der Meßanlage	39
1.4.1.	Genauigkeit	39
1.4.2.	Auflösung benachbarter Funken	42
2.	<u>Datenverarbeitung</u>	43
2.1.	Festdaten	43
2.2.	Erkennung und Rekonstruktion der Spuren	44

3. <u>Ergebnisse</u>	46
4. <u>Weiterentwicklung des Systems</u>	48

Literatur

I. EINLEITUNG

Die vorliegende Arbeit befaßt sich mit Untersuchungen zur Photoerzeugung von Φ -Mesonen. Die Messungen sind Teil eines Funkenkammerexperiments, das die Erforschung der Vektormeson-Photoerzeugung im Photonenergiebereich von 3,2 bis 4,4 GeV zum Ziel hatte.

Die Untersuchung der Φ -Meson-Photoerzeugung ist neben der Untersuchung der Photoerzeugung des ρ^0 - und ω -Mesons geeignet, Aussagen über die Ankopplung des Photons an die stark wechselwirkenden Teilchen zu machen. Insbesondere läßt sie eine Prüfung jener Modelle zu, die eine direkte Kopplung zwischen Photon und den neutralen Vektormesonen ρ^0 , ω und Φ annehmen. Ein wichtiges Hilfsmittel ist dabei die Messung des Wirkungsquerschnittes pro Nukleon in Abhängigkeit von der Massenzahl des Targets. Deshalb werden in diesem Experiment Wasserstoff, Kohlenstoff und Aluminium als Target benutzt.

Die Arbeit gibt zunächst einen Überblick über die experimentelle und theoretische Situation. Es folgt eine Beschreibung des Experimentes einschließlich der Auswertung der Daten, und schließlich wird versucht, soweit es die Ausbeute an Φ -Mesonen erlaubt, das Ergebnis anhand der beschriebenen Modellvorstellungen zu interpretieren.

Da bei Funkenkammerexperimenten, wie bei jeder anderen visuellen Nachweismethode, die Auswertung der Daten einen besonders breiten Raum einnimmt, wurde im Rahmen dieses Experimentes ein System zur automatischen Auswertung von Funkenkammerbildern entwickelt und erprobt, das im Anhang beschrieben wird.

II. PHOTOERZEUGUNG VON ϕ -MESONEN 32)

1. Übersicht über die experimentelle und theoretische Situation

Die meisten Messungen zur Vektormeson-Photoerzeugung wurden bisher für das ρ^0 -Meson durchgeführt¹⁻⁵⁾. Die herausragenden Merkmale sind der exponentielle Abfall des Wirkungsquerschnittes $\frac{d\sigma}{d|t|}$ (t = Quadrat des an das Targetteilchen übertragenen Viererimpulses) als Funktion von $|t|$, das Ansteigen des Wirkungsquerschnittes in Vorwärtsrichtung $\left. \frac{d\sigma}{d\Omega} \right|_{0^\circ}$ mit der Massenzahl bei kohärenter Erzeugung an komplexen Kernen, sowie die Konstanz des totalen Wirkungsquerschnittes der Reaktion bezüglich der Photonenergie. Weniger zahlreich sind die Daten für die ω - und ϕ -Erzeugung²⁾, bei denen sich jedoch ein ähnliches Verhalten der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von t und der Photonenergie andeutet. Unerwartet ist der relativ kleine Wirkungsquerschnitt der ϕ -Meson-Photoerzeugung.

Die zuvor genannten charakteristischen Erscheinungen sind auch aus der Streuung von π -Mesonen an Nukleonen bekannt. Sie werden hier zutreffend durch das Diffraktionsmodell beschrieben. Es liegt nahe, die Photoproduktion von Vektormesonen in gleicher Weise zu beschreiben, wobei man allerdings eine zusätzliche Vorstellung über die Ankopplung des Photons an die Hadronen braucht. Eine solche Kopplung liefert das Vektormeson-dominanz-Modell^{6,7,8)}, das eine direkte Kopplung des Photons an die Vektormesonen annimmt. Das multiperiphere Modell beschreibt ebenfalls das diffraktionsartige Verhalten der $(\pi-N)$ -Streuung zutreffend. Nach Berman und Drell²⁴⁾ kann es für die Vektormeson-Photoerzeugung verallgemeinert werden. Für die ρ^0 -Meson-Photoerzeugung liefern die genannten

Modelle eine zutreffende Beschreibung. Sie werden im folgenden kurz skizziert, wobei auch auf das Problem eingegangen wird, daß die im Experiment beobachteten ω - bzw. Φ -Mesonen möglicherweise keine reinen Zustände sind, sondern Mischungen aus experimentell nicht beobachtbaren Teilchen ϕ^0 und ω^0 .

Beim Diffraktionsmodell¹⁰⁾ wird in der einfachsten Form in Anlehnung an die klassische Optik das Targetteilchen als eine Scheibe mit der konstanten Durchlässigkeit η für die Partialwellen des einlaufenden Teilchens charakterisiert. Eine Partialwellenentwicklung, die nur Partialwellen mit einem Drehimpuls

$$l < p \cdot R$$

(p = Impuls des einlaufenden Teilchens

R = Radius der Scheibe)

berücksichtigt, ergibt, wenn die Streuung rein absorptiv ist, die imaginäre Streuamplitude¹⁰⁾

$$f(\theta) = i(1 - \eta) p \cdot R^2 \frac{J_1(pR\theta)}{pR\theta} . \quad (1)$$

(θ = Streuwinkel)

Bei Beschränkung auf kleine Winkel läßt sich mit $-t = \theta^2 \cdot p^2$ der nach dem Viererimpulsübertrag differenzierte Wirkungsquerschnitt angeben:

$$\frac{d\sigma}{dt} = (1 - \eta)^2 \frac{\pi R^4}{4} e^{\left(\frac{R}{2}\right)^2 t} = ae^{bt} \quad (2)$$

Das hervorstechende Merkmal des Wirkungsquerschnittes ist exponentieller Abfall mit t , dessen Steilheit vom Radius des Targetteilchens

$$R = r_0 A^{1/3}$$

(r_0 = Radius des Nukleons

A = Massenzahl)

abhängt. Die Größe a enthält die Information über die Durchlässigkeit des Kernes oder den totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} des streuenden Teilchens mit dem Nukleon. Allerdings muß zu seiner Bestimmung das

Scheibenmodell durch ein Kugelmodell ersetzt werden, das eine allgemeine Abhängigkeit für $\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_0$ von R und σ_{tot} liefert (s. Drell und Trefil¹¹), Ross und Stodolsky⁸).

Gleichung (2) gilt nur, wenn der Kern als Ganzer an der Reaktion teilnimmt. Dies ist immer dann der Fall, wenn der Impulsübertrag an das Target so klein ist, daß die Ortsunsicherheit nach der Heisenberg'schen Unschärferelation von gleicher Größenordnung oder größer als die Dimension des Targets ist, d. h. wenn gilt:

$$\Delta \cdot 2R = \frac{m^2}{2k} \cdot 2R \ll 1$$

(Δ = Impulsübertrag an das Target

m = Masse des gestreuten Teilchens

k = Energie des einlaufenden Teilchens

$\hbar = c = 1$)

Der nach dem Raumwinkel differenzierte Wirkungsquerschnitt ergibt sich zu

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{p^2}{\pi} \frac{d\sigma}{dt}.$$

Da die Vorwärtsamplitude rein imaginär ist, liefert das optische Theorem folgende Beziehung:

$$\sigma(V + p \rightarrow V + p) = \frac{1}{16\pi b} \sigma_{\text{tot}}^2(Vp) \quad (3)$$

(V = Vektormeson)

Das Vektormesondominanz-Modell^{6,7,8)} verknüpft den elektromagnetischen Strom $j_\mu(x)$ mit den Vektormesonströmen $j_\mu^{(V)}(x)$ in der Form:

$$j_\mu(x) = \sum_V \frac{m_V^2}{2\gamma_V} j_\mu^{(V)}(x) \quad (4)$$

(V = ρ^0 , ω , ϕ)

$m_V = m_{\rho^0}, m_\omega, m_\phi$

$\gamma_V = \text{Kopplungskonstante } \gamma - V)$

Die Reaktionen des Photons mit den stark wechselwirkenden Teilchen gehen nach diesem Modell über die Vektormesonen als virtuelle Zwischenzustände vor sich. Im Falle der Photoproduktion der Vektormesonen materialisiert sich das Photon zu einem Vektormeson, das dann am Targetteilchen elastisch gestreut wird (s. Abb. 1).

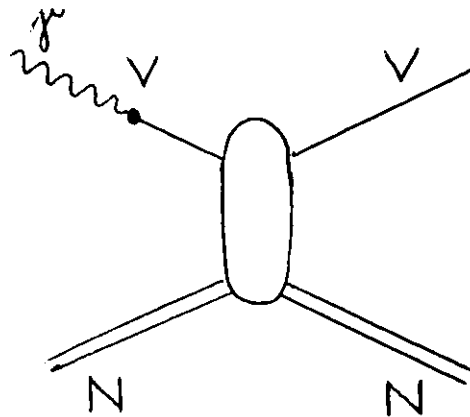


Abb.1 Photoproduktion von Vektormesonen
im Vektormesondominanz-Modell

Dieses Modell führt zu einer Verknüpfung der Photoproduktions-Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien und kleinen Viererimpulsüberträgen mit den elastischen Vektormeson-Proton-Wirkungsquerschnitten durch folgende Beziehung:

$$\sigma(\gamma + p \rightarrow V + p) = \frac{\alpha}{4} \left(\frac{\gamma_V^2}{4\pi} \right) \sigma(V + p \rightarrow V + p) \quad (5)$$

Falls man annimmt, daß das Verhalten der elastischen Streuquerschnitte der stark wechselwirkenden Teilchen gleich ist, so sollte die (V-p)-Streuung und somit wegen (5) die Vektormeson-Photoerzeugung das gleiche Verhalten zeigen wie die (π -N)-Streuung, was im Falle des ρ^0 -Mesons experimentell bestätigt ist.

Eine Vorhersage der absoluten Größe von Wirkungsquerschnitten hängt beim Vektormesondominanz-Modell, wie aus (5), (3) ersichtlich, von den Größen γ_V und $\sigma_{\text{tot}}(Vp)$ ab. Diese Größen sind nur teilweise gemessen, so daß man zu ihrer Gewinnung zusätzliche Modelle wie das Quark- oder Regge-Modell heranziehen muß.

Im multiperipheren Modell ist die Vektormeson-Photoproduktion wie die (π -N)-Streuung durch den Austausch einer "Leiter" von Mesonen charakterisiert (s. Abb. 2).

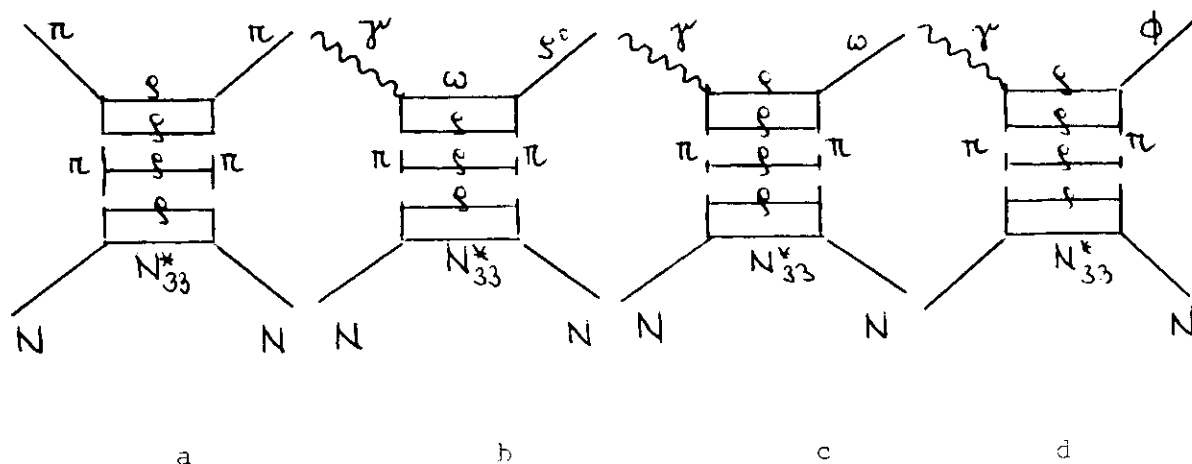


Abb. 2 Feynman-Graphen des multiperipheren Modells

Für die (π -N)-Streuung liefert das Modell eine zutreffende Beschreibung. Berman und Drell²⁴⁾ führen die Wirkungsquerschnitte der Vektormeson-Photoerzeugung auf die (π -N)-Streuung zurück.

Für die ϕ -Meson-Photoerzeugung erhält man durch Ersetzen der oberen beiden Vertices des Graphen 2a durch die des Graphen 2d die Beziehung:

$$\left. \left(\frac{d\sigma(s,t)}{d\Omega} \right)_{\substack{\gamma + p \rightarrow p + \phi \\ \theta \rightarrow 0}} \right. = \text{const.} \frac{p_\phi}{E_\phi} \frac{(g_{\gamma\rho\pi})^2/4\pi)(g_{\phi\rho\pi})^2/4\pi}{(g_{\rho\pi\pi})^2/4\pi)^2} \left. \left(\frac{d\sigma(s,t)}{d\Omega} \right)_{\substack{\pi N \rightarrow \pi N \\ \theta \rightarrow 0}} \right. \quad (6)$$

Das Verhalten in Abhängigkeit von der Energie und dem Viererimpulsübertrag ist auch hier für die ρ^0 -Photoerzeugung in Einklang mit dem Experiment.

Wenn man die genannten Modelle auf die Photoerzeugung des ω - und ϕ -Mesons überträgt, muß man damit rechnen, daß wegen der " ω - ϕ -Mischung" die Beschreibung möglicherweise komplizierter wird. Aus der gebrochenen SU(3) ¹²⁾ sowie aus SU(6) ¹³⁾ folgt nämlich, daß das im Experiment beobachtete ω - bzw. ϕ -Meson eine kohärente Mischung aus dem ($T = T_3 = 0$)-Mitglied ω^0 des SU(3)-Oktetts und dem Singulett ω^0 ist. Üblicherweise wird der Grad der Mischung durch einen Mischungswinkel θ angegeben, der die Zustandsvektoren in folgender Form verknüpft:

$$\begin{aligned} |\omega\rangle &= |\omega^0\rangle \cos \theta + |\phi^0\rangle \sin \theta \\ |\phi\rangle &= -|\omega^0\rangle \sin \theta + |\phi^0\rangle \cos \theta. \end{aligned} \tag{7}$$

Der von SU(3) bzw. SU(6) vorausgesagte Mischungswinkel ist 39° bzw. 35° . Ross und Stodolsky ¹⁴⁾ ziehen hieraus für die Photoproduktion von ϕ -Mesonen folgende Konsequenz:

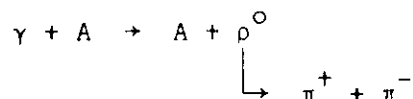
Durch "Diffraktions-Dissoziation" (9) können bei der Reaktion mit nuklearer Materie Reaktionen der Art $\omega \rightarrow \phi$ auftreten, was man in der Terminologie der K_1^0 - K_2^0 -Mischung als eine Regeneration eines ϕ -Mesons aus einem ω -Meson bezeichnen würde. Wenn nun $\sigma_{\text{tot}}(\phi p)$ klein gegen $\sigma_{\text{tot}}(\omega p)$ ist, was wegen der experimentell festgestellten Unterdrückung der ϕ -Meson-Photoproduktion ²⁾ nicht unwahrscheinlich ist, so kann die "direkte" ϕ -Meson-Amplitude mit der aus ω -Mesonen regenerierten Amplitude interferieren. Die Interferenz ist konstruktiv, falls die

Mischungswinkel in nuklearer Materie und im Vakuum entgegengesetzt gleich sind. In diesem Fall müßte sich ein sehr starker Anstieg des Wirkungsquerschnittes mit der "Dicke" des Regenerators, also mit der Massenzahl A ergeben.

2. Das Experiment

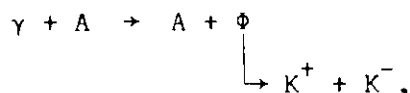
2.1. Prinzip der Messung

Das Ziel des Experimentes war das Studium der Photoproduktion von Mesonenpaaren. Speziell sollte die Reaktion für invariante Massen des Zwei-Pion-Systems im Bereich des ρ^0 -Mesons untersucht werden:



(A = Kern mit der Massenzahl A)

Daneben registrierte die Meßapparatur auch den Prozeß



mit dem sich die vorliegende Arbeit beschäftigt.

Zur Bestimmung der Reaktionskinematik begnügt man sich im allgemeinen bei Photoproduktionsexperimenten der oben angegebenen Art mit der Messung des Impulses und des Produktionswinkels des gestreuten Systems. Da man jedoch gezwungen ist, mit einem kontinuierlichen Bremspektrum zu arbeiten, sind diese Größen nicht ausreichend für die vollständige

Bestimmung der Reaktionskinematik, da Mehrteilchenreaktionen nicht ausgeschlossen sind und so eine indirekte Bestimmung der Photonenergie verfälscht sein kann. Man behilft sich hier durch ein Subtraktionsverfahren (Messung bei zwei verschiedenen maximalen Photonenergien und Subtraktion der Zählraten) oder indem man nur Ereignisse betrachtet, die aus kinematischen Gründen keine unbeobachteten Teilchen erzeugen können.

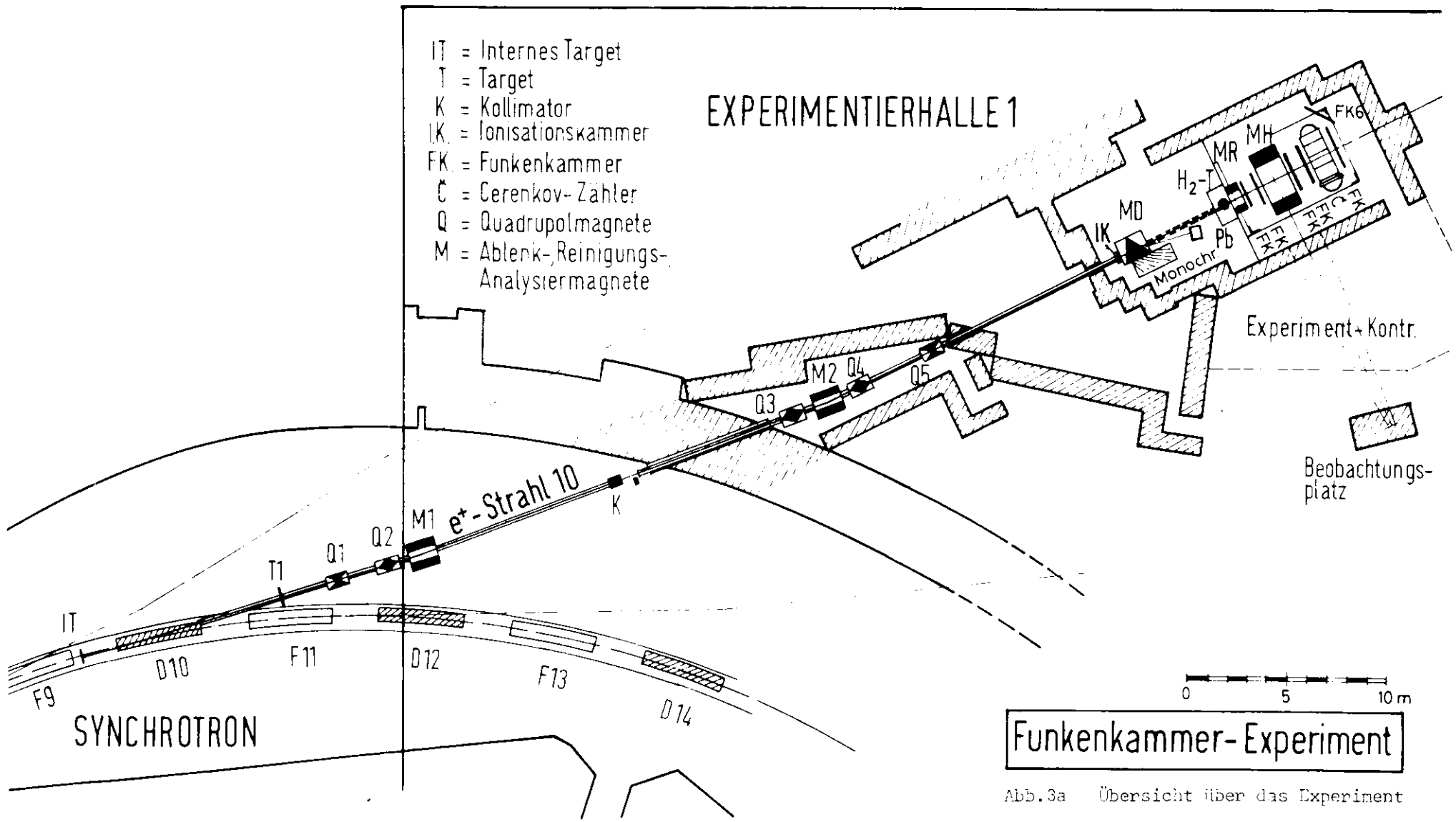
Einfacher und von kinematischen Einschränkungen frei ist die in diesem Experiment benutzte direkte Methode zur Bestimmung der Photonenergie. Hier wird die Energie E' des beim Bremsstrahlungsprozeß verlangsamten Elektrons gemessen und aus der bekannten Energie des primären Elektrons die Photonenergie

$$E_{\gamma} = E - E'$$

bestimmt. Die Impulse und Produktionswinkel der beiden erzeugten geladenen Teilchen werden in einer Magnet-Funkenkammer-Apparatur ermittelt.

2.2. Aufbau der Meßanordnung

Den Aufbau der Meßanordnung zeigen Abb. 3a und 3b. Ein Positronenstrahl von 4,4 GeV trifft auf ein Tantaltarget TA von $1/50$ Strahlungslänge und erzeugt darin Bremsstrahlung. Die abgebremsten Positronen mit Energien bis zu 1,2 GeV werden durch einen horizontal fokussierenden Magneten MD auf eine Bank von 29 Szintillationszählern $Z_1 - Z_{29}$ gelenkt, während der verbleibende



Funkenkammer-Experiment

Abb.3a Übersicht über das Experiment

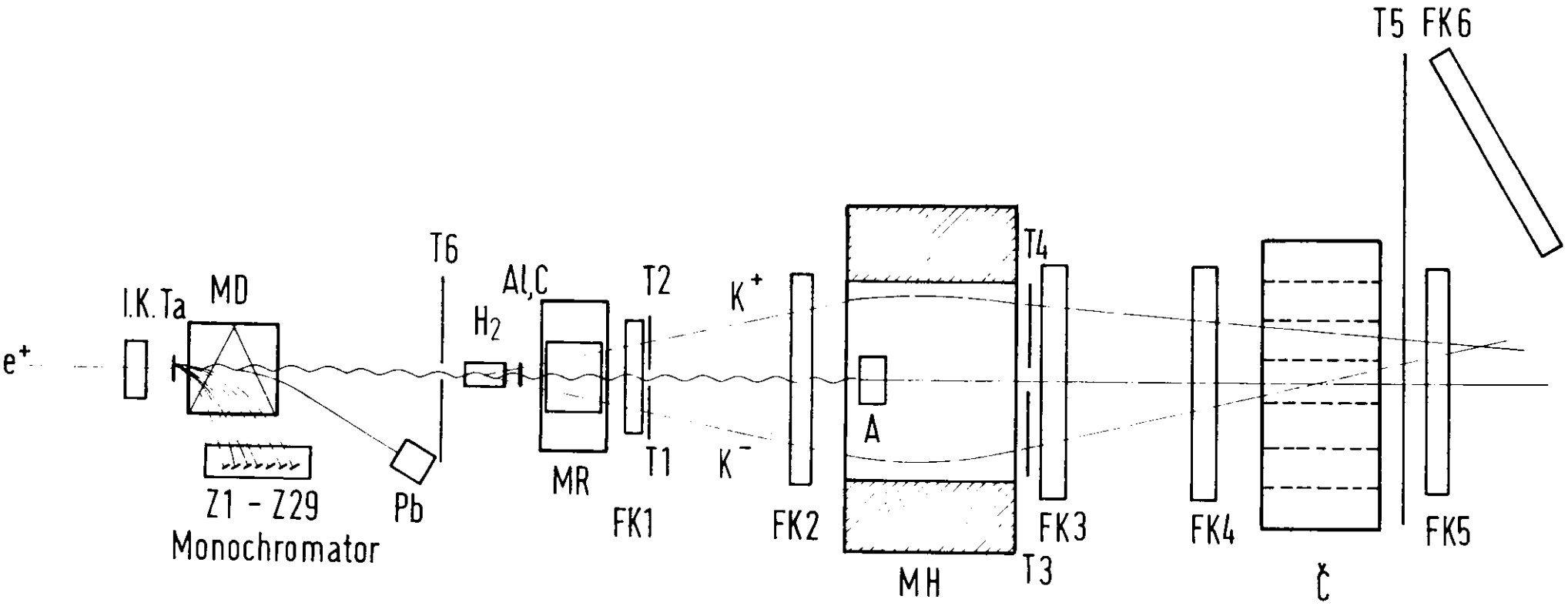


Abb.3b Schema der Meßapparatur

Anteil des Primärstrahls von einem Bleiabsorber Pb eingefangen wird. Der im Tantaltarget erzeugte Photonstrahl trifft nacheinander auf ein Wasserstoff- und ein Kohlenstoff- bzw. Aluminium-Target.

Die Reaktionsprodukte durchlaufen nun zunächst einen Ablenkmagneten MR mit schwachem Feld. Dieser lenkt die durch die elektromagnetische Wechselwirkung entstandenen niederenergetischen Elektronen und Positronen soweit ab, daß sie nicht in die nachfolgende Registrierapparatur eindringen können. Die uns interessierenden hochenergetischen Teilchen gelangen in zwei Funkenkammern FK1 und FK2, die die Bestimmung der Produktionswinkel gestatten. Anschließend durchlaufen sie einen Magneten MH und zwei weitere Funkenkammern FK3 und FK4, deren Spuren zusammen mit denen der vorderen Funkenkammern den Ablenkwinkel im Magneten und somit den Teilchenimpuls festlegen. Der primäre Photonenstrahl wird durch einen Wolframstrahlfänger A innerhalb des Magneten MH absorbiert.

Zur Teilchenidentifikation dient ein gasgefüllter Schwellen-Cerenkov-Zähler, dessen Schwelle bei den von der Apparatur akzeptierten Impulsen zwischen der K-Meson- und π -Mesonmasse liegt. Elektronen werden in Funkenkammern aus dicken Eisenplatten (FK5, FK6) als Elektronenschauer nachgewiesen.

Da die Funkenkammern selektiv auslösbar sind, werden Aufnahmen nur dann gemacht, wenn 2 geladene Teilchen die Apparatur durchlaufen haben,

und zwar immer dann, wenn für die Szintillationszähler $T_1 - T_6$ die Bedingung $T_1 T_2 T_3 T_4 T_5 \bar{T}_6$ erfüllt ist. Die energiedefinierenden Zähler $Z_1 - Z_{29}$ werden zur Auslösung nicht herangezogen, sondern in Koinzidenz mit dem Auslöseimpuls abgefragt und optisch angezeigt. Das gleiche gilt für den Čerenkov-Zähler.

2.3. Beschreibung der Komponenten der Meßanordnung

2.3.1. Der Photonstrahl²⁶⁾

Die im Synchrotron zirkulierenden Elektronen werden im Maximum ihrer Energie auf das Tantaltarget TA gelenkt und erzeugen dort Bremsstrahlung (s. Abb.3a). Ein zweites Target konvertiert die Bremsstrahlung über den Paarbildungsprozeß in Elektronen und Positronen, die mit einem Dublett aus magnetischen Quadrupollinsen fokussiert werden und durch einen homogenen Magneten eine Dispersion erhalten. Ein Kollimator in der Brennebene blendet Elektronen bzw. Positronen einer bestimmten Energie aus. Diese werden durch ein Quadrupoltriplett auf das Tantaltarget TA gelenkt. Die Energieauflösung des so gewonnenen Strahls beträgt $\pm 1\%$, die Intensität $3 \cdot 10^6$ Positronen/sec.

Die im Tantaltarget abgebremsten Positronen werden durch das Feld des Magneten MD auf eine Bank von 23 Szintillationszählern gelenkt, die Positronen bis 1,2 GeV erfaßt. Das von einem einzelnen Zähler erfaßte Energieintervall liegt zwischen 53 und 24 MeV.

2.3.2. Die Targets

Die Targetzelle für den flüssigen Wasserstoff ist ein waagrecht in Strahlrichtung liegender Mylarzylinder, der an beiden Enden mit einer Kugelkalotte aus Mylar von 1/100 mm Dicke abgeschlossen ist. In der Mittelachse beträgt seine Länge 19 cm, was einer Flächendichte der Protonen von $1,33 \text{ g/cm}^2$ entspricht. Das Kohlenstoff- bzw. Aluminiumtarget hat die Form einer Platte und befindet sich 18 cm hinter dem Wasserstofftarget ($2,87 \text{ g/cm}^2$ bzw. $1,80 \text{ g/cm}^2$).

2.3.3. Die Nachweisapparatur²⁷⁾

Die Apparatur enthält insgesamt 6 Funkenkammern (s. Abb. 3b). Die Funkenkammern FK1 bis FK4 haben je 6 Elektrodenpaare aus Aluminiumfolie von 25μ Dicke. Der Abstand der Elektroden beträgt 1 cm, der Abstand zwischen 2 benachbarten Kammern beträgt im Mittel 1 m. Im Zentrum der Kammern FK1 und FK2 ist ein Loch ausgespart, um den primären Photonenstrahl möglichst ohne Wechselwirkung passieren zu lassen. Die Gasfüllung der Kammern besteht aus 70 % Helium und 30 % Neon. Die Wahrscheinlichkeit, daß mindestens fünf der sechs Elektrodenpaare zünden, ist größer als 99 %. Die Empfindlichkeitsdauer liegt zwischen 0,5 und 1,5 μs . Zum Zünden wird an die Elektroden ein Hochspannungsimpuls von 10 - 12,5 kV je nach Funkenkammer gelegt. Die Genauigkeit der Spurlokalisierung durch die Funken ist 1/2 mm.

Die Funkenkammern zum Nachweis der Elektronen haben Stahlelektroden von 1,3 cm Dicke, was bei 7 Elektroden 5 Strahlungslängen entspricht.

Das Nachweisvermögen der Kammern für Elektronen liegt bei 98 %, wenn alle Spuren mit ≥ 10 Funken als Elektronen betrachtet werden.

Der Analysiermagnet MH wird mit einem Feld von 17,4 kG betrieben. Die unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung im Target in den Funkenkammern und den Szintillatoren erreichte Impulsauflösung $\frac{\Delta P}{P}$ beträgt im Mittel 1,5 %. Die Genauigkeit des gemessenen Produktionswinkels ist für das Target mit der größten Vielfachstreuung (Al) bei 2 GeV-Teilchen ± 3 mrad.

Der zur Diskriminierung der K-Mesonen von Teilchen mit niedrigerer Masse verwendete Cerenkov-Zähler²⁸⁾ ist ein senkrecht zur Strahlrichtung liegender Stahlzylinder, der mit gasförmigem Frigen 13 von 12 at. Druck gefüllt ist. Er enthält 7 optisch voneinander getrennte Zellen, die eine grobe Ortsinformation für die angezeigten Teilchen geben und so eine Zuordnung zu den Funkenkammerspuren ermöglichen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für π -Mesonen von 1,3 - 4,3 GeV beträgt 70 %.

Über ein System von Spiegeln werden je zwei um 90° gedrehte Ansichten der Funkenkammern, die in Natur einige Meter voneinander entfernt sind, zu einem Bild zusammengefaßt, das von einer Kamera photographiert wird (s. Abb. 4). Beide Ansichten der Funkenkammern sind durch zwei Reihen von Lichtmarken begrenzt. Außerdem sind auf dem Bild die Bildnummern, die Information über das Ansprechen des Cerenkov-Zählers und

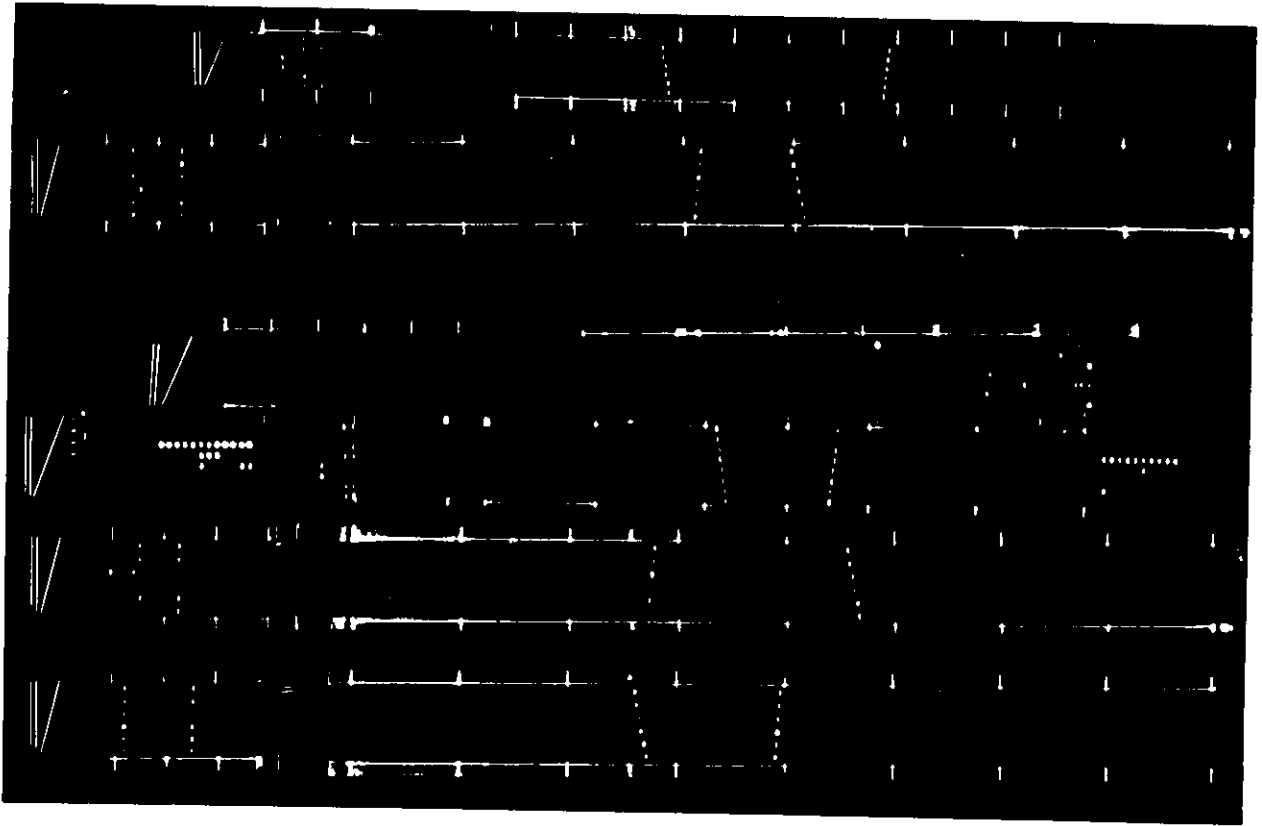


Abb. 4 Funkenkammerbild aus dem Experiment zur
Photoproduktion von Vektormesonen

die zum Ereignis gehörende γ -Energie durch Lämpchen angezeigt. Das Bild enthält somit alle zur kinematischen Rekonstruktion benötigte Information.

2.4. Akzeptanz der Apparatur²⁹⁾

2.4.1. Berechnung der Akzeptanz

Damit quantitative Aussagen über den zu untersuchenden Prozeß gemacht werden können, muß bekannt sein, wieviel der produzierten K-Mesonenpaare in der Apparatur beobachtet werden. Die Nachweiswahrscheinlichkeit (Akzeptanz) ist eine durch die Geometrie der Apparatur bestimmte Funktion der kinematischen Variablen des Prozesses. Zur Veranschaulichung des Zustandekommens der Akzeptanzfunktion betrachte man Abb. 5. Ein in Richtung der Symmetrieachse der Apparatur einlaufendes γ -Quant produziert an einem Proton eine Mesonresonanz. Diese ist durch ihre Masse M_R , Impuls $|\vec{p}_R|$, Polarwinkel θ_R und Azimutwinkel ϕ_R gekennzeichnet. Sie zerfällt in zwei Mesonen M_1 und M_2 , wobei jedoch bei den Zerfallsteilchen zur Festlegung der Kinematik zwei weitere Größen genügen. Man wählt zweckmäßigerweise den Polarwinkel θ_{M_1} und den Azimutwinkel ϕ_{M_1} des positiven Mesons.

Jeder durch eine Kombination dieser Parameter charakterisierten Resonanz ist nun eine Akzeptanz

$$W(M_R, |\vec{p}_R|, \theta_R, \phi_R, \theta_{M_1}, \phi_{M_1})$$

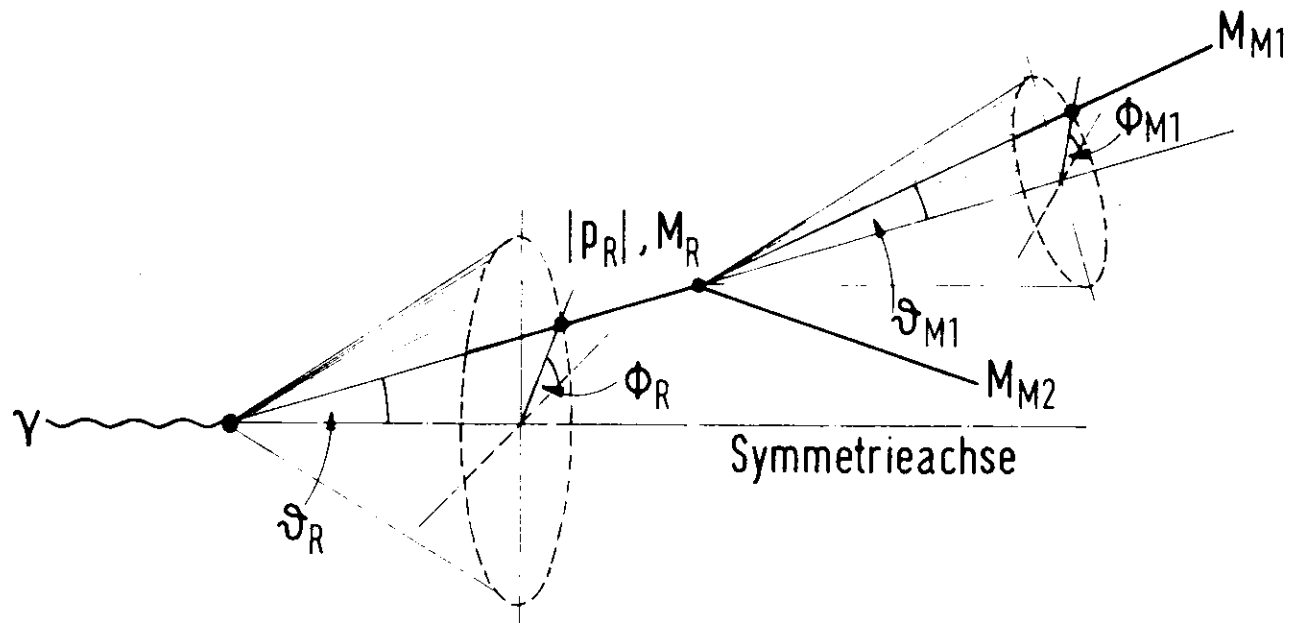


Abb.5 Geometrie des ϕ -Meson-Zerfalls

(ϕ_R bezieht sich auf die Horizontale, ϕ_{M1} auf die Ebene (γ -Resonanz))

zugeordnet, die den Wert 1 annimmt, falls die Zerfallsteilchen von der Apparatur akzeptiert werden, und sonst 0 ist. Da der Strahl unpolarisiert ist, kann die Produktion der Resonanz nicht vom Azimutwinkel abhängen. Ähnliches gilt für den Azimut des Zerfallsteilchens. Er könnte zwar mit der Produktionsebene (γ , Resonanz) korreliert sein, diese selbst hat jedoch keine Vorzugsrichtung. Folglich kann man zur Gewinnung einer nur von physikalisch relevanten Größen abhängigen Akzeptanzfunktion über diese beiden Parameter integrieren. Da die Akzeptanz für die Berechnung eines Wirkungsquerschnittes nur von den Größen abhängen soll, von denen auch der Wirkungsquerschnitt abhängt, kann man zum Beispiel für die Berechnung von $\frac{d\sigma}{dt}$ zusätzlich über den Zerfallswinkel der Resonanz integrieren. Da das Photon den Spin 1 hat, muß bei der Erzeugung in Vorwärtsrichtung die Winkelverteilung im Ruhesystem der Resonanz proportional zu $\sin^2\theta_{M1}^+$ sein (θ_{M1}^+ = Winkel des positiven K-Mesons mit dem ausgehenden Targetteilchen im Ruhesystem der Resonanz). Die Integration wird wegen der Kompliziertheit durch Erzeugung von Zufallszahlen für die Integrationsvariablen und Mittelwertbildung (Monte-Carlo-Methode) durchgeführt. Die Akzeptanz ergibt sich zu:

$$A(M_R, |\vec{P}_R|, \theta_R) = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N W(M_R, |\vec{P}_R|, \theta_R, \phi_R^{(n)}, \theta_{M1}^{(n)}, \phi_{M1}^{(n)}) \frac{\pi}{2} \sin^2\theta_{M1}^{+(n)}$$

(N = Anzahl der Zufallswerte)

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes wird dann jedes Ereignis mit dem Gewicht $\frac{1}{A}$ versehen.

2.4.2. Spezielle Eigenschaften der Akzeptanz für den ϕ -Mesonnachweis

Die Apparatur wurde im Hinblick auf die Erzeugung von ρ^0 -Mesonen entworfen. Bei den ρ^0 -Mesonen ist die Resonanzmasse erheblich größer als die doppelte π -Mesonenmasse. Im ρ^0 -Meson-Ruhesystem haben die π -Mesonen deshalb eine hohe Energie, so daß sie im Laborsystem unter relativ großem Winkel erscheinen. Die K-Mesonen-Paare aus dem Zerfall des ϕ -Mesons zeigen wesentlich kleinere Öffnungswinkel, da die ϕ -Mesonmasse nur ganz wenig über der doppelten K-Mesonenmasse liegt. Abb. 6 zeigt die Grenzwinkel im Verhältnis zur Apparatur für die Produktion unter 0° bei einer Energie des ρ - bzw. ϕ -Mesons von 4 GeV. Man erkennt, daß die ϕ -Mesonen bei Produktion in Vorwärtsrichtung sehr gut akzeptiert werden, daß aber Ereignisse mit einem größeren Produktionswinkel ($\geq 2^\circ$) entweder von einem Triggerzähler nicht erfaßt oder vom Strahlfänger blockiert werden. Der Fall, wo beide Teilchen den Strahlfänger auf der gleichen Seite passieren, wird wegen der Koinzidenzbedingung $T_1 T_2$ nicht registriert. Abb. 7 zeigt die Akzeptanz der Apparatur als Funktion der invarianten (K^+, K^-)-Masse für verschiedene Produktionswinkel und zum Vergleich die Akzeptanz für π -Mesonen-Paare.

3. Auswertung

3.1. Datenfluß²⁷⁾

Im Rahmen des beschriebenen Experimentes wurden etwa 13000 Funkenkammerbilder aufgenommen. Etwa 3000 Aufnahmen waren meßbar, d. h. sie zeigten Spuren von 2 Teilchen. Die Bilder wurden parallel sowohl mit einem

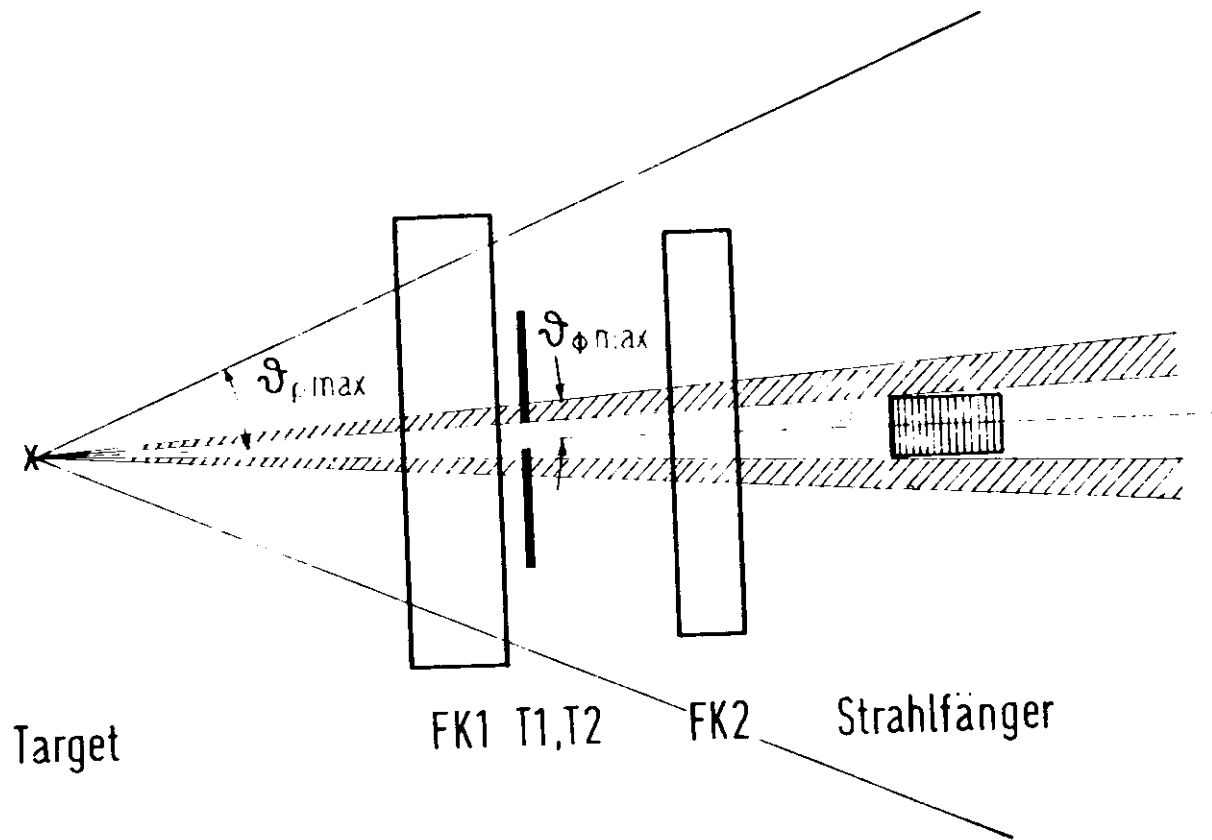


Abb.6 Akzeptanzgrenzen der Apparatur für das ρ^0 - und ϕ -Meson

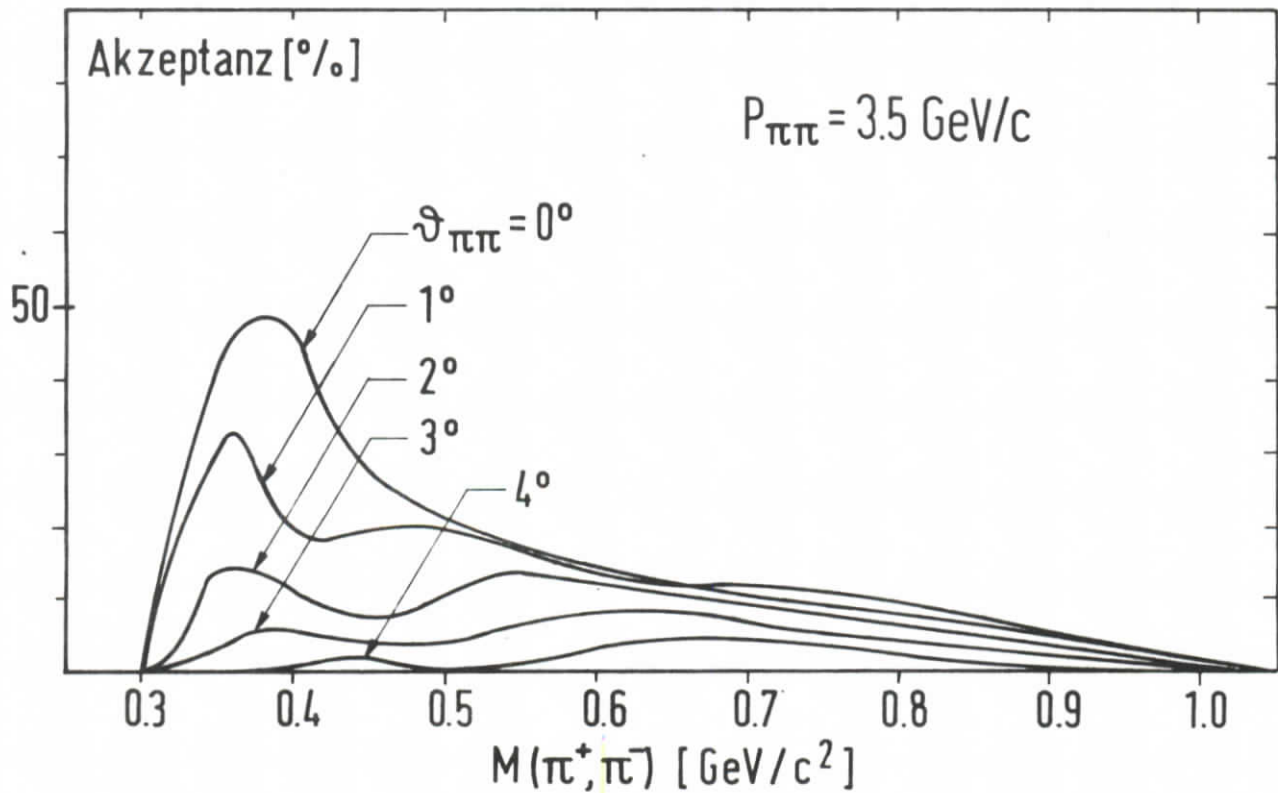
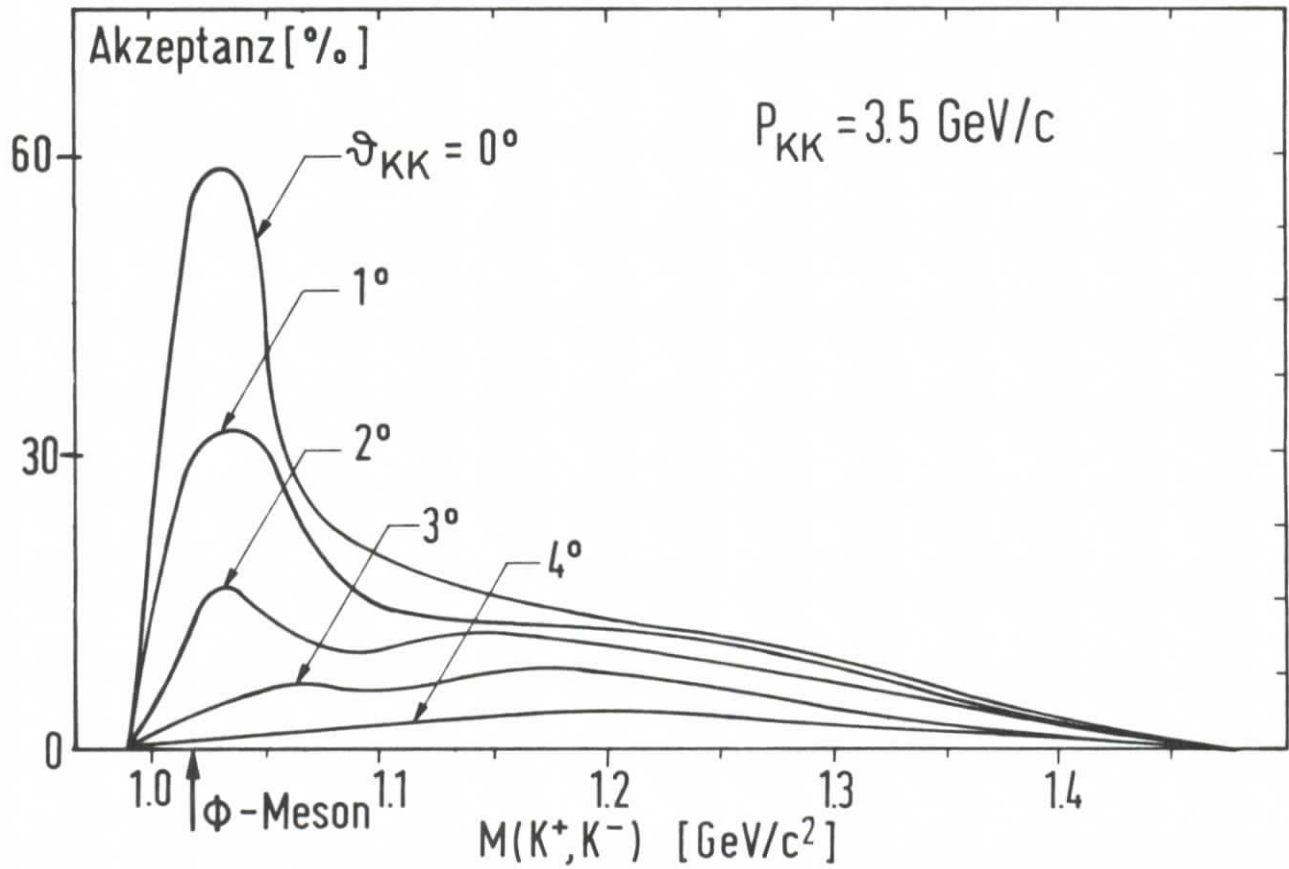


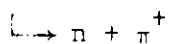
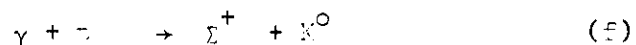
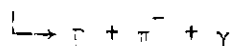
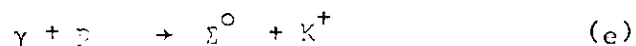
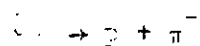
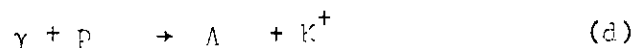
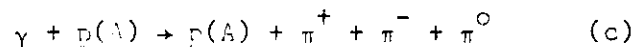
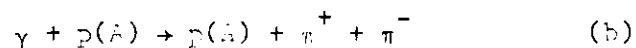
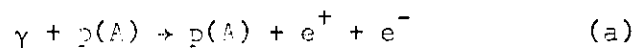
Abb.7 Akzeptanz der Apparatur für ϕ - und ρ -Mesonen als Funktion der Resonanzmasse (ϑ_{KK} , $\vartheta_{\pi\pi}$ Produktionswinkel, P_{KK} , $P_{\pi\pi}$ Impuls der Resonanz)

automatischen System (siehe Anhang) als auch auf digitalisierten Meß-
tischen von Hand vermessen, so daß dabei die Funktionstüchtigkeit des
neu entwickelten automatischen Systems überprüft werden konnte. Die
auf Magnetband bzw. Lochstreifen vorliegenden Daten wurden auf dem
gleichen Wege verarbeitet:

Zunächst wurden sie in einer IBM-7044 Rechenmaschine einer Prüfung auf
grobe Fehler unterworfen. Für Bilder, die die Prüfung überstanden,
wurden die Raumkoordinaten der Spuren errechnet und wiederum auf
Magnetband gespeichert. Die verworfenen Bilder wurden erneut gemessen,
und die Prozedur wurde wiederholt. Aus dem so gewonnenen Datenband
wurden durch ein Kinematikprogramm die physikalischen Daten errechnet.

3.2. Identifizierung des gesuchten Prozesses

Wegen der relativen Seltenheit des hier untersuchten Prozesses ist die
zuverlässige Identifizierung der registrierten Teilchen von großer
Wichtigkeit. Wegen der begrenzten Ansprechwahrscheinlichkeit des
Cerenkov-Zählers und des Schauerzählers kommen als störende Teilchen
Elektronen, π^- oder K-Mesonen aus folgenden Prozessen in Frage:



Die Prozesse werden von der K-Meson-Paar-Produktion wie folgt getrennt: Ereignisse, die Schauer zeigen, und Ereignisse, bei denen der Cerenkov-Zähler angesprochen hat, werden eliminiert. Bei einer Ansprechwahrscheinlichkeit des Cerenkov-Zählers von 70 % für π -Mesonen und einer Nachweiswahrscheinlichkeit der Schauerfunkenkammern für Elektronen von 98 % erwartet man, daß die verbleibenden Ereignisse im Massenbereich des ϕ -Mesons zu etwa gleichen Teilen Elektronen, π -Mesonen und K-Mesonen sind. Für diese Ereignisse wird, unter der Annahme, daß es K-Mesonen waren, die Photonenergie zurückgerechnet. Es werden nur die Ereignisse weiterverarbeitet, bei denen die berechnete Photonenergie innerhalb der Meßgenauigkeit mit der gemessenen übereinstimmt.

Abbildung 8 zeigt die Differenz $\Delta E_{\gamma} = E_{\gamma}(\text{gemessen}) - E_{\gamma}(\text{gerechnet})$ für verschiedene konkurrierende Prozesse, als Funktion der Photonenergie. Für die Prozesse (a) und (b) ergibt sich ein Unterschied von etwa 150 MeV. Bei einer Auflösung von ± 60 MeV für E_{γ} ist die zu erwartende Verunreinigung durch π -Mesonen < 4 %, für die Elektronen < 2 %. Der Prozeß (c) ist nicht von vornherein auszuschließen. Seine Häufigkeit müßte mit wachsendem ΔE_{γ} zunehmen. Im Bereich $0,3 \leq \Delta E_{\gamma} \leq 10$ MeV werden jedoch keine Ereignisse beobachtet. Die Reaktion (d) könnte theoretisch die Messung verfälschen. Blasenkammermessungen¹⁵⁾ zeigen aber, daß bei den betrachteten Energien die K-Mesonen unter sehr kleinen Winkeln erzeugt werden. Berechnet man die unter diesen Umständen möglichen Energien des π -Mesons, so zeigt sich, daß die Verunreinigung $\ll 1$ % sein muß. Für die Reaktion (e), deren Wirkungsquerschnitt eine Größenordnung kleiner als der von Reaktion (d) ist, gilt das gleiche. Bei

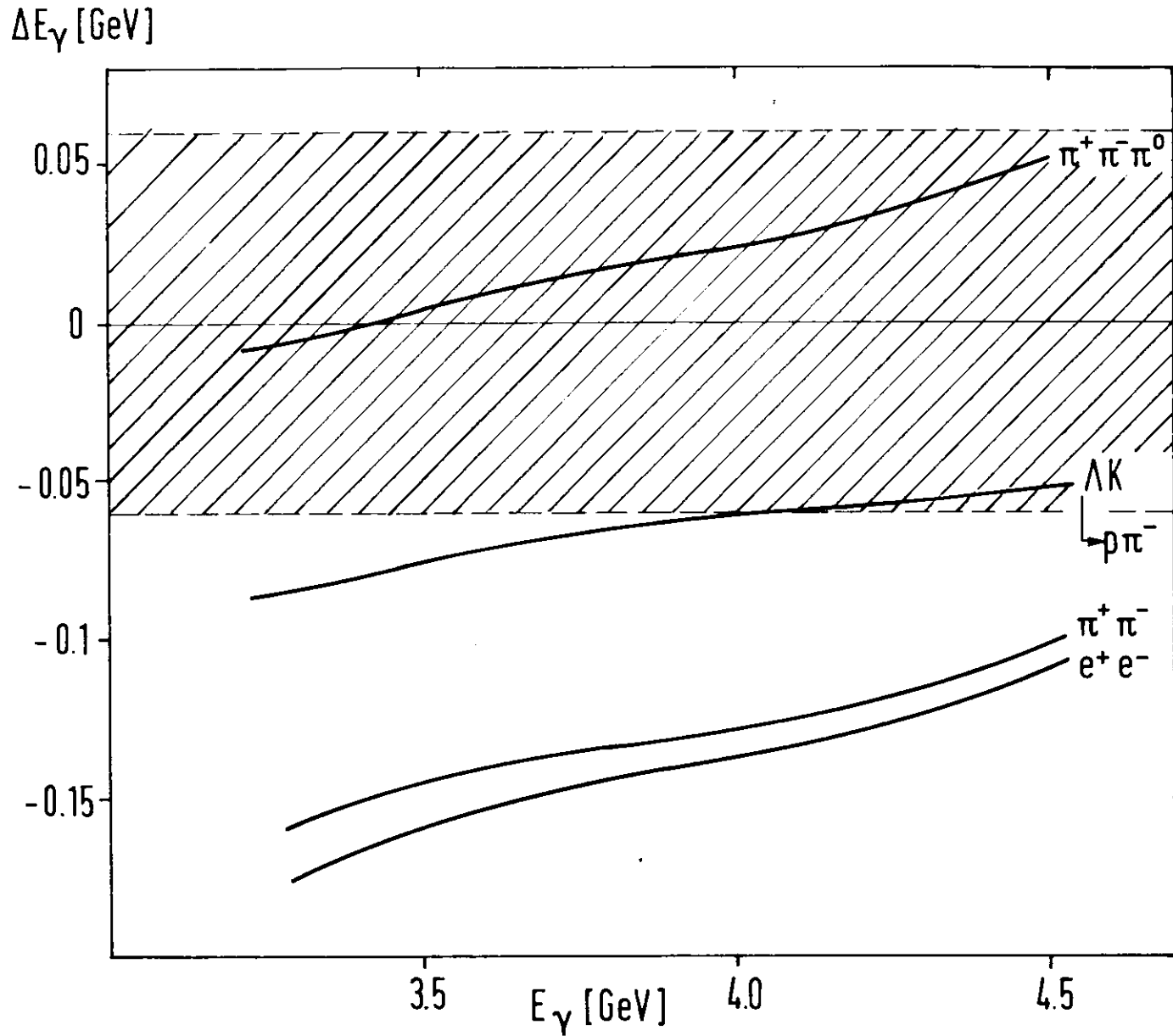


Abb. 9 Differenz ΔE_γ zwischen gemessener und zurückgerechneter Photonenergie für störende Prozesse
 ($\Delta E_\gamma = 0$ für $\gamma + A \rightarrow A + K^+ + K^-$)

der Reaktion (f) können die Pionen aus dem K^0 -Zerfall keine ϕ -Mesonen vortäuschen, da sie bei falscher Massenzuordnung im (K^+K^-) -Spektrum nur Massen $> m_\phi$ hätten.

Unter der Annahme, daß die analogen Prozesse mit Neutronen sich nicht um Größenordnungen von denen mit Protonen unterscheiden, gelten für diese die gleichen Argumente.

3.3. Berechnung von Wirkungsquerschnitten

Für die physikalische Interpretation geeignet ist der nach dem Quadrat des an das Targetteilchen übertragenen Viererimpulses differenzierte Wirkungsquerschnitt. Er berechnet sich durch folgende Beziehung aus den gemessenen Daten:

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{\sum_{n=1}^{N_{\text{beob}}} \frac{1}{A(|\vec{p}_\pi^+(n)|, \vartheta_\pi(n))}}{\int_{k_1}^{k_2} \varrho_{\text{eff}} \frac{1}{k} f(k, k_0) dk N_T \Delta t \cdot f_1 \cdot f_2 \cdot f_3 \cdot f_4}$$

Hierbei haben die Größen folgende Bedeutung:

- N_{beob} Anzahl der beobachteten ϕ -Mesonen
- $A(|\vec{p}_\pi^+(n)|, \vartheta_\pi(n))$ Akzeptanz der Apparatur für das n-te ϕ -Meson mit Impuls p_π , Produktionswinkel ϑ_π

k	Photonenergie
k_0	Maximale Photonenergie
k_1, k_2	Grenzen des registrierten Photonenergiebereichs
Q_{eff}	Anzahl der "effektiven Quanten". Sie hängt mit der totalen vom Quantameter angezeigten Strahlenergie zusammen durch $E_{\text{tot}} = \int_0^{k_0} k N(k) dk = Q_{\text{eff}} \cdot k_0$
$f(k, k_0)$	Verteilungsfunktion der Photonenergie (Bremspektrum)
N_T	Anzahl der Nukleonen pro cm^2 im Target
Δt	Breite des betrachteten Intervalls für das Quadrat des an das Targetteilchen übertragenen Viererimpulses
F_1, \dots, F_4	Korrekturfaktoren (siehe 3.4.)

3.4. Korrekturen

Für die Berechnung des Wirkungsquerschnittes muß berücksichtigt werden, daß das ϕ -Meson nur zu 43 % in zwei geladene K-Mesonen zerfällt¹⁶⁾. Der Zerfall in K_0, \bar{K}_0 und der seltene Zerfall in π^+, π^-, π^0 werden nicht

registriert. Es ergibt sich ein Korrekturfaktor:

$$f_1 = 0,48 \pm 0,03$$

Daneben muß eine Korrektur für in der Apparatur zerfallene K-Mesonen angebracht werden. Bei einer mittleren K-Mesonen-Energie von 1,8 GeV zerfallen 31 % der K-Mesonen im Flug durch die Apparatur. Die Wahrscheinlichkeit, daß das beim Zerfall entstandene Meson doch ein richtiges Ereignis vortäuscht, ist kleiner als 1 %. Es ergibt sich:

$$f_2 = 0,69 \pm 0,08$$

Als drittes wird das Ansprechvermögen des Monochromators mit

$$f_3 = 0,80 \pm 0,05$$

berücksichtigt. Dieser relativ kleine Wert ist eine Folge der beschränkten Akzeptanz der Zähler für die abgelenkten Elektronen.

Nicht zu vernachlässigen sind auch die Verluste auf Grund der starken Wechselwirkung der K-Mesonen in der Apparatur. Sie werden unter Berücksichtigung der K-Nukleon-Wirkungsquerschnitte¹⁷⁾ zu 7 % abgeschätzt, so daß die Korrektur

$$f_4 = 0,93 \pm 0,03$$

ergibt.

3.5. Genauigkeit

Die Genauigkeit des Wirkungsquerschnittes wird durch den statistischen Fehler von 50 bis 70 % in der Anzahl der beobachteten Teilchen beherrscht. Dagegen ist der Einfluß der systematischen Fehler (s. Tabelle 1) von 15 % gering. (Die Einzelfehler wurden quadratisch addiert.) Der Fehler des Quadrates des Viererimpulsübertrags

$$t = (k - P_{K^+} - P_{K^-})^2$$

errechnet sich aus den Meßgenauigkeiten von $\frac{\Delta P}{P} = 1,5 \%$, $\frac{\Delta K}{K} = 1 \%$,

$\Delta \theta = 3 \text{ mr}$ zu

$$\Delta t \leq 0,01 \text{ GeV} .$$

Für die Massenauflösung ergibt sich:

$$\Delta M \leq 0,005 \text{ GeV}$$

Tabelle 1

Systematische Fehler

Primärintensität	5 %
Akzeptanz	5 %
Unbeobachtete Zerfälle	6 %
Wenfall in der Apparatur	3 %
Monochromator	5 %
Wechselwirkung in der Apparatur	3 %
Falsche Identifizierung	<u>6 %</u>
	15 %
Ansprechvermögen der Triggerzähler	< 1 %
Ansprechvermögen der Funkenkammern	< 1 %

4. Meßergebnis und Diskussion

4.1. Meßergebnis

Das ϕ -Meson wird als Abweichung der (K^+, K^-) -Massenverteilung von der durch den Phasenraum gegebenen Massenverteilung zwischen 1,012 und 1,026 GeV/c^2 nachgewiesen. Abbildung 9 zeigt die gemessene Massenverteilung in einem Bereich von der Erzeugungsschwelle bis zu einer Masse von 1,1 GeV/c^2 . Abbildung 10a zeigt die Verteilung der Differenz ΔE_γ zwischen gemessener und berechneter Photonenergie für K-Mesonen-Paare mit $1,012 \leq M(K^+, K^-) \leq 1,026$. Die Anhäufung der Ereignisse bei $-0,06 \leq \Delta E_\gamma \leq 0,06 \text{ GeV}$ stammt aus der Reaktion $\gamma + A \rightarrow A + \phi$, während die Anhäufung bei $\Delta E_\gamma = -0,15$ auf falsch identifizierte Elektronen oder π -Mesonen zurückzuführen ist. Dies wird bestätigt, wenn man gleiche Verteilung für die Teilchenpaare aufträgt, die nicht als K-Mesonen identifiziert wurden (s. Abb. 10b).

Tabelle 2

Target	t-Bereich (GeV^2)	$\frac{d\sigma}{dt} \left(\frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^2 \text{ Nukleon}} \right)$
H ₂	0,025 - 0,035	1,9 \pm 1,4
C	0,020 - 0,035	2,4 \pm 1,7
Al	0,020 - 0,035	3,9 \pm 2,0

Entsprechend der Akzeptanz der Apparatur wurde ein Punkt für $\frac{d\sigma}{dt}$ pro Target gemessen. Das Ergebnis zeigt Tabelle 2. Die Wirkungsquerschnitte pro Nukleon zeigen ein Verhalten, das gut verträglich mit einem Anstieg mit der Massenzahl A ist.

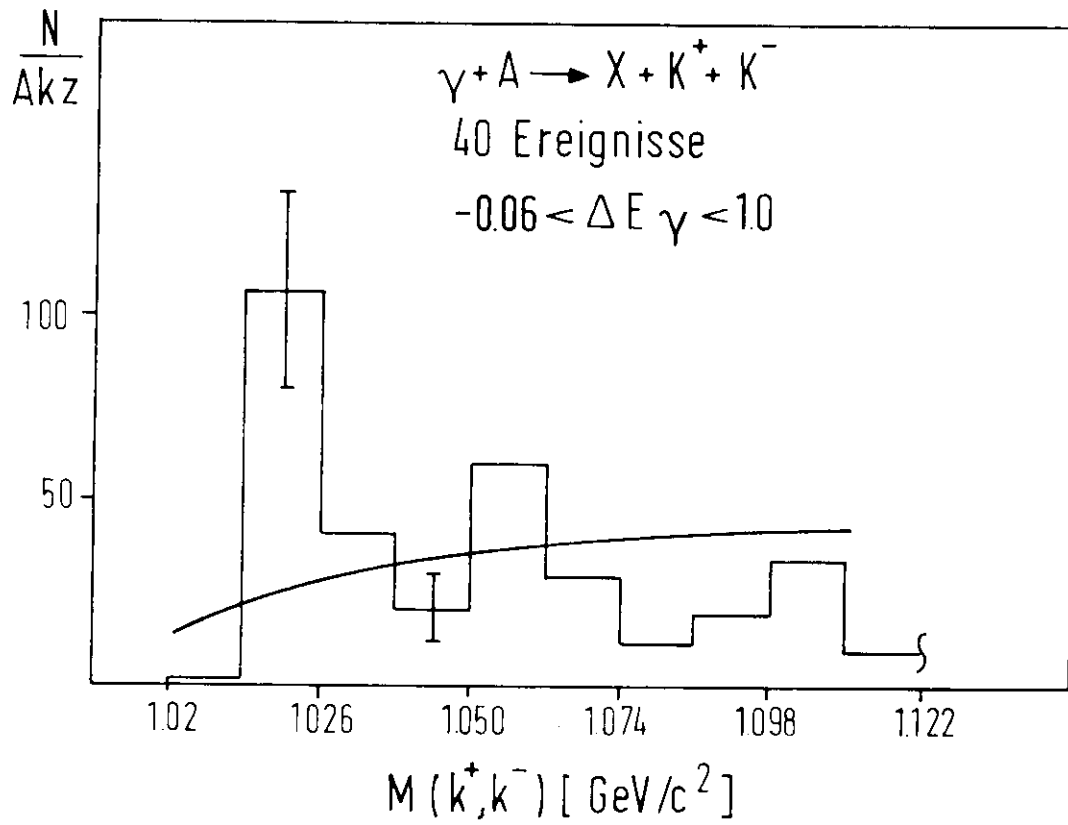


Abb.9 Verteilung der Massen des (K^+K^-) -Systems.
 (Die kontinuierliche Kurve stellt die durch
 den Phasenraum gegebene Verteilung dar.)

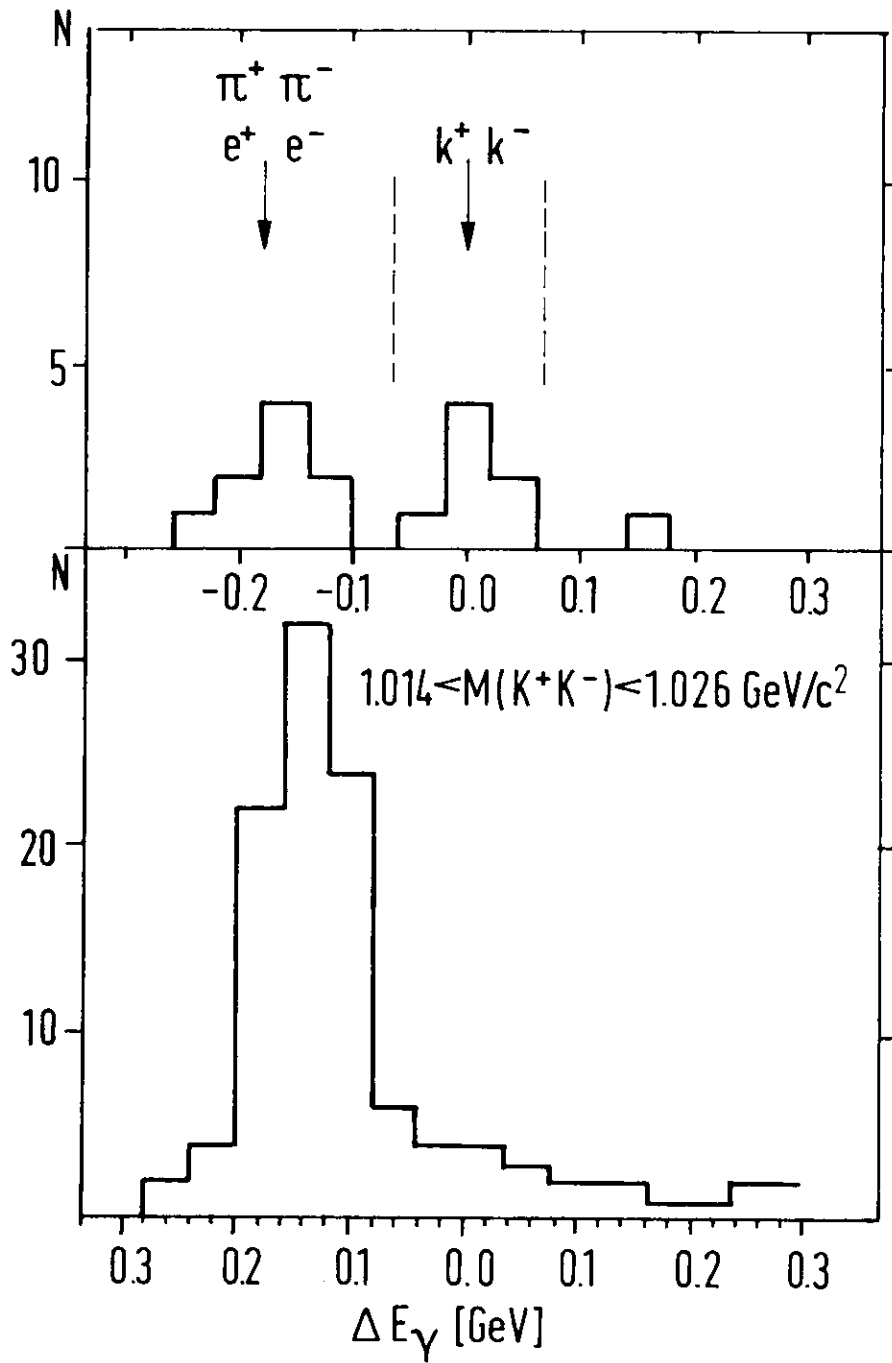


Abb.10 Verteilung der Differenz zwischen gemessener und zurückgerechneter Photonenergie für Ereignisse im Massenbereich des Φ -Mesons

a) Ereignisse, die der Cerenkovzähler und die Schauerkammer als K-Mesonen ausweisen

b) Rest

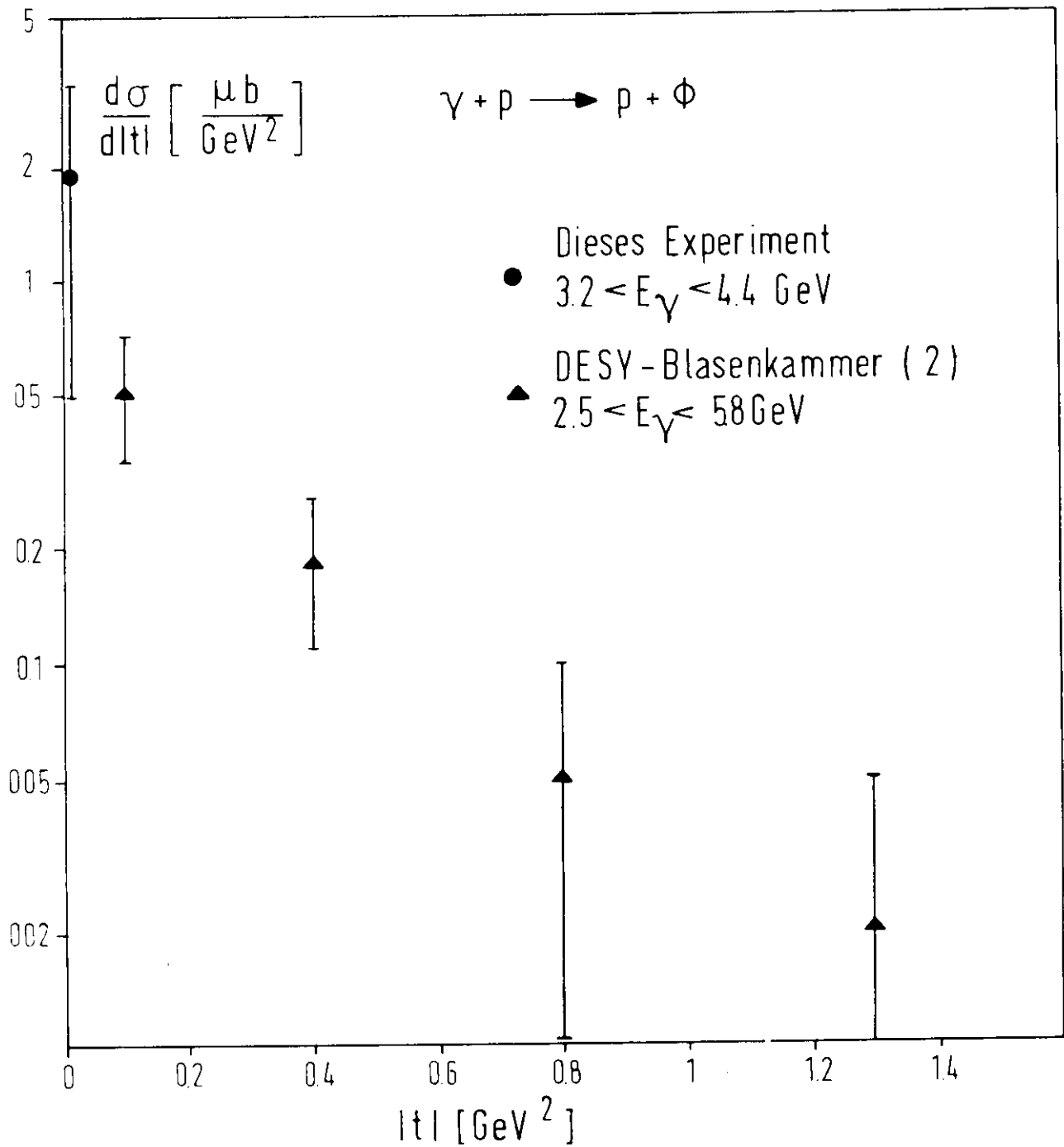


Abb.11 Vergleich des gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnittes für H_2 mit den Daten der DESY-Blasenkammer²⁾

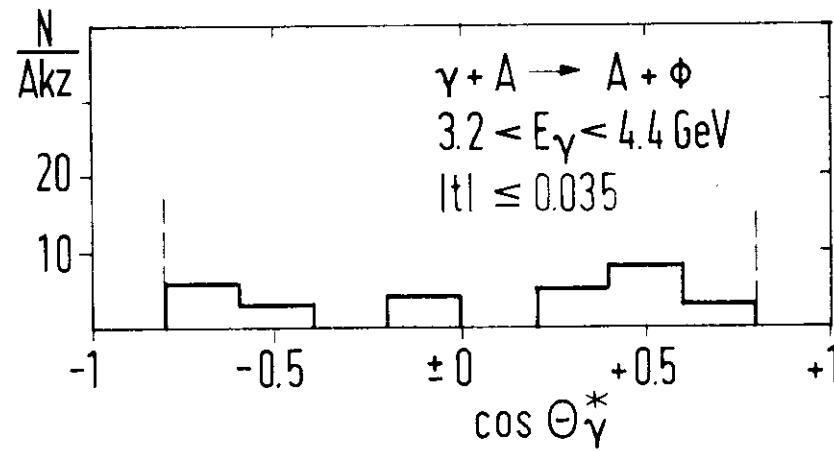
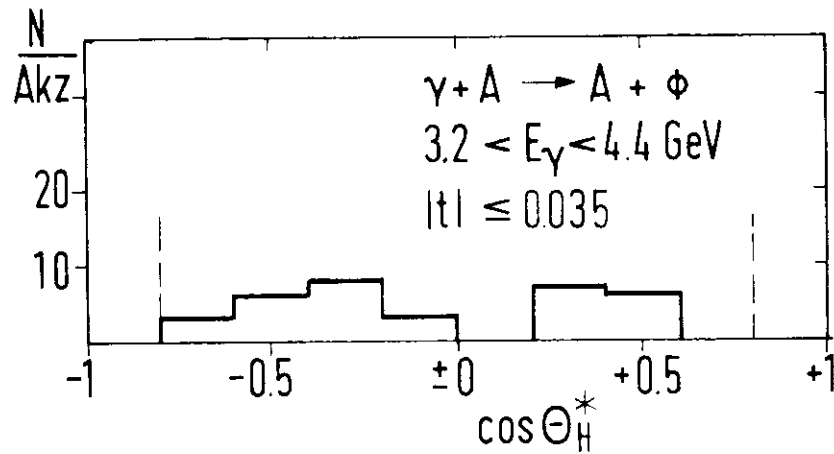


Abb.12 Winkelverteilung für den Zerfall des ϕ -Mesons.

θ_H^+ ist der Winkel zwischen dem auslaufenden Targetteilchen und dem positiven K-Meson im ϕ -Meson-Ruhesystem.

θ_γ^+ ist der entsprechende Winkel gegenüber dem einlaufenden Photon.

Die gestrichelte Linie bezeichnet die Grenze der Akzeptanz.

Der Wert für H_2 ist in Abb. 11 zusammen mit den Werten, die in einem Experiment mit der DESY-Blasenkammer²⁾ gemessen wurden, gezeigt. Es wird der relativ kleine Wirkungsquerschnitt von $0,2 \mu\text{b}$ gegenüber der ω - und ρ^0 -Produktion bestätigt.

Die Winkelverteilungen in Abb. 12 sind sowohl mit einer isotropen als auch mit einer $\sin^2\theta^+$ -Verteilung verträglich.

4.2. Interpretation des Ergebnisses

4.2.1. Unterdrückung der Φ -Meson-Photoproduktion

Das Experiment bestätigt die Unterdrückung der Φ -Meson-Photoerzeugung gegenüber der Erzeugung des ρ^0 - und des ω -Mesons. Der gemessene Wert des Wirkungsquerschnitts

$$\sigma_{\Phi} = \sigma(\gamma + A \rightarrow A + \Phi) = 0,2 \mu\text{b}$$

bzw. das Verhältnis von Φ - zu ρ^0 -Produktion^{1,2)}

$$\frac{\sigma_{\Phi}}{\sigma_{\rho}} = 0,013 \pm 0,005$$

werden im folgenden mit den theoretischen Vorhersagen verglichen.

Die Aussage des Vektormesondominanz-Modells über den Wirkungsquerschnitt für das Φ -Meson hängt wie aus den Gleichungen(2), (5) ersichtlich von den beiden Unbekannten γ_{Φ} und $\sigma_T(\Phi)$ ab, die durch zusätzliche Modellvorstellungen gewonnen werden müssen. Eine Vorhersage für

den Wirkungsquerschnitt auf Grund des Quarkmodells wird von Joos¹⁸⁾ gemacht. $\sigma_T(\phi)$ wird hier nach Lipkin¹⁹⁾ aus den Wirkungsquerschnitten der K- bzw. π -Meson-Nukleonstreuung berechnet:

$$\sigma_T(\phi) = 2 \sigma_T(K^+p) + 2 \sigma_T(\pi^-p) - 2 \sigma_T(\pi^+p)$$

Die Kopplungskonstante γ_ϕ wird aus der SU(6) Relation²⁵⁾

$$\gamma_\sigma^{-2} : \gamma_\omega^{-2} : \gamma_\phi^{-2} = 9 : 1 : 2$$

mit Hilfe des gemessenen $\gamma_\rho^2/4\pi = 0,57$ bestimmt. Es ergibt sich für $E_\gamma = 6$ GeV:

$$\sigma_\phi = \sigma_T(\gamma + p \rightarrow p + \phi) = 1,15 \mu\text{b} \pm 0,5$$

Das Ergebnis bringt zwar qualitativ die Unterdrückung der ϕ -Meson-Produktion zum Ausdruck, ist aber immer noch um einen Faktor 6 zu hoch.

Ein ähnliches Modell, das ebenfalls die ϕ -Meson-Produktion mit Hilfe des Vektormesondominanz-Modells und des Quarkmodells auf $\sigma_T(K_p)$ und $\sigma_T(\pi_p)$ zurückführt, wird von Kajantie und Trefil²⁰⁾ angegeben. Es geht allerdings davon aus, daß die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes bei allen Vektormesonen und bei der π -N-Streuung gleich ist, was nach²⁾ nicht der Fall ist. Deshalb sind die Betrachtungen nur

für die Vorwärtsrichtung gültig. Wenn man unter Berücksichtigung der gemessenen t -Abhängigkeit²⁾ integriert, erhält man:

$$\frac{\sigma_{\phi}}{\sigma_{\rho}} = 0,073 \pm 0,02$$

Auch hier ist die Übereinstimmung schlecht.

Neben dem Quark-Modell liefert auch das Regge-Modell zusammen mit dem Vektormesondominanz-Modell eine Aussage über den Wirkungsquerschnitt der ϕ -Meson-Photoproduktion. Hier wird der Prozeß $\gamma + p \rightarrow p + V$ durch den Austausch der Regge-Trajektorien f, f', A_2 beschrieben (s. Abb. 14).

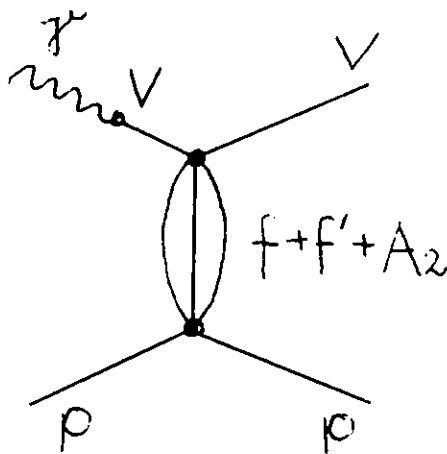


Abb. 14 Photoproduktion von Vektormesonen im Regge-Modell

Freund²¹⁾ erhält unter zusätzlicher Benutzung der experimentellen Daten von $\sigma_T(\pi p)$ und $\sigma_T(KN)$ eine Beziehung zwischen σ_ϕ und σ_ρ , die aus den oben genannten Gründen ebenfalls nur für die Vorwärtsrichtung gilt. Die Integration, wie oben, ergibt:

$$\frac{\sigma_\phi}{\sigma_\rho} = 0,063$$

Bucella und Collocchi²²⁾ erhalten ohne Heranziehung von experimentellen Daten eine Beziehung zwischen σ_ρ , σ_γ , σ_ω :

$$\begin{aligned} \frac{2}{3} \left(\frac{3}{40} \sigma_\rho + \frac{1}{8} \sigma_\omega - \frac{2}{5} \sigma_\phi \right)^2 &= \\ &= \left(\frac{3}{10} \sigma_\rho - \frac{1}{2} \sigma_\omega + \frac{2}{5} \sigma_\phi \right) \left(-\frac{1}{20} \sigma_\rho + \frac{1}{4} \sigma_\omega + \frac{1}{10} \sigma_\phi \right) \end{aligned}$$

Mit den Daten von Ref.^{1,2)} ergibt sich:

$$\frac{\sigma_\phi}{\sigma_\rho} = 0,1 \pm 0,05$$

Auch dieses Ergebnis gibt den experimentellen Befund schlecht wieder.

Im multiperipheren Modell²⁴⁾ läßt sich die Unterdrückung der ϕ -Meson-Photoerzeugung auf die Kleinheit der Kopplungskonstante $g_{\phi\rho\pi}$ zurückführen (s. Gleichung (6)) ($\Gamma(\phi \rightarrow \rho + \pi) = 0,4 \text{ MeV}^{-16)$). Eine quantitative Aussage ist nicht möglich, da die Kopplungskonstante $g_{\rho\pi\gamma}$

nicht hinreichend genau bekannt ist. Es sei jedoch darauf hingewiesen, daß dieses Modell für das Verhältnis $\frac{\sigma_{\rho}}{\sigma_{\omega}}$ einen falschen Wert liefert²³⁾.

4.2.2. Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes

für $\theta=0^\circ$ von der Massenzahl A des Targets

Abbildung 13 zeigt den gemessenen Verlauf von $\frac{1}{A} \frac{d\sigma}{d\Omega} \Big|_{\theta=0}$ in Abhängigkeit von der Massenzahl A. Zur Erreichung einer größeren Genauigkeit wurde für A = 1 der Wert der DESY-Blasenkammer²⁾ hinzugenommen. Die durchgezogenen Kurven 1 und 2 zeigen den Verlauf des Wirkungsquerschnittes, wie er sich aus dem Vektormesondominanz-Modell ohne ω - ϕ -Mischung nach Drell und Trefil ergibt (s. Abschnitt 1). Wegen der unzureichenden Statistik lassen sich hieraus keine Aussagen über den totalen ϕ -Nukleon-Querschnitt machen, jedoch deutet das Ansteigen mit A auf diffraktive Erzeugung hin. Die Kurven 3 - 8 zeigen Vorhersagen von Ross und Stodolsky¹⁴⁾ unter Berücksichtigung der ω - ϕ -Mischung. ω' , ϕ' bezeichnen die in nuklearer Materie vorhandenen physikalischen ω - bzw. ϕ -Mesonen, die sich mit dem Mischungswinkel θ_N aus den SU(3)-Teilchen zusammensetzen. $\sigma_{\omega'}$, $\sigma_{\phi'}$ sind die entsprechenden totalen Meson-Nukleon-Querschnitte.

Bei Annahme von $\sigma_{\omega'} = 50$ mb und $\sigma_{\phi'} = 25$ mb und leichter ($\theta_N = -0,4$) konstruktiver bzw. ($\theta_N = 0,4$) destruktiver Interferenz der "direkten" und der regenerierten Amplitude ergeben sich die Kurven 3 - 6. Sie sind noch verträglich mit den Messungen.

Die Kurven 7 und 8 zeigen den Verlauf des Wirkungsquerschnittes mit A bei maximaler konstruktiver Interferenz ($\Theta_N = - 0,67$), $\sigma_\omega' = 65$ mb und $\sigma_\phi' = 7$ mb. Das gezeigte Verhalten wird durch die Messung ausgeschlossen.

III. ZUSAMMENFASSUNG

Es wird die ϕ -Meson-Photoerzeugung an Wasserstoff, Kohlenstoff und Aluminium bei Photonenergien zwischen 3,2 und 4,4 GeV und Produktionswinkeln bis 2 Grad untersucht. Das ϕ -Meson wird über seinen Zerfall in 2 geladene K-Mesonen in einer Magnet-Funkenkammerapparatur nachgewiesen.

Es zeigt sich, daß die ϕ -Meson-Photoerzeugung gegenüber der Photoerzeugung des ρ^0 - und ω -Mesons stark unterdrückt ist. Für die Erzeugung an Wasserstoff werden die DESY-Blasenkammer-Daten bestätigt.

Weiterhin ergibt sich, daß die Messung mit einem Anstieg des Wirkungsquerschnittes pro Nukleon in Vorwärtsrichtung als Funktion der Massenzahl des Targets verträglich ist.

Die Unterdrückung der ϕ -Meson-Photoerzeugung wird anhand des Vektormeson-dominanz-Modells, ergänzt durch das Quark- bzw. das Regge-Modell, sowie des multiperipheren Modells diskutiert. Keine der Vorhersagen dieser Modelle stimmt mit dem Experiment quantitativ überein.

Das Verhalten des Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von der Massenzahl ist verträglich mit den Vorhersagen des Diffraktionsmodells ohne Berücksichtigung der ω - ϕ -Mischung. Ein extrem starker Anstieg mit der Massenzahl, wie er bei Berücksichtigung der ω - ϕ -Mischung¹⁴⁾ möglich ist, kann durch die Messung ausgeschlossen werden.

IV. ANHANG: DAS AUTOMATISCHE SYSTEM ZUR AUSWERTUNG VON FUNKENKAMMERBILDERN ³³⁾

Bei Funkenkammerexperimenten liegt ein wesentlicher Teil des Arbeitsaufwandes bei der Auswertung der Bilder. Bei den bisher verwendeten Methoden der Vermessung der Bilder haben Funkenkammerexperimente, wie jedes Experiment, das auf einer visuellen Methode beruht, den Nachteil, daß die Ergebnisse wegen der zeitraubenden Messung von Hand erst längere Zeit nach Beendigung des Experimentes vorliegen. Der Nachteil ist zweifach: Einmal verlieren die Ergebnisse an Aktualität, zum anderen geht die Möglichkeit verloren, während der Messung auf Grund von Zwischenergebnissen die Experimentierbedingungen zu ändern und so die Qualität der Messungen zu verbessern.

Aus diesen Gründen wurde im Rahmen des zuvor beschriebenen Experimentes ein System zur automatischen Auswertung von Funkenkammerbildern entwickelt und erprobt. Das System besteht aus einer Meßanlage ("hardware"), die die Bildinformation in digitale Information umwandelt, und einem System von Rechenmaschinenprogrammen ("software"), das das Bild rekonstruiert und die physikalischen Daten errechnet. Ähnliche Geräte sind bei anderen Laboratorien entweder im Bau oder Betrieb ^{30,31)}.

1. Die Meßanlage

1.1. Anforderungen

Die Anforderungen an das Gerät wurden in Anlehnung an das Bildmaterial des zuvor beschriebenen Experimentes gestellt. Abbildung 4 gibt ein Funkenkammerbild dieses Experimentes wieder. Es zeigt 6 Kammern in

Seiten- und Hauptansicht, die durch je zwei Reihen von Eichmarken begrenzt sind. Außerdem enthält das Bild eine Reihe von Lämpchen, die Filmnummern, Bildnummern, das Ansprechen eines Cerenkov-Zählers und die γ -Energie anzeigen. Während die Spuren in der Hauptansicht geradlinig verlaufen, erscheinen bei der Seitenansicht die mittleren Funken durch ein am Kammerfenster befestigtes Prisma versetzt. Die Größe der Versetzung ist eine Funktion des Ortes der Spur in der Hauptansicht. Dadurch soll eine Zuordnung der Spuren ermöglicht werden. Die Doppel- und Schräglinien am linken Rand der Kammern sind Eichmarken, deren Bedeutung in Abschnitt 1.2. erläutert wird.

Aufgabe des Gerätes ist es, die Funken und Eichmarken auf den mit einem Verkleinerungsverhältnis von 1 : 65 aufgenommenen Bildern mit folgender Genauigkeit zu messen:

parallel zu den Platten $\pm 10 \mu$ (\approx halber Durchmesser der kleinsten vorkommenden Funken)

senkrecht zu den Platten $\pm 60 \mu$ (\approx halber Plattenabstand)

Dem naheliegenden Verfahren der Abtastung der Bilder mit einem Zeilenraster auf dem Schirm einer Kathodenstrahlröhre kommt die Verschiedenheit der Genauigkeitsanforderungen in beiden Richtungen entgegen. Da die Bilder sehr sauber sind - Untergrundspuren sind selten, und Staub hat bei Umkehrfilm keinen Einfluß - ist die zu erwartende Datenmenge hinreichend klein, so daß man auf eine Reduktion der Daten schon während der Messung verzichten kann und somit ein direkt angeschlossener Rechner nicht unbedingt nötig ist.

Der im folgenden beschriebene Aufbau schien deshalb für die Messung dieser Bilder am geeignetsten.

1.2. Aufbau und Arbeitsweise

Einen Überblick über die Apparatur gibt Abb. 15; auf dem Schirm einer Kathodenstrahlröhre wird ein Zeilenraster ähnlich wie beim Fernsehen erzeugt mit dem Unterschied, daß die Vertikalablenkung in Stufen erfolgt. Es wird durch zwei Objektive, im Maßstab 1 : 1,5, verkleinert, sowohl auf das Funkenkammerbild als auch auf ein Strichgitter abgebildet, wobei die Zeilen senkrecht zu den Gitterstrichen verlaufen. Die Gitterstriche sowie die Zwischenräume sind 20 μ breit. Das durch die Zwischenräume und die transparenten Bereiche des Bildes dringende Licht wird von je einem Photomultiplier aufgenommen. Ihre Ausgangssignale werden der Digitalisierungseinheit zugeführt. Sie enthält einen 12-Bit-Binär-Zähler für die Gittersignale, deren Frequenz zuvor vervierfacht wird. Beim Auffinden der Doppellinie wird der Zähler auf "0" gesetzt. Sein Inhalt ist unabhängig von der Lichtpunktgeschwindigkeit ein Maß für den Abstand des Lichtpunktes von der Doppellinie. Wird nun eine Eichmarke oder ein Funke gefunden, so wird der Zählerstand ausgelesen und als 12-Bit-Wort in einen Kernspeicher übertragen, der mit seiner Kapazität von 1024 Worten die Information eines Bildes faßt. Nach Abtastung des Bildes wird sein Inhalt auf Magnetband gespeichert. Wenn wir den Abtastvorgang verfolgen (s. Abb. 16), so wird der Lichtpunkt zunächst die Doppellinie finden. Der Zähler wird auf "0" gesetzt und die Datenübertragung in den Kernspeicher für eine Zeile erlaubt. Als nächstes

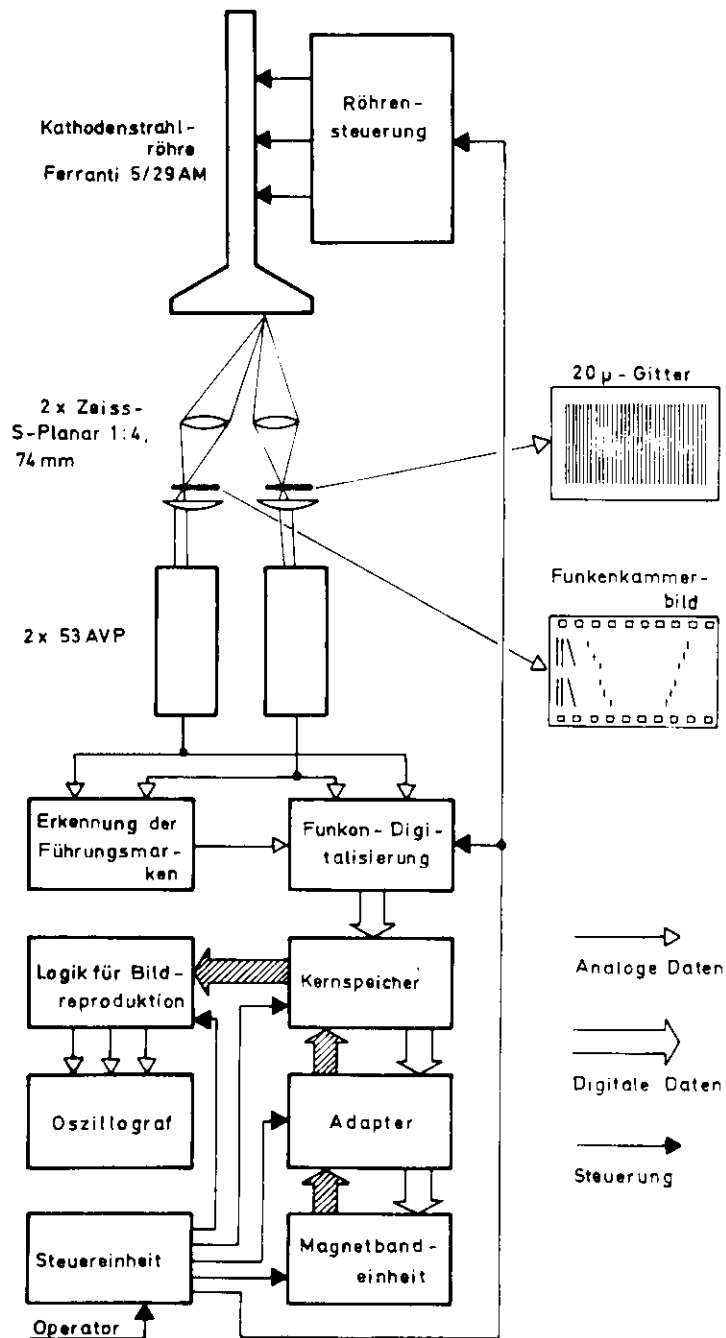


Abb.15 Blockschaltbild der Meßanlage

wird der Schrägstrich überfahren. Die ihm zugeordnete Koordinate ist ein Maß für die vertikale Lage der Zeile. Es folgen nun Eichmarken und Funken, deren zugehörigen Meßwerte je nach Größe als zur Seiten- oder Hauptansicht gehörig interpretiert werden. Dies setzt sich durch alle Zeilen, die durch einen Doppelstrich markiert sind, fort, so daß schließlich auf dem Magnetband eine Reihe von Zahlen

$$z_1, y_{11}, y_{12}, \dots, x_{11}, x_{12}, \quad z_2, y_{21}, y_{22}, \dots, x_{21}, x_{22}, \dots$$

steht, die bis auf bekannte Konstanten und Verzerrungskorrekturen die Koordinaten von Spuren im Experimentierraum darstellen. Die Abtastung eines Bildes dauert 3 Sekunden. Zu Kontrollzwecken können die Daten eines Bildes wieder vom Band gelesen und auf dem Schirm eines Oszillographen zu einem Bild reproduziert werden. Die Spurenrekonstruktion aus den auf dem Magnetband gespeicherten Daten wird "off line" in einer IBM 7044 Rechenanlage vorgenommen.

1.3. Beschreibung der Bauteile

1.3.1. Der Abtastgenerator

Das Zeilenraster (512 Zeilen, 10 ms Vorlauf-, 4 ms Rücklaufdauer) wird auf einer Kathodenstrahlröhre vom Typ Ferranti 5/29 AM erzeugt. Der Elektronenstrahl wird mit einer Ferrante-Fokussierspule fokussiert, die zwei getrennte Teile für die statische und die dynamische Fokussierung enthält. Bei statischer Fokussierung liegt der Fokus auf einer Kugelschale. Damit man auf dem ebenen Schirm eine optimale Fokussierung

erhält, wird der dynamische Teil der Spule mit einem Strom $I = k(x^2 + y^2)$ gespeist, der von einem Analogrechnerelement geliefert wird. Die Kissenverzerrung wird mit Permanentmagneten ausgeglichen, die auf die Ecken des Zeilenrasters wirken. Die Ablenkung des Elektronenstrahls besorgt eine CELCO-Ablenkspule zusammen mit einem Stromverstärker gleichen Fabrikats. Der Lichtpunkt hat bei optimaler Justierung eine Ausdehnung von 20 μ , über lange Zeiträume ist er über den ganzen Schirm kleiner als 30 μ .

Die Sägezahnspannung, die dem Stromverstärker für die horizontale Ablenkung zugeführt werden muß, wird auf konventionelle Weise durch Aufladen eines Kondensators mit konstantem Strom erzeugt. Theoretisch hängt die Güte der Digitalisierung nicht von der Linearität der Ablenkung ab. Damit jedoch die Signale des Gitterphotomultipliers mit einem Resonanzverstärker verstärkt werden können, dürfen die Abweichungen von der Linearität nicht größer als 5 % sein.

1.3.2. Die Digitalisierung

Die Funken variieren beträchtlich in ihrer Breite und Helligkeit. Das erfordert eine große Dynamik des Verstärkers für die Photomultiplier-signale. Manche Funkensignale, die der Photomultiplier liefert, sind von der Größenordnung des Multipliierrauschens. Sie unterscheiden sich jedoch von diesem durch ihre relativ große Länge. Es wurde ein Verstärker entwickelt, der unter Berücksichtigung dieser Eigenschaften der Signale störende Untergrundimpulse weitgehend unterdrückt.

Beim Verstärker für die vom Gitter erzeugten Photomultipliersignale liegen die Verhältnisse anders. Es ist weder eine große Dynamik noch eine Schwelle erforderlich. Jedoch gibt es folgendes Problem: Da die Lumineszenz des Schirmes der Kathodenstrahlröhre variiert und an manchen Stellen sogar ganz aussetzt ("Löcher"), muß hier der Modulation nachgeholfen werden. Da die Frequenz der Gittersignale nicht wesentlich variiert, kann man mit Hilfe eines Resonanzkreises die Schwingung bis über 6 fehlende Gitterstriche fortsetzen. Abbildung 17 zeigt ein solches "Loch" in der ersten Spur und in der zweiten den Verlauf der Spannung nach der Resonanzstufe. Mit Hilfe einer Diodenbrücke wird die Frequenz von 100 kHz anschließend verdoppelt und zu einer Impulsfolge verstärkt. Dies ist in der untersten Spur der Abb. 17 zu sehen. Man kann erkennen, daß die schwache Stelle des Schirmes vollständig ausgeglichen ist. Handelt es sich um noch größere Löcher, so kann in der nachfolgenden Stufe, der nochmaligen Verdopplung, ausgeglichen werden. Diese Stufe besteht aus einem Multivibrator, der von den Impulsen der Verdopplerstufe getrieben wird. Fallen aus den oben erwähnten Gründen Impulse aus, läuft der Multivibrator mit seiner eigenen Frequenz weiter. Diese wurde nur um ein Weniges kleiner als die verdoppelte Frequenz der Strichgitterimpulse gewählt. So gelangen fortwährend vier Impulse pro Gitterstrich zum Zähler, auch dann, wenn kleine Lumineszenzstörungen oder auch Staub auf dem Schirm oder auf dem Gitter die Grundfrequenz unterbrechen.

Die Ermittlung der Koordinaten aus den verstärkten und geformten Funken- bzw. Gittersignalen geht auf folgende Weise vor sich (s. Abb. 18). Die Gittersignale werden von einem 12-Bit-Binärzähler ("Hauptzähler") gezählt. Die Funkensignale werden mit den Gittersignalen synchronisiert,

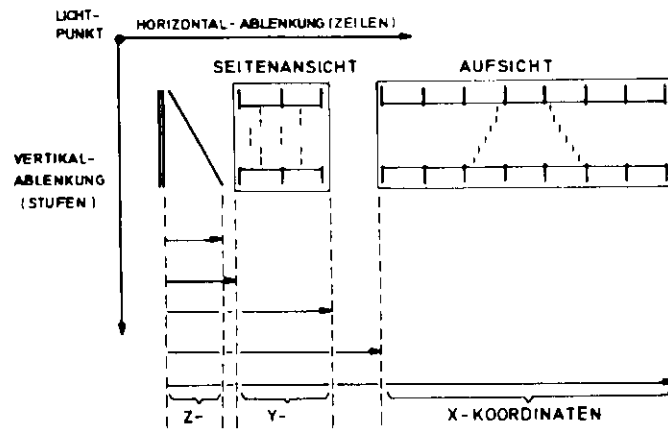


Abb. 16 Interpretation der Meßdaten

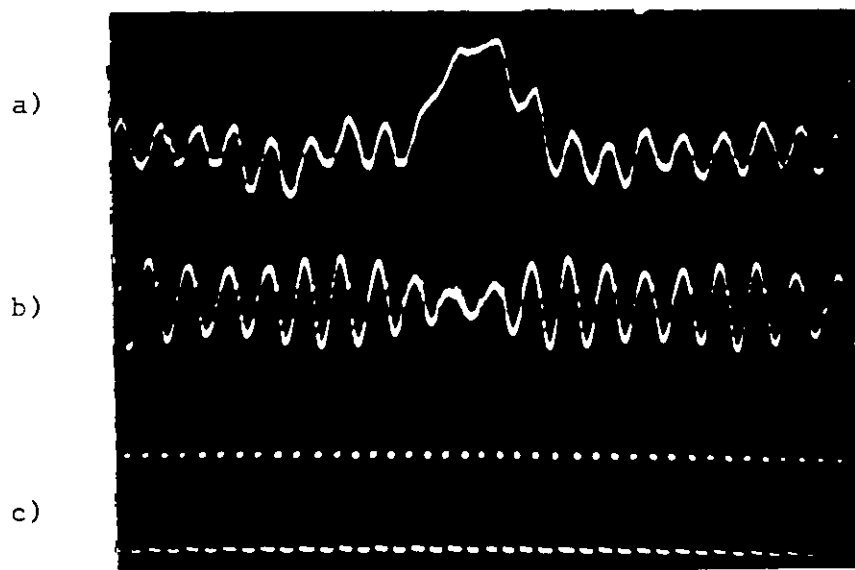


Abb. 17 Gittersignale

- a) am Photomultiplierausgang
- b) nach der Resonanzstufe
- c) nach der Pulsformung

d. h. Vorder- und Rückflanke werden so weit verzögert, bis sie mit einem Gitterimpuls zusammenfallen. Die Doppellinie wird identifiziert durch eine Koinzidenzschaltung, auf deren zwei Eingangskanäle das Funkensignal einmal direkt und einmal entsprechend verzögert gegeben wird. Beim Ansprechen der Koinzidenzstufe wird das Haupttor geöffnet und der Hauptzähler auf "0" resett. Erscheint ein Funkensignal, so wird durch den "Modulator" der Hauptzähler für die Dauer des Signals mit der halben Frequenz gespeist, während in einem Nebenzähler die fehlenden Impulse gespeichert werden. Mit der Rückflanke des Funkenimpulses wird der Inhalt des Hauptzählers als 12-stellige Binärzahl in das Eingangsregister des Kernspeichers übertragen. Die so ermittelte Zahl stellt die Koordinate der Funkenmitte dar. Sofort anschließend wird der Inhalt des Nebenzählers in den Hauptzähler umgespeichert, so daß beim Eintreffen des nächsten Gittersignals nach 2,5 μ s der Hauptzähler wieder die Zahl enthält, die der Position des Lichtpunktes entspricht.

1.3.3. Die Datenspeicherung

Der Speicher, in dem die in unregelmäßigen Abständen ankommenden Koordinaten zunächst gepuffert werden (Valvo Typ C), faßt mit seiner Kapazität von 1024 Worten die Information eines ganzen Bildes. Seine Zykluszeit von ursprünglich 20 μ s wurde durch einen Umbau auf 15 μ s reduziert, da die Geschwindigkeit des Kernspeichers der begrenzen-
de Faktor für die Auflösung benachbarter Funken ist.

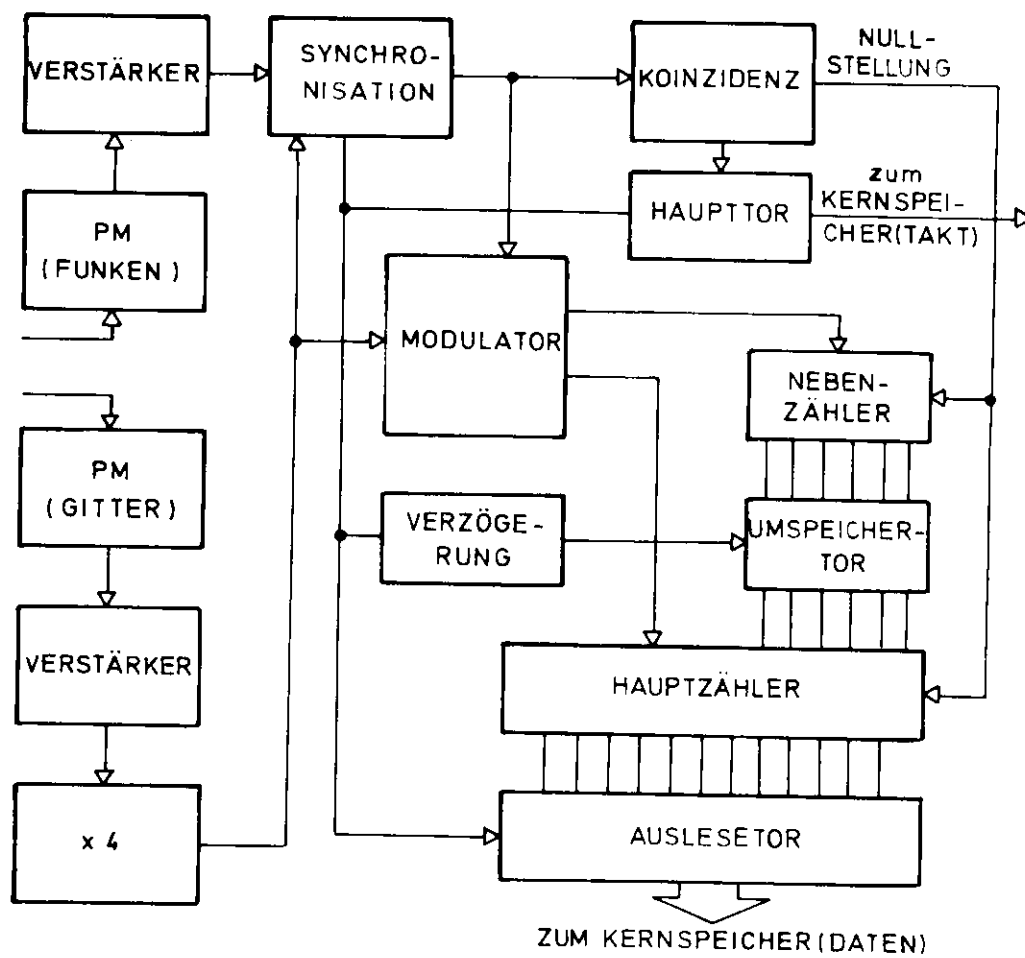


Abb.18 Digitalisierung

Der Speicherinhalt wird nach Beendigung der Abtastung durch den Magnetbandadapter auf Band geschrieben. Er zerlegt hierzu die 12-Bit-Worte in je zwei 6-Bit-Zeichen und versieht sie mit einem Paritäts-Bit. Er liefert auch die Steuersignale für die Bändeinheit und erzeugt auf Wunsch ein "end of file"-Zeichen auf dem Band. Er kann umgekehrt zu Testzwecken vom Bandgerät die Daten wieder in den Kernspeicher zurückübertragen. Hierbei werden die 6-Bit-Zeichen in einem 12-Bit-Puffer wieder in 12-Bit-Worte verwandelt.

Die Magnetbändeinheit vom Typ Ampex TM-7 hat eine Datenübertragungsfrequenz von 23,8 kHz. Die Übertragung eines Bildes auf Band dauert 100 ms. Ein Bild benötigt 8,4 cm Band.

1.4. Eigenschaften der Meßanlage

1.4.1. Genauigkeit

Da eine feste räumliche Zuordnung des Bildes zum Strichgitter besteht, ist die Genauigkeit in horizontaler Richtung unabhängig von Geschwindigkeitsschwankungen des Lichtpunktes, solange diese in den Toleranzen für die Frequenzverdopplung liegen (s. Abschnitt 1.3.2.). Wenn die Doppellinie parallel zu den Strichgittern ist, sind vertikale Schwankungen des Lichtpunktes ohne Einfluß. In diesem Fall ist die gemessene Koordinate immer mit dem systematischen Auf- oder Abrundungsfehler von maximal einer Zählleinheit behaftet. Sind Doppelstrich und Gitter nicht parallel, so rufen Schwankungen (typisch $\pm 25 \mu$ Netzbrumm) eine Un-

sicherheit des Nullpunktes hervor. Bei einem typischen Winkel von 3° ist die Wahrscheinlichkeit für Meßfehler zwischen 1 und 2 Zähleinheiten $\leq 10\%$. Größere Fehler werden nicht beobachtet. Abbildung 19 zeigt als Beispiel die Verteilung der gemessenen X-Koordinaten einer Eichmarke auf 100 verschiedenen Bildern.

Die Genauigkeit in der vertikalen Richtung hängt einmal von der Schwankung des Lichtpunktes in dieser Richtung während einer Zeile ab. Zum anderen ist sie durch den Schrägstrich mit der Genauigkeit in der horizontalen Richtung verknüpft. Für eine Neigung des Schragstriches von 13° , wie sie bei den gemessenen Bildern vorlag, ergibt sich eine mittlere quadratische Abweichung von $36\ \mu$. Abbildung 20 zeigt als Beispiel die Verteilung der Z-Koordinaten von Funken in einem X-Intervall einer Kammer über 100 Bilder. (Platten und Plattenzwischenräume $180\ \mu$.)

Die Eichmarken, die schließlich als Bezugspunkte für die Meßwerte dienen, werden mit dem gleichen Fehler gemessen. Der Einfluß dieses Fehlers kann weitgehend eliminiert werden, indem man die Mittelwerte von einer größeren Anzahl von Bildern (hier 50) als Referenz nimmt. Man muß natürlich sicherstellen, daß der Einfluß thermischer und mechanischer Ausdehnung des Films vernachlässigbar bleibt. Ein Beispiel für die Größenordnung solcher Effekte zeigt Abb. 21.

KAMMER NR. 4

TEIL NR. 1
ANZAHL DER ABTASTUNGEN=100
ANZAHL DER HITS

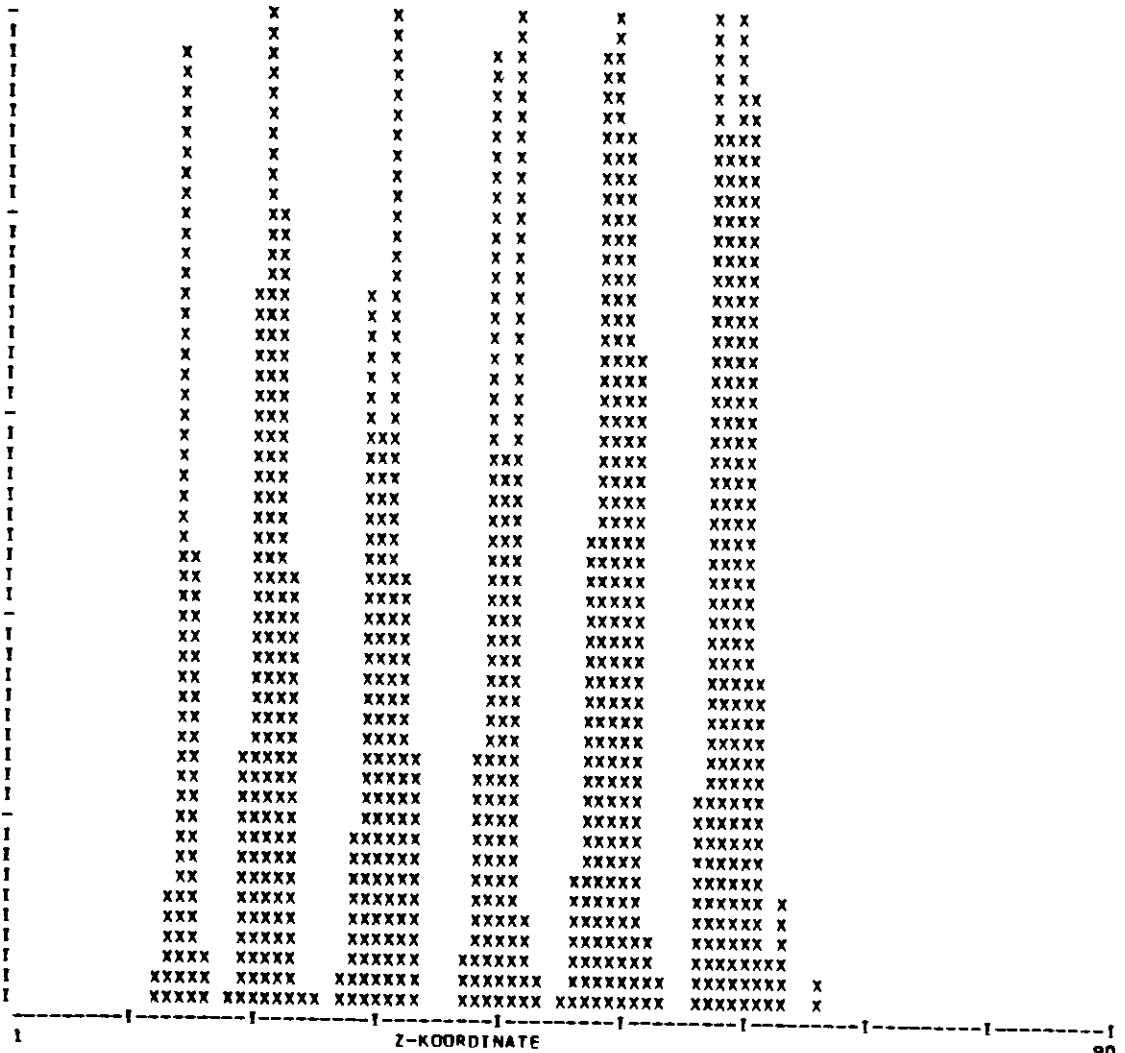
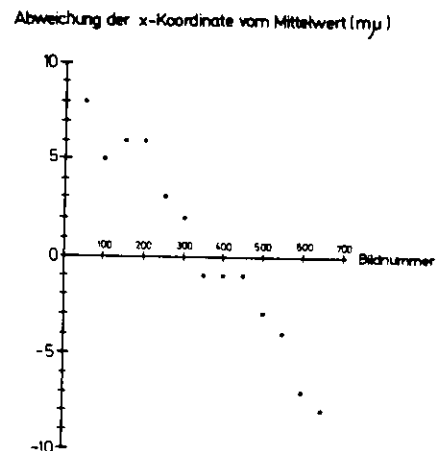


Abb.20 Verteilung der Z-Koordinaten von Funken in einem Intervall einer einzelnen Kammer

Abb.21 Abweichung einer über jeweils 50 Bilder gemittelten Eichmarken-Koordinate vom Mittelwert über den ganzen Film



Letzte Eichmarke in Kammer 2, Film 29

Tabelle 3

<u>Meßgenauigkeit</u>	(bezogen auf ein Bild von 24 x 36 mm)
horizontal	±10 µ (90 % der Meßpunkte) ±20 µ (10 % der Meßpunkte)
vertikal	36 mittlere quadratische Abweichung
<u>Auflösung für Doppelfunken</u>	60 µ
<u>Meßzeit</u>	8 sec/Bild
<u>Abtastgenerator</u>	
Lichtpunkteröße	30 µ (= 20 auf dem Bild)
Rastergröße	36 x 54 mm (= 24 x 36 auf dem Bild)
Zeit/Zeile	10 ms
Rücklaufzeit	4 ms
Anzahl der Zeilen	512
<u>Digitalisierung</u>	
Zähleinheiten/Zeile	3.600
Kernspeicherkapazität	1.024 Worte zu 12 Bit = 1.024 Koordinaten
Zeit der Entleerung des Speichers auf Band	100 ms
Bandverbrauch/Bild	8,4 cm
<u>Filmtransportsystem</u>	
Bildstandsgenauigkeit	±0,5 mm
Zeit/Bild	1,0 sec

In der Meßgenauigkeit sind die automatischen Messungen den Handmessungen überlegen. Einerseits ist die Anzahl der Meßpunkte 10 mal größer, andererseits wird die Entscheidung, welche Gerade die Spur am besten wiedergibt, nicht dem Scanner überlassen. Solche Interpretationsfehler können bei stark geneigten Spuren, besonders wenn die Funken unterschiedlich sind, erheblich sein. Zum Vergleich von Hand- und automatischer Messung wurde eine sehr schwierige Spur in einer Kammer von 15 Physikern und Scannern ohne besondere Meßvorschrift je zehnmals gemessen. Abbildung 22a zeigt die Verteilung der gemessenen Steigungen, Abb. 22b zeigt die gleiche Verteilung für die automatische Messung. Das automatische Gerät arbeitete mit 3 Meßwerten pro Funke. Bei der Handmessung wurden 2 Punkte auf einer durch die Spur gelegten Geraden gemessen.

1.4.2. Auflösung benachbarter Funken

Die Auflösung benachbarter Funken ist durch die Zykluszeit des Kernspeichers, die 6 Zählleinheiten entspricht, begrenzt. Das bedeutet, daß von Doppelfunken, deren Mitten näher als 60μ aneinander sind, nur der erste registriert wird, obwohl sie von der Digitalisierungseinheit noch aufgelöst werden. Abbildung 23 zeigt ein Beispiel für die Auflösung nahe benachbarter Funken.

Eine Zusammenfassung der Eigenschaften der Meßanlage gibt Tabelle 3.

DIAGRAMM NR. 1

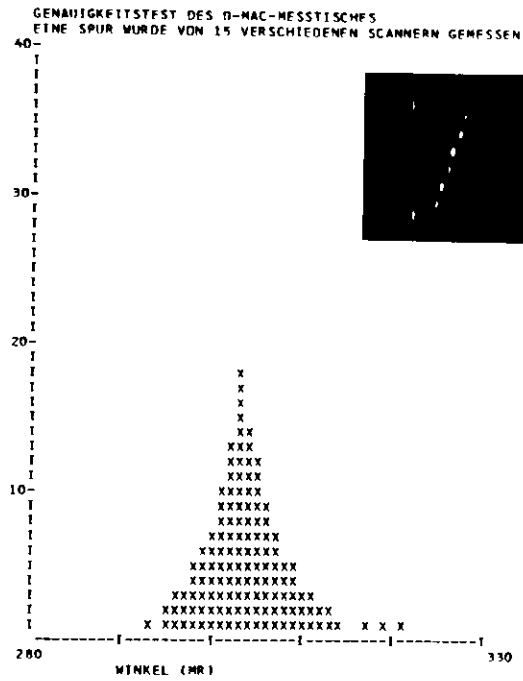


DIAGRAMM NR. 3

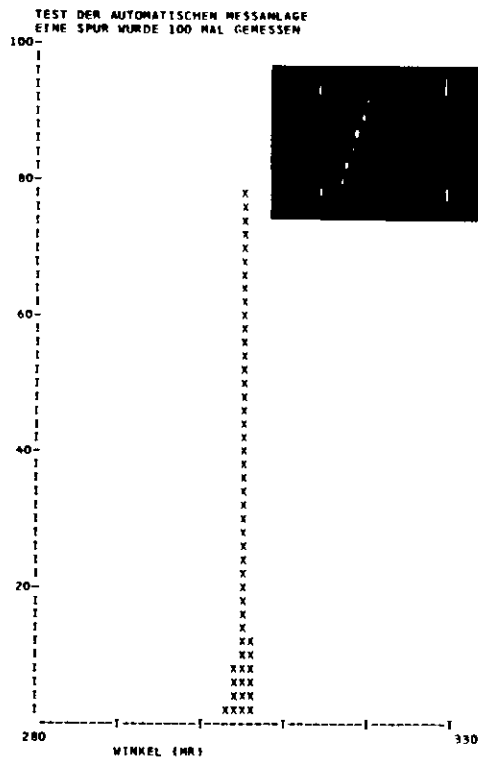
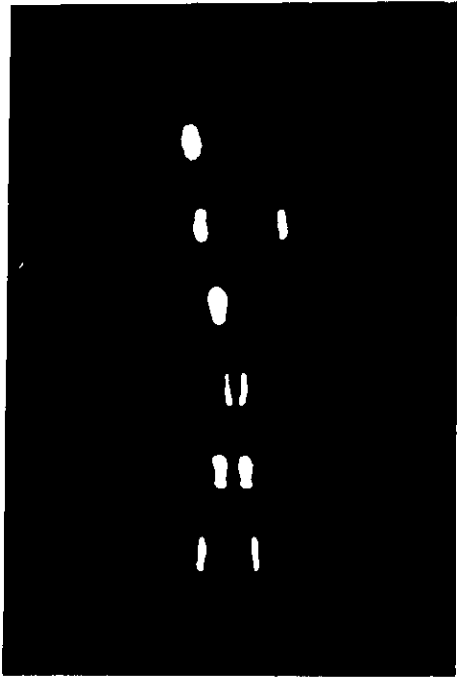
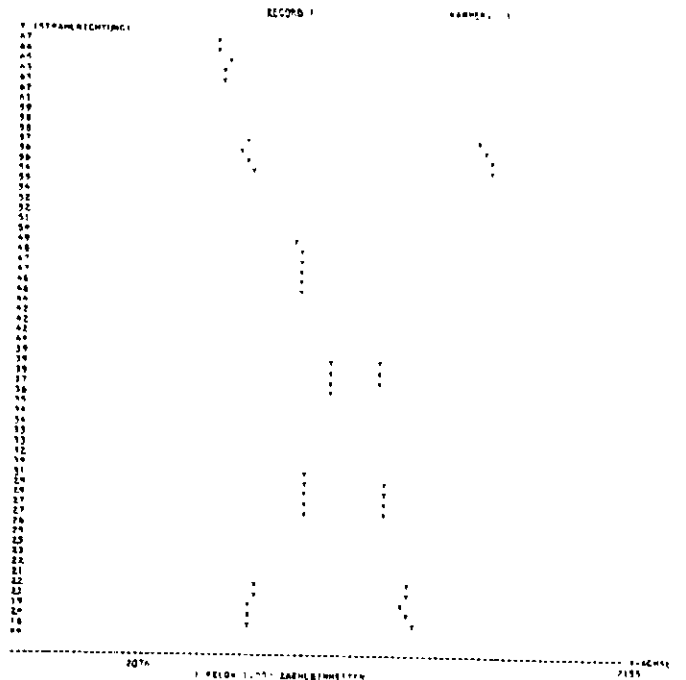


Abb.22 Verteilung der gemessenen Steigungen einer Spur in einer einzelnen Kammer bei Handmessung mit einem Meßtisch (a) und bei automatischer Messung (b)



(a)



(b)

Abb.23 Kreuzung zweier Spuren auf dem Funkenkammerbild (a) und als Rechenmaschinenausdruck (b)

2. Datenverarbeitung

Am Anfang der Datenverarbeitung steht zunächst die Gewinnung der Festdaten, d. h. Größen, die für alle Bilder oder Gruppen von Bildern gleich sind, wie die Transformationskonstanten zwischen Bild und Experimentier-
raum. Der zentrale Teil der Datenverarbeitung ist das Programm zur
Erkennung und Rekonstruktion der Spuren. Die anschließende Berechnung
der physikalischen Daten geschieht durch ein Kinematikprogramm²⁷⁾.

2.1. Festdaten

Die auf dem Magnetband gespeicherten Daten enthalten noch nicht alle Information, die zur Spurenrekonstruktion nötig ist, Da die Neigung der Funkenkammern gegen die Abtastrichtung mit der Kameraposition und der jeweiligen Justierung des Filmtransportsystems der Meßanlage variieren können, sind die Z-Koordinaten mit einem entsprechenden Fehler behaftet. Die nötigen Korrekturdaten werden auf folgende Weise gewonnen: Ein Rechenprogramm trägt für verschiedene Teile der jeweiligen Kammer die Anzahl der Funken über der Z-Koordinate auf (s. Abb. 20). Aus diesen Darstellungen werden die Z-Koordinaten der Funkenkammerplatten entnommen und über Datenkarten dem Rechner mitgeteilt. Dieser Eingriff wäre nicht nötig, wenn die Bilder auch eine Schraglinie am Ende der Kammern enthielten.

Daneben ist der von der Meßanlage gelieferte Satz von Daten mit Abbildungsfehlern behaftet, die von der Aufnahmeoptik und von der Optik der Meßanlage herrühren. Das oben beschriebene Programm

akkumuliert zu ihrer Eliminierung die Eichmarkenkoordinaten von je hundert Bildern, bildet den Mittelwert und errechnet die Koeffizienten eines Korrekturpolynoms, das auf die X- bzw. Y-Koordinaten angewandt wird. Für die Hauptansicht wird ein Polynom vierter Ordnung, für die Seitenansicht ein Polynom zweiter Ordnung benutzt. Diese Prozedur ergibt eine sehr genaue Korrektur für optische Verzerrungen.

2.2. Erkennung und Rekonstruktion der Spuren

Zunächst wird jede Zahl des von der Meßanlage gelieferten Datensatzes mit einer Kennzeichnung versehen, die ihre Zugehörigkeit zu einer bestimmten Gruppe von Koordinaten (X-, Y-Koordinate, Eichmarke usw.) angibt. Sie wird durch Vergleich des Zahlenwertes der Korrektur und seiner Position im Datensatz mit den bekannten Konstanten gewonnen. Danach werden dann die verschiedenen Gruppen einzeln verarbeitet. Die Erkennung der Eichmarken und Anzeigelämpchen ist wesentlich einfacher als die der Spuren. Im folgenden wird nur letztere beschrieben.

Das Programm beginnt zunächst damit, alle Zahlenwerte, die zu einem Funken gehören, zu einer einzigen Koordinate zusammenzufassen. Dies gelingt verhältnismäßig leicht, da die Streuung der Zahlenwerte klein gegen die Auflösung der Meßanlage ist und die Plattenabstände von der Größe der Funken sind.

Danach wird versucht, aus den Funken jeweils einer Kammer Teilspuren zu konstruieren. Es wurden hierzu zwei Methoden angewandt. Beide haben gemeinsam, daß man ein Paar von Plattenzwischenräumen vorgibt

und aus allen Kombinationen von Funken in diesen Zwischenräumen alle möglichen hypothetischen Spuren erzeugt. Die hypothetischen Spuren, auf denen die größte Anzahl von Funken liegt, werden als echte Spuren akzeptiert. Die erste Version beginnt mit den Plattenzwischenräumen, die eine minimale Anzahl von Funken enthalten und darüber hinaus möglichst weit voneinander entfernt sind. Diese Methode beruht auf der Tatsache, daß es sehr unwahrscheinlich ist, daß ein Plattenzwischenraum keinen Funken aus einer Spur, dafür aber einen zufälligen Funken enthält. Die andere Version beginnt mit dem ersten und dem letzten Plattenzwischenraum. Die Ergebnisse zeigen keinen wesentlichen Unterschied. Da auf den meisten Bildern die Spuren hinreichend voneinander getrennt sind und zufällige Funken selten sind, führt dieses Verfahren in der Hauptansicht in den meisten Fällen zum Ziel.

Für die kleine Zahl der Spezialfälle ist der Programmieraufwand wesentlich größer. Wenn Spuren nahe beieinander sind oder sich sogar kreuzen, müssen besondere Kriterien angewandt werden, um die wahrscheinlichste Hypothese herauszufinden. Solche Kriterien sind: Die hypothetische Spur mit den meisten Funken erhält den Vorzug. In einem Plattenzwischenraum kann nur ein einziger Funke zu ein und derselben Spur beitragen. Kein Funke darf zu zwei Spuren gehören. Wenn dann noch keine eindeutige Entscheidung möglich ist, wird die Spur, die bei einer Anpassung an eine Gerade nach der Methode der kleinsten Quadrate die geringste Abweichung zeigt, akzeptiert, falls sie physikalisch sinnvoll ist.

Prinzipiell besteht kein Unterschied zwischen Haupt- und Seitenansicht. Da jedoch in der Seitenansicht zwei Funken pro Spur optisch versetzt sind und die Spuren im Mittel kleinere Abstände voneinander haben, ist die Wahrscheinlichkeit für Zweideutigkeiten erheblich größer. Andererseits können hier die Funken aller Kammern gleichzeitig betrachtet werden, weil in dieser Ansicht keine Ablenkung im Magneten stattfindet.

Wenn die Teilspuren in den einzelnen Kammern festgestellt sind, werden die wahrscheinlichsten Kombinationen durch die Methode der kleinsten Quadrate ermittelt und als Spuren betrachtet.

Zur Ermittlung der Raumkoordinaten der Spuren aus den Projektionen muß nun die Zuordnung der Spuren in Haupt- und Seitenansicht erfolgen. In den meisten Fällen wird die Zuordnung über die optische Versetzung der Funken in der Seitenansicht gefunden. Wenn diese Methode versagt, werden die Spuren auf fehlende Funken untersucht und gegebenenfalls auf Grund des gleichen Funkenbildes zugeordnet. Nun wird schließlich eine Korrektur für die Parallaxe angebracht und erneut nach kleinsten Quadraten angepaßt. Die so ermittelten Daten werden wie die durch Handmessung gewonnenen weiterverarbeitet.

3. Ergebnisse

Von den 13000 aufgenommenen Bildern waren 7300 physikalisch sinnvoll (davon 3000 mit Anzeige der Photonenergie). Davon wurden 5900 (76 %) richtig gemessen, während bei 1900 Bildern (24 %) die automatische Verarbeitung mißglückte. Die folgenden Schwierigkeiten waren dafür maßgebend:

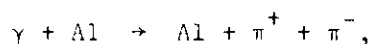
Aus den Daten konnten für die Seitenansicht keine zwei Spuren rekonstruiert werden (12 %).

Eine eindeutige Zuordnung der Spuren in Haupt- und Seitenansicht war nicht möglich (6 %).

Durch mangelhafte Filmentwicklung, Streulicht etc. war die Messung unmöglich (5 %).

Aus den Daten konnten für die Hauptansicht keine zwei Spuren rekonstruiert werden (1 %).

Abbildung 24 zeigt die Verteilung der Impulse bei mehrmaliger Messung eines Bildes. Der mittlere Fehler ist 2 o/oo gegenüber 5 o/oo bei Handmessungen. Die größere Genauigkeit wird im beschriebenen Experiment nicht ausgenutzt, da die durch Vielfachstreuung der Teilchen im Target in den Zählern und Funkenkammern erzeugte Ungenauigkeit größer als die Ungenauigkeit bei der Meßmethode ist. Abbildung 25 zeigt die Verteilung der Z-Koordinate der Targetschnittpunkte der Teilchenpaare für beide Meßmethoden. Außer einer systematischen Verschiebung, die auf Verwendung leicht verschiedener Festdaten beruht, ist kein wesentlicher Unterschied festzustellen. Abbildung 26 zeigt die (π^+, π^-) -Massenverteilung aus der Reaktion



gemessen nach beiden Meßmethoden. Es besteht Übereinstimmung innerhalb des statistischen Fehlers.

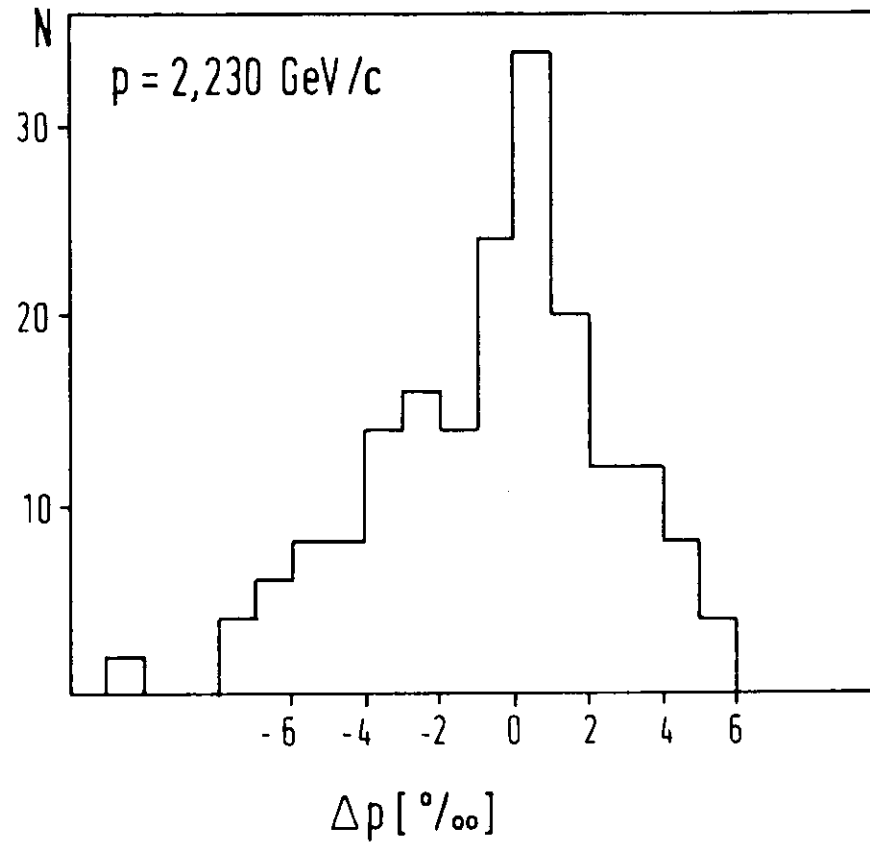


Abb.24. Verteilung der Impulse bei mehrmaliger Messung des gleichen Bildes

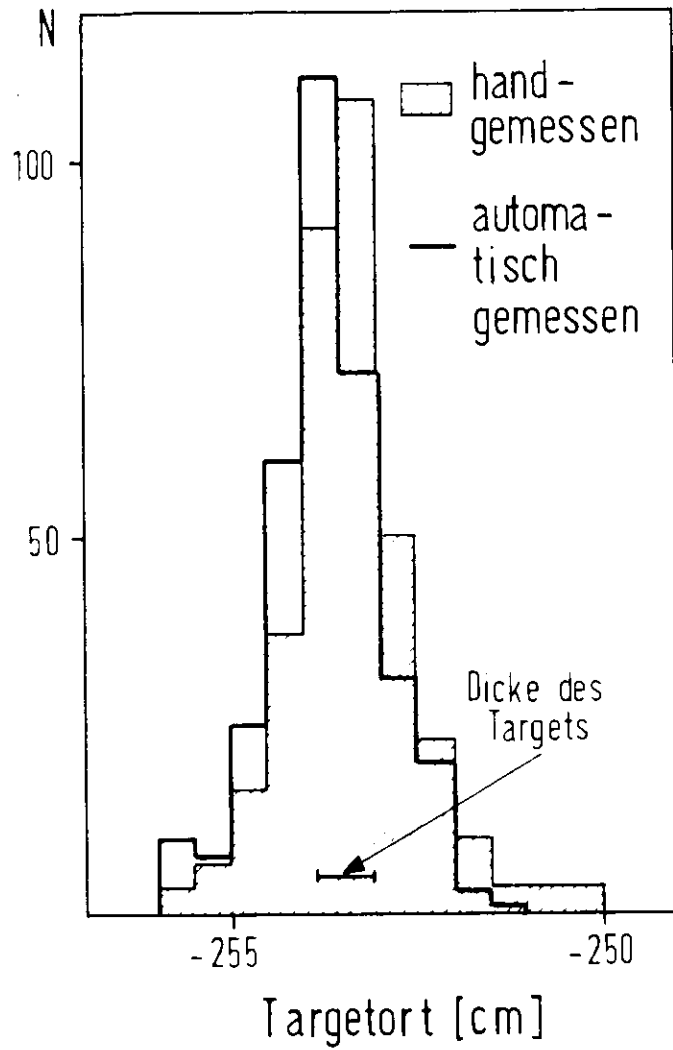


Abb.25 Verteilung der auf die X-Z-Ebene projizierten Schnittpunkte der Teilchenpaare für das Al-Target bei Handmessung und bei automatischer Messung

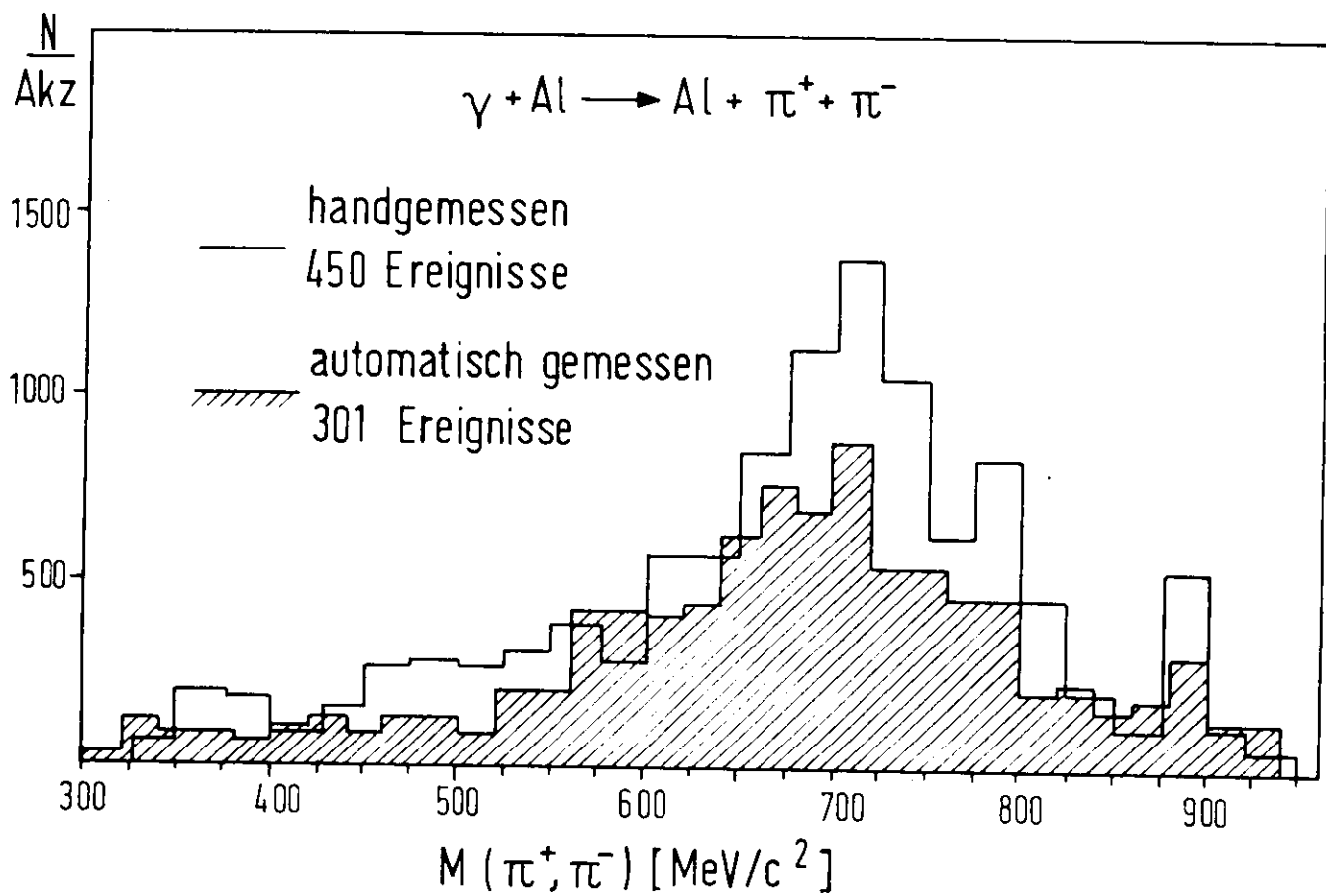


Abb.26 $(\pi^+ \pi^-)$ -Massenverteilung aus Handmessung und aus automatischer Messung

Die Ergebnisse zeigen, daß das automatische System in der Meßgenauigkeit den Meßtischen zumindest ebenbürtig, in der Schnelligkeit jedoch bei weitem überlegen ist.

4. Weiterentwicklung des Systems

Auf Grund der bei der Auswertung des beschriebenen Experimentes gemachten Erfahrungen wird das System weiter entwickelt. Es hat sich gezeigt, daß die Spurenerkennungsprogramme einfacher werden, wenn die Redundanz der Daten durch eine dichtere Abtastung der Bilder erhöht wird. Dies bedingt einen größeren Kernspeicher. Da in kommenden Experimenten sehr viel größere Mengen von Bildern schnell verarbeitet werden sollen, ist es weiterhin wünschenswert, eine zuverlässige Funktionskontrolle zu haben. Aus diesen Gründen wurde an die Anlage ein Computer vom Typ CAE C 90-10 angeschlossen, der sowohl die Datenerfassung als auch die Funktionskontrolle übernimmt.

Literatur

- (1) H. Blechschmidt et al., Proceedings of the 1967 International Symposium on Electron and Photon Interaction at High Energies, SLAC, 1967, und
H. Blechschmidt et al., eingesandt an Nuovo Cimento Letters.
- (2) Blasen-kammer-Kollaboration, Aachen - Berlin - Bonn - Hamburg - Heidelberg - München, Proceedings of the 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, SLAC, 1967; DESY-Bericht 66/32, 1966.
- (3) J.G. Asbury et al., Proceedings of the 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, SLAC, 1967, und
Phys. Rev. Lett. 19, 865, 1967.
- (4) H.R. Crouch et al., Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1965.
- (5) L.J. Lanzerotti et al., Proceedings of the International Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies, Hamburg, 1965;
Phys. Rev. Lett. 15, 210, 1965.

- (6) H. Joos, Lectures given at VI Internationale Universitäts-
wochen für Kernphysik, 1967, DESY-Bericht 67/13, 1967.
- (7) D.S. Beder, Phys. Rev. 149, 1203, 1966.
- (8) M. Ross und L. Stodolsky, Phys. Rev. 149, 1172, 1966.
- (9) M.L. Good und W.D. Walker, Phys. Rev. 120, 1857, 1960.
- (10) M.N. Focacci und G. Giacomelli, CERN-Bericht 66-18.
- (11) S.D. Drell und J.S. Trefil, SLAC-Pub-170, 1966.
- (12) M. Gell-Mann und Y. Ne'eman, The Eightfold Way,
Benjamin, New York 1964.
- (13) Siehe z. B. Carruthers, Introduction to Unitary Symmetry,
Interscience Publishers, New York, 1966.
- (14) M. Ross und L. Stodolsky, Phys. Rev. Lett. 17, 10, 1966.
- (15) Blasenkammer-Kollaboration, Aachen - Berlin - Bonn - Hamburg -
Heidelberg - München, DESY-Bericht 67/6, 1967.

- (16) J.S. Lindsey und G.A. Smith, Phys. Rev. 147, 913, 1966.
- (17) W. Galbraith et al., Phys. Rev. 138, B 913, 1965.
- (18) H. Joos, Phys. Lett. 24B, 103, 1967.
- (19) H.J. Lipkin, Phys. Rev. Lett. 16, 1015, 1966.
- (20) K. Kajantie und J.S. Trefil, Phys. Lett. 24B, 106, 1967.
- (21) P.G.O. Freund, Preprint, University of Chicago, Chicago, Illinois, 1967.
- (22) F. Buccella und M. Colocci, Phys. Lett. 24B, 61, 1967.
- (23) Eine ausführliche Diskussion der verschiedenen Modelle findet sich bei H. Harari, SLAC-Pub-239, 1966.
- (24) S.M. Berman und S.D. Drell, Phys. Rev. 133, B 791, 1964.
- (25) C.A. Levinson et al., Phys. Lett. 7, 81, 1963.
- (26) Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei H. Blechschmidt, Dissertation, Hamburg 1967.

- (27) Eine ausführliche Beschreibung findet sich bei D. Schmidt, Dissertation, Hamburg 1967.
- (28) Der Cerenkovzähler wird ausführlich beschrieben in F. Selonke, Diplom-Arbeit, Hamburg 1966.
- (29) Ausführliche Akzeptanzrechnungen finden sich bei P. Karow, Diplomarbeit, Hamburg, 1967.
- (30) Purdue Conference on Instrumentation of High Energy Physics, IEEE Transactions of Nuclear Science 12, 1965.
- (31) Proceedings of the 1967 International Conference on Programming for Flying Spot Devices, München, 1967.
- (32) Über vorläufige Ergebnisse wurde bereits berichtet in:
H. Blechschmidt, J.P. Dowd, B. Elsner, K. Heinloth, K. Höhne, S. Raither, J. Pathje, D. Schmidt, J.H. Smith, J. Weber, Proceedings of the 1967 International Symposium on Electron and Photon Interactions at High energies, Stanford Linear Accelerator Center, Stanford, USA, 1967.
- (33) Vorläufige Daten über das Auswertungssystem wurden veröffentlicht in:
U. Becker, K. Dahlmann, K. Höhne, J. Weber und J.H. Smith, Proceedings of the 1967 International Conference on Programming for Flying Spot Devices, München 1967.

Mein Dank gilt Herrn Professor Dr. P. Stähelin für die freundliche Unterstützung dieser Arbeit. Herrn Professor Dr. Jentschke danke ich für sein stetiges Interesse an diesem Experiment.

Den Mitgliedern der Gruppe F 32 des Deutschen Elektronensynchrotrons DESY gilt mein besonderer Dank für die Ermöglichung dieser Arbeit. Den Herren U. Becker, J.H. Weber, K. Dahlmann und J.H. Smith danke ich für die ausgezeichnete Zusammenarbeit bei der Entwicklung des automatischen Systems zur Auswertung von Funkenkammerbildern.

