

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

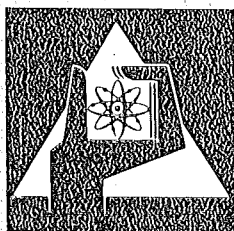
April 1976

KFK 2284

Institut für Experimentelle Kernphysik

**Untersuchung des diffraktiven Charakters der  $\Phi p$ -  
Streuung in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \Phi p$  im Energiebereich  
4.65-6.71 GeV**

P. Heine



**GESELLSCHAFT  
FÜR  
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 2284

Institut für Experimentelle Kernphysik

UNTERSUCHUNG DES DIFFRAKTIVEN CHARAKTERS DER  $\phi_p$  - STREUUNG  
IN DER REAKTION  $\gamma_p \rightarrow \phi_p$  IM ENERGIEBEREICH 4.65-6.71 GeV <sup>+)</sup>

P. Heine

+) von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe  
genehmigte Dissertation

Diese Arbeit wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für  
Forschung und Technologie gefördert.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe



## Zusammenfassung

In einem Spektrometer mit Funken- und Proportionalkammern wurde am Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \phi p$  mit energiemarkierten Photonen im Energiebereich 4.65 - 6.71 GeV über den Zerfall  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  untersucht. Angegeben werden die Spindichtematrixelemente des  $\phi$  für  $|t| < 0.24 \text{ GeV}^2$  und die Steigung der Pomerontrajektorie  $\alpha'$ , die aus Werten der differentiellen Wirkungsquerschnitte  $\frac{d\sigma}{dt}$  der bisher durchgeführten Experimente im Bereich des Viererimpulsübertragquadrates  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$  bestimmt wurde. Ferner wurden die Daten an eine Darstellung der Reaktion durch Helizitätsamplituden mit 6 freien Parametern angepaßt (bei angenommenem Pomeron-Austausch und Faktorisierung).

Wir fanden einen (mit nahezu einer Standardabweichung) von Null abweichenden Wert für  $\alpha'$  und eine mit s-Kanal Helizitätserhaltung verträgliche Zerfallswinkelverteilung des  $\phi$ . Die Helizitätsamplituden der  $\phi$ -Photoproduktion zeigen im Vergleich zu denen der  $\rho^0$ -Photoproduktion bei 4.7 GeV (bei der gleichen Darstellung der Amplituden) nur geringe Unterschiede, so daß die Dominanz des Pomeron austausches für die  $\rho^0$ -Photoproduktion bei 4.7 GeV bereits eine durchaus berechtigte Annahme ist.

INVESTIGATION OF THE DIFFRACTIVE CHARACTER OF THE  $\phi$ p-SCATTERING  
IN THE REACTION  $\gamma p \rightarrow \phi p$  IN THE ENERGY RANGE 4.65 - 6.71 GeV

ABSTRACT

With a spectrometer containing spark- and proportional-chambers we investigated the reaction  $\gamma p \rightarrow \phi p$  with tagged photons in the energy range 4.65 - 6.71 GeV, where the  $\phi$  was detected via the decay  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ . We evaluated the spin-density-matrix elements of the  $\phi$  for  $|t| < 0.24 \text{ GeV}^2$  and the slope of the Pomeron-trajectory  $\alpha'$  which was determined from values of the differential cross section  $\frac{d\sigma}{dt}$  of  $\phi$ -experiments in the range of the four-momentum transfer  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ . The data were fitted to helicity amplitudes with 6 free parameters (assuming Pomeron exchange and factorization).

We found a value for  $\alpha'$  which deviates from zero (by nearly one standard deviation) and an angular distribution of the  $\phi$  which is compatible with s-channel helicity conservation. The helicity amplitudes of the  $\phi$ -photoproduction show only small differences in comparison with those of the  $\rho^0$ -photoproduction at 4.7 GeV (with the same representation of the amplitudes); so dominance of pure Pomeron exchange seems to be justifiable for  $\rho^0$ -photoproduction already at 4.7 GeV.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<u>Einleitung</u>	
I. <u>Theoretischer Hintergrund</u>	1
II. <u>Experimenteller Aufbau</u>	5
1. Überblick	5
2. Photonenstrahl	5
3. Energiemarkierungssystem (Taggingssystem)	6
4. Kammern und deren Justierung	8
5. Elektronik, Triggerbedingung, Datennahme	9
6. Čerenkovzähler	11
III. <u>Auswertung</u>	12
1. Spurbildung und Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern	12
2. Impulsrekonstruktion	12
3. Auswahl eines Satzes elastischer $\phi$ -Ereignisse	12
4. Korrekturen der Anzahl elastischer $\phi$ -Ereignisse	15
5. Differentieller Wirkungsquerschnitt $\frac{d\sigma}{dt}$	19
6. Zerfallswinkelverteilung des $\phi$ -Mesons und deren Momente	22
1. Darstellung der Zerfallswinkelverteilung	22
2. Methoden der Anpassung	27
3. Ergebnisse	28
4. Test der Ergebnisse mit MONTE CARLO simulierten Ereignissen	30
IV. <u>Anpassung der Daten an Helizitätsamplituden in einer Darstellung mit 6 freien Parametern</u>	31
1. Darstellung der Helizitätsamplituden	31
2. Bestimmung der Parameter durch Anpassung der Amplituden an die Dichtematrixelemente und den differentiellen Wirkungsquerschnitt	37
3. Ergebnis	39
V. <u>Schlußbemerkung</u>	41
<u>Anhang A</u>	42
<u>Anhang B</u>	45

Literaturverzeichnis

Tabellen

Abbildungen

## Einleitung

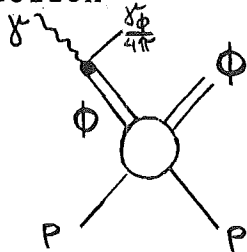
Die Photoproduktion von  $\phi$ -Mesonen, d.h. die Reaktion



eignet sich für die Untersuchung der elastischen  $\phi p$ -Streuung, d.h. der Reaktion



da das Vektordominanzmodell (VDM)<sup>1)</sup> die Reaktion (1) mit (2) direkt durch Multiplikation mit einer Konstanten  $\gamma_\phi^2/4\pi$  verknüpft. Dies läßt sich durch folgendes Diagramm darstellen



und wird zum Beispiel in der folgenden Beziehung zwischen den entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitten zum Ausdruck gebracht:

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \phi p) = \frac{\alpha}{4} \frac{1}{\gamma_\phi^2/4\pi} \frac{d\sigma}{dt} (\phi p \rightarrow \phi p)$$

mit  $t = (p_\gamma - p_\phi)^2$  (Quadrat des Viererimpulsübertrages)

$$\alpha = \frac{1}{137} \quad (\text{Feinstrukturkonstante})$$

$$\frac{\gamma_\phi^2}{4\pi} = \gamma - \phi \quad - \quad \text{Koppelungskonstante (Ref. [2])}$$

Die vorliegende Arbeit hat zum Gegenstand die experimentelle Untersuchung der Reaktion (1) und eine Analyse der diffraktiven Natur der Reaktion (2). Dieser Aspekt und sein theoretischer Hintergrund wird weiter unten im Einzelnen erläutert. Der wesentliche Inhalt der Arbeit ist die Auswertung der Spindichtematrixelemente des  $\phi$ -Mesons, eine Untersuchung der



diffraktiven Eigenschaften der Reaktion (2), sowie eine Amplitudenanalyse der Reaktion (2) unter vereinfachten Annahmen.

Eine grobe Gliederung der Arbeit ergibt 4 größere Abschnitte:

- I. Der theoretische Hintergrund für die Untersuchung der Reaktion (2).
- II. Die Beschreibung des experimentellen Aufbaus und der Datennahme.
- III. Die Datenanalyse, insbesondere die Bestimmung der Spindichtematrixelemente des  $\phi$ -Mesons.
- IV. Die Anpassung der Daten an ein theoretisches Modell mit 6 linear unabhängigen Amplituden.

## I. Theoretischer Hintergrund

Die elastische  $\phi p$ -Streuung kann man als einen diffraktiven Prozess betrachten; dabei sei unter 'diffraktiver Streuung' ein Prozess verstanden, der durch folgende Eigenschaften gekennzeichnet ist:

- a) der totale Wirkungsquerschnitt steigt für  $s \rightarrow \infty$  schwächer als  $\ln s$  an, wobei  $s$  das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem der Reaktion bezeichnet,
- b) der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\delta}{dt}$  zeigt für kleine Werte von  $t$  eine exponentielle Abhängigkeit der Form:

$$\frac{d\delta}{dt} = \left[ \frac{d\delta}{dt} \right]_{t=0} \cdot e^{B(s) \cdot t} \quad (1)$$

- c) die Streuamplitude ist vorherrschend imaginär.

Genau dieses Verhalten zeigen die elastischen Hadron-Hadron-Streuungen ( $pp$ ,  $p\bar{p}$ ,  $\pi^{\pm}p$ ,  $K^{\pm}p$ ) bei großen Energien<sup>15)</sup>. Im "klassischen" Bild entspricht das der Streuung einer Materiewelle an einer stark absorbierenden (grauen) Scheibe mit einem Radius  $R \sim \sqrt{B(s)}$ .

Für die Hadron-Hadron-Streuung hat sich bisher die "Regge-Theorie" als eine gute Beschreibung der experimentellen Ergebnisse erwiesen. Sie erklärt die Streuung von Hadronen bei höheren Energien durch den Austausch von "Regge-Trajektorien"  $\alpha(t)$ , welche Polstellen der Streuungsamplituden sind.

Die physikalische Bedeutung der Regge-Trajektorien liegt darin, daß sie Resonanzen mit verschiedenen Spins (aber sonst gleichen Quantenzahlen) miteinander verbinden. Denn für  $t \gg 0$  in der Nähe einer Resonanz, d.h. für  $t = m_R^2$  gilt  $\text{Re } \alpha(t) = L$  mit  $L = 0, 2, 4, \dots$  oder  $L = 1, 3, 5, \dots$ . Dabei bezeichnen  $m_R$  und  $L$  die Masse, bzw. den Spin der Resonanz. Für einen Prozess bei großen Energien (und  $t < 0$ ) kann man sich dann den Austausch einer Reggetrajektorie als den Austausch der auf ihr liegenden Resonanzen vorstellen.

Im Rahmen dieser Theorie ist ein diffraktives Verhalten nicht durch den Austausch "normaler" Trajektorien zu verstehen<sup>7)</sup>, d.h. durch den Austausch von Trajektorien, die einem Meson- oder Baryon-Austausch entsprechen (wie z.B. die  $f_2^0, \rho^0, \omega^0, N_{\Delta}, \Delta_8, N^*$ -Trajektorie), da diese eine falsche Energieabhängigkeit ergeben würden. Um ein diffraktives Verhalten im Rahmen der 'Regge-Theorie' verstehen zu können, wurde deshalb ein hypothetisches 'Teilchen' - das Pomeron - zunächst in der einfachen Form einer linearen Pomeron-Trajektorie

$$\alpha_P = 1 + \alpha' \cdot t \quad (2)$$

(mit den Quantenzahlen des Vakuums:  $I = 0, G = +1$  und natürlicher Parität) eingeführt. Eine solche Parameterisierung des Pomerons berücksichtigt nicht die Effekte, die ein Ansteigen des differentiellen Wirkungsquerschnittes bei höchsten Energien bewirken, sondern sagt dort ein konstantes Energieverhalten voraus. Dennoch ist anzunehmen, daß die oben angegebene Parameterisierung des Pomerons in der Form einer linearen Pomerontrajektorie in erster Näherung eine gute Beschreibung des bei höchsten Energien ( $\gg 200$  GeV) konstanten Anteils im totalen Wirkungsquerschnitt darstellt, dem sich

dann Anteile überlagern, die ein Ansteigen bewirken. Eine besondere Bedeutung kommt dabei der elastischen pp-Streuung zu<sup>5)</sup>, da insbesondere für diese Reaktion experimentelle Ergebnisse mit sehr kleinem Fehler

bei großen s- und kleinen t-Werten vorliegen <sup>6)</sup>. Im Rahmen der Regge-Theorie ergibt sich dann mit einer linearen Pomerontrajektorie der Form (2) für den Parameter B aus (1):

$$B = B_0 + 2 \cdot \alpha' \cdot \ln s$$

Aus der Darstellung (1) ist ersichtlich, daß durch eine Analyse der s- und t-Abhängigkeit von  $\frac{d\sigma}{dt}$  die Steigung der Pomerontrajektorie  $\alpha'$  bestimmt werden kann, welche mit der Frage verknüpft ist, ob das Pomeron 'schrumpft' ( $\alpha' > 0$ ) oder nicht ( $\alpha' = 0$ ).

Eine weitere Eigenschaft der diffraktiven Streuung (neben den zuvor unter a) - c) aufgeführten) ist die

d) s-Kanal Helizitätserhaltung (SHC).

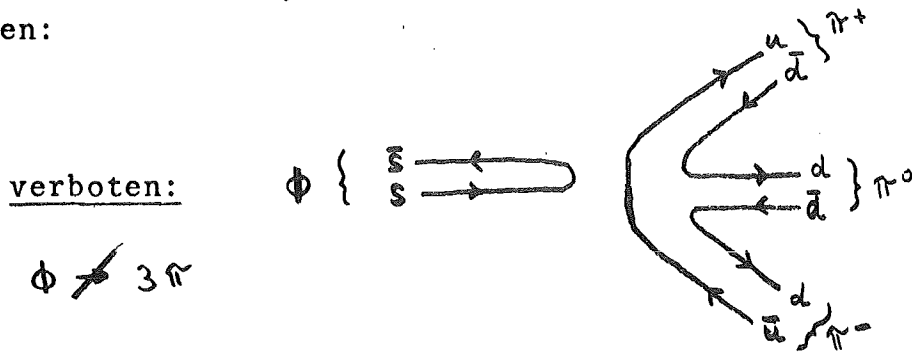
Sie wurde aufgrund der Beobachtung <sup>25)</sup> postuliert <sup>3)</sup>, daß in der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \gamma^0 p$  vorherrschend mit der Helizität  $\pm 1$  erzeugt wurde (Helizitätserhaltung am  $\gamma$ - $\gamma^0$ -Vertex). Aus einem späteren Experiment bei höheren Energien und mit größerer Statistik <sup>17)</sup>, sowohl als auch aus Ergebnissen der  $\pi p$ -Streuung <sup>4)</sup>, ließ sich allerdings eine kleine, aber signifikante Verletzung der SHC am  $\gamma$ - $\gamma^0$ - wie auch am Nukleon-Vertex erkennen.

Das Argument, daß bei der elastischen  $\phi p$ -Streuung bereits bei kleinsten Energien reiner Pomeron austausch vorherrschen soll, stützt sich auf die Tatsache, daß das  $\phi$ -Meson nur sehr schwach an Teilchen mit 'strangeness'  $s = 0$  koppelt <sup>8)</sup>. So ist z.B. das Verhältnis der Zerfallsbreiten  $\Gamma_{\phi \rightarrow 3\pi} / \Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi} \approx 0.08$ , was erstaunlich ist, da das  $\phi$ - und  $\omega$ -Meson die gleichen Quantenzahlen besitzen und somit der Zerfall  $\phi \rightarrow 3\pi$  durch nichts unterdrückt sein sollte. Daß dies dennoch der Fall ist, unterstützt die Vorstellung, daß das  $\phi$ -Meson sich als 'ideale'  $\omega_1 - \phi_8$ -Mischung des  $SU_3$ -Singulets  $\omega_1$  und des Oktett-Mitgliedes  $\phi_8$  so darstellen läßt, daß das physikalische  $\phi$  nur 'strange quarks'  $s, \bar{s}$  und das physikalische  $\omega$  nur 'nicht-strange quarks'  $u, \bar{u}, d, \bar{d}$  enthält <sup>34)</sup>:

$$|\phi\rangle = |s\bar{s}\rangle$$

$$|\omega\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} (|u\bar{u}\rangle + |d\bar{d}\rangle)$$

Die Regel, die dann den  $\Phi$ -Zerfall unterdrückt, ist die hierfür eingeführte 'Zweig-Regel'<sup>9)</sup>, nach der sich in einem Diagramm der ein- und auslaufenden Quarks als Linien die Quark-Antiquark-Linien eines Hadrons nicht gegenseitig vernichten dürfen. Am Beispiel des Zerfalls  $\Phi \rightarrow 3\pi$  läßt sich dies dann folgendermaßen darstellen:



Doch unabhängig von der Gültigkeit der 'Zweig-Regel' genügt die Tatsache, daß das  $\Phi$ -Meson nur sehr schwach an Teilchen mit 'strangeness'  $s = 0$  koppelt, um den Prozeß  $\Phi p \rightarrow \Phi p$  (nahezu) rein diffraktiv verlaufen zu lassen, da damit der Austausch jeder Trajektorie, die einem Meson- oder Baryon-Austausch entspricht, stark unterdrückt ist. Somit verbleibt als einzige Möglichkeit: Pomeron-austausch.

Dieses Experiment, das in einer Kollaboration aus Mitgliedern des Institutes für experimentelle Kernphysik Karlsruhe und des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) Hamburg durchgeführt wurde, untersuchte die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \Phi p$  im Energiebereich  $E_\gamma = 4.65 - 6.71$  GeV bei kleinen Impulsüberträgen mit guter Statistik. Tabelle I gibt einen Überblick über bisherige  $\Phi$ -Photo-produktionsexperimente, die insgesamt einen Energiebereich bis  $E_\gamma = 18$  GeV und einen Bereich des Viererimpulsübertragquadrates bis  $|t| = 1.2$  GeV überdecken.

## II. Experimenteller Aufbau

---

### II.1 Überblick

---

Eine Skizze des Aufbaus ist in Abb. 1 zu sehen.

Die in einem Radiator abgebremsten Elektronen markierten in einem Energiemarkierungs-System die Energie der im Radiator erzeugten Photonen im Bereich 4.65 - 6.71 GeV. Der Photonenstrahl traf auf ein Target aus flüssigem Wasserstoff von 50 cm Länge und 2,5 cm Durchmesser, durchquerte das Loch in den vorderen trigger-Zählern und wurde dann in einen Bleizylinder am Anfang des Analysiermagneten (1,05 m Länge ( in Richtung des Photonenstrahles ) x 1,5 m Breite x 0,54 m Höhe und 9,8 kGm) absorbiert.

Die Azimutalwinkel der im Target unter großen Polarwinkeln erzeugten Teilchen wurden mit Hilfe von 23, um das Target zylindrisch angeordneten Szintillationszählern von 60 cm Länge gemessen.

Die Spuren der in Vorwärtsrichtung fliegenden Teilchen wurden aus den Koordinaten in 2 Proportionalkammern vor und 8 Funkenkammern hinter dem Magneten rekonstruiert. Eine Reihe weiterer Triggerzähler von je 30 x 100 cm<sup>2</sup> war hinter den Funkenkammern aufgebaut.

Ein Schwellen-Čerenkovzähler diente zur Unterdrückung von Ereignissen mit  $\pi$ -Mesonen und Elektronen.

### II.2 Photonenstrahl

---

Der Photonenstrahl wurde als die Bremsstrahlung der Elektronen an einem 1 mm (1% Strahlungslänge) dicken Aluminiumplättchen erzeugt. Seine Intensität lag (bei einem 'Spill' von 1.8 ms und einem 'duty cycle' von 9%) im Mittel bei  $7 \cdot 10^5$  Photonen /sec im Energiebereich 4.65 - 6.71 GeV (entsprechend etwa  $5 \cdot 10^5$  äquivalenten Quanten/sec). Sie war auf diesen Wert beschränkt, wegen der mit größer werdender Intensität

stark wachsenden Anzahl zufälliger Trigger im Energiemarkierungssystem und in den Proportionalkammern <sup>13)</sup>. Sie wurde indirekt durch den in ein Quantameter abgelenkten Elektronenstrahl überwacht und direkt durch die Zählrate des Energiemarkierungssystems. Die Halbwertsbreite des Strahles am Target war 7 mm in horizontaler und vertikaler Richtung. Die genaue Position und die Breite des Strahles wurden während der Datennahme durch die Proportionalkammern überwacht. Dazu wurde für kurze Zeit die Triggerbedingung auf die für  $e^+e^-$ -Paare geändert (vgl. Abschn. II.5), so daß nach kurzer Zeit aus einem Histogramm mit hoher Statistik der angesprochenen Proportionalkammerdrähte Position und Breite des Strahl auf 1 mm bestimmt werden konnten. Bevor der Strahl das Target traf, durchquerte er noch eine Blende und einen Reinigungsmagneten von 20 kGm.

### II.3 Energiemarkierungssystem (Taggingsystem)

-----

Das Taggingsystem bestand aus einem C-Magneten, einem System aus 22 kleinen, sich teilweise überlappenden Szintillationszähler und 14 paarweise koinzidenter Triggerzähler. Die 22 kleinen Zähler bildeten 43 Energiekanäle von je etwa 50 MeV Breite; die 14 Triggerzähler überdeckten mit den daraus gebildeten 7 Triggerkanälen den gesamten Energiebereich. Das mit den 43 Energiekanälen und einem in Koinzidenz geschalteten Schauerzähler (siehe unten) gemessene Bremsspektrum zeigt Abb. 2. Die eingezeichnete Kurve ist umgekehrt proportional der Photonenergie  $E_\gamma$ ; diese war durch den Impuls der in dem Radiator abgebremsten Elektronen bestimmt, die den tagging-Magneten und danach die tagging-Zähler durchquerten (vgl. Abb.1). Aus Abb. 3 ist die Verteilung der aus  $e^+e^-$ -Paaren rekonstruierten Photonenergie  $E_{e^+e^-}$  der einzelnen Kanäle zu ersehen. Da das Ergebnis im wesentlichen die Impulsauflösung der  $e^+$ -,  $e^-$ -Impulse wiedergibt, wurden als Eichung

des Taggingsystems diejenigen Energiewerte genommen, die sich aus der Stärke des Tagging-Magnetfeldes für jeden Energiekanal ergaben.

Da sich bei der Zählung der Rate T des gesamten Taggingsystems bei der benutzten Intensität I des Photonenstrahls in dem (elektronischen) Zähler intensitätsabhängige Totzeiteffekte zeigten, wurde zur Berechnung des Photonенflusses die intensitätsunabhängige Zählrate des (elektronischen) Zählers  $T_4$  für den in der Mitte des Energiebereiches liegenden Triggerkanal 4 (vgl. Abb. 1) ( $5.3 < E_\gamma < 5.7$  GeV) genommen.

Um diesen auf Totzeiteffekte zu prüfen, wurde das Verhältnis  $\frac{T}{Q^2}$  über die Intensität  $I = T/\text{sec}$  aufgetragen (vgl. Abb. 4), Q bezeichnet dabei die mit Hilfe eines Quantameters gemessene Anzahl äq. Quanten. Es zeigte sich, daß dieses Verhältnis bis zu den bei der Datennahme benutzten Intensitäten konstant war. Als die Zählrate des gesamten Taggingsystems wurde dann der Wert  $T_4 \cdot \left[ \frac{T}{T_4} \right]_{I \rightarrow 0}$  genommen. Dies hat seine Berechtigung darin, daß für  $I \rightarrow 0$  das Verhältnis  $\frac{T}{T_4}$  konstant wird, d.h. daß die Zählrate T keine Totzeiteffekte zeigt; dies ist aus Abb. 4. ersichtlich.

Um die Korrektur von  $T_4$  auf Untergrundprozesse ohne Photonen im Endzustand (wie direkte Paarerzeugung, Anstoßelektronen, sekundäre Paarerzeugung) messen zu können, wurde ein Schauerzähler angefertigt und bei einer  $e^-$ -Strahlenenergie von 6 GeV in den Photonenstrahl gestellt. Gemessen wurden sodann die Zählraten T des gesamten Taggingsystems und S des Schauerzählers, sowie die Koinzidenzrate  $T \cdot S$ . Damit ergab sich für die auf Totzeit und Prozesse ohne Photonen im Endzustand korrigierte Zählrate des Taggingsystems  $T'$ :

$$T' = \frac{T \cdot S}{T} \cdot \left[ \frac{T}{T_4} \right]_{I \rightarrow 0} \cdot T_4 \quad I = T/\text{sec}$$

$$\text{mit } \frac{T \cdot S}{T} = 0.910 \pm 0.004$$

$$\left[ \frac{T}{T_4} \right]_{I \rightarrow 0} = 5.108 \pm 0.005$$



Da ferner für die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnittes (in Abschn. III.5) nur Ereignisse genommen wurden, bei denen genau einer der 43 Energiekanäle angesprochen hatte, mußte dies auch in der dafür benutzten Anzahl der Photonen  $N_\gamma$  berücksichtigt werden; es gilt:

$$N_\gamma = \frac{T(\text{single})}{T(\text{total})} \cdot T'$$

$$\text{mit } \frac{T(\text{single})}{T(\text{total})} = 0.78 \pm 0.02$$

und  $T(\text{single})$  = Anzahl der Ereignisse mit genau einem Signal in einem der 43 Energiekanäle

$T(\text{total})$  = Anzahl der Ereignisse mit keinem, einem oder mehreren Signalen in den 43 Energiekanälen.

#### II.4 Kammern und deren Justierung

-----

Jede der 8 Funkenkammern von  $1 \times 1 \text{ m}^2$  empfindlicher Fläche bestand aus zwei parallelen Drahtebenen im Abstand von 5 mm; jede Drahtebene bestand aus 512 Drähten im Abstand von 2 mm, welche orthogonal zueinander orientiert waren. Die Auslese der Drähte erfolgte über Ferritkerne. Die Hochspannung von 7kV wurde über je ein Thyatron an je 2 Kammern angekoppelt.

Die Proportionalkammern hatten eine empfindliche Fläche von  $0,3 \times 0,3 \text{ m}^2$  bzw.  $0,6 \times 0,6 \text{ m}^2$  mit jeweils einer Signaldrahtebene von 150 bzw. 300 Drähten im Abstand von 3 mm. Die Orientierung der Drähte der beiden Signaldrahtebenen waren wiederum orthogonal zueinander. Der Abstand der Ebenen war 25 mm.

Des öfteren während der Datennahme und insbesondere nach jeder neuen Inbetriebnahme der Apparatur wurden gerade  $e^-$ -Spuren (bei ausgeschaltetem Feld des Analysiermagneten) auf Magnetband geschrieben, um auch nachträglich die Justierung der Kammern prüfen zu können.

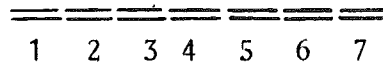
Daraus wurde auch die Ortauflösung der Kammern mit einer mittleren Breite  $\delta = 1.5$  mm bestimmt, allerdings mit langen Ausläufern bis zum vierfachen des Wertes <sup>13)</sup>.

## II.5 Elektronik, Triggerbedingungen, Datennahme

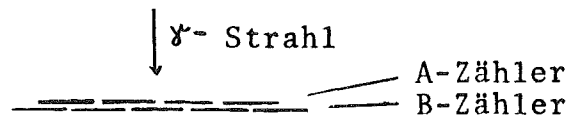
-----

Einen Plan des elektronischen Aufbaus zeigen die Abb. 5a, b. Um den Trigger zu bilden, wurden folgende Signale benutzt:

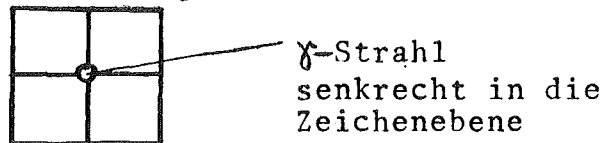
T = Signal der tagging-Triggerzähler, gebildet als das 'or' von 14 paarweise koinzidenten Zählern (Abb.1):



B = Signal der Zähler hinter der letzten Funkenkammer, gebildet, wenn mindestens 2 Kanäle angesprochen hatten, wobei ein Kanal die Koinzidenz aus einem A-Zähler und einem von ihm zur Hälfte überdeckten B-Zähler war:



F = Signal der Zähler vor den Proportionalkammern, gebildet als das Koinzidenzsignal von mindestens 2 aus 4 Zählern:



$\bar{C}$  = Signal des Čerenkovzählers, gebildet als das 'or' aus den Signalen von sechs Photomultipliern (dabei bedeutet das Anti-Signal  $\bar{C}$  = Kein  $\check{C}$  Signal).

Die Triggerbedingung für die Datennahme von  $K^+K^-$ -Ereignissen benutzte das Anti-Signal des Čerenkovzählers zur Unterdrückung von  $\pi^+\pi^-$ - und elektromagnetischen Ereignissen. Sie setzte sich folgendermaßen zusammen:

$$\text{'}\phi\text{-Trigger': } M = T \cdot F \cdot B \cdot \bar{C}$$

Daneben wurden für Eichzwecke auch Daten mit  $\pi^+\pi^-$ -Ereignissen

(' $\gamma^0$ -Trigger':  $M = T \cdot F \cdot B$ ) sowie  $e^+e^-$ -Ereignissen (' $e^+e^-$ -Trigger':  $M = T \cdot B$ ) genommen. Um  $e^+e^-$ -Ereignisse auch in den Kammern hinter dem Magneten nachweisen zu können, mußte der Strahlabsorber entfernt werden. Das gleiche galt für den Fall gerade  $e^-$ -Spuren (bei ausgeschaltetem Feld des Analysiermagneten) nachweisen zu wollen (' $e^-$ -Trigger':  $M = B$ ).

Die Daten wurden über ein CAMAC-System in einen Computer des Types PDP-8E eingelesen und 'on-line' zu einem IBM-Computer übertragen, dort zunächst auf Plattenspeicher und dann auf Magnetband geschrieben. Jedes dorthin übertragene Ereignis wurde sogleich insbesondere auf grobe Fehler der Funken- und Proportional-Kammern-Auslese getestet. Neben den Koordinaten der angesprochenen Drähte in den Kammern und den Digitalinformationen aller Szintillationszähler und des Čerenkovzählers enthielt jedes Ereignis noch die Analoginformation der 6 Multiplier des Čerenkovzählers und der Szintillationszähler um das Target. Die Datenrate war wegen der Zeit, die zum Aufladen der Kondensatoren der Hochspannungsnetzgeräte nach einem Funkendurchbruch benötigt wurde, auf maximal etwa fünf Ereignisse/sec beschränkt. Ferner wurden etwa alle 15 Minuten die Inhalte verschiedener Zähler ausgelesen und zum IBM-Zentralrechner übertragen, insbesondere derjenigen Zähler, welche die Signale T, F, B, Č zählten, sowohl als auch der Inhalt eines 10 MHz-Zählers, der die Zeit maß. Diese Zählraten wurden parallel auch auf Zählern, die nicht vom Computer ausgelesen wurden, gesammelt und überwacht. Es erwies sich als nützlich, das Verhältnis

$d = \text{Anzahl der Trigger} / \text{Anzahl der energiemarkierten Photonen}$  ständig zu messen und zu registrieren.  $d_{\min}$  ist proportional der Rate der guten Ereignisse pro einfallendes Photon. Im allgemeinen ist  $d$  größer als  $d_{\min}$ , da Untergrundereignisse zu Triggern führen. Man optimisierte das Experiment, indem man ein kleines  $d \approx d_{\min}$  anstrebte.  $d_{\min}$  sollte dann intensitätsunabhängig sein. Eine Zunahme von  $d$  signalisierte die Zunahme des Untergrundes oder den Ausfall eines Zählers.

Zur laufenden Überwachung der A-, B- und T-Zähler diente ein System von Lichtdioden an den Szintillationszählern, die etwa alle 10 Minuten einen Lichtpuls gaben. Darstellungen auf dem Bildschirm von Teilchenspuren durch die Kammern und Triggerzähler sowohl als auch Histogramme der Zählraten aller Szintillationszähler ermöglichten den Weg der Teilchen durch die Apparatur hindurch zu verfolgen. Ausdrücke einzelner Ereignisse, Zählerinhalte und Fehlermeldungen dienten zur Überwachung der Dateneinlese.

## II.6 Čerenkovzähler

-----

Der Schwellen-Čerenkovzähler hatte ein Eintrittsfenster von  $2.1 \times 1 \text{ m}^2$  Fläche aus 0.5 cm starkem Eisen und einem Gasraum von 2 m Durchmesser. Das in einem von sechs ( $70 \times 70 \text{ cm}^2$  großen) Spiegeln reflektierte Čerenkovlicht wurde in einem von sechs Photomultipliern verstärkt. Die Schwelle des Zählers war mit Freon-13 bei 4 atm so eingestellt, daß K-Mesonen kein Čerenkovlicht erzeugen konnten. Die Schwelle für  $\pi$ -Mesonen lag bei einem Impuls von 1.8 GeV, für Elektronen bei einem Impuls von 6.6 MeV. Seine Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit einem Elektronenstrahl, der allerdings nur den mittleren Bereich des Eintrittsfensters austestete, auf  $(99.75 \pm 0.15) \%^{13)}$  abgeschätzt.

### III. Auswertung

#### III.1 Spurbildung und Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern

Das Programm SEARCH zur Spurrekonstruktion ist ausführlich in Ref. 13 beschrieben. Danach wurde eine Spur in den Funkenkammern durch die Forderung definiert, daß mindestens drei Koordinatenpaare in den aufrechten Kammern mit mindestens einem weiteren Koordinatenpaar (zur eindeutigen Zuordnung der Koordinatenpaare zu einer Spur) in einer der beiden ersten (relativ zu den anderen Kammern in einer Ebene senkrecht zum  $\gamma$ -Strahl um  $45^\circ$  gedrehten) Kammern (vgl. Abb.1) innerhalb einer mittleren Breite von  $\delta = 6$  mm auf einer räumlichen Geraden liegen mußten. Eine in den Funkenkammern rekonstruierte Spur wurde dann durch das Magnetfeld zum Target extrapoliert mit der Abfrage nach den Koordinaten in den Proportionalkammern. Aus den rekonstruierten  $e^-$ -Spuren wurde die genaue Position der Kammern festgelegt. Die aus den hadronischen Ereignissen errechnete Ansprechwahrscheinlichkeit des gesamten Kammersatzes für den Nachweis einer Spur war besser als 99% <sup>13)</sup>.

#### III.2 Impulsrekonstruktion

Die Impulse der gefundenen Spuren wurden durch eine  $\chi^2$ -Anpassung mit Hilfe der durch die Spurfindung ausgewählten Koordinaten, der Lage des Vertex im Target und des in 4620 räumlichen Punkten ausgemessenen Magnetfeldes bestimmt. Die Verteilung der rekonstruierten Vertizes zeigt Abb. 8.

#### III.3 Auswahl eines Satzes elastischer $\phi$ -Ereignisse

Der Datensatz 'elastisch erzeugter  $\phi$ -Mesonen' wurde durch folgende Schritte definiert:

1) Einen Schnitt an der Pulshöhe der Signale des Čerenkovzählers:

Es gab Ereignisse (bei der Triggerbedingung, welche die Abwesenheit eines Signals des Čerenkovzählers forderte), die dennoch ein Signal in den Analog-zu-digital-Convertern (ADC) zeigten. Der Grund für das Auftreten solcher Ereignisse lag vermutlich in einer zeitlichen Schwankung des Čerenkov-

signals, die größer als die Breite der Koinzidenz für das Triggersignal (20 ns) war. Solche Ereignisse wurden verworfen.

$$2) 1008 \leq M_{K^+K^-} \leq 1032 \text{ GeV}$$

$$M_{K^+K^-} = \text{invariante } K^+K^- \text{-Masse}$$

$$3) M_x \leq 1.15 \text{ GeV}$$

$$M_x = \text{Rückstoßmasse}$$

Dieser Schnitt an der Rückstoßmasse entspricht dem unten angegebenen Schnitt aus Ref. [13] an der Größe  $P(\chi^2)$ .

Anstelle eines Schnittes an  $M_x$  wurden in der Analyse in Ref. [13], die unabhängig von der in Abschn. III.5 zur Bestimmung von  $\frac{d\sigma}{dt}$  durchgeführt wurde, die Impulse aller an der Reaktion beteiligten Teilchen mit dem Programm TEUTA<sup>14)</sup> kinematisch angepaßt (1 C-fit). Dadurch wurden diese zumindest so verändert, daß sie bestmöglichst durch eine 'minimales  $\chi^2$ '-Anpassung den Energie- und Impulssatz erfüllten, da bei der gegebenen Massenauflösung der Apparatur eine Hypothesentrennung zwischen  $\pi$ - und K-Meson-Hypothese durch einen Schnitt an  $\chi^2$  nicht möglich war.

Die Häufigkeitsverteilung der für jedes Ereignis errechneten kumulativen Wahrscheinlichkeit

$$P(\chi^2) = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{\chi^2} \frac{1}{\sqrt{y}} e^{-\frac{y}{2}} dy \quad \text{zeigt Abb.6. Bei Gauss-verteilteten Meßfehlern der Impulse sollte sie konstant sein.}$$

Deshalb wurden unter der Annahme, daß eine Anhäufung in der  $P(\chi^2)$ -Verteilung bei kleinen  $P(\chi^2)$  nur durch Ereignisse, die keine elastischen  $\phi$ -Ereignisse sind, verursacht worden sein konnten, für den elastischen Datensatz nur Ereignisse genommen mit  $P(\chi^2) \leq 0.05$ . Der daraus bestimmte (und auf diesen Schnitt korrigierte) differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  war in ausgezeichneter Übereinstimmung mit dem Ergebnis dieser Arbeit (Abschn. III.5).

$$4) P_{K^+}, P_{K^-} > 1.8 \text{ GeV}$$

$$P_{K^+} (P_{K^-}) = \text{Impuls des } K^+ \text{-} (K^-) \text{- Mesons}$$

Diese Forderung, daß innerhalb der  $\Phi$ -Masse die Impulse der rekonstruierten K-Mesonen oberhalb der Schwelle des Čerenkovzählers für  $\Psi$ -Mesonen liegen mußten, wurde gestellt, um Untergrundereignisse zu eliminieren, bei denen eines der beiden rekonstruierten Teilchen ein fälschlicherweise als K-Meson interpretiertes  $\Psi$ -Meson war, dessen Impuls unterhalb der Schwelle des Čerenkovzählers lag.

Um zu sehen, welche Veränderung innerhalb der  $\Phi$ -Masse die Forderung ausmachte, daß der Impuls jedes der beiden K-Mesonen  $> 1.8 \text{ GeV}^2$  sein sollte gegenüber dem Fall, wo dies nur für mindestens eines der beiden K-Mesonen gefordert wurde, wurde in beiden Fällen die invariante  $K^+K^-$ -Masse aufgetragen. Innerhalb der  $\Phi$ -Masse zeigte der Vergleich keinen Unterschied.

- 5) Da die Akzeptanz der Apparatur (s. Absch. III. 4.2) abhängig von der Photonenergie  $E_\gamma$  und dem Quadrat des Viererimpulsübertrages  $t$  stark variierte (für in Vorwärtsrichtung erzeugte  $\Phi$ -Mesonen zwischen 30% und 60% abhängig von  $E_\gamma$  und mit wachsendem  $|t|$  auf etwa 1 % bei  $t = 0.4 \text{ GeV}^2$  und  $E_\gamma = 6.5 \text{ GeV}$  abfiel, vgl. Abb. 14a), wurden nur Ereignisse verwendet, die innerhalb folgender (auch in Abb. 14a) eingezeichneter) Grenzen in der  $E_\gamma - t$ -Ebene lagen:

$$\begin{aligned} 4.65 < E_\gamma < 5.50 \text{ GeV} & \quad \text{und} \quad |t| < 0.21 \text{ GeV}^2 \\ 5.50 < E_\gamma < 6.00 \text{ GeV} & \quad \text{und} \quad |t| < 0.27 \text{ GeV}^2 \\ 6.00 < E_\gamma < 6.50 \text{ GeV} & \quad \text{und} \quad |t| < 0.33 \text{ GeV}^2 \\ 6.50 < E_\gamma < 6.71 \text{ GeV} & \quad \text{und} \quad |t| < 0.39 \text{ GeV}^2 \end{aligned}$$

Durch diesen Schnitt sollte verhindert werden, daß in den Bereichen mit kleiner Akzeptanz dominierende Untergrundeffekte die Ergebnisse verfälschten.

Die Abb. 9,10) zeigen die Verteilung von  $M_{K^+K^-}$  und  $M_X$  für den gesamten Energiebereich  $E_\gamma$ ; die Abb. 11,12) zeigen die Verteilungen von  $M_{K^+K^-}$  in verschiedenen Bereichen von  $E_\gamma$  und  $|t|$ ; Abb. 13) zeigt die Verteilung von  $M_{K^+K^-}$  für vier  $|t|$ -Bereiche.

### III.4 Korrekturen der Anzahl elastischer $\Phi$ -Ereignisse

-----

Die Korrekturen an der Anzahl der Ereignisse wurden durch folgende Korrekturfaktoren angebracht, durch:

- 1) Globale Korrekturfaktoren  $\xi$ , mit denen der differentielle Wirkungsquerschnitt als ganzes multipliziert wurde
- 2) Korrekturfaktoren  $\eta$ , die für jedes  $(\Delta M_{K^+K^-}, \Delta E_\gamma, \Delta t, \Delta \theta, \Delta \varphi)$ -Intervall gesondert angebracht werden mußten; dabei bezeichnet  $\Delta M_{K^+K^-}$  den Bereich der invarianten  $K^+K^-$ -Masse,  $\Delta E_\gamma$  den der Photonenergie,  $\Delta t$  den des Viererimpulsübertragquadrates und  $\Delta \theta, \Delta \varphi$  den des Polar- bzw. Azimutalwinkels im Helizitätssystem (vgl. Abschn. III.6)

zu 1): a) Der Korrekturfaktor  $\xi_1$  für Verluste bei der Spurrekonstruktion durch das Programm SEARCH ist nach Ref. [13]

$$\xi_1 = 1.06 \pm 0.03$$

b) Für die Verluste bei der Impulsrekonstruktion durch Ereignisse bei denen die Anpassung nicht konvergierte, wurde durch den Faktor

$$\xi_2 = 1.06 \pm 0.02$$

korrigiert.

c) Da für die Analyse nur Ereignisse mit genau zwei Spuren hinter dem Magneten und einem Vertex im Target genommen wurden, mußte auf  $K^+K^-$ -Paare bei denen noch weitere Spuren vorhanden waren (etwa 10% der Anzahl der 2-Spurereignisse) korrigiert werden; dafür ergab sich ein Faktor

$$\xi_3 = 1.02 \pm 0.02$$

d) Für die Zerfälle des  $\Phi$ -Mesons in Nicht- $K^+K^-$ -Mesonen wurde mit einem Faktor

$$\xi_4 = 2.15$$

korrigiert.



- e) Da der  $\gamma$  Cerenkovzähler als Antizähler diente, ergab sich wegen der endlichen Pulsbreite für die dadurch bedingte Totzeit der Apparatur ein Faktor

$$\epsilon_5 = 1.02 \pm 0.01$$

- f) Für die Kp-Streuung der K-Mesonen im Target wurde ein Faktor

$$\epsilon_6 = 1.03 \pm 0.01$$

mit dem MONTE CARLO-Programm als Mittelwert über alle  $E_\gamma$  und  $t$  errechnet.

- g) Für die Kp-Streuung der K-Mesonen in den Szintillationszählern, den Drähten und Folien der Kammern wurde ein Faktor

$$\epsilon_7 = 1.02 \pm 0.01$$

abgeschätzt.

- h) Die Berücksichtigung der Abschwächung des  $\gamma$ -Strahles innerhalb des Targets durch  $e^+e^-$ -Paarbildung ergab ein

$$\epsilon_8 = 1.03 \pm 0.01$$

- i) Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Szintillationszähler wurde mit einem Faktor

$$\epsilon_9 = 1.01 \pm 0.01$$

berücksichtigt.

- j) Auf die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern wurde mit dem Faktor

$$\epsilon_{10} = 1.01 \pm 0.01$$

korrigiert.

- k) Auf die Erzeugung von  $\phi$ -Mesonen an den Folien des Vakuumrohres (vgl. Abb. 8) wurde mit dem Faktor

$$\epsilon_{11} = 0.97 \pm 0.01$$

korrigiert.

- 1) Für die Korrektur auf den Untergrund aus inelastisch erzeugten  $\phi$ -Mesonen und auf fälschlicherweise als  $K^+K^-$ -Paare interpretierte  $\pi^+\pi^-$ -Paare wurde der Wert von Ref. [13]

$$\epsilon_{12} = 0.95 \pm 0.02$$

übernommen.

- m) Durch Coulombstreuung von K-Mesonen an der Atomhülle können Elektronen ( $\delta$ -Elektronen) erzeugt werden. Die bei den großen Impulsen der K-Mesonen davon unabhängige Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen in den Szintillationszählern und dem Fenster und Gas (Freon-13) des Čerenkovzählers wurde auf 17% abgeschätzt.

Für einen experimentellen Test dieses Wertes wurden Daten genommen, die das Signal des Čerenkovzählers nicht in der Triggerbedingung hatten ('Rho-Trigger', vgl. Abschn. II, 5). Diese Daten enthielten vorwiegend  $e^+e^-$ - und  $\pi^+\pi^-$ -Ereignisse, sie wurden aber alle mit der  $\pi^+\pi^-$ -Hypothese rekonstruiert; dabei war die zusätzliche Forderung, daß die Impulse beider Teilchen unterhalb  $1.8 \text{ GeV}^2$  (Schwelle des Čerenkovzählers für  $\pi$ -Mesonen) liegen mußten. Der Anteil der fälschlicherweise als  $\pi^+\pi^-$ -Paare rekonstruierten  $e^+e^-$ -Paare sollte mit wachsender invarianter Masse  $M_{\text{Paare}}$  der rekonstruierten Paare verschwinden. Bei Ereignissen mit noch größerem  $M_{\text{Paare}}$  sollte ein Signal des Čerenkovzählers dann nur noch aufgrund von  $\delta$ -Elektronen zustande gekommen sein. Abb. 7 zeigt das Verhältnis  $R = N^+ / N^-$  über  $M_{\text{Paare}}$  aufgetragen;  $N^+$  ( $N^-$ ) bezeichnet dabei die Anzahl der Ereignisse mit (ohne) ein Signal des Čerenkovzählers. Die eingezeichneten Kurven sind die beste Anpassung einer Hyperbel plus einer Konstante an die Meßpunkte. Interpretiert man den Abfall von R mit wachsendem  $M_{\text{Paare}}$  als das Abnehmen des Anteils an  $e^+e^-$ -Paaren, der bei großen  $M_{\text{Paare}}$  verschwindet, so stimmt die gemessene Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von  $\delta$ -Elektronen (die dann gleich dem asymptotisch

verbleibenden Wert von R ist) mit der errechneten innerhalb der Fehlergrenzen von 3% überein. Wir haben deshalb für diesen Effekt einen Korrekturfaktor

$$\epsilon_{13} = 1.17 \pm 0.03$$

eingesetzt.

zu 2): Korrekturen, die für jedes ( $\Delta M_{K^+K^-}$ ,  $\Delta E_\gamma$ ,  $\Delta t$ ,  $\Delta \theta$ ,  $\Delta \varphi$ )-Intervall verschieden waren, wurden für jedes Intervall mit einem MONTE CARLO-Programm errechnet. Dadurch wurde auf folgende Verluste korrigiert:

- a) auf Verluste durch die gegebene Geometrie der Apparatur,
- b) auf Verluste durch den Zerfall der K-Mesonen bevor sie die ganze Apparatur durchquert hatten.

Die mit dem MONTE CARLO-Programm berechnete Akzeptanz  $\eta$  ist dann definiert als

$$\eta = \frac{\text{Anzahl der Ereignisse, welche die Triggerbedingung erfüllten}}{\text{Anzahl der geworfenen Ereignisse}}$$

Dabei wurden folgende Verteilungen gewürfelt:

- der Vertex im Target in longitudinaler Richtung gleichverteilt, in radialer Richtung "Gauss"-verteilt und rotationssymmetrisch um die Richtung des  $\gamma$ -Strahles,
- die  $\Phi$ -Masse 'Breit-Wigner'-verteilt,
- das Energiespektrum der Photonen  $\frac{1}{E_\gamma}$ -verteilt,
- $|t|$  war  $e^{-b|t|}$ -verteilt, mit  $b = 5.5$
- $\theta$  war  $\sin^2\theta$ - und  $\varphi$  isotrop-verteilt,
- die räumliche Lage der Produktionsebene im Laborsystem rotationssymmetrisch um den  $\gamma$ -Strahl.

Als Magnetfeld wurde ein Kastenfeld benutzt, dessen effektive Länge vom Erzeugungswinkel der durchfliegenden Teilchen abhängig war, um auch das Streufeld richtig zu berücksichtigen.

Die Prozedur, um dann die Akzeptanz für ein (mit den oben angegebenen Verteilungen gewürfeltes) Ereignis zu bekommen war folgende:

Zunächst wurden  $m_{K^+K^-}$ ,  $E_\gamma$  und  $t$  ausgewürfelt und für diese kinematischen Größen dann die Lage der Produktionsebene (um die Richtung des  $\gamma$ -Strahles) im Laborsystem. Damit war die Produktion eines Ereignisses vollkommen festgelegt. Der Zerfall  $\phi \rightarrow K^+K^-$  wurde im Helizitätssystem ( $\phi$ -Ruhesystem, vgl. Abschn. III.6) ausgewürfelt. Dadurch war zunächst die Lage der  $K^+K^-$  relativ zur Produktionsebene gegeben und damit aber auch, nach einer Rücktransformation in das Laborsystem bei der bekannten Lage der Produktionsebene in diesem System, die Lage der  $K^+K^-$  im Laborsystem.

Die Spuren der  $K^+K^-$  wurden durch die Apparatur hindurch verfolgt und darauf getestet, ob sie die Triggerbedingung erfüllten; wenn nicht, wurde das Ereignis verworfen. Dabei war als wesentliche Korrektur der vorzeitige Zerfall der K-Mesonen zu berücksichtigen.

Abb. 14a) zeigt die Akzeptanz als Funktion von  $E_\gamma$ ,  $t$  und Abb. 14b) als Funktion von  $\cos \theta, \varphi$ .

### III.5 Differentieller Wirkungsquerschnitt

Wie bereits in Abschnitt I gezeigt wurde, kann die Steigung  $\alpha'$  der Pomerontrajektorie  $\alpha_P = 1 + \alpha' \cdot t$  durch die Energieabhängigkeit der Steigung  $B(s) = B_0 + 2 \alpha' \cdot \ln s$  des differentiellen Wirkungsquerschnittes in der Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{t=0} \cdot e^{-B(s) \cdot |t|}$$

bestimmt werden, (wobei  $s$  das Quadrat der Gesamtenergie im Schwerpunktsystem der Reaktion ist). Dazu wurde dieser zunächst gemittelt über ein Intervall des Viererimpulsübertragquadrates  $\Delta t$  und der Photonenergie  $\Delta E_\gamma$  wie folgt bestimmt:

$$\left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{\Delta t, \Delta E_{\gamma}} = \frac{1}{C} \frac{\sum_i \frac{1}{\eta_i(\Delta t, \Delta E_{\gamma})}}{N_{\gamma}} \frac{1}{\Delta t} \prod_{k=1}^{13} \epsilon_k$$

mit  $C = 2.13 \cdot 10^{24} \frac{\text{Atome}}{\text{cm}^2}$

$i$  = Nummer des  $i$ -ten, nach Abschn. III.3 ausgewählten 'elastischen Ereignisses'

$\eta_i$  = die nach Abschn. III.4.2) berechnete Akzeptanz des  $i$ -ten Ereignisses (interpolierter Wert)

$\epsilon_k$  =  $k$ -ter Korrekturfaktor nach Abschn. III.4.1)

Die Abb. 15a,c) und Tab. 3a,b) zeigen die Ergebnisse dieses Experimentes für  $\frac{d\sigma}{dt}$  im Bereich  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ ; in Abb. 15a) sind zusätzlich die Werte früherer Experimente 17,18,20-23) aufgetragen. Die durchgezogenen Linien sind die beste Anpassung unserer Werte an die Form

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{t=0} \cdot e^{-B \cdot |t|} \quad 1)$$

mit dem Ergebnis:  $B = 5.56 \pm 0.29 \text{ GeV}^{-2}$   
 und  $\left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{t=0} = 2.49 \pm 0.22 \mu\text{b} / \text{GeV}^2$

Aus Tab. 3c) sind die Werte von  $B$  und  $\left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{t=0}$  für vier Energiebereiche zu entnehmen. Da daraus keine Energieabhängigkeit ersichtlich ist, wurde für die folgende Analyse nur der über den gesamten Energiebereich gemittelte differentielle Wirkungsquerschnitt zusammen mit den Messungen früherer Experimente verwendet.

Vergleich mit früheren Experimenten:

1) für  $|t| \leq 0.4 \text{ GeV}^2$

Da unsere Anpassung (wie aus Abb. 15a) ersichtlich ist) auch gut die Ergebnisse der früheren Experimente bei verschiedenen Energien beschreibt, zeigt der Vergleich zunächst, daß  $\frac{d\sigma}{dt}$  in diesem  $|t|$ -Bereich zumindest keine starke Energieabhängigkeit haben kann.

2) für  $|t| > 0.4 \text{ GeV}^2$

Auch in diesem  $|t|$ -Bereich zeigen die bisherigen Experimente für  $\frac{d\sigma}{dt}$  keine deutliche Energieabhängigkeit. Besonders schön ist dies aus den Messungen der 'SLAC-Wisconsin'<sup>18)</sup>- und der 'Bonn'<sup>16)</sup>-Gruppe bei jeweils  $|t| = 0.6 \text{ GeV}^2$  ersichtlich (Abb. 17), welche zusammen den Energiebereich 2 - 18 GeV überdecken. Allerdings ist der Wert für B in diesem  $|t|$ -Bereich  $\approx 0.4 \text{ GeV}^{2,24)}$  und damit kleiner als in dem  $|t|$ -Bereich  $< 0.4 \text{ GeV}^2$ .

Abb. 16) zeigt die Daten aller Experimente für  $|t| > 0.4 \text{ GeV}^2$  und die dieses Experimentes. Die eingezeichnete Gerade ist die beste Anpassung der Meßergebnisse für  $|t| > 0.4 \text{ GeV}^2$  an die Form (1). Sie entspricht der in Abb. 15 a) unterbrochen gezeichneten Geraden. Aus dieser Abbildung ersichtlich ist dann auch die gute Übereinstimmung im Überlappungsbereich (bei  $|t| \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ ) der Anpassungen aus dem  $|t|$ -Bereich oberhalb und unterhalb  $0.4 \text{ GeV}^2$ .

Fassen wir zusammen, so hat  $\frac{d\sigma}{dt}$  kein einfaches exponentielles Verhalten und ist höchstens schwach energieabhängig.

Da nun  $\frac{d\sigma}{dt}$  kein einfaches exponentielles Verhalten über den ganzen ausgemessenen t-Bereich zeigte, wurden zur Bestimmung der Steigung der Pomeron-Trajektorie:  $\alpha'$   
Nur Werte von  $\frac{d\sigma}{dt}$  für  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$  der verschiedenen Gruppen an eine einfache Exponentialfunktion  $\sim e^{-B \cdot |t|}$  angepaßt. Tab. 2 zeigt die sich ergebenden Werte für B bei einem bestimmten s. Die beste Anpassung dieser Werte an die Form  $B(s) = B_0 + 2 \alpha' \cdot \ln s$  zeigt Abb. 15b). Sie ergab einen Wert

$$\alpha' = 0.27 \pm 0.30$$

auf einem 'confidence level' von 80%.

Dieses Ergebnis zeigt, daß  $\alpha'$  (auf einem 'confidence level' von 80%) mit nahezu einer Standardabweichung von Null verschieden ist. Der angegebene Wert ist in

guter Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus Anpassungen an neuere pp-Daten. Zum Vergleich sei hier das Ergebnis einer Anpassung an ISR-Daten einer Streuamplitude in der Form eines Reggepol- und Untergrund-Termes angegeben, die ein  $\alpha' = 0.22 \pm 0.016$ <sup>6)</sup> ergab.

Beschränkte man sich dagegen bei der oben beschriebenen Anpassung von B (s) nicht auf Werte mit  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ , dann ergab sich, wenn dieses Experiment in die Anpassung mit einbezogen wurde,  $\alpha' = 0.138 \pm 0.096$  mit einem  $\chi^2 = 31.03$  bei 7 Freiheitsgraden und ohne Einbeziehung dieses Experimentes  $\alpha' = 0.154 \pm 0.096$  mit einem  $\chi^2 = 18.0$  bei 6 Freiheitsgraden.

### III.6 Die Zerfallswinkelverteilung des $\phi$ -Mesons und deren Momente

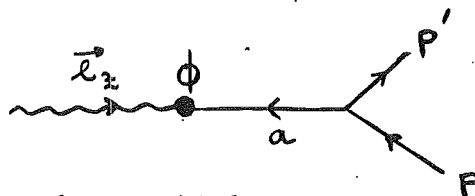
#### III.6.1 Darstellung der Zerfallswinkelverteilung

Die Analyse der Zerfallswinkelverteilung nach Momenten erlaubt Aussagen über die Anteile verschiedener Drehimpulse in dem zerfallenden System und deren Ausrichtung bezüglich einer definierten z-Achse zu machen. Wir haben die Zerfallswinkelverteilung des  $K^+K^-$ -Systems in den zwei üblichen Koordinatensystemen analysiert; dem s- und t-Kanal Helizitätssystem.

Bezeichnen  $\vec{\gamma}, \vec{p}, \vec{p}', \vec{K}^+, \vec{K}^-$  die dreier-Impulse des Photons, des ein- und auslaufenden Protons und der K-Mesonen im  $\phi$ -Ruhe-system, dann hat

- a) das t-Kanal Helizitätssystem (oder 'Gottfried-Jackson'-System) die z-Achse in Richtung des Photons im  $\phi$ -Ruhe-system,

$$\vec{e}_z = \frac{\vec{\gamma}}{|\vec{\gamma}|}$$

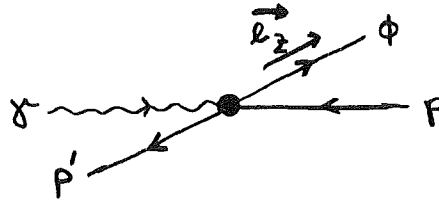


a bezeichnet das ausgetauschte Teilchen

- b) das s-Kanal Helizitätssystem (oder Helizitätssystem) die z-Achse in Richtung des  $\phi$  im Gesamtschwerpunktsystem,

d.h. entgegengesetzt der Richtung des auslaufenden Protons im  $\phi$ -Ruhe-system,

$$\vec{e}_z = - \frac{\vec{p}'}{|\vec{p}'|}$$



Die y-Richtung ist in beiden Systemen die Normale zur Produktionsebene

$$\vec{e}_y = \frac{\vec{p} \times \vec{p}'}{|\vec{p} \times \vec{p}'|}$$

die x-Richtung ist gegeben durch  $\vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z$ . Die benutzten Winkel sind der Polarwinkel  $\theta$  des auslaufenden  $K^+$ -Mesons im  $\phi$ -Ruhe-system (also der Winkel zwischen  $\vec{K}^+$  und  $\vec{e}_z$ ) und der zugehörige Azimutalwinkel (also der Winkel zwischen  $\vec{e}_x$  und der Projektion von  $\vec{K}^+$  in xy-Ebene).

Die beiden Systeme werden im allgemeinen in der Photoproduktion von Vektormesonen dazu benutzt, den Prozess nach s- und t-Kanal-Helizitätserhaltung (am  $\gamma$ -Vektormeson-Vertex) zu untersuchen. Dabei versteht man unter s- (bzw. t-) Kanal Helizitätserhaltung, daß die Projektion des Vektormesonspins auf die oben im s- (bzw. t-) Kanal Helizitätssystem definierte Z-Achse gleich der Helizität des Photons sein muß. Insbesondere ist t-Kanal Helizitätserhaltung (gezeigt am Beispiel der  $\phi$ -Photoproduktion) mit dem Austausch eines Teilchens mit  $J^P = 0^+$  gleichbedeutend. Dies sieht man daran, daß im Schwerpunktsystem des  $\phi$ -Mesons  $\lambda_\gamma = m_\phi = -\lambda_a$  gilt, wobei  $\lambda_\gamma, \lambda_a$  die Helizität des Photons bzw. die des ausgetauschten Teilchens und  $m_\phi$  die z-Komponente des  $\phi$ -Meson-Spins bezeichnet. Da t-Kanal Helizitätserhaltung  $\lambda_\gamma = m_\phi$  fordert folgt daraus, daß das ausgetauschte Teilchen den Spin 0 haben muß. Zur Verdeutlichung des Zusammenhangs zwischen s- und t-Kanal-Helizitätserhaltung, bzw. s- und t-Kanal Helizitätssystem mag die Zusammenstellung in Abb. 24 dienen.



Die Zerfallswinkelverteilung  $I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi)$  mit den spinlosen Teilchen  $K^+$  und  $K^-$  im Endzustand kann als eine Entwicklung nach sphärischen Harmonischen  $Y_L^M$  geschrieben werden in der Form <sup>26)</sup>

$$I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi) = \sum_L a_L^M Y_L^M(\theta, \varphi), \quad (1)$$

$-L \leq M \leq +L$

dabei bezeichnet  $E_\gamma$  die Photonenergie,  $M_{K^+K^-}$  die invariante  $K^+K^-$ -Masse und  $t$  das Quadrat des Viererimpulsübertrages.

Durch Multiplikation von (1) mit  $Y_L^{M*}$  und Integration über den gesamten Raumwinkel  $\Omega$  zeigt sich, daß die Entwicklungskoeffizienten  $a_L^M$  gleich den über die Verteilung (1) gemittelten  $Y_L^M$  sind, dargestellt durch

$$a_L^M = \langle Y_L^M \rangle = \int I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi) \cdot Y_L^{M*}(\theta, \varphi) d\Omega \quad (2)$$

Dies gilt aufgrund der Orthogonalität der  $Y_L^M(\theta, \varphi)$ . Die  $\langle Y_L^M \rangle$  werden Momente genannt.

Da  $I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi)$  reell ist, müssen (nach (2)) die  $a_L^M$  folgenden Bedingungen bezüglich einer Änderung der magnetischen Quantenzahl  $M \rightarrow -M$  unterliegen, nämlich

$$a_L^{-M} = (-1)^M a_L^{M*}$$

Mit reellen  $a_L^M$  läßt sich (1) dann schreiben:

$$I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi) = \sum_{M \geq 0} \epsilon_M a_L^M \operatorname{Re} Y_L^M(\theta, \varphi) \quad (3)$$

mit  $\epsilon_M = 1$  für  $M = 0$  und  $\epsilon_M = 2$  für  $M \neq 0$

Der Zusammenhang der Darstellung der Zerfallswinkelverteilung in der Form (1) mit der Darstellung durch Dichtematrixelemente  $\rho_{ll'}^{mm'}$  als freie Parameter in der Form <sup>26)</sup>:

$$I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi) = \sum_{mm'} \rho_{ll'}^{mm'} \cdot Y_l^m \cdot Y_{l'}^{m'} \quad (4)$$

läßt sich leicht am Beispiel einer Spin 1 Zerfallswinkelverteilung (mit  $l = l' = 1$ ) nachprüfen durch Einsetzen der

bekanntes Relation für sphärische Harmonische

$$Y_1^m \cdot Y_1^{m'} = \frac{3}{\sqrt{4\pi \cdot (2L+1)}} \sum_{\substack{L=2 \\ -L \leq M \leq L}} (1100|LO) (11mm'|LM) Y_L^M$$

wobei  $(1100|LO)$  und  $(11mm'|LM)$  Clebsch-Gordon-Koeffizienten sind.

Mit der Abkürzung:  $\mathcal{S}_{mm'} = \mathcal{S}_{11}^{mm'}$  ergibt sich für diesen Fall:

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{00} &= \frac{1}{6} \left( \sqrt{5} \frac{a_2^0}{a_0^0} - 1 \right) \\ \mathcal{S}_{1-1} &= -\sqrt{\frac{5}{6}} \operatorname{Re} \left( \frac{a_2^2}{a_0^0} \right) \\ \operatorname{Re} \mathcal{S}_{10} &= \sqrt{\frac{5}{12}} \operatorname{Re} \left( \frac{a_2^1}{a_0^0} \right) \end{aligned} \quad (5)$$

als unabhängige Parameter. Die restlichen  $\mathcal{S}_{mm'}$  sind von diesen durch die Bedingungen

$$\begin{aligned} \mathcal{S}_{mm'} &= \mathcal{S}_{m'm}^* \\ \sum_{m=1}^1 \mathcal{S}_{mm} &= 1 \\ \mathcal{S}_{mm'} &= (-1)^{m-m'} \cdot \mathcal{S}_{-m-m'} \end{aligned}$$

linear abhängig.

Die explizite Darstellung der Zerfallswinkelverteilung (4) des  $K^+K^-$ -Systems mit der Annahme eines Spin 1 Zustandes hat dann folgendes Aussehen:

$$\begin{aligned} I(E_\gamma, M_{K^+K^-}, t, \theta, \varphi) &= \frac{3}{4\pi} \left\{ \mathcal{S}_{00} \cos^2 \theta + (1-2\mathcal{S}_{00}) \cdot \sin^2 \theta \right. \\ &\quad - \mathcal{S}_{1-1} \cdot \sin^2 \theta \cdot \cos 2\varphi \\ &\quad \left. - \sqrt{2} \operatorname{Re} \mathcal{S}_{10} \cdot \sin 2\theta \cdot \cos \varphi \right\} \end{aligned} \quad (6)$$

Die physikalische Bedeutung der Dichtematrixelemente  $\rho_{11'}^{mm'}$  ist folgende <sup>26)</sup>:

Für  $l = l'$  und  $m = m'$  geben sie die Wahrscheinlichkeit an einen Zustand mit definiertem Drehimpuls  $l$  und magnetischer Quantenzahl  $m$  vorzufinden. Falls  $l \neq l'$ ,  $m \neq m'$  weisen sie auf Interferenzen zwischen Zuständen mit verschiedenen Werten von  $l$ ,  $m$ ,  $l'$ ,  $m'$  hin. Dies ist im Anhang A am Beispiel des  $\phi$ -Mesons (mit angenommenem Spin 1) in einer Darstellung der Dichtematrixelemente durch Helizitätsamplituden verdeutlicht.

Die Momente sind die in der Zerfallswinkelverteilung vorhandenen unabhängigen Parameter und somit die ganze Information, die man ohne Modellannahme daraus entnehmen kann. Die Darstellung der Zerfallswinkelverteilung durch Momente ist aber im allgemeinen nicht eindeutig, sondern hängt von der Annahme ab, welche Drehimpulse  $l$  man für eine Zerfallswinkelverteilung zuläßt. Als Beispiel ist in Tab.6 der Zusammenhang der Momente  $\langle Y_{LM}^M \rangle$  mit den Dichtematrixelementen  $\rho_{11'}^{mm'}$  bis  $L, M \leq 4$  angegeben <sup>27)</sup>, wobei Drehimpulse  $l \leq 3$  zugelassen sind.

In unserer Analyse haben wir Momente bis  $L = M = 4$  in der Entwicklung (3) mitgenommen entsprechend der Annahme, daß Drehimpulse  $l$  des  $K^+K^-$ -Systems mindestens bis zu einem  $l = 2$  vorhanden sein könnten.

Nachfolgend werden die Methoden der Anpassung der gemessenen Zerfallswinkelverteilungen im Helizitätssystem an die theoretischen Zerfallswinkelverteilungen (3) und (6) beschrieben. Dabei ist zu bemerken, daß die Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson System ( $\rho_{kk'}^J$ ) nicht unabhängig von denen im Helizitätssystem ( $\rho_{mm'}^H$ ) bestimmt werden mußten, sondern aus diesen durch eine Drehung um den Winkel  $\chi$  zwischen den z-Achsen des Helizitäts- und Gottfried-Jackson-Systems errechnet wurden, es gilt <sup>35)</sup>:

$$\rho_{mm'}^{G-J} = \sum_{kk'} d_{mk}^1(\chi) \cdot \rho_{kk'}^H \cdot d_{k'm'}^1(-\chi)$$

Die  $d_{mk}^1$  sind Drehmatrizen. Die explizite Form dieser Transformation ist in Anhang B angegeben.

### III.6.2 Methoden der Anpassung

-----

Im Folgenden werden die Methoden der Anpassung nach dem 'kleinsten  $\chi^2$ ' und der 'maximum likelihood' unserer Daten an die Zerfallswinkelverteilungen (3) und (5) im Helizitätssystem beschrieben. Dafür wurde die auf die Akzeptanz korrigierte Zerfallswinkelverteilung

$$I^{\text{corr}}(\theta, \varphi) = \int_{\Delta E_{\chi^-}} \int_{\Delta t} \int_{\Delta M_{K^+K^-}} dE dt dM_{K^+K^-} \frac{I(\theta, \varphi, E_{\chi^-}, t, M_{K^+K^-})}{\mathcal{A}(\theta, \varphi, E_{\chi^-}, t, M_{K^+K^-})}$$

benutzt, integriert über ein bestimmtes  $\Delta E_{\chi^-}$ ,  $\Delta t$ ,  $\Delta M_{K^+K^-}$  - Intervall;  $\mathcal{A}$  ist dabei die nach Abschnitt III.4.2 berechnete Akzeptanz.

#### a) $\chi^2$ -Anpassung

Nach dieser Methode wurde die Funktion

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^K (C \cdot I^{\text{corr}}(\Delta\theta_i, \Delta\varphi_i) - N_i)^2 / N_i$$

minimalisiert.

$i$  = Intervallnummer

$(\Delta\theta_i, \Delta\varphi_i)$  =  $i$ -tes Intervall in  $\theta$  und  $\varphi$

$N_i$  = Anzahl der Ereignisse im  $i$ -ten Intervall

$K$  = Anzahl der Intervalle

$C$  = Normierungsfaktor, der als zusätzlicher Parameter mit angepaßt wurde

Für die Intervalle mit  $N_i = 0$  wurde einmal  $N_i = 1$  gesetzt und in einem anderen Lauf das entsprechende Intervall aus der Anpassung herausgelassen. Die beiden Ergebnisse waren in guter Übereinstimmung.

#### b) likelihood Anpassung

Als likelihood-Funktion wurde der Ausdruck

$$L = \prod_j l(\theta_j, \varphi_j)$$

genommen als das Produkt der auf eins normierten Wahrscheinlichkeiten

$$l(\theta_j, \varphi_j) = I^{\text{corr}}(\theta_j, \varphi_j) / \iint I^{\text{corr}}(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi$$

j = Ereignisnummer;

das Integral erstreckt sich über den gesamten Raumwinkel.

Minimalisiert wurde dann der Ausdruck

$$- \ln L = - \sum_j \left\{ \ln I^{\text{corr}}(\theta_j, \varphi_j) - \ln \left( \iint I^{\text{corr}}(\theta, \varphi) \sin \theta \, d\theta \, d\varphi \right) \right\}$$

Als Beispiel hat für die angenommene Spin 1 Zerfallswinkelverteilung (3)  $-\ln L$  folgendes Aussehen:

$$- \ln L = - \sum_j \left\{ \ln \left[ A_1(\theta_j, \varphi_j) + A_2(\theta_j, \varphi_j) \cdot \int_{00} + A_3(\theta_j, \varphi_j) \cdot \int_{1-1} + A_4(\theta_j, \varphi_j) \cdot \text{Re} \int_{10} \right] - \ln \left[ B_1 + B_2 \cdot \int_{00} + B_3 \cdot \int_{1-1} + B_4 \cdot \text{Re} \int_{10} \right] \right\}$$

Dabei sind die  $A_i(\theta, \varphi)$  die in der Zerfallswinkelverteilung (6) in Abschnitt III.6.1 auftretenden Ausdrücke und die  $B_i$  die mit der Akzeptanz  $\eta(\theta, \varphi, E_\gamma, t, M_{K^+K^-})$  multiplizierten und über den ganzen  $(\theta, \varphi, E_\gamma, t, M_{K^+K^-})$ -Bereich integrierten  $A_i(\theta, \varphi)$ . Die Integration wurde nach der MONTE CARLO-Methode mit einer im Helizitätssystem geworfenen Gleichverteilung in  $\theta$  und  $\varphi$  durchgeführt.

### III.6.3 Ergebnisse

-----

Mit der  $\chi^2$ -Anpassung wurden die Momente bis  $L = M = 4$  bestimmt und weiterhin daraus für eine angenommene Spin 1 Zerfallswinkelverteilung die Dichtematrixelemente nach (4) errechnet. Um mögliche Unsicherheiten im Ergebnis ausschließen zu können, die aufgrund der benutzten Methode hätten zustande kommen können, wurden die Dichtematrixelemente ferner für einen angenommenen Spin 1 Zustand direkt durch Anpassung der Daten an die explizite Darstellung (6) nach der  $\chi^2$ - und der likelihood-Methode bestimmt.

Für die  $\chi^2$ -Methode wurde die Zerfallswinkelverteilung in  $\cos(\theta)$  und  $\phi$  in 5 bzw. 9 Intervalle unterteilt. Beide Methoden benutzten zur Minimalisierung das CERN-Programm 'MINUIT', welches den wahrscheinlichsten Satz von Parametern bestimmte. 'Minuit' errechnete auch den Fehler an diesen Größen dadurch, daß es eine Änderung von 1 (0.5) für die  $\chi^2$ - (likelihood-) Anpassung forderte, wenn der Wert eines Parameters sich um eine Standardabweichung aus dem Minimum entfernte. Die Ergebnisse aus den beiden Anpassungen waren innerhalb der Fehlergrenzen in guter Übereinstimmung und lieferten die gleiche Aussage. Dabei ist zu bemerken, daß prinzipiell die likelihood-Anpassung der  $\chi^2$ -Anpassung vorzuziehen ist, da für sie die Daten nicht in  $(\theta, \phi)$ - Intervalle unterteilt werden müssen. Sie lieferte etwas kleinere Fehler als die  $\chi^2$ -Anpassung und damit einen etwas glatteren Verlauf der Dichtematrixelemente als Funktion von t.

Die Abb. 19a,b) zeigen die Momente im Helizitätssystem aufgetragen über  $M_{K^+K^-}$  und multipliziert mit der Anzahl der Ereignisse N im entsprechenden  $M_{K^+K^-}$  -Bereich. Die starke Ausprägung des Momentes  $N \cdot \langle Y_2^0 \rangle$  zeigt die Dominanz des Spin 1 Zustandes.

Die Abb. 20a,b) und Tab. 5a,b) zeigen die Dichtematrixelemente für einen angenommenen Spin 1 Zustand im Helizitäts- und Gottfried-Jackson-System aufgetragen über  $|t-t_{\min}|$  ( $t_{\min}$  = Quadrat des minimalen Viererimpulsübertrages). Die Dichtematrixelemente im Helizitätssystem sind im wesentlichen mit s-Kanal Helizitätserhaltung verträglich, in  $\text{Re } \rho_{10}$  zeigen sie eine leichte systematische Abweichung von Null. Bei diesem Effekt ist allerdings zu bemerken, daß er am stärksten in einem  $|t-t_{\min}|$ -Bereich auftritt, wo die Zerfallswinkelverteilung Bereiche mit sehr kleiner oder verschwindender Akzeptanz zeigt (vgl. Abb. 18a,b). Ein kleiner systematischer Fehler aufgrund der großen Unsicherheit in diesen Bereichen ist deshalb nicht ausgeschlossen. Die Variation der Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System zeigt keine Anzeichen für t-Kanal Helizitätserhaltung, welche  $\rho_{00} = \rho_{1-1} = \text{Re } \rho_{10} = 0$  fordert.

In Bereichen von  $(\cos \theta, \varphi)$  mit sehr kleiner Akzeptanz mußten sehr große Korrekturen angebracht werden, welche das Ergebnis leicht hätten verfälschen können. Um dieses auf Beiträge von Ereignissen aus solchen Bereichen zu testen, wurden die Dichtematrixelemente im Helizitätssystem errechnet, wobei nur diejenigen Intervalle in  $\cos \theta$  und  $\varphi$  benutzt wurden, deren Akzeptanz größer 10 % war. Durch diesen Schnitt war keine systematische Änderung festzustellen.

#### III.6.4 Test der Ergebnisse mit MONTE CARLO simulierten ----- Ereignissen -----

Als Test auf die Richtigkeit der mit Hilfe eines MONTE CARLO - Computerprogrammes bestimmte Gewichte  $1 / \mathcal{M}(\theta, \varphi, E_{\gamma}, t, M_{K^+K^-})$  (vgl. Abschn. III.4.2 und III.6.2) und der damit berechneten Dichtematrixelemente wurden zunächst die Impulse der Teilchen für eine Anzahl von Ereignissen mit einer vorgegebenen t-Abhängigkeit  $\frac{d\delta}{dt} \sim e^{-5.5 \cdot |t|}$  und einer Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem  $I(\theta, \varphi) \sim \sin^2 \theta$  zufällig ausgewürfelt. Diese Ereignisse wurden dann auf einen Datensatz geschrieben, sofern sie die Triggerbedingung der Apparatur erfüllten. Insgesamt wurden dadurch 30 820 MONTE CARLO simulierte Ereignisse hergestellt. Aus diesen, sowohl als auch aus den gemessenen Ereignissen wurden dann die Dichtematrixelemente im Helizitätssystem ohne Korrektur auf die Akzeptanz der Apparatur bestimmt und zum Vergleich in Abb. 22 aufgetragen. Wie zu erwarten war, zeigten die aus den gemessenen Ereignissen errechneten Dichtematrixelemente nur eine kleine Abweichung von den mit einer Zerfallswinkelverteilung  $I(\theta, \varphi) \sim \sin^2 \theta$  MONTE CARLO simulierten Ereignissen.

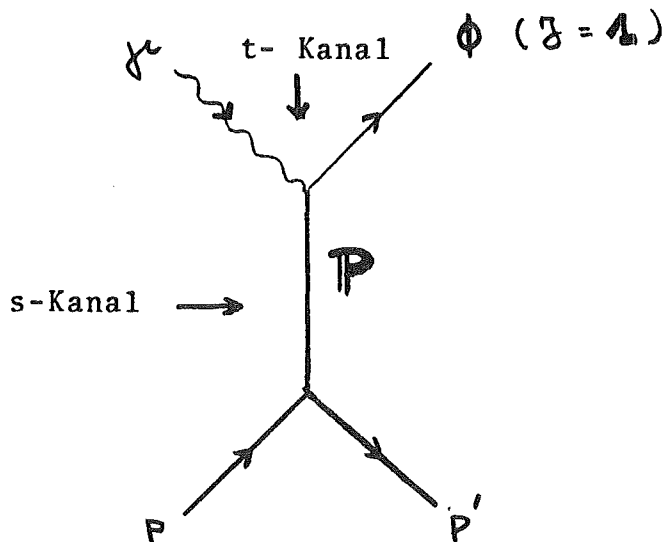
Weiterhin wurden die Dichtematrixelemente der MONTE CARLO simulierten Ereignisse im Helizitätssystem mit Korrektur auf die Akzeptanz der Apparatur bestimmt und in Abb.23 aufgetragen. Es sollten wegen der vorgegebenen Zerfallswinkelverteilung  $I(\theta, \varphi) \sim \sin^2 \theta$  alle dort aufgetragenen Dichtematrixelemente gleich Null sein. Wie man sieht, läßt sich keine systematische Abweichung davon erkennen.

IV. Anpassung des differentiellen Wirkungsquerschnittes  $\frac{d\sigma}{dt}$  und der Zerfallswinkelverteilung des  $\phi \rightarrow K^+K^-$  an Helizitätsamplituden in einer Darstellung mit 6 freien Parametern

IV.1 Darstellung der Helizitätsamplituden  
-----

Zur Beschreibung der Reaktion  $\gamma p \rightarrow \phi p$  (d.h. des experimentell gemessenen Wirkungsquerschnittes  $\frac{d\sigma}{dt}$  und der Zerfallswinkelverteilung des  $\phi \rightarrow K^+K^-$ ) im Rahmen der Regge-Theorie haben wir eine Darstellung des Streuvorganges in Helizitätsamplituden benutzt, die bereits erfolgreich auf die  $\rho^0$ -Photoproduktion angewandt wurde<sup>29)</sup>. Sie ist ausführlich in Ref. [30, 29] beschrieben und soll deshalb hier nicht in aller Ausführlichkeit wiedergegeben werden, sondern nur soweit wie es zum Verständnis der endgültigen Form der Helizitätsamplituden (die dann für die Anpassung an die Zerfallswinkelverteilung des  $\phi$ -Mesons und den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  verwendet wurde) nötig ist.

Vorweggenommen sei, daß dabei die physikalischen Annahmen über die Art des ausgetauschten Teilchens (Pomeron-Austausch) und dessen Koppelung (d.h. die t-Abhängigkeit der Residuumsfunktion mit Faktorisierung) gemacht wurden. Mit der Annahme der Faktorisierung (wonach sich die durch das ausgetauschte Teilchen vermittelte Koppelung als das Produkt der Koppelungen am oberen und unteren Vertex darstellen läßt) entspricht die Reaktion  $\gamma p \rightarrow \phi p$  dann dem Graphen:





Bezeichnen  $P_\gamma, P_\phi, P_p, P_{p^0}, P_{\bar{p}}, (\lambda_\gamma, \lambda_\phi, \lambda_p, \lambda_{p'}, \lambda_{\bar{p}})$  die Viererimpulse (Helizitäten) des Photons,  $\phi$ -Mesons, ein- und auslaufenden Protons, auslaufenden Antiprotons und gilt ferner  $s = (p_\gamma + p_p)^2$  und  $t = (p_\gamma - p_\phi)^2$ , dann ist der s-Kanal dieser Reaktion definiert als der Prozess  $\gamma p \rightarrow \phi p$ , dargestellt durch die Helizitätsamplituden  $f_{\lambda_\phi \lambda_{p'} \lambda_\gamma \lambda_p}^s(s, \cos \Theta_s)$ , wobei  $\Theta_s$  den Streuwinkel im s-Kanal bezeichnet (d.h. den Winkel zwischen dem einlaufenden Photon und dem auslaufenden  $\phi$ -Meson). Für den 'physikalischen Bereich des s-Kanals' gilt:

$$s \geq M^2 \quad (M = \text{Masse des Protons})$$

$$-1 < \cos \Theta_s < +1$$

Der t-Kanal dieser Reaktion ist definiert als der Prozeß  $\gamma \phi \rightarrow \bar{p} p$ , dargestellt durch die Helizitätsamplituden  $f_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^t(t, \cos \Theta_t)$ , wobei  $\Theta_t$  den Streuwinkel im t-Kanal bezeichnet (d.h. den Winkel zwischen dem einlaufenden Photon und dem auslaufenden Proton). Für den 'physikalischen Bereich des t-Kanals' gilt:

$$t \geq m^2 \quad (m = \text{Masse des } \phi\text{-Mesons})$$

$$-1 < \cos \Theta_t < +1$$

Da sich die s-Kanal Helizitätsamplituden für eine Reaktion bei großen Werten von s nicht direkt in einfacher Form angeben lassen, dies aber sehr wohl für die t-Kanal Helizitätsamplitude im physikalischen Bereich des t-Kanals der Fall ist, ist das Verfahren die s-Kanal Helizitätsamplituden bei großen Werten von s zu bekommen das folgende: nämlich sie aus dem t-Kanal Helizitätsamplituden durch kreuzen in den physikalischen Bereich des s-Kanals zu bestimmen.

Für die Reggesierung (d.h. die analytische Fortsetzung der Partialwellenentwicklung der t-Kanal Helizitätsamplituden mit Hilfe der Sommerfeld-Watson Transformation zu komplexen Werten des Drehimpulses) und die anschließende analytische Fortsetzung aus dem t-Kanal in das physikalische Gebiet des s-Kanals müssen zunächst Helizitätsamplituden im t-Kanal gebildet werden, die keine 'kinematischen Singularitäten' in s und t besitzen. Dabei sind die 'kinematischen Singularitäten' solche Singularitäten, die keinem Austausch von Teilchen entsprechen, sondern aufgrund des nicht-verschwindenden Spins der an der Reaktion beteiligten Teilchen zustande kommen. Diese Singularitäten können aber im allgemeinen nicht von den einzelnen Helizitätsamplituden abgespalten werden, sondern erst von geeigneten Linearkombinationen, den 'paritätserhaltenden Amplituden', welche Eigenzustände zu definierter Parität sind.

Nach Ref.[30-32] erfüllen die Amplituden

$$\tilde{f}_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+} = \frac{1}{\tilde{K}_{\lambda_\mu}^+(t)} \bar{f}_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+}$$

die Bedingung paritätserhaltend und frei von kinematischen Singularitäten in s und t zu sein.  $\lambda = \lambda_{\bar{p}} = \lambda_p$ ,  $\mu = \lambda_\phi - \lambda_\gamma$

und + (-) bezeichnet natürliche (unnatürliche) Parität;  $K_{\lambda_\mu}^+(t)$  enthält die kinematischen Singularitäten der  $\bar{f}^{t+}$  in t. Ferner berücksichtigt dieser Faktor die sogenannten 'kinematischen Bedingungen' bei  $t = 0$ , was besagt, daß gewisse Linearkombinationen der Helizitätsamplituden verschwinden, da sonst zusätzlich unerlaubte Singularitäten auftreten würden.

Die  $\bar{f}^{t+}$  sind paritätserhaltend und frei von kinematischen Singularitäten in s, gegeben durch

$$\bar{F}_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+} = \bar{F}_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^t \cdot (-1)^{\lambda - \lambda_{\max}} \bar{f}_{-\lambda_\phi - \lambda_\gamma - \lambda_{\bar{p}} - \lambda_p}^t$$

mit  $\lambda_{\max} = \text{Maximum}(|\lambda|, |\mu|)$ .

Die  $\bar{f}^t$  sind nur frei von kinematischen Singularitäten in s und gegeben durch

$$\bar{f}_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^t = \left( \sqrt{2} \cdot \sin \frac{\theta_t}{2} \right)^{-|\lambda - \mu|} \left( \sqrt{2} \cos \frac{\theta_t}{2} \right)^{-|\lambda + \mu|} \cdot f_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^t$$

$\theta_t$  ist dabei der Winkel zwischen dem Photon und dem Proton im t-Kanal.

Reggesierung der  $\tilde{f}^{t+}$  ergibt dann für den Austausch einer Trajektorie  $\alpha(t)$  mit positiver Signatur und natürlicher Parität:

$$\tilde{f}_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+} = \gamma_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+} (t) \cdot b_{\lambda\mu} (t) \frac{1 + e^{-i\pi \cdot \alpha(t)} \alpha(t) - \lambda_{\max}}{\sin \pi \alpha(t)} \cdot \left( \frac{s}{s_0} \right)$$

$s_0$  ist ein Skalenfaktor gleich  $1 \text{ GeV}^2$  gewählt. Die  $b_{\lambda\mu}$  <sup>29)</sup> sorgen dafür, daß keine unerlaubten Pole von  $\sin \pi \cdot \alpha(t)$  auftreten (dafür enthalten die  $b_{\lambda\mu}$  die sogenannten 'Ghost-killing'- und 'nonsense'-Faktoren).

Parameterisiert wurden die Ausdrücke

$$\begin{aligned} & \gamma_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+} \text{ und } \alpha_p(t) \text{ als:} \\ & \gamma_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}^{t+} (t) = g \cdot r_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p} \cdot e^{-(a \cdot |t| + bt^2)} \\ & \alpha(t) = 1 + \alpha' \cdot t \end{aligned} \quad (3)$$

$g$ ,  $a$  und  $b$  sind dabei für eine bestimmte Trajektorie Konstanten; für die diffraktive t-Abhängigkeit wurde der Term in  $t^2$  aufgrund der experimentellen Ergebnisse mit hinzugenommen. Wie unten beschrieben ist, wurde die Anpassung der Helizitätsamplituden an die Dichtematrixelemente für verschiedene Werte von  $\alpha'$  ausgeführt. Da das Produkt  $g \cdot r_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}$  in jeder Amplitude auftritt, konnte eines der  $r_{\lambda_\phi \lambda_\gamma \lambda_{\bar{p}} \lambda_p}$  frei gewählt werden. Es wurde  $r_{11 \frac{11}{22}} = 1$  gesetzt. Die Annahme der Faktorisierung der Residuen ergab eine weitere Reduzierung der freien Parameter, da dann gilt <sup>33)</sup>:

$$\begin{aligned} r_{01 \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} &= r_{11 \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \cdot r_{01 \frac{11}{22}} \cdot \frac{s_0}{M^2} \\ r_{-11 \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} &= \bar{r}_{11 \frac{1}{2} - \frac{1}{2}} \cdot r_{-11 \frac{11}{22}} \cdot \frac{s_0}{M^2} \end{aligned}$$

$\frac{s_0}{M^2}$  ist ein Faktor, der die  $\tilde{f}^{t^-}$  dimensionslos macht.  
 Damit bleiben insgesamt 6 Parameter übrig, nämlich  $g, a, b, r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}, r_{01\frac{11}{22}}, r_{-11\frac{11}{22}}$ .

Die 6 linear unabhängigen t-Kanal Helizitätsamplituden haben somit folgenden Aussehen (29):

$$\begin{aligned}
 f_{11\frac{11}{22}}^t &= f_{-1-1\frac{11}{22}}^t = \frac{1}{2} \cdot (4M^2-t)^{-\frac{1}{2}} \cdot (m^2-t)^{-1} \cdot M^3 (-i + \text{ctg} \frac{\theta_t}{2})^{\alpha} \alpha(\alpha+1) r_{11\frac{11}{22}} g e^{at-bt^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha} \\
 f_{01\frac{11}{22}}^t &= f_{0-1\frac{11}{22}}^t = i \sin \theta_t (-i + \text{ctg} \frac{\theta_t}{2})^{\alpha} \alpha \frac{r_{01\frac{11}{22}}}{4} g e^{at-bt^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-1} \\
 f_{-11\frac{11}{22}}^t &= f_{-1-1\frac{11}{22}}^t = -\frac{1}{2} \sin^2 \theta_t (4M^2-t)^{\frac{1}{2}} (m^2-t) M^{-3} (-i + \text{ctg} \frac{\theta_t}{2})^{\alpha} 4 \alpha(\alpha-1) \frac{r_{-11\frac{11}{22}}}{4^2} g e^{at-bt^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-2} \\
 f_{11-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^t &= f_{-1-1-\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^t = -i \sin \theta_t (-i + \text{ctg} \frac{\theta_t}{2})^{\alpha} \alpha \frac{r_{11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{4} g e^{at-bt^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-1} \\
 f_{01\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^t &= \text{tg}^2 \frac{\theta_t}{2} f_{0-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^t = \sin^2 \frac{\theta_t}{2} \sqrt{-t} M^{-1} (-i + \text{ctg} \frac{\theta_t}{2})^{\alpha} \frac{2\alpha}{\alpha+1} \frac{r_{01\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{4} g e^{at-bt^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-1} \\
 f_{-11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^t &= -\text{tg}^2 \frac{\theta_t}{2} f_{-1-1\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}^t = -i \sin \theta_t \sin^2 \frac{\theta_t}{2} \sqrt{-t} (4M^2-t)^{\frac{1}{2}} (m^2-t) M^{-4} (-i + \text{ctg} \frac{\theta_t}{2})^{\alpha} \frac{1}{\alpha+1} \frac{r_{-11\frac{1}{2}-\frac{1}{2}}}{4^2} g e^{at-bt^2} \left(\frac{s}{s_0}\right)^{\alpha-2}
 \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}
 \sin \theta_t &= -2i \sqrt{-t \cdot \Psi(s,t)} / [(t-m^2) \cdot \sqrt{t(t-4M^2)}], \\
 \text{wobei } \Psi(s,t) &= s \cdot t \cdot (2M^2+m^2-s-t) - tM^2(M^2-m^2) - M^2 m^4 \text{ ist} \\
 &\text{im s-Kanal (bei der gewählten Fortsetzung } \sqrt{t} \rightarrow -i \sqrt{-t} \\
 &\text{und } \sqrt{\Psi(s,t)} \rightarrow \sqrt{-\Psi(s,t)} \text{ )}.
 \end{aligned}$$

Das erste Gleichheitszeichen folgt daraus, daß für rein natürlichen Paritätsaustausch  $\tilde{f}^{t^-} = 0$  ist. Die restlichen 12 Amplituden ergeben sich aus der Bedingung für Paritätserhaltung:

$$f_{\lambda_\phi \lambda_\pi \lambda_\rho \lambda_p}^t = (-1)^{\lambda-\mu} \cdot f_{-\lambda_\phi -\lambda_\pi -\lambda_\rho -\lambda_p}^t$$

Die in (1) auftretenden s-Kanal Helizitätsamplituden

$f^s_{\lambda\phi\lambda'\phi'}$  ergeben sich aus den  $f^t_{\lambda\phi\lambda'\phi'}$  durch

$$f^s_{\lambda\phi\lambda'\phi'}(s,t) = \sum_{\lambda\phi\lambda'\phi'} M_{\lambda\phi\lambda'\phi'}(s,t) f^t_{\lambda\phi\lambda'\phi'}(s,t)$$

$M_{\lambda\phi\lambda'\phi'}(s,t) = \text{Helizitätskreuzungs- matrix 32)}$

Damit lassen sich dann schließlich die Dichtematrixelemente  $\rho^H_{\lambda\phi\lambda'}$  im Helizitätssystem und der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  in der Form schreiben:

$$\rho^H_{\lambda\phi\lambda'} = \frac{1}{N} \sum_{\lambda\phi\lambda'\phi'} f^s_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \cdot f^{s*}_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \quad (4)$$

wobei N eine Normierungskonstante ist, gegeben durch

$$N = \sum_{\lambda\phi\lambda'\phi'} f^s_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \cdot f^{s*}_{\lambda\phi\lambda'\phi'}$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{8\pi(s-M^2)^2} \sum_{\lambda\phi\lambda'\phi'} f^t_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \cdot f^{t*}_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \quad (5)$$

Die  $f^t_{\lambda\phi\lambda'\phi'}$  in (5) bezeichnen die bereits in den physikalischen Bereich des s-Kanals analytisch fortgesetzten t-Kanal Helizitätsamplituden.

Hat man durch Anpassung der Daten an die Ausdrücke (4) und (5) die Helizitätsamplituden bestimmt, so lassen sich als einfache Anwendung die Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson System

$$\rho^{G-J}_{\lambda\phi\lambda'} = \frac{1}{N} \sum_{\lambda\phi\lambda'\phi'} f^t_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \cdot f^{t*}_{\lambda\phi\lambda'\phi'} \quad (6)$$

berechnen.

IV.2 Bestimmung der Parameter

Da die Parameter  $g, a, b$  sich in den Dichtematrixelementen in der Darstellung mit Helizitätsamplituden herausheben, wurden zunächst die restlichen Parameter, d.h.  $r_{11\frac{11}{22}}, r_{01\frac{11}{22}}, r_{-11\frac{11}{22}}$  durch Anpassung der experimentell bestimmten Dichtematrixelemente  $\rho_M^{\text{exp}}$  mit den Fehlern  $\Delta \rho_M^{\text{exp}}$  im Helizitätssystem (Abb.21) an die parameterisierte Darstellung  $\rho^{\text{theor}}$  in der Form (4) bestimmt durch minimalisieren des Ausdrucks

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^6 \sum_{H=1}^3 \left\{ \rho_M^{\text{exp}}((t-t_{\text{min}})_i) - \rho_M^{\text{theor}}((t-t_{\text{min}})_i) \right\}^2 / \rho_M^{\text{exp}}((t-t_{\text{min}})_i) \quad (6)$$

dabei gilt:  $\rho_1 = \rho_{00}, \rho_2 = \rho_{1-1}, \rho_3 = \text{Re } \rho_{10}$ ;

$i$  bezeichnet die Intervallnummer innerhalb des Bereiches  $|t-t_{\text{min}}| < 0.24 \text{ GeV}^2$ .

Der Ausdruck (4) wurde für 2 vorgegebene Werte der Steigung  $\alpha'$  der Pomerontrajektorie minimalisiert: für  $\alpha' = 0.22$  (dem in Abschnitt III.5 zitierten Wert aus der pp-Streuung) und  $\alpha' = 0.27$  (den hiesigen Ergebnis aus Abschnitt III.5). In einem weiteren Lauf wurde  $\alpha'$  auch als freier Parameter bei der Minimalisierung von (4) mit angepaßt. Es ergab sich dann als jeweils beste Anpassung:

Anpassung	$\alpha'$	$r_{11\frac{11}{22}}$	$r_{01\frac{11}{22}}$	$r_{-11\frac{11}{22}}$	$\chi^2/\text{DF}$
A	0.22	$0.10 \pm 0.66$	$2.26 \pm 0.15$	$-30.90 \pm 10.41$	12.2/14
B	0.27	$0.01 \pm 0.17$	$2.23 \pm 0.15$	$-25.36 \pm 8.39$	12.2/14
C	$0.23 \pm 0.50$	$0.05 \pm 0.54$	$2.25 \pm 0.17$	$-30.83 \pm 75.68$	12.2/13

DF = Anzahl der Freiheitsgrade

Daraus sieht man, daß das Ergebnis nahezu unabhängig von den gewählten Werten für  $\alpha'$  ist.

Die Parameter  $g, a$  und  $b$  aus (3) wurden anschließend bei (dem experimentell sehr genau bestimmten)  $\alpha' = 0.22 (\pm 0.02)$  errechnet durch minimalisieren des Ausdruckes

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \left[ \left( \frac{d\delta}{dt} \right)_i^{\text{exp}} - \left( \frac{d\delta}{dt} \right)_i^{\text{theor}} \right] / \Delta \left( \frac{d\delta}{dt} \right)_i^{\text{exp}} \right\}^2 \quad (7)$$

mit  $\left( \frac{d\delta}{dt} \right)_i^{\text{exp}}$  = i-ter Meßwert der in Tab. 3b) und 4) aufgeführten Werte mit dem Fehler  $\Delta \left( \frac{d\delta}{dt} \right)_i^{\text{exp}}$

$\left( \frac{d\delta}{dt} \right)_i^{\text{theor}}$  = entsprechender Wert des differentiellen Wirkungsquerschnittes der nach (5) parametrisierten Darstellung

Dabei wurde die Minimalisierung von (7) zweimal ausgeführt, wobei einmal  $b$  als freier Parameter mit angepaßt wurde. Der Index 'i' in (7) lief dabei über alle (in Tab. 3b und 4) aufgeführten) Meßpunkte im gesamten bisher ausgemessenen  $|t|$ -Bereich. In einem weiteren Lauf wurde dann (7) bei dem fest eingegebenen Wert  $b = 0$  minimalisiert. Es ergab sich:

Anpassung	$g$	$a$	$b$	$\chi^2/DF$	$\chi^2_{\lambda, \phi, \gamma, \lambda_p, \lambda_p}(t)$ (3)
D	$8.58 \pm 0.09$	$1.43 \pm 0.09$	$0.58 \pm 0.11$	171.8/78	$e^{-(a t  + bt^2)}$
E	$8.91 \pm 0.07$	$1.90 \pm 0.03$	0	203.8/79	$e^{-a t }$

Für die Minimalisierung der verschiedenen Ausdrücke wurden wiederum das Computerprogramm 'Minuit' benutzt.

### IV.3 Ergebnis

-----

Das Ergebnis der Anpassungen aus Abschnitt IV.2 zeigen die Abb. 21), 16) und 25). Die in Abb. 21a) eingezeichnete Kurve ist die beste Anpassung (A) an die Dichtematrixelemente im Helizitätssystem. Mit den dadurch bestimmten Parametern (A) wurde dann nach (6) aus Abschnitt IV.2 der entsprechende Verlauf der Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System berechnet und in Abb. 21b) eingezeichnet. Die beiden unterbrochen gezeichneten Kurven in Abb. 16) zeigen das Ergebnis der Anpassungen D und E an den differentiellen Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$ . Dabei entspricht die Kurve (I) in Abb. 16) der Anpassung D und (II) der Anpassung E. Man sieht deutlich, daß die Parameterisierung der Residuumsfunktion in der Form einer einfachen Exponentialfunktion  $\sim e^{-a|t|}$  (Anpassung E) die experimentellen Ergebnisse schlecht beschreibt, wohingegen nach Hinzunahme eines quadratischen Terms im Exponenten eine Residuumsfunktion  $\sim e^{-(a|t| + bt^2)}$  eine gute Beschreibung der Meßwerte darstellt. Mit den durch den Anpassungen A und D bestimmten Parametern wurden schließlich die s- und t-Kanal Helizitätsamplituden berechnet. Das Resultat ist durch die in Abb. 25 durchgezeichneten Kurven dargestellt. Es zeigt einen (im Gültigkeitsbereich der Anpassung) bei kleinen  $|t|$ -Werten dominierenden Anteil des Imaginärteils der nicht-flip Amplitude  $f_1^S$ , wohingegen die Imaginärteile der Amplituden mit Spin-flip am Meson - und Nukleon -Vertex klein sind. Ebenfalls sind die Realteile aller Amplituden klein.

Da die hier benutzte Darstellung der Helizitätsamplituden (bis auf die t-Abhängigkeit der Residuumsfunktion) aus Ref. [29] übernommen wurde, sollte der Vergleich des hiesigen Ergebnisses mit dem aus der Anpassung an Meßergebnisse aus der  $\gamma^0$ -Photoproduktion bei 4.7 GeV Photonenergie nach Ref. [29] direkt zeigen, inwieweit die dort gemachte Annahme des



Pomeron austausches für die  $\varrho^0$ -Photoproduktion (bei 4.7 GeV) gültig ist. Dazu wurden diejenigen Helizitätsamplituden im s- und t-Kanal aus Ref. [29] gestrichelt in Abb. 25 eingezeichnet, die nicht mit den durchgezeichneten Amplituden übereinstimmen. Dabei wurden die Amplituden so normiert, daß die nicht-flip Amplituden  $f_1^{s,t}$  bei  $t = 0$  den gleichen Wert haben. Wie zu erwarten war, zeigen qualitativ die gleichen Amplituden (aus  $\varrho^0$ - und  $\Phi$ -Photoproduktion) den gleichen Verlauf. Betrachtet man die s-Kanal Helizitätsamplituden in Vorwärtsrichtung für  $|t| \lesssim 0.3 \text{ GeV}^2$ , dann unterscheiden sich die beiden Ergebnisse dadurch, daß der Imaginärteil der nicht-flip Amplitude  $f_1^s$  bei der  $\varrho^0$ -Photoproduktion mit wachsendem  $|t|$  etwas steiler abfällt als bei der  $\Phi$ -Photoproduktion, der Imaginärteil der doppel-flip Amplitude  $f_5^s$  der  $\Phi$ -Photoproduktion vernachlässigbar ist und der Realteil der nicht-flip Amplitude  $f_1^s$  relativ etwa nur halb so groß ist wie bei der  $\varrho^0$ -Photoproduktion.

## V. Schlußbemerkung

Die Meßergebnisse zeigten im Vergleich mit früher durchgeführten  $\phi$ -Photoproduktionsexperimenten, daß der differentielle Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  kein einfach exponentielles Verhalten zeigt. Die darauf begründete Beschränkung auf  $|t|$ -Werte kleiner  $0.4 \text{ GeV}^2$  zur Bestimmung der Steigung  $\alpha'$  der Pomerontrajektorie aus bisherigen  $\phi$ -Photoproduktionsexperimenten ergab  $\alpha' = 0.27 \pm 0.30$ . Obgleich dieser Wert mit Null verträglich ist, deutet er, in Übereinstimmung mit dem Ergebnis aus der pp-Streuung, ein leichtes 'schrumpfen' des 'Pomerons' an.

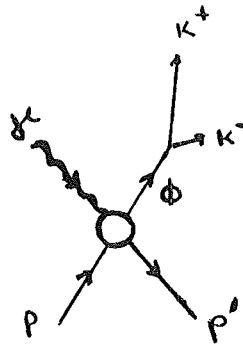
Für Werte bis  $|t| < 0.24 \text{ GeV}^2$  zeigen die Dichtematrixelemente im wesentlichen Verträglichkeit mit s-Kanal Helizitätserhaltung.

Die vorliegende Parametrisierung der Helizitätsamplituden mit Faktorisierung und dem Austausch einer linearen Pomerontrajektorie ergab eine gute Anpassung an die vorhandenen  $\phi$ -Photoproduktionsdaten. Um dabei eine gute Anpassung an  $\frac{d\sigma}{dt}$  aller bisher durchgeführten Experimente zu bekommen, wurde für die t-Abhängigkeit der Residuumsfunktion die Form  $\sim e^{-(a|t| + b t^2)}$  angenommen (mit a, b als freie Parameter). Das Ergebnis zeigt einen im s-Kanal bei kleinen t-Werten dominierenden Anteil des Imaginärteils der s-Kanal-Helizitäts-erhaltenden (SHC) Amplitude. Von den s-Kanal-Helizitäts-verletzenden Amplituden liefert der Imaginärteil der Nukleon-flip-Amplitude und der der Meson-einfach-flip-Amplitude einen kleinen Beitrag. Die Anteile der restlichen Imaginärteile sind vernachlässigbar. Ebenfalls sind die Realteile aller Amplituden gegenüber dem Imaginärteil der SHC-Amplitude vernachlässigbar.

Das Ergebnis unterscheidet sich nicht wesentlich von der Anpassung an die  $\rho^0$ -Photoproduktionsdaten nach Ref. [29] was zeigt, daß der Pomeronaustausch für die  $\rho^0$ -Photoproduktion bei einer Energie von  $4.7 \text{ GeV}$  schon eine durchaus berechtigte Annahme ist. Allerdings ist das Verhältnis des Imaginärteils zum Realteil der SHC Amplitude bei der  $\phi$ -Photoproduktion größer. Das gleiche gilt für den Betrag des Verhältnisses der Meson-einfach-flip Amplitude zur Meson-doppel-flip Amplitude in Vorwärtsrichtung.

Anhang A

Für den Prozeß  $\gamma p \rightarrow \phi p' \rightarrow K^+ K^- p'$



läßt sich die Wahrscheinlichkeit  $I(E_\gamma, t, m_\phi, \theta, \varphi)$  die Teilchen  $p', K^+$  und  $K^-$  im Endzustand nachzuweisen abhängig von der Energie des einfallenden Photons  $E_\gamma$ , dem Quadrat des Viererimpulsübertrages  $t$ , der invarianten Masse des  $K^+ K^-$ -Systems  $m_\phi$  und den Zerfallswinkeln  $\theta'$  und  $\varphi'$  des  $\phi$ -Mesons schreiben in der Form:

$$I(E_\gamma, t, m_\phi, \theta', \varphi') = \sum_{\lambda_\gamma \lambda_p \lambda_{p'}} \left| \sum_{\lambda_\phi} \langle \lambda_{K^+} \lambda_{K^-} | U | \lambda_\phi \rangle P_r \langle \lambda_\phi \lambda_{p'} | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle \right|^2$$

Dabei bezeichnen  $\lambda_\gamma, \lambda_\phi, \lambda_p, \lambda_{p'}$  die Helizitäten des Photons,  $\phi$ -Mesons, ein- und auslaufenden Protons,  $\langle \lambda_\phi \lambda_{p'} | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle$  die Übergangsamplitude für den Prozeß  $\gamma p \rightarrow \phi p$  in einer Darstellung durch Helizitätsamplituden<sup>33)</sup> und  $\langle \lambda_{K^+} \lambda_{K^-} | U | \lambda_\phi \rangle$  die Übergangsamplitude für den Zerfall  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ .  $P_r$  bezeichnet den Propagator des  $\phi$ -Mesons.

Im Ruhesystem des  $\phi$  ist

$$\langle \lambda_{K^+} \lambda_{K^-} | U | \lambda_\phi \rangle \sim Y_1^m(\theta, \varphi),^{12)}$$

da die  $K^+, K^-$  keinen Spin besitzen. Dabei ist 1 der Spin des  $\phi$  und  $m$  dessen  $z$ -Komponente.  $\theta$  und  $\varphi$  bezeichnen jetzt die Zerfallswinkel im  $\phi$ -Ruhesystem. Schreibt man weiter für

$$\langle \lambda_\phi \lambda_{p'} | T | \lambda_\gamma \lambda_p \rangle = T_{\lambda_{p'} m \lambda_\gamma \lambda_p}$$

im  $\phi$ -Ruhesystem, dann gilt dort

$$\begin{aligned} I(E_\gamma, t, m_\phi, \theta, \varphi) &= A \cdot \sum_{\lambda_\gamma \lambda_p \lambda_{p'}} \left| \sum_m Y_\ell^m(\theta, \varphi) \cdot T_{\lambda_{p'} m \lambda_\gamma \lambda_p} \right|^2 \\ &= A \cdot \sum_{m m'} Y_\ell^m(\theta, \varphi) \cdot Y_\ell^{m'}(\theta, \varphi) \cdot \underbrace{\sum_{\lambda_\gamma \lambda_p \lambda_{p'}} T_{\lambda_{p'} m \lambda_\gamma \lambda_p} \cdot T_{\lambda_{p'} m' \lambda_\gamma \lambda_p}^*}_{\tilde{\sum}_{m m'}} \\ &= A \cdot I(\theta, \varphi) \end{aligned}$$

$A$  ist dabei ein Ausdruck, der nicht von  $\theta$  und  $\varphi$  abhängt und

$$I(\theta, \varphi) = \sum_{m m'} \tilde{\sum}_{m m'} \cdot Y_\ell^m(\theta, \varphi) \cdot Y_\ell^{m'}(\theta, \varphi)$$

Die  $\tilde{\rho}_{mm'} = \sum_{\lambda_p \lambda_p'} T_{\lambda_p m \lambda_p} \cdot T_{\lambda_p' m' \lambda_p}^*$   
sind die 'unnormierten Dichtematrixelemente'.

Die 'normierten Dichtematrixelemente'  $\rho_{mm'}$  sind dann definiert durch

$$\rho_{mm'} = \tilde{\rho}_{mm'} / N$$

mit  $N = \sum_{\lambda_p m \lambda_p'} T_{\lambda_p m \lambda_p} \cdot T_{\lambda_p m \lambda_p}^*$

Wie man sofort sieht, gilt

$$\rho_{mm'} = \rho_{m'm}^* \quad (\text{Hermitizität})$$

und  $\sum_m \rho_{mm} = 1$  (Summe der Übergangswahrscheinlichkeiten)

Schreibt man für den über die Helizitäten des ein- und auslaufenden Protons summierten Ausdruck

$$\sum_{\lambda_p \lambda_p'} T_{\lambda_p m \lambda_p} \cdot T_{\lambda_p' m' \lambda_p}^* = T_{m \lambda_p} \cdot T_{m' \lambda_p}^*$$

dann gilt wegen Paritätserhaltung

$$T_{m \lambda_p} T_{m' \lambda_p'}^* = (-1)^{(m-m') - (\lambda_p - \lambda_p')} T_{-m - \lambda_p} \cdot T_{-m' - \lambda_p'}^*$$

Damit und mit

$$\lambda_p = \pm 1$$

und  $m = 0, \pm 1$

lassen sich dann die 3 linear unabhängigen Dichtematrixelemente des  $\Phi$ -Mesons für unpolarisierte Photonen schreiben als

$$\rho_{00} = \frac{2}{N} |T_{01}|^2 \quad (\text{Intensität für einfach flip})$$

$$\rho_{1-1} = \frac{2}{N} \text{Re}(T_{11} \cdot T_{-11}^*) \quad (\text{Interferenzflip - doppel flip})$$

$$\text{Re } \rho_{10} = \frac{1}{N} \text{Re}(T_{11} - T_{-11}) \cdot T_{01}^*$$

Nimmt man an, daß die doppelflip Amplitude  $T_{-11}$  klein ist gegenüber der nicht-flip Amplitude  $T_{11}$ , dann mißt  $\text{Re } \rho_{10}$  die Interferenz zwischen nicht-flip und einfach flip Amplitude.

Entwickelt man den Ausdruck

$$I(\theta, \varphi) = \sum_{mm'} \varrho_{mm'} \cdot Y_1^m(\theta, \varphi) \cdot Y_1^{m*}(\theta, \varphi)$$

dann ergibt sich für  $l = 1$

$$I(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \left\{ \varrho_{00} \cos^2 \theta + (1 - 2\varrho_{00}) \sin^2 \theta \right. \\ \left. - \varrho_{1-1} \sin^2 \theta \cos 2\varphi \right. \\ \left. - \sqrt{2} \operatorname{Re} \varrho_{10} \sin(2\theta) \cos \varphi \right\}$$

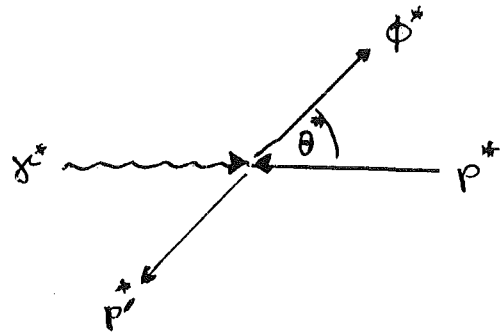
und man sieht sofort, daß sich für den Fall der Helizitäts-  
erhaltung, d.h. für  $m = \lambda_{\gamma}$

$$\varrho_{00} = \varrho_{1-1} = \operatorname{Re} \varrho_{10} = 0 \text{ ergibt und damit}$$

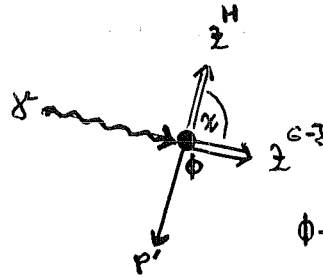
$$I(\theta, \varphi) = \frac{3}{4\pi} \cdot \sin^2 \theta .$$

Anhang B

Die Transformation, welche die Dichtematrixelemente eines Spin 1 Teilchens im Helizitätssystem ( $\rho_{mm'}^H$ ) in die im Gottfried-Jackson-System ( $\rho_{kk'}^{G-J}$ ) überführt, hat die Form: 35)



Schwerpunktsystem



$\phi$ -Ruhesystem

$$\rho_{mm'}^{G-J} = \sum_{kk'} d_{mk}(\chi) \cdot \rho_{kk'}^H \cdot d_{km'}(-\chi);$$

dabei bezeichnet  $\chi$  den Winkel zwischen den z-Achsen des Helizitäts- und Gottfried-Jackson-Systems; die  $d_{mk}(\chi)$  sind Drehfunktionen und unten angegeben. Steht  $p_\gamma^*$   $p_\phi^*$  für den Betrag des Photon- bzw.  $\phi$ -Meson-Impulses und  $\theta^*$  für den Winkel zwischen den Impulsen der beiden Teilchen im Schwerpunktsystem der Reaktion, gegeben durch

$$\cos \theta^* = \frac{t - m_\phi^2 + 2 \cdot p_\gamma^* \cdot \sqrt{p_\phi^{*2} + m_\phi^2}}{2 p_\gamma^* \cdot p_\phi^*}$$

$m_\phi$  = Masse des  $\phi$ -Mesons

\* t = Quadrat des Viererimpulsübertrages

dann gilt mit  $\beta = \frac{p_\phi}{\sqrt{p_\phi^2 + m_\phi^2}}$

$$\cos \chi = \frac{\beta - \cos \theta^*}{\beta \cdot \cos \theta^* - 1} \quad 35)$$

Die  $d_{mk}(\chi)$  sind gegeben durch

$$d_{11}(\chi) = \frac{1 + \cos \chi}{2}$$

$$d_{01}(\chi) = \frac{\sin \chi}{\sqrt{2}}$$

$$d_{1-1}(\chi) = \frac{1 - \cos \chi}{2} \quad d_{00}(\chi) = \cos \chi$$

und

$$d_{m'm} = (-1)^{m-m'} d_{-m'-m}$$

$$d_{m'm} = (-1)^{m-m'} d_{mm'}$$

Dies alles in die obige Summe eingesetzt unter Berücksichtigung der Beziehungen zwischen den Dichtematrixelementen :

$$\vartheta_{11}^H = \vartheta_{1-1}^H = \frac{1}{2} (1 - \vartheta_{00}^H)$$

$$\vartheta_{10}^H = \vartheta_{01}^H = -\vartheta_{10}^H = -\vartheta_{0-1}^H$$

$$\vartheta_{1-1}^H = \vartheta_{-11}^H$$

ergibt

$$\vartheta_{00}^{G-J} = d_{01}^2 + \vartheta_{00}^H (d_{00}^2 - d_{01}^2) + 4 \vartheta_{10}^H d_{01} \cdot d_{00} - 2 \vartheta_{1-1}^H \cdot d_{01}^2$$

$$\begin{aligned} \vartheta_{10}^{G-J} &= \frac{1}{2} d_{01} (d_{11} - d_{1-1}) - \frac{1}{2} \vartheta_{00}^H \cdot d_{01} \cdot (d_{11} - d_{1-1} + d_{00}) \\ &+ \vartheta_{10}^H (d_{11} d_{00} - d_{1-1} d_{00} - 2d_{01}^2) + \vartheta_{1-1}^H \cdot d_{01} (d_{1-1} - d_{11}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \vartheta_{1-1}^{G-J} &= d_{11} d_{1-1} - \vartheta_{00}^H (d_{11} d_{1-1} + d_{01}^2) + 2 \vartheta_{10}^H d_{01} (d_{11} - d_{1-1}) \\ &+ \vartheta_{1-1}^H (d_{11}^2 + d_{1-1}^2) \end{aligned}$$

## Literaturverzeichnis

- 1) D. Schildknecht, Springer Tracts in modern Physics, Vol. 63 (1972) 57
- 2) J.C. Bizot et al., Phys. Letters 32 B (1970) 416  
V.E. Balakin et al., Phys. Letters 34 B (1971) 328
- 3) F. J. Gilmann et al., Phys. Letters 31 B (1970) 387
- 4) F. Halzen u. C. Michael, Phys. Letters 36 B (1971) 367  
A. de Lesquen et al., Phys. Letters 40 B (1972) 277  
G. Cozzika et al., Phys. Letters 40 B (1972) 281
- 5) S.C. Frautschi, M. Gell-Mann u. F. Zachariasen, Phys. Rev. 126 (1962) 2204  
L. van Hove, Rev. Mod. Physics 36 (1964) 655  
S.C. Frautschi u. B. Margolis, Nuovo Cimento 57 A (1968) 427  
V. Barger, Nucl. Physics B 47 (1972) 29  
J.W. Allaby et al., Nucl. Physics B 52 (1973) 316
- 6) A. Martin, Nucl. Physics B 77 (1974) 226
- 7) H. Harari, Phys. Rev. Letters 20 (1968) 1395
- 8) V. Barger u. D. Cline, Phys. Rev. Letters 24 (1970) 1313
- 9) G. Zweig, CERN-Th. 412 (1964), unveröffentlicht  
S. Okubo, Phys. Letters 5 (1963) 165
- 10) A. Buras u. J. Dias de Deus, Nucl. Physics B 71 (1974) 481
- 11) V. Barger u. J. Luthe, Nucl. Physics B 88 (1974) 237
- 12) K. Gottfried u. J.D. Jackson, Nuovo Cimento 33 (1964) 309
- 13) H. Hirschmann, Dissertation, Universität Karlsruhe (1975)
- 14) I. Derado, R. Leedy, SLAC-72, VC-34 (1967)
- 15) V. Barger, J. Luthe, R. Phillips, Nucl. Physics B88 (1975) 237
- 16) H.J. Besch et al., Nucl. Physics B 70 (1974) 257



- 17) J. Ballam et al., Phys. Rev. D7 (1973) 3150
- 18) R.L. Anderson et al., Phys. Rev. Letters 30 (1973) 149
- 19) G. Mc Clellan et al., Phys. Rev. Letters 26 (1971) 1593
- 20) C. Berger et al., Phys. Letters 39 B (1972) 659
- 21) H. Alvensleben et al., Phys. Rev. Letters 27 (1971)
- 22) R. Anderson et al., Phys. Rev. D1 (1970) 27
- 23) ABBHMM collaboration, Phys. Rev. 175 (1968) 1669
- 24) Kreinick, Dissertation, California Institute of Technology 1969
- 25) J. Ballam et al., Phys. Rev. D5 (1972) 545
- 26) W. Koch, 'Some Methods of Spin Analysis' in 'Analysis of Scattering and Decay', edited by M. Nikolic, New York 1968
- 27) G. Grayer et al., Nucl. Physics B 75 (1974) 189
- 28) K. Schilling, P. Seyboth u. G. Wolf, Nucl. Physics B 15 (1970) 397
- 29) L. Derado, G. Krohnseder, P. Schacht und P. Schlamp, Nucl. Physics B 38 (1972) 541
- 30) P. Schlamp, Dissertation, Max Planck Institut für Physik und Astrophysik, München 1971
- 31) E. Gotsmann, P.D. Mannheim, U. Maor, Phys. Rev. 186 (1969) 1703  
E. Gotsmann, U. Maor, Phys. Rev. 171 (1968) 1495
- 32) L.L Wang, Phys. Rev. 153 (1967) 1664
- 33) Drechsler, Grundlagen der phänomenologischen Beschreibung von Hochenergiereaktionen II, Herbstschule für Hochenergiephysik Maria Laach, September 1969
- 34) J. Kokkedee, Cern Lectures 1967/68
- 35) K. Schilling, DESY-Bericht 66/9 (1966)

## Verzeichnis der Tabellen

- Tab. 1 Überblick über bisher durchgeführte  $\phi$ -Photoproduktionsexperimente
- Tab. 2 Liste der für die Anpassung  $B = B(s)$  verwendeten Werte. Dazu wurden zunächst die Daten mit  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$  der verschiedenen Gruppen für ein festes  $s$  an eine einfache Exponentialfunktion der Form  $\frac{d\delta}{dt} \sim e^{-B|t|}$  angepaßt.
- Tab. 3a,b  $\frac{d\delta}{dt}$  ( $\gamma^p \rightarrow \phi p$ )
- Tab. 3c  $\left[ \frac{d\delta}{dt} \right]_{t=0}$  und  $B$  für 4 Energiebereiche aus einer Anpassung an die Form  $\frac{d\delta}{dt} = \left[ \frac{d\delta}{dt} \right]_{t=0} \cdot e^{-B|t|}$
- Tab. 4 Werte für  $\frac{d\delta}{dt}$  früherer Experimente
- Tab. 5a,b Dichtematrixelemente für 2 Energiebereiche
- Tab. 6 Zusammenhang der Momente  $\langle Y_L^M \rangle$  mit den Dichtematrixelementen  $\rho_{ll'}$  bis  $L, M \leq 4$  und  $l, m \leq 3$ .

Tabelle 1

Überblick über bisher durchgeführte  
 $\phi$ -Photoproduktionsexperimente

Energiebereich [GeV]	Gruppe-Jahr	$ t $ -Bereich [GeV <sup>2</sup> ]	Literatur- hinweis
1.58 - 5.8	ABBHBM-68	0.03 - 1.60	23
2.0	Bonn-74	0.23 - 0.73	16
2.8 - 9.3	SLAC-LRL-73	0.02 - 0.16	17
4.6 - 6.7	KARLSRUHE- DESY-75	0.01 - 0.40	dieses Experiment
5.2	DESY-MIT-71	$\approx 0$	21
6.0 - 18	SLAC-Wisc.-73	0.06	18
12	"	0.20 - 1.00	
6.5 - 18	SLAC-CALTECH-70	0.30 - 1.38	22
6.4 - 9	Cornell-71	0.02 - 0.52	19
8.5	Cornell-72	0.01 - 0.52	20

Tabelle 2

Ergebnis der Anpassung der Daten mit  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$   
 verschiedener Gruppen für ein festes  $s$  an die Form  $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-B \cdot |t|}$

Gruppe	$s \text{ [ GeV}^2 \text{ ]}$	$B \text{ [ GeV}^{-2} \text{ ]}$
Bonn	4.63	4.55 $\pm$ 0.84
SLAC-LRL	7.90*	5.70 $\pm$ 1.88
	18.33	4.15 $\pm$ 1.49
Cornell-71	16.83	4.97 $\pm$ 0.46
Cornell-72**	16.83	6.53 $\pm$ 0.59
SLAC-Wisc.	23.40	5.75 $\pm$ 1.45
SLAC-CALTECH***	25.27	6.82 $\pm$ 2.28
	28.09	6.26 $\pm$ 2.39
dieses Experiment	11.20	5.56 $\pm$ 0.29

\* Kombination zweier Energien  
 \*\* private Mitteilung von N.B. Mistry  
 \*\*\* aus Ref. [ 24 ]

Tabelle 3a

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \phi p) \left[ \mu\text{b} / \text{GeV}^2 \right]$$

$ t $ [GeV <sup>2</sup> ] \ $E_\gamma$ [GeV]	4.65 - 5.17	5.17 - 5.68	5.68 - 6.20	6.20 - 6.71
$ t_{\text{Min}}  - 0.04$	1.96 $\pm$ 0.12	2.15 $\pm$ 0.12	2.21 $\pm$ 0.11	2.68 $\pm$ 0.15
0.04 - 0.08	1.78 $\pm$ 0.12	1.71 $\pm$ 0.12	1.59 $\pm$ 0.11	1.79 $\pm$ 0.13
0.08 - 0.12	1.33 $\pm$ 0.13	1.44 $\pm$ 0.12	1.81 $\pm$ 0.13	1.21 $\pm$ 0.11
0.12 - 0.16	1.21 $\pm$ 0.14	1.35 $\pm$ 0.13	1.09 $\pm$ 0.11	1.05 $\pm$ 0.11
0.16 - 0.20	0.76 $\pm$ 0.14	0.97 $\pm$ 0.14	0.96 $\pm$ 0.11	1.00 $\pm$ 0.11
0.20 - 0.24	0.92 $\pm$ 0.35	0.71 $\pm$ 0.15	0.73 $\pm$ 0.12	0.95 $\pm$ 0.13
0.24 - 0.28			0.59 $\pm$ 0.14	0.51 $\pm$ 0.11
0.28 - 0.32			0.50 $\pm$ 0.15	0.62 $\pm$ 0.14
0.32 - 0.36			0.50 $\pm$ 0.26	0.69 $\pm$ 0.18
0.36 - 0.40			0.62 $\pm$ 0.45	0.39 $\pm$ 0.20

Tabelle 3b

$$\frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \phi p) \quad [\mu b / \text{GeV}^2]$$

$ t $ [GeV <sup>2</sup> ]	$E_X$ [GeV]	4.65 - 6.71
$ t_{\text{Min}}  - 0.02$		1.28 $\pm$ 0.07
0.02 - 0.04		2.17 $\pm$ 0.08
0.04 - 0.06		1.81 $\pm$ 0.08
0.06 - 0.08		1.62 $\pm$ 0.08
0.08 - 0.10		1.51 $\pm$ 0.08
0.10 - 0.12		1.39 $\pm$ 0.09
0.12 - 0.14		1.24 $\pm$ 0.09
0.14 - 0.16		1.12 $\pm$ 0.09
0.16 - 0.18		0.86 $\pm$ 0.08
0.18 - 0.20		0.96 $\pm$ 0.10
0.20 - 0.22		0.86 $\pm$ 0.11
0.22 - 0.24		0.61 $\pm$ 0.10
0.24 - 0.26		0.64 $\pm$ 0.14
0.26 - 0.28		0.43 $\pm$ 0.11
0.28 - 0.30		0.59 $\pm$ 0.14
0.30 - 0.32		0.37 $\pm$ 0.10
0.32 - 0.34		0.35 $\pm$ 0.13
0.34 - 0.36		0.82 $\pm$ 0.25
0.36 - 0.38		0.34 $\pm$ 0.20
0.38 - 0.40		0.68 $\pm$ 0.40

Tabelle 3c

$$\frac{d\sigma}{dt} = \left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{t=0} \cdot e^{-B \cdot |t|}$$

$E_X$ [GeV]	4.65 - 5.17	5.17 - 5.68	5.68 - 6.20	6.20 - 6.71	4.65 - 6.71
$\left[ \frac{d\sigma}{dt} \right]_{t=0}$ [ $\mu b / \text{GeV}^2$ ]	2.43 $\pm$ 0.19	2.39 $\pm$ 0.17	2.51 $\pm$ 0.16	2.47 $\pm$ 0.16	2.49 $\pm$ 0.22
B [ $\text{GeV}^{-2}$ ]	5.97 $\pm$ 0.89	5.04 $\pm$ 0.70	5.48 $\pm$ 0.55	5.61 $\pm$ 0.52	5.56 $\pm$ 0.29

Tabelle 4

Werte für  $\frac{d\sigma}{dt}$  früherer Experimente, die für die Anpassungen benutzt wurden

$E_\gamma$ [GeV]	$ t $ [GeV <sup>2</sup> ]	$\frac{d\sigma}{dt}$ [ $\frac{\mu b}{GeV^2}$ ]	Gruppe
2.0	0.235	0.573 $\pm$ 0.039	Bonn
	0.361	0.323 $\pm$ 0.025	
	0.457	0.265 $\pm$ 0.017	
	0.530	0.146 $\pm$ 0.014	
	0.729	0.084 $\pm$ 0.0085	
3.75	0.12	1.22 $\pm$ 0.22	SLAC-LRL
	0.3	0.44 $\pm$ 0.12	
	0.5	0.17 $\pm$ 0.10	
	0.7	0.24 $\pm$ 0.10	
	1.2	0.03 $\pm$ 0.02	
9.3	0.11	1.5 $\pm$ 0.3	
	0.3	0.68 $\pm$ 0.15	
	0.5	0.23 $\pm$ 0.11	
	0.7	0.15 $\pm$ 0.10	
	1.2	0.04 $\pm$ 0.03	
6.0	0.005	2.26 $\pm$ 0.54	DESY-MIT
8.5	0.184	2.848 $\pm$ 0.393	CORNELL-71
	0.064	1.962 $\pm$ 0.290	
	0.233	0.9145 $\pm$ 0.117	
	0.361	0.4860 $\pm$ 0.0523	
	0.519	0.2379 $\pm$ 0.1038	
8.5	0.007	2.87 $\pm$ 0.22	CORNELL-72
	0.17	0.997 $\pm$ 0.085	
	0.33	0.337 $\pm$ 0.075	
	0.46	0.222 $\pm$ 0.042	
12.0	0.2	0.95 $\pm$ 0.2	SLAC-Wisc.
	0.4	0.3 $\pm$ 0.05	
	0.6	0.123 $\pm$ 0.013	

Forts. Tabelle 4

	0.8	0.062 ± 0.010	SLAC-CALTECH (aus Ref. [23])
	1.0	0.022 ± 0.005	
6.0	0.5	0.313 ± 0.065	
	1.1	0.04 ± 0.02	
6.5	0.4	0.41 ± 0.13	
	0.5	0.339 ± 0.059	
	0.7	0.172 ± 0.031	
	0.9	0.059 ± 0.035	
11.0	0.4	0.36 ± 0.08	
	0.5	0.17 ± 0.04	
	0.7	0.085 ± 0.02	
	0.9	0.037 ± 0.011	
13.0	0.3	0.558 ± 0.089	
	0.4	0.282 ± 0.046	
	0.5	0.154 ± 0.035	
	0.7	0.089 ± 0.014	
	0.9	0.034 ± 0.008	
	1.1	0.029 ± 0.011	
14	0.3	0.479 ± 0.08	
	0.4	0.257 ± 0.041	
	0.5	0.175 ± 0.024	
	0.7	0.087 ± 0.012	
	0.9	0.035 ± 0.011	
16	0.3	0.26 ± 0.10	
	0.4	0.210 ± 0.13	
	0.5	0.13 ± 0.04	
	0.7	0.056 ± 0.017	
	0.9	0.03 ± 0.009	
	1.1	0.027 ± 0.007	
	1.38	0.007 ± 0.003	
18	0.3	0.31 ± 0.13	
	0.5	0.14 ± 0.04	
	0.7	0.063 ± 0.019	
	0.9	0.026 ± 0.011	



Tabelle 5a

Dichtematrixelemente im Helizitätssystem

$E_\gamma$ [GeV]	4.65 - 5.68			5.68 - 6.71		
$ t-t_{\min} $ [GeV <sup>2</sup> ]	$\mathcal{S}_{00}$	$\text{Re } \mathcal{S}_{10}$	$\mathcal{S}_{1-1}$	$\mathcal{S}_{00}$	$\text{Re } \mathcal{S}_{10}$	$\mathcal{S}_{1-1}$
0.00 - 0.04	$-0.05 \pm 0.03$	$-0.04 \pm 0.03$	$-0.03 \pm 0.04$	$-0.02 \pm 0.03$	$-0.01 \pm 0.03$	$-0.07 \pm 0.04$
0.04 - 0.08	$0.00 \pm 0.03$	$-0.05 \pm 0.03$	$-0.10 \pm 0.05$	$0.00 \pm 0.03$	$-0.03 \pm 0.03$	$-0.08 \pm 0.05$
0.08 - 0.12	$0.03 \pm 0.06$	$-0.05 \pm 0.04$	$0.10 \pm 0.07$	$0.02 \pm 0.04$	$-0.07 \pm 0.03$	$0.00 \pm 0.06$
0.12 - 0.16	$0.00 \pm 0.06$	$0.00 \pm 0.04$	$0.04 \pm 0.08$	$-0.01 \pm 0.05$	$-0.08 \pm 0.05$	$-0.03 \pm 0.07$
0.16 - 0.20	$0.07 \pm 0.10$	$-0.03 \pm 0.07$	$-0.02 \pm 0.11$	$-0.02 \pm 0.03$	$-0.07 \pm 0.03$	$0.10 \pm 0.09$
0.20 - 0.24				$0.04 \pm 0.08$	$0.01 \pm 0.06$	$-0.11 \pm 0.09$

Tabelle 5b

Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson System

$E_{\gamma} [\text{GeV}]$	4.65 - 5.68			5.68 - 6.71		
$t-t_{\min} [\text{GeV}^2]$	$\beta_{00}$	$\text{Re } \beta_{10}$	$\beta_{1-1}$	$\beta_{00}$	$\text{Re } \beta_{10}$	$\beta_{1-1}$
0.00 - 0.04	$-0.03 \pm 0.04$	$0.08 \pm 0.03$	$-0.02 \pm 0.04$	$0.02 \pm 0.04$	$0.11 \pm 0.03$	$-0.05 \pm 0.04$
0.04 - 0.08	$0.09 \pm 0.05$	$0.16 \pm 0.03$	$-0.05 \pm 0.05$	$0.11 \pm 0.05$	$0.16 \pm 0.03$	$-0.03 \pm 0.05$
0.08 - 0.12	$0.11 \pm 0.05$	$0.11 \pm 0.04$	$0.14 \pm 0.06$	$0.11 \pm 0.05$	$0.15 \pm 0.04$	$0.04 \pm 0.06$
0.12 - 0.16	$0.24 \pm 0.08$	$0.16 \pm 0.05$	$0.16 \pm 0.07$	$0.15 \pm 0.08$	$0.19 \pm 0.05$	$0.05 \pm 0.07$
0.16 - 0.20	$0.29 \pm 0.07$	$0.15 \pm 0.04$	$0.09 \pm 0.07$	$0.14 \pm 0.07$	$0.16 \pm 0.04$	$0.18 \pm 0.07$
0.20 - 0.24				$0.42 \pm 0.10$	$0.18 \pm 0.07$	$0.08 \pm 0.08$

Tabelle 6

Zusammenhang der Momente  $\langle Y_L^M \rangle$  mit den Spin-Dichtematrix-  
 elementen  $\rho_{m_1 m_2}^{l_1 l_2}$  für eine  $K^+ K^-$ -Zerfallswinkelverteilung  
 (bis  $L, M \leq 4$  und  $l_1, l_2, m_1, m_2 \leq 3$ )

$\sqrt{4\pi} \langle Y_0^0 \rangle = 1 =$	$+1.000 \rho_{00}^{00}$ $+2.000 \rho_{11}^{22}$ $+2.000 \rho_{22}^{33}$	$+1.000 \rho_{00}^{11}$ $+2.000 \rho_{22}^{22}$ $+2.000 \rho_{33}^{33}$	$+2.000 \rho_{11}^{11}$ $+1.000 \rho_{00}^{33}$	$+1.000 \rho_{00}^{22}$ $+2.000 \rho_{11}^{33}$
$\sqrt{4\pi} \langle Y_1^0 \rangle =$	$+2.000 \rho_{00}^{10}$ $+3.312 \rho_{11}^{32}$	$+1.789 \rho_{00}^{21}$ $+2.619 \rho_{22}^{32}$	$+3.098 \rho_{11}^{21}$	$+1.757 \rho_{00}^{32}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_1^1 \rangle =$	$+2.000 \rho_{10}^{10}$ $-1.014 \rho_{01}^{32}$ $+2.268 \rho_{32}^{32}$	$+0.894 \rho_{01}^{21}$ $+1.434 \rho_{10}^{32}$	$+1.549 \rho_{10}^{21}$ $-0.586 \rho_{12}^{32}$	$+2.191 \rho_{21}^{21}$ $+1.852 \rho_{21}^{32}$
$\sqrt{4\pi} \langle Y_2^0 \rangle =$	$+0.894 \rho_{00}^{11}$ $+0.639 \rho_{11}^{22}$ $+2.869 \rho_{11}^{31}$	$-0.894 \rho_{11}^{11}$ $-1.278 \rho_{22}^{22}$ $+0.894 \rho_{11}^{33}$	$+2.000 \rho_{00}^{20}$ $+1.757 \rho_{00}^{31}$ $-1.491 \rho_{33}^{33}$	$+0.639 \rho_{00}^{22}$ $+0.596 \rho_{00}^{33}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_2^1 \rangle =$	$+1.549 \rho_{10}^{11}$ $-1.014 \rho_{01}^{31}$ $+1.155 \rho_{21}^{33}$	$+2.000 \rho_{10}^{20}$ $+1.656 \rho_{10}^{31}$ $+1.491 \rho_{33}^{32}$	$+0.639 \rho_{10}^{22}$ $+0.422 \rho_{10}^{33}$	$+1.565 \rho_{21}^{22}$ $+1.852 \rho_{21}^{31}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_2^2 \rangle =$	$-1.095 \rho_{1-1}^{11}$ $+0.586 \rho_{1-1}^{31}$ $+2.268 \rho_{31}^{31}$	$-0.782 \rho_{1-1}^{22}$ $-0.730 \rho_{1-1}^{33}$ $-0.943 \rho_{31}^{33}$	$+2.000 \rho_{20}^{20}$ $+1.309 \rho_{20}^{31}$	$-1.278 \rho_{20}^{22}$ $-1.333 \rho_{20}^{33}$

Forts. Tabelle 6

$\sqrt{4\pi} \langle Y_3^0 \rangle$ $= +1.757 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{00} \\ 32 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$ $+0.843 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$	$-2.028 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$ $-2.667 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{22} \end{matrix}$	$+2.000 \begin{matrix} 30 \\ \text{)}_{00} \end{matrix}$	$+1.193 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{00} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_3^1 \rangle$ $= +1.434 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{01} \\ 30 \\ \text{)}_{10} \\ 32 \\ \text{)}_{32} \end{matrix}$ $+2.000 \begin{matrix} 30 \\ \text{)}_{10} \\ 32 \\ \text{)}_{32} \end{matrix}$ $-0.943 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{32} \end{matrix}$	$+1.656 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{10} \\ 32 \\ \text{)}_{10} \end{matrix}$ $+0.894 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{10} \end{matrix}$	$-0.586 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{21} \\ 32 \\ \text{)}_{12} \end{matrix}$ $+1.461 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{12} \end{matrix}$	$+0.422 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{01} \\ 32 \\ \text{)}_{21} \end{matrix}$ $+1.155 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{21} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_3^2 \rangle$ $= -1.852 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{1-1} \\ 30 \\ \text{)}_{20} \end{matrix}$ $+2.000 \begin{matrix} 30 \\ \text{)}_{20} \end{matrix}$	$+1.309 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{20} \\ 32 \\ \text{)}_{31} \end{matrix}$ $+1.491 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{31} \end{matrix}$	$-1.333 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{02} \end{matrix}$	$-1.155 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{1-1} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_3^3 \rangle$ $= -2.268 \begin{matrix} 21 \\ \text{)}_{2-1} \\ 32 \\ \text{)}_{30} \end{matrix}$ $-1.491 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{30} \end{matrix}$	$-0.943 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{1-2} \end{matrix}$	$-1.491 \begin{matrix} 32 \\ \text{)}_{2-1} \end{matrix}$	$+2.000 \begin{matrix} 30 \\ \text{)}_{30} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle Y_4^0 \rangle$ $= +0.857 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{00} \\ 33 \\ \text{)}_{00} \\ 33 \\ \text{)}_{33} \end{matrix}$ $+0.545 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{00} \\ 33 \\ \text{)}_{33} \end{matrix}$ $+0.545 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{33} \end{matrix}$	$-1.143 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{11} \\ 31 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$ $-2.138 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$	$+0.286 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{22} \\ 33 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$ $+0.182 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{11} \end{matrix}$	$+1.746 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{00} \\ 33 \\ \text{)}_{22} \end{matrix}$ $-1.273 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{22} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_4^1 \rangle$ $= +1.565 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{10} \\ 33 \\ \text{)}_{10} \end{matrix}$ $+0.704 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{10} \end{matrix}$	$-0.639 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{21} \\ 31 \\ \text{)}_{21} \end{matrix}$ $-0.756 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{21} \end{matrix}$	$+1.380 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{01} \\ 33 \\ \text{)}_{21} \end{matrix}$ $+1.029 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{21} \end{matrix}$	$+1.690 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{10} \\ 33 \\ \text{)}_{32} \end{matrix}$ $-0.996 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{32} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_4^2 \rangle$ $= -0.904 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{1-1} \\ 31 \\ \text{)}_{20} \end{matrix}$ $+1.512 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{20} \end{matrix}$	$+1.107 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{20} \\ 33 \\ \text{)}_{20} \end{matrix}$ $-0.315 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{20} \end{matrix}$	$-1.690 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{1-1} \\ 31 \\ \text{)}_{31} \end{matrix}$ $-0.436 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{31} \end{matrix}$	$-0.575 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{1-1} \\ 33 \\ \text{)}_{31} \end{matrix}$ $+1.336 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{31} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_4^3 \rangle$ $= -1.690 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{2-1} \\ 33 \\ \text{)}_{30} \end{matrix}$ $-1.443 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{30} \end{matrix}$	$-2.000 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{2-1} \end{matrix}$	$-0.680 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{2-1} \end{matrix}$	$+1.155 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{30} \end{matrix}$
$\sqrt{4\pi} \langle \text{Re } Y_4^4 \rangle$ $= +1.195 \begin{matrix} 22 \\ \text{)}_{2-2} \end{matrix}$	$+0.761 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{2-2} \end{matrix}$	$-2.309 \begin{matrix} 31 \\ \text{)}_{3-1} \end{matrix}$	$+1.178 \begin{matrix} 33 \\ \text{)}_{3-1} \end{matrix}$

## Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Experimenteller Aufbau
- Abb. 2 Brennstrahlspektrum, gemessen mit Hilfe des Taggingystems und einem Schauerzähler in Koinzidenz (Abb. entnommen aus Ref. 13 )
- Abb. 3 Verteilung von  $E_{\gamma} - E_{e^+e^-}$ , gemessen mit dem Taggingssystem bei einer Triggerkoinzidenz aus den Tagging-Triggerzählern und einem Schauerzähler.  $E_{\gamma}$  bezeichnet die durch den angesprochenen Tagging-Kanal definierte Photonenergie und  $E_{e^+e^-}$  die aus  $e^+e^-$ -Paaren rekonstruierte Photonenergie (Abb. entnommen aus Ref. 13 ).
- Abb. 4 Die Verhältnisse  $T/T_4$  und  $T_4/Q_{eq}$  aufgetragen über die Intensität des Photonstrahles.
- Abb. 5a,b Triggerelektronik
- Abb. 6 Häufigkeitsverteilung der kumulativen Wahrscheinlichkeit  $P(x^2) = 1 - \frac{1}{2\pi} \int_0^{x^2} \frac{1}{\sqrt{y}} e^{-y} dy$  der kinematisch rekonstruierten  $\phi$ -Ereignisse.
- Abb. 7  $R = N^+/N^-$  aufgetragen über die invariante Masse  $M_{\text{Paare}}$  von 2-Spur ' $\phi^0$ -Ereignissen'.  $N^+$  ( $N^-$ ) bezeichnet dabei die Anzahl der Ereignisse mit (ohne) Signal des Čerenkovzählers. Es wurden nur Ereignisse genommen, bei denen beide Impulse  $\ll 1.8 \text{ GeV}^2$  waren.
- Abb. 8 Verteilung des rekonstruierten Vertizes im Target
- Abb. 9 Häufigkeitsverteilung von  $M_{K^+K^-}$ ,  $M_x$ ;  $p_{K^+}$  und  $p_{K^-} > 1.8 \text{ GeV}^2$
- Abb. 10 Häufigkeitsverteilung von  $M_{K^+K^-}$ ;  $p_{K^+}$  und  $p_{K^-} > 1.8 \text{ GeV}^2$
- Abb. 11 Häufigkeitsverteilung von  $M_{K^+K^-}$ ,  $t$  für 2 Energiebereiche;  $p_{K^+}$  und  $p_{K^-} > 1.8 \text{ GeV}^2$ .

- Abb.12 Häufigkeitsverteilung von  $M_{K^+K^-}$  für 2 Energiebereiche;  $p_{K^+}$  und  $p_{K^-} > 1.8 \text{ GeV}^2$
- Abb.13 Häufigkeitsverteilung von  $M_{K^+K^-}$  für 4 t-Bereiche  $p_{K^+}$  und  $p_{K^-} > 1.8 \text{ GeV}^2$
- Abb.14a Akzeptanz der Apparatur als Funktion von  $E_{\gamma}, t$  als Ergebnis einer MONTE CARLO Rechnung
- Abb.14b Akzeptanz der Apparatur im Helizitätssystem als Funktion von  $\cos \theta, \varphi$  für 2 Energien
- Abb.15a,c Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  für  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$
- Abb.15b  $\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{-B t}$ ,  $B = B_0 + 2 \alpha'$ . In s; Bestimmung von  $B_0$  und  $\alpha'$  durch Anpassung der Funktion  $B(s)$  an die Werte für B verschiedener Gruppen; dabei wurden nur Werte genommen mit  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$ .
- Abb.16 Differentieller Wirkungsquerschnitt  $\frac{d\sigma}{dt}$  für  $|t| < 1.2 \text{ GeV}^2$ . Der Bereich  $|t| < 0.4 \text{ GeV}^2$  zeigt nur die Ergebnisse dieses Experiments.
- Abb.17  $\frac{d\sigma}{dt}$  gegen s aufgetragen für verschiedene  $|t|$ -Werte
- Abb.18a,b Zerfallswinkelverteilung des  $\phi \rightarrow K^+K^-$  im Helizitäts- und Gottfried-Jackson-System für verschiedene  $|t|$ -Bereiche.
- Abb.19a,b Momente  $N \cdot \langle Y_L^M \rangle$  aufgetragen über  $M_{K^+K^-}$ ; N bezeichnet die Anzahl der Ereignisse in dem entsprechenden  $\Delta M_{K^+K^-}$  Intervall.
- Abb.20a,b Dichtematrixelemente des  $\phi$ -Mesons im Helizitäts- und Gottfried-Jackson-System.
- Abb.21 Anpassung der Helizitätsamplituden an die Dichtematrixelemente im Helizitätssystem. Die im Gottfried-Jackson-System eingezeichnete Kurve wurde aus den Helizitätsamplituden berechnet.
- Abb.22 Dichtematrixelemente im Helizitätssystem aus (insgesamt 3223) ungewichteten gemessenen und (30 826) MONTE CARLO simulierten Ereignissen (angenommene Zerfallswinkelverteilung im Helizitätssystem I  $(\theta, \varphi) \sim \sin^2 \theta$ ).

- Abb.23 Dichtematrixelemente im Helizitätssystem aus  
(insgesamt 30 826) gewichteten MONTE-CARLO  
simulierten Ereignissen (angenommene Zerfalls-  
winkelverteilung im Helizitätssystem I  $(\theta, \varphi) \sim \sin^2 \theta$  ).
- Abb.24 s- (t-) Kanal Helizitätserhaltung — s- (t-) -  
Kanal Helizitätssystem
- Abb.25 s- und t-Kanal Helizitätsamplituden für den Prozeß  
 $\gamma p \rightarrow \Phi p$  aufgetragen über  $t$  (bei  $E_\gamma = 5.7$  GeV). Die  
gestrichelten Kurven sind die von diesen abweichenden  
Helizitätsamplituden für den Prozeß  $\gamma p \rightarrow \xi^0 p$   
(bei  $E_\gamma = 4.7$  GeV).

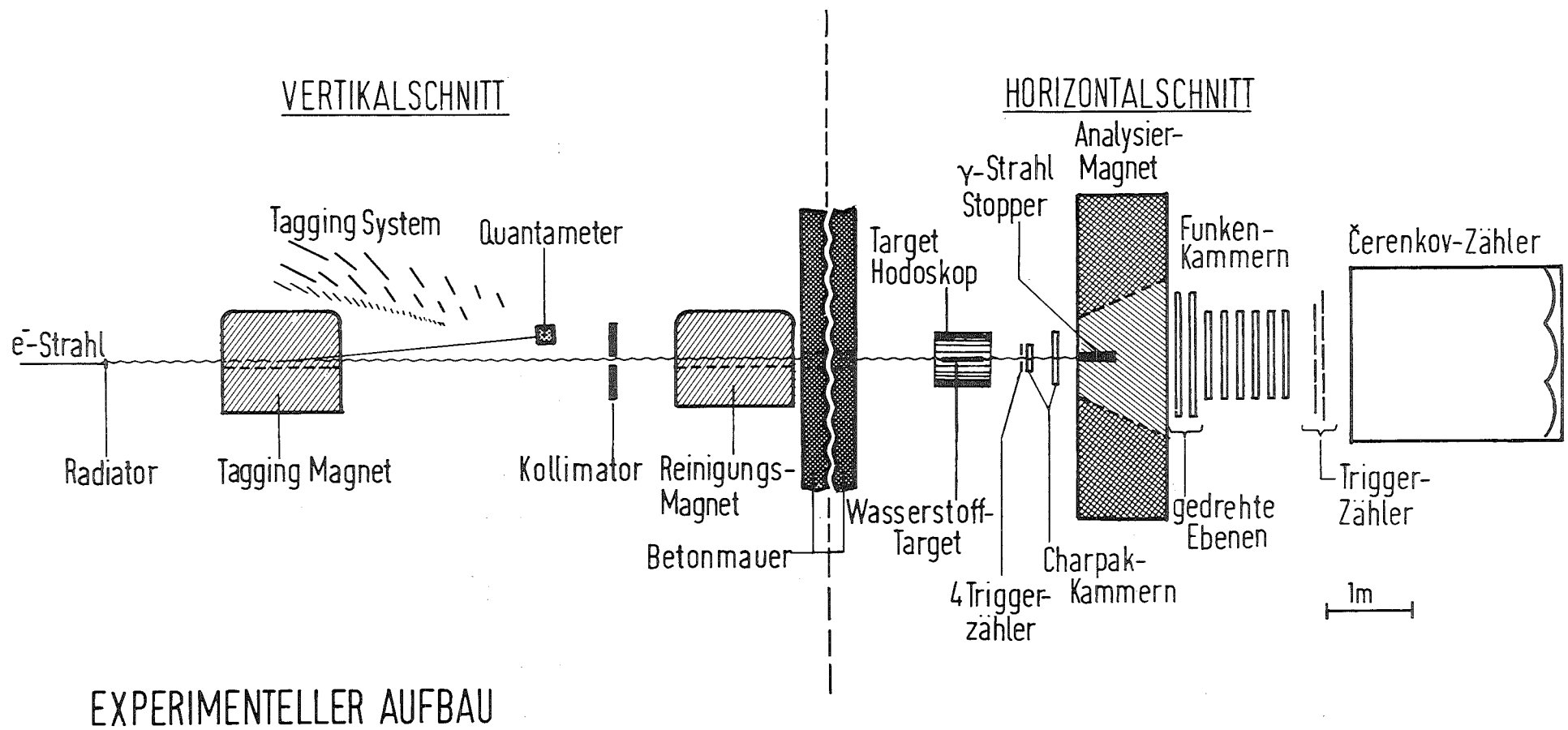


Abb. 1



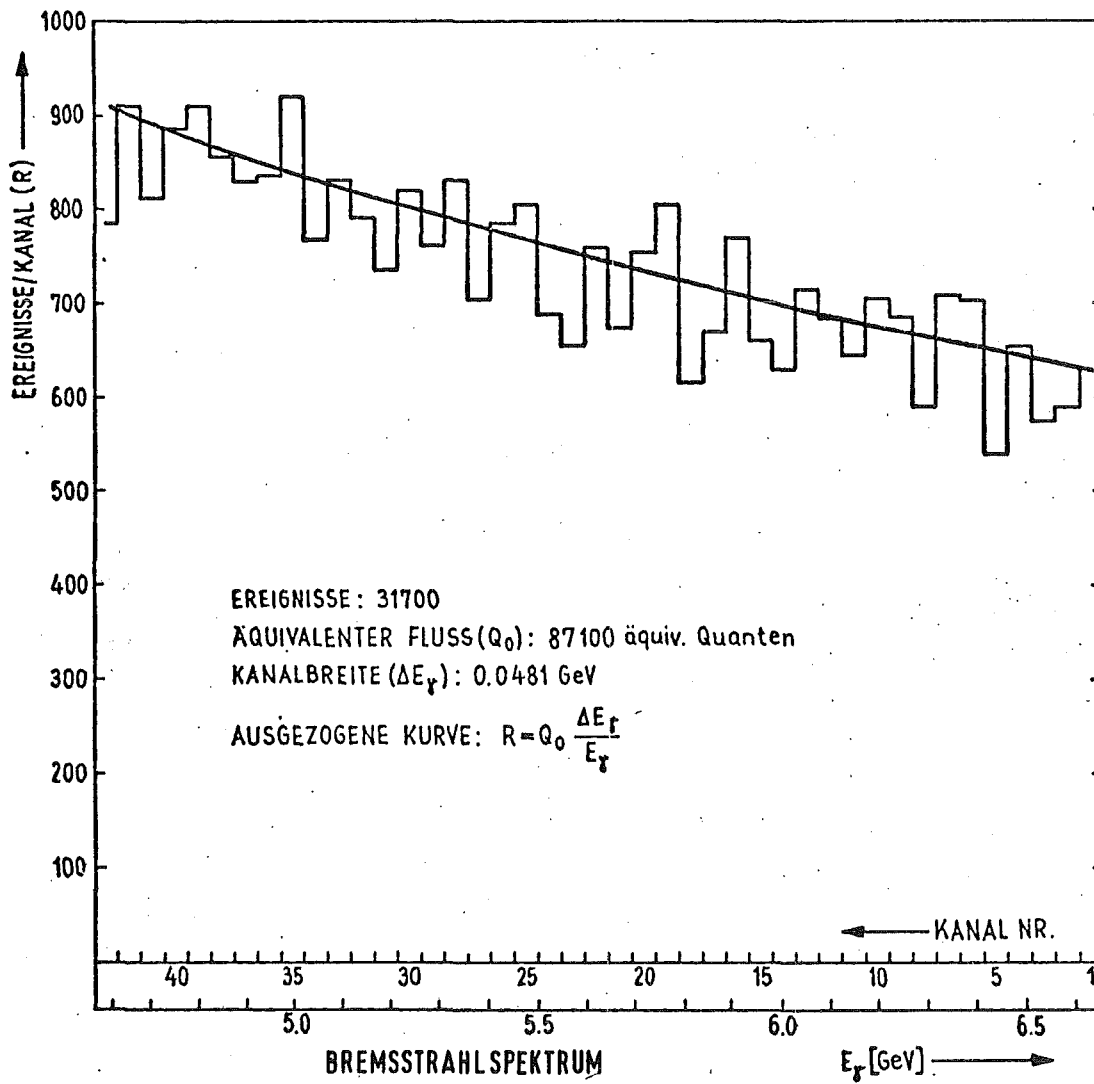


Abb. 2

Kanalnummer

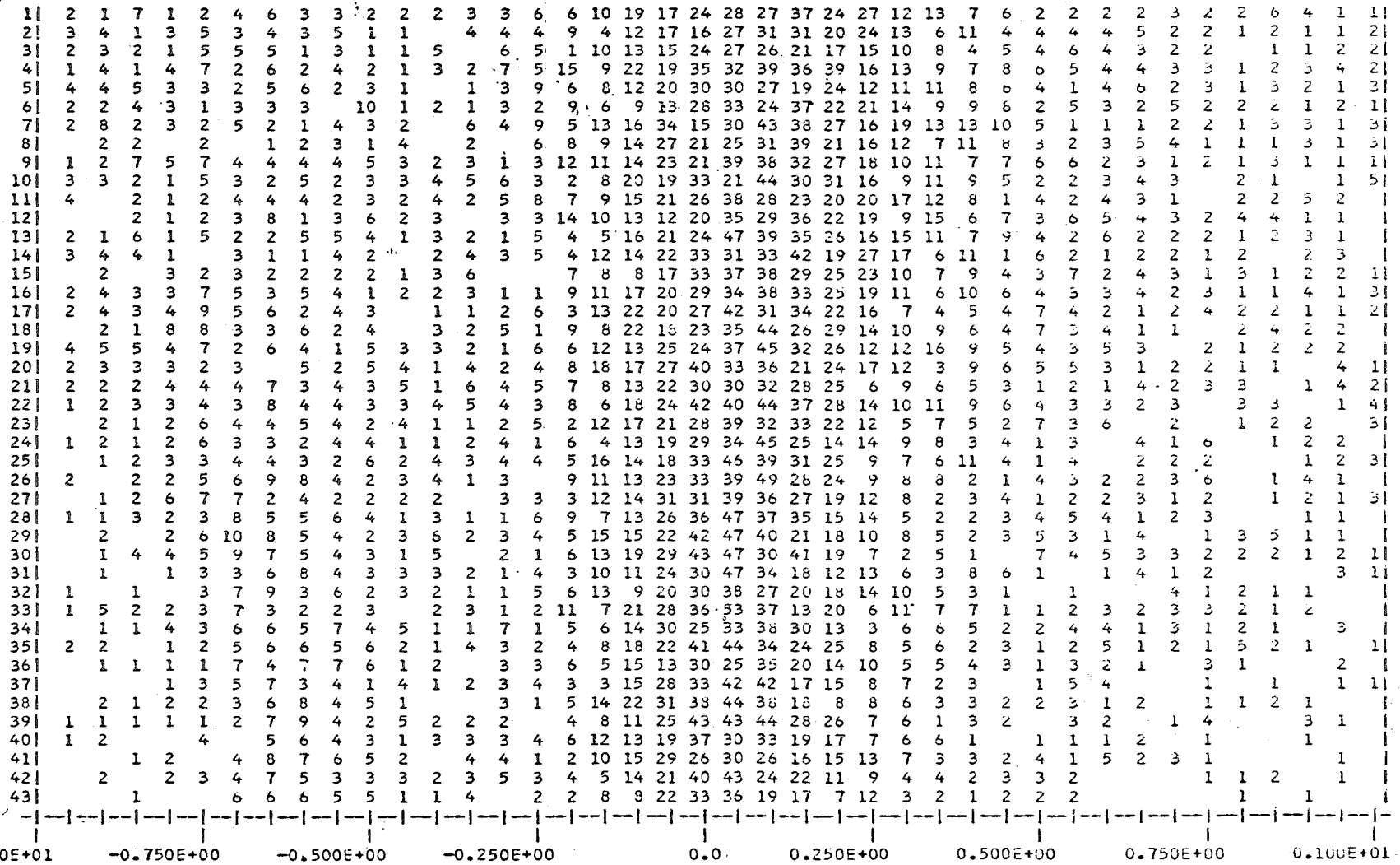


Abb. 3

$E_{\gamma} - E_{e^+e^-}$  [GeV]

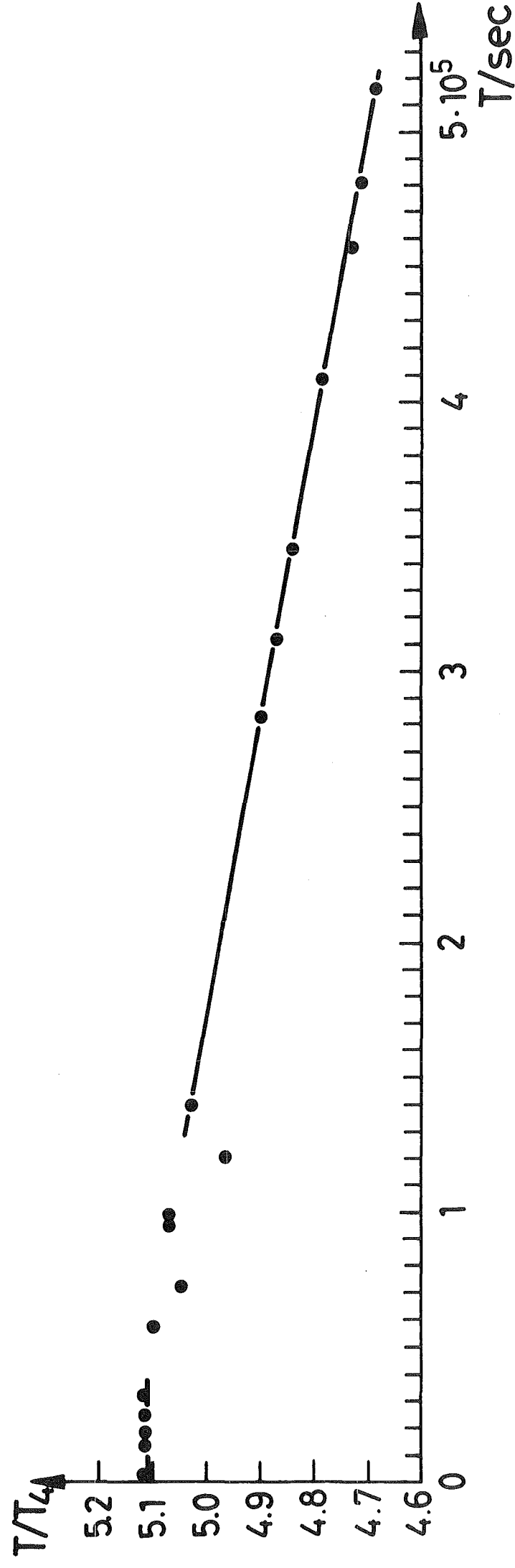
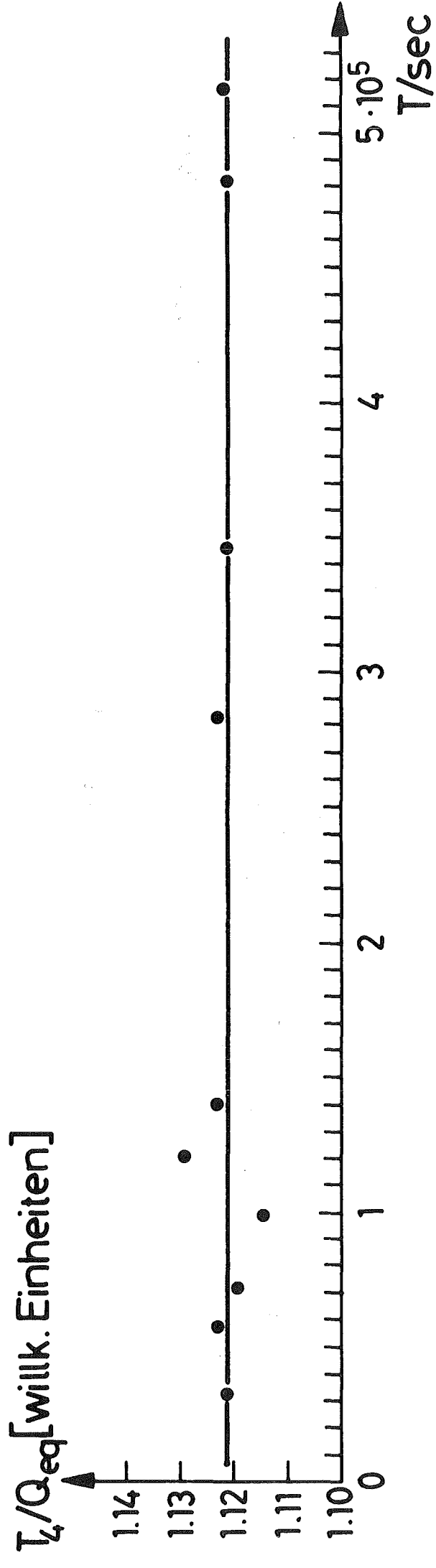
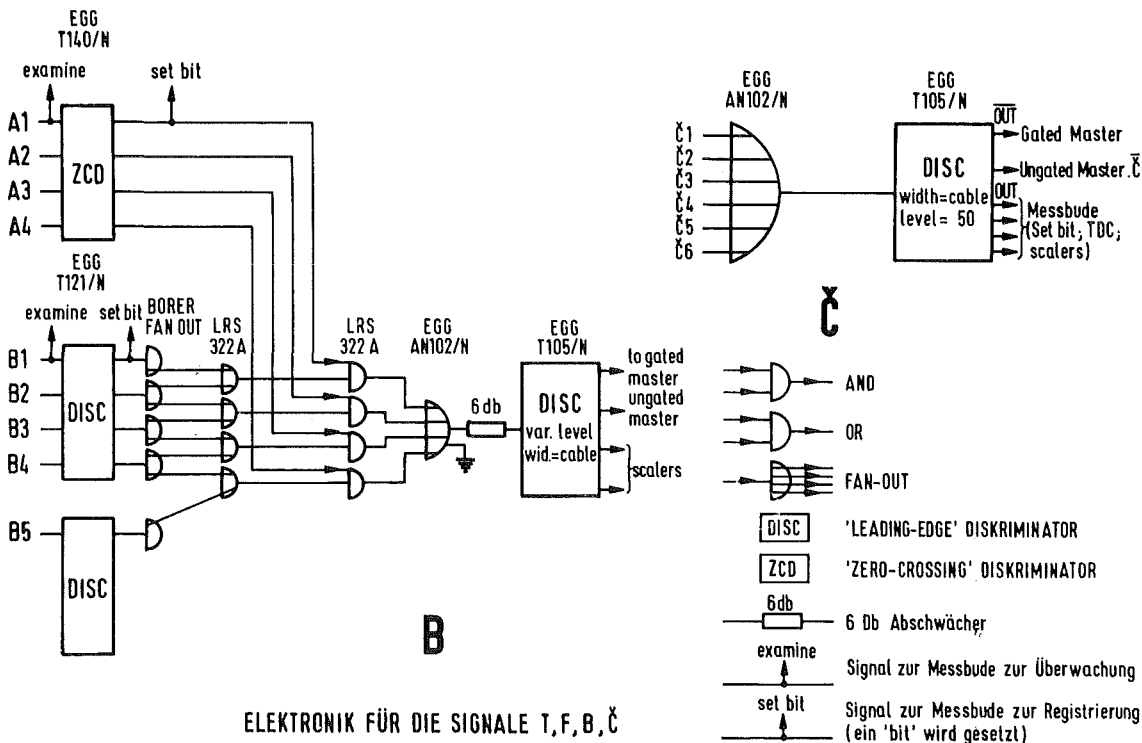
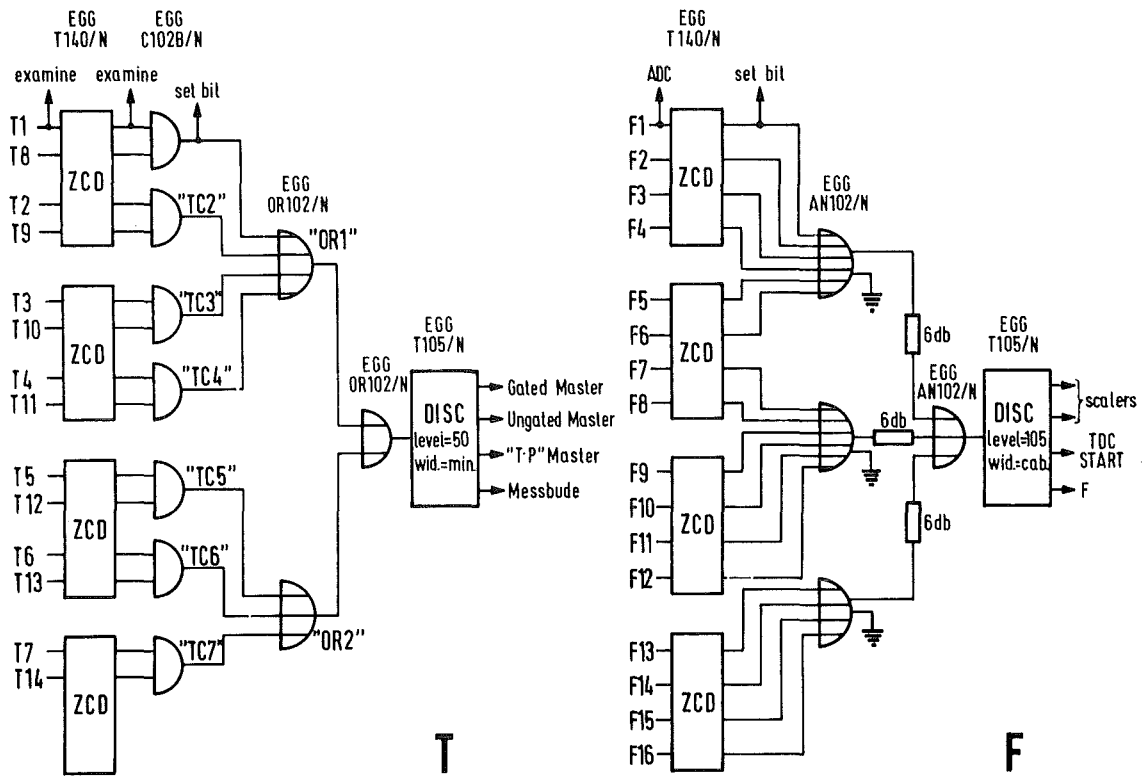


Abb. 4



ELEKTRONIK FÜR DIE SIGNALE T, F, B, C

Abb. 5a



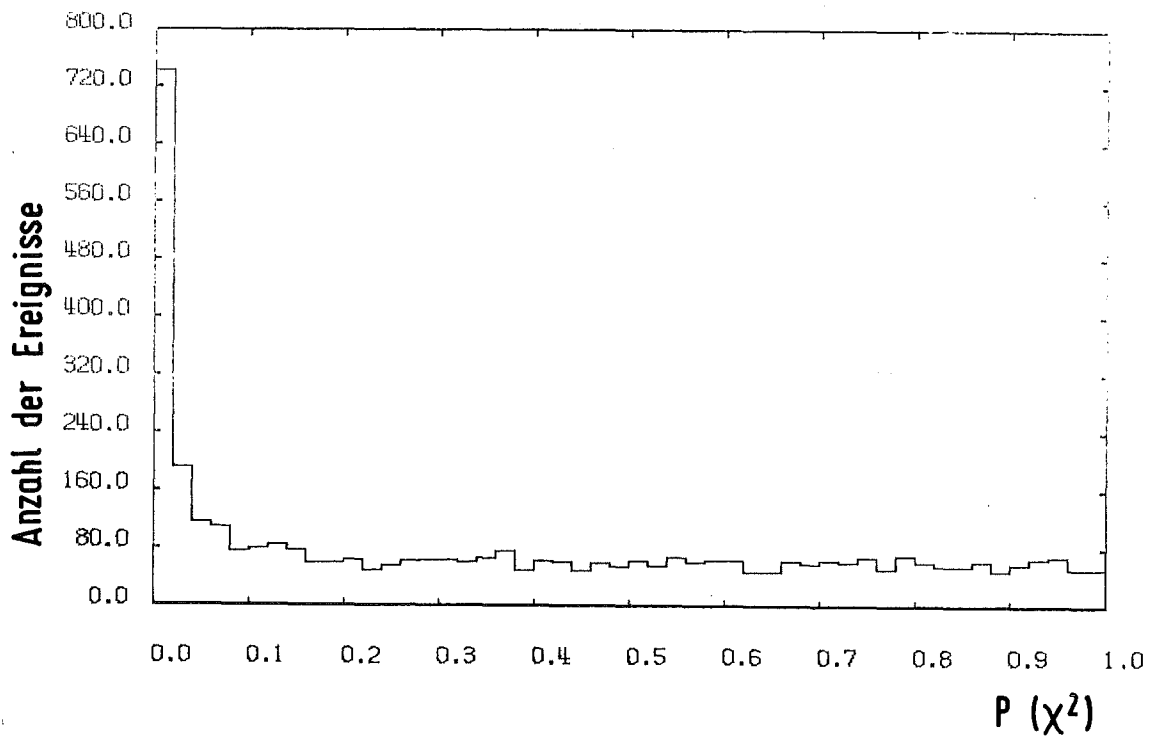


Abb. 6

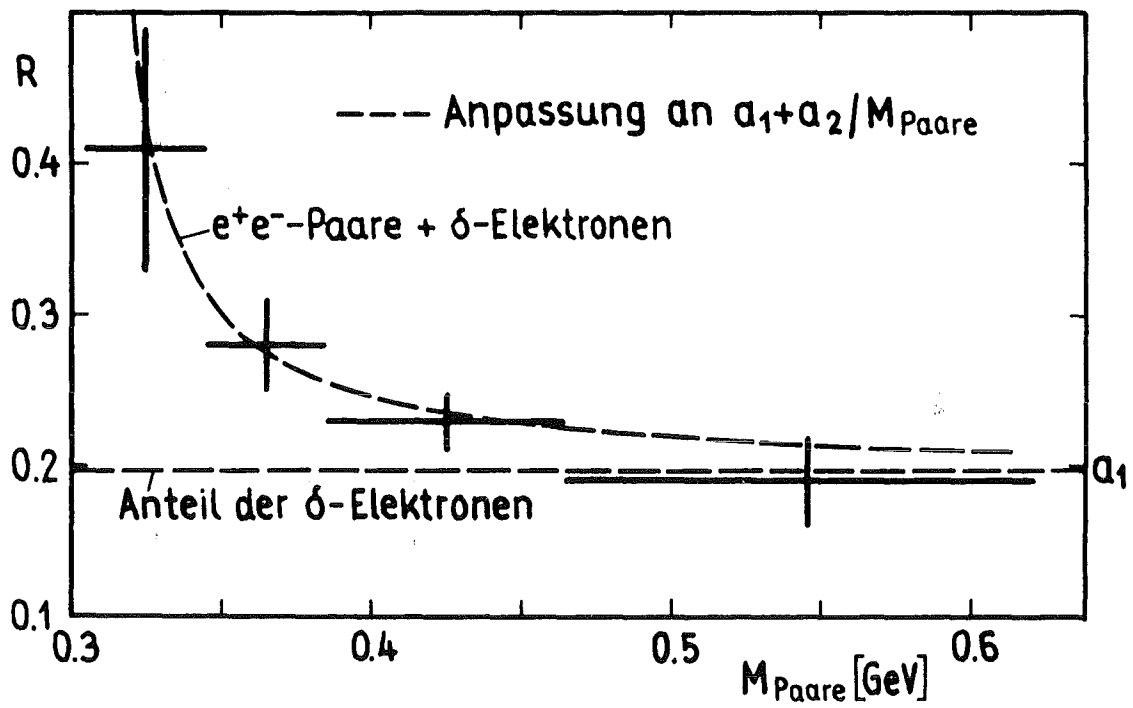


Abb. 7

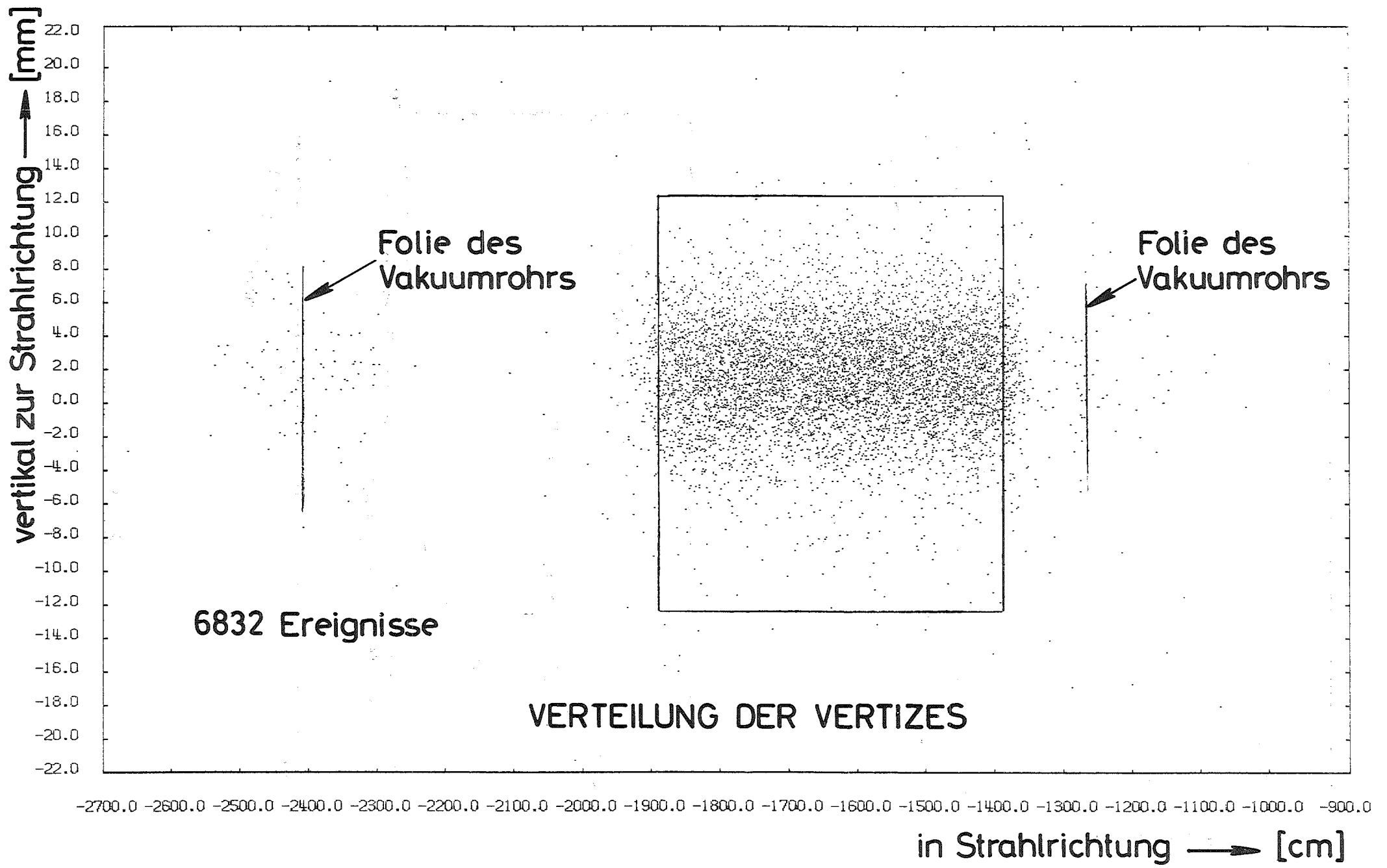
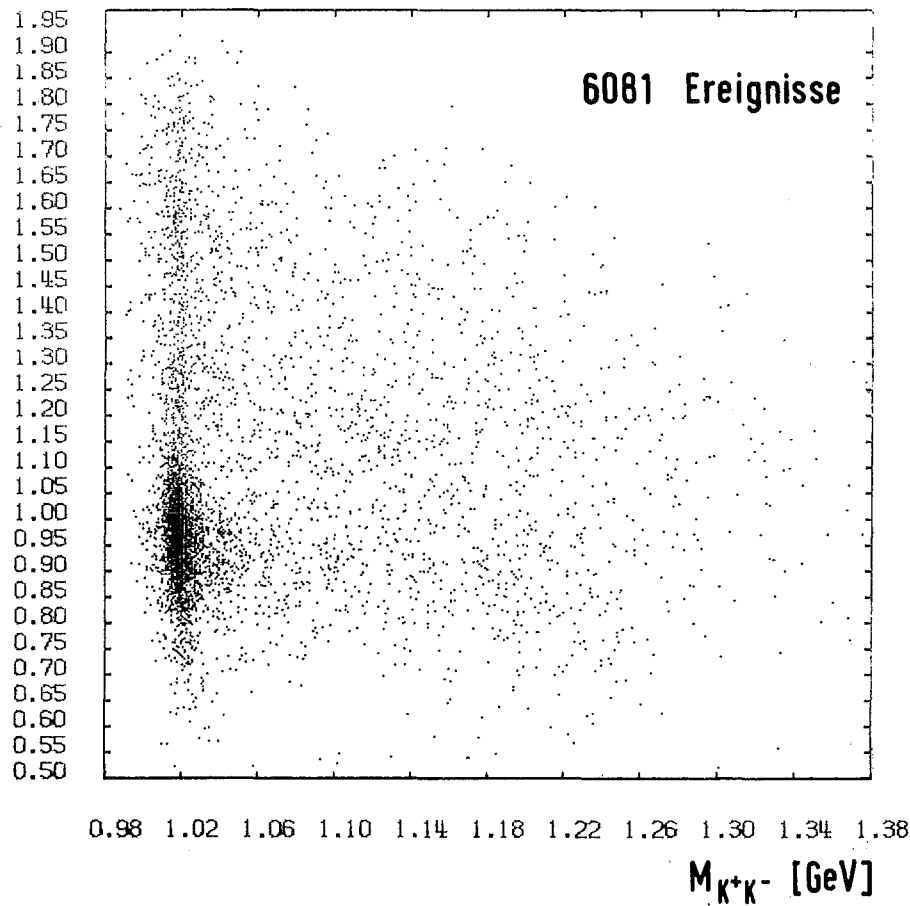
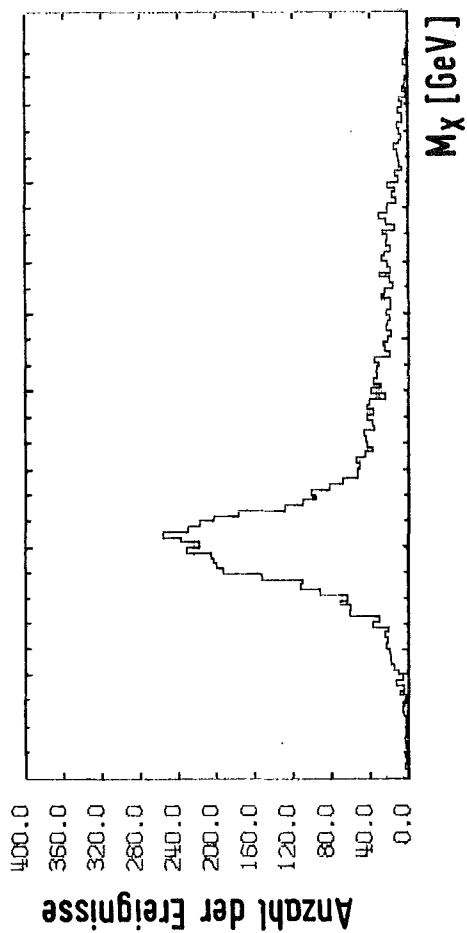


Abb. 8



$4.65 < E_\gamma < 6.71$  GeV  
 $|t| < 0.4$  GeV<sup>2</sup>

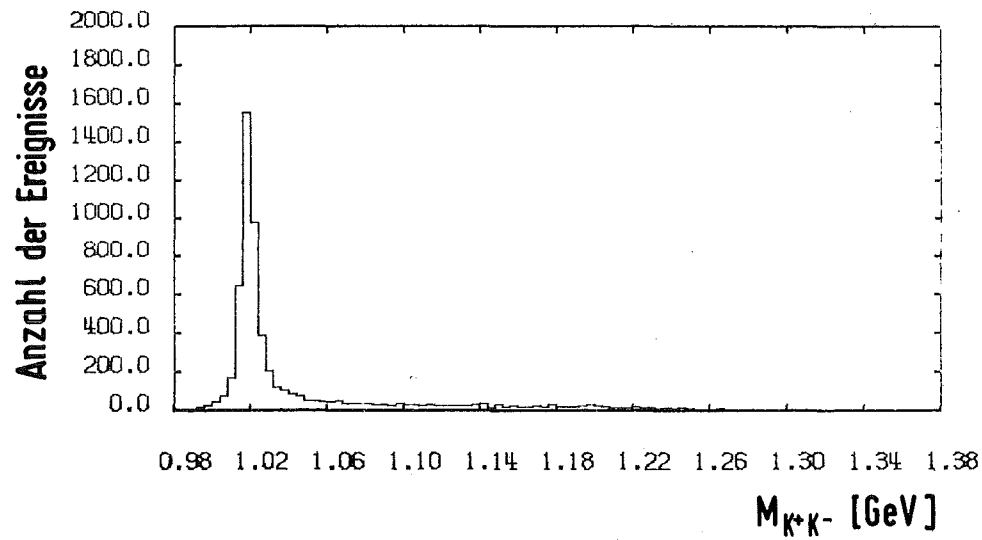


Abb. 9



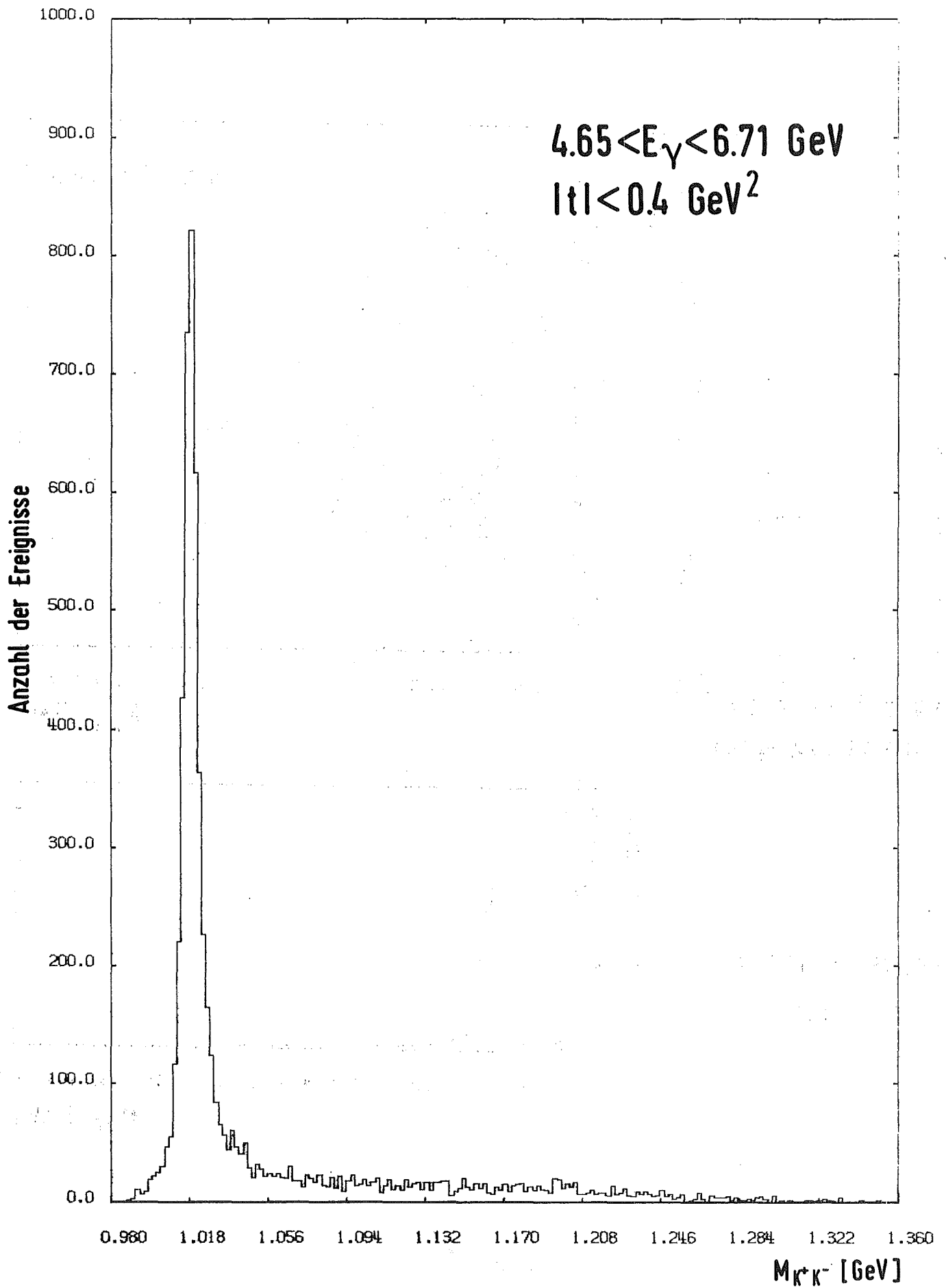
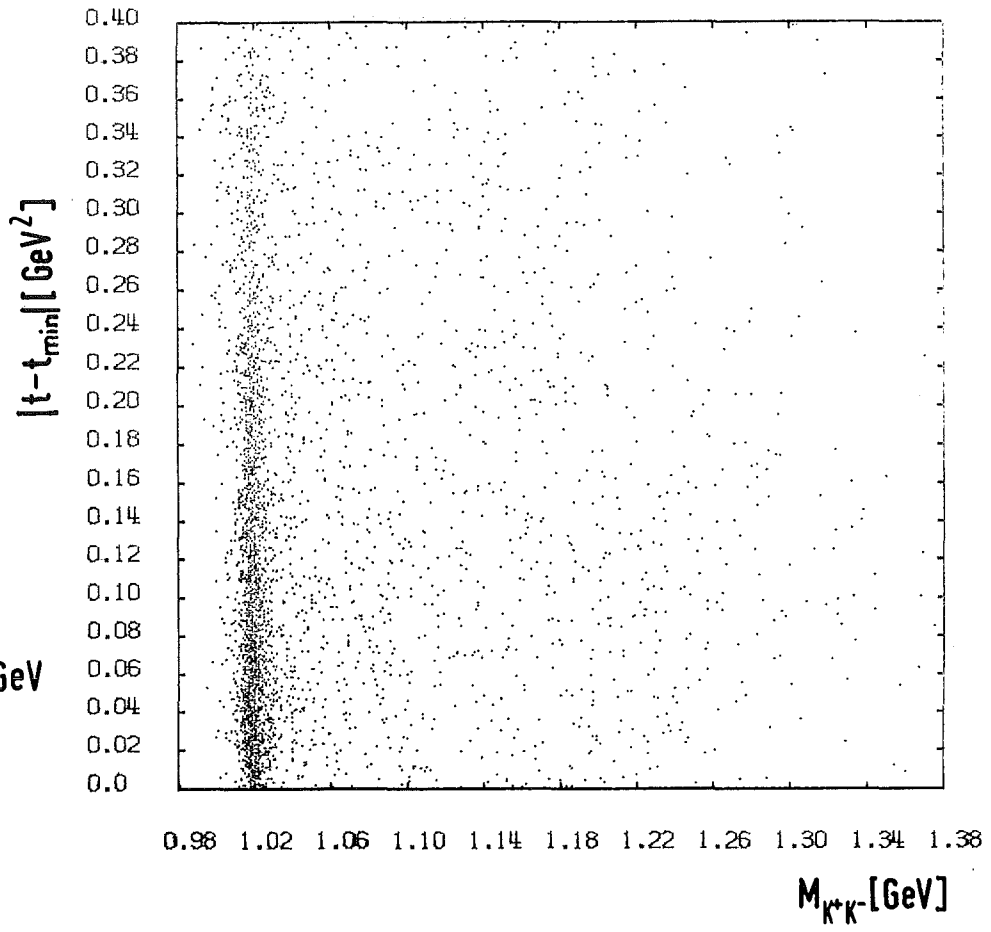


Abb. 10

$5.675 < E_\gamma < 6.70 \text{ GeV}$

3685 Ereignisse



$4.65 < E_\gamma < 5.675 \text{ GeV}$

2396 Ereignisse

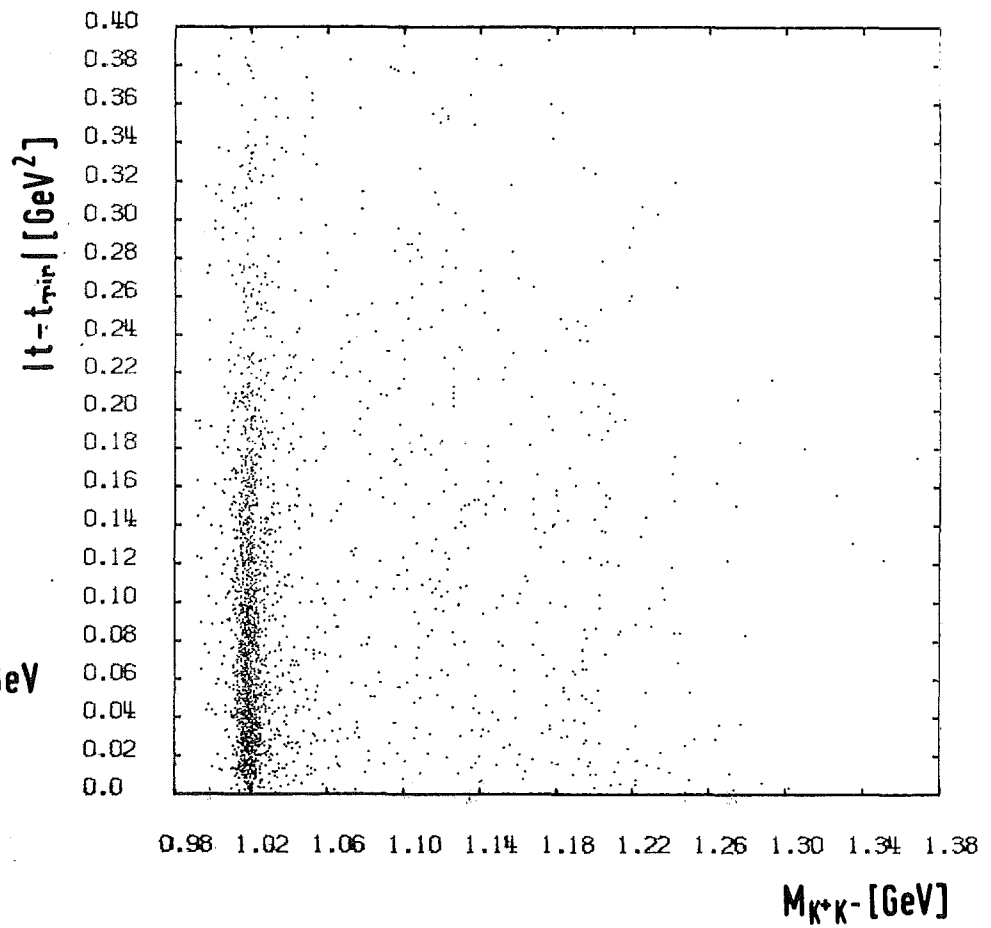


Abb. 11

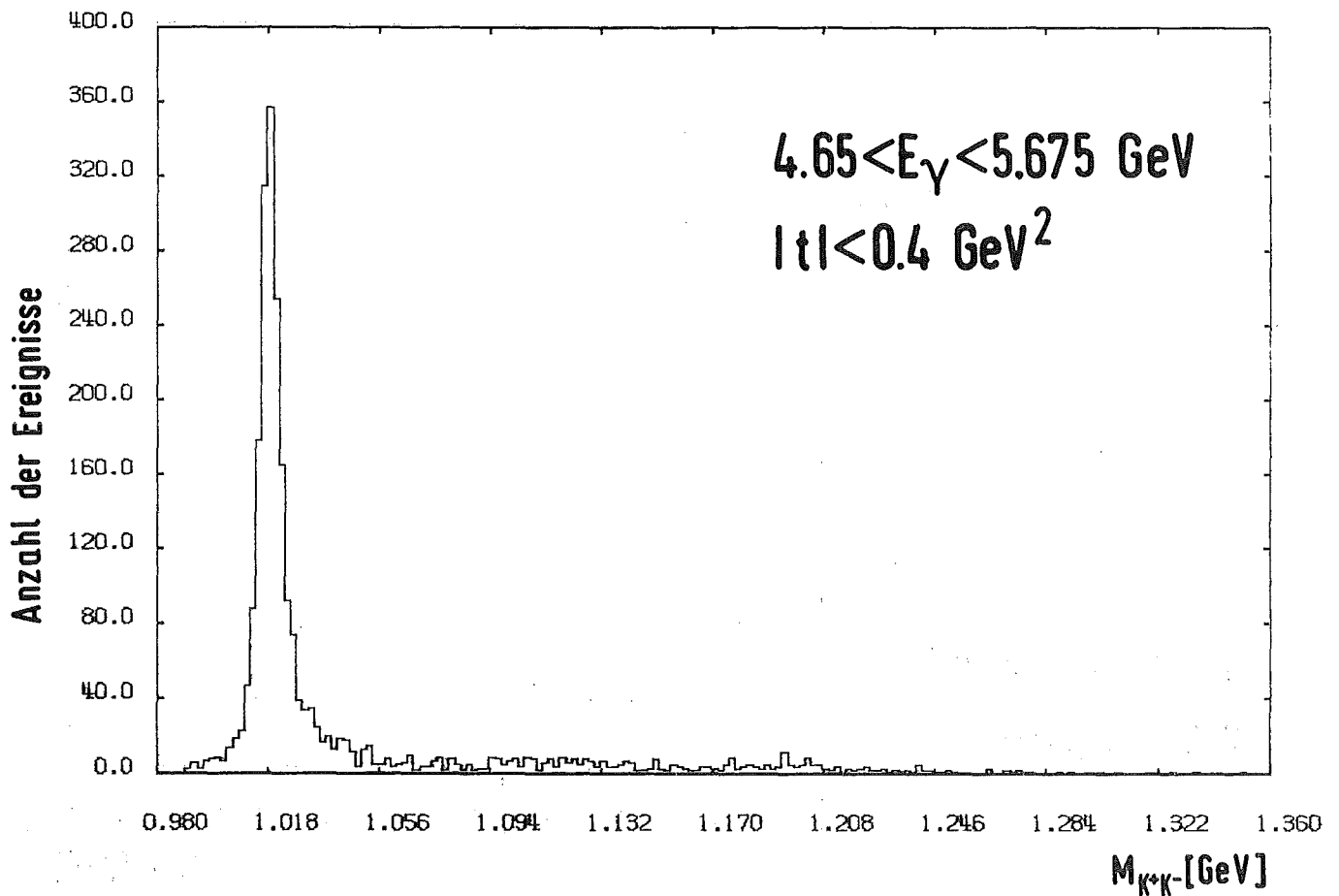
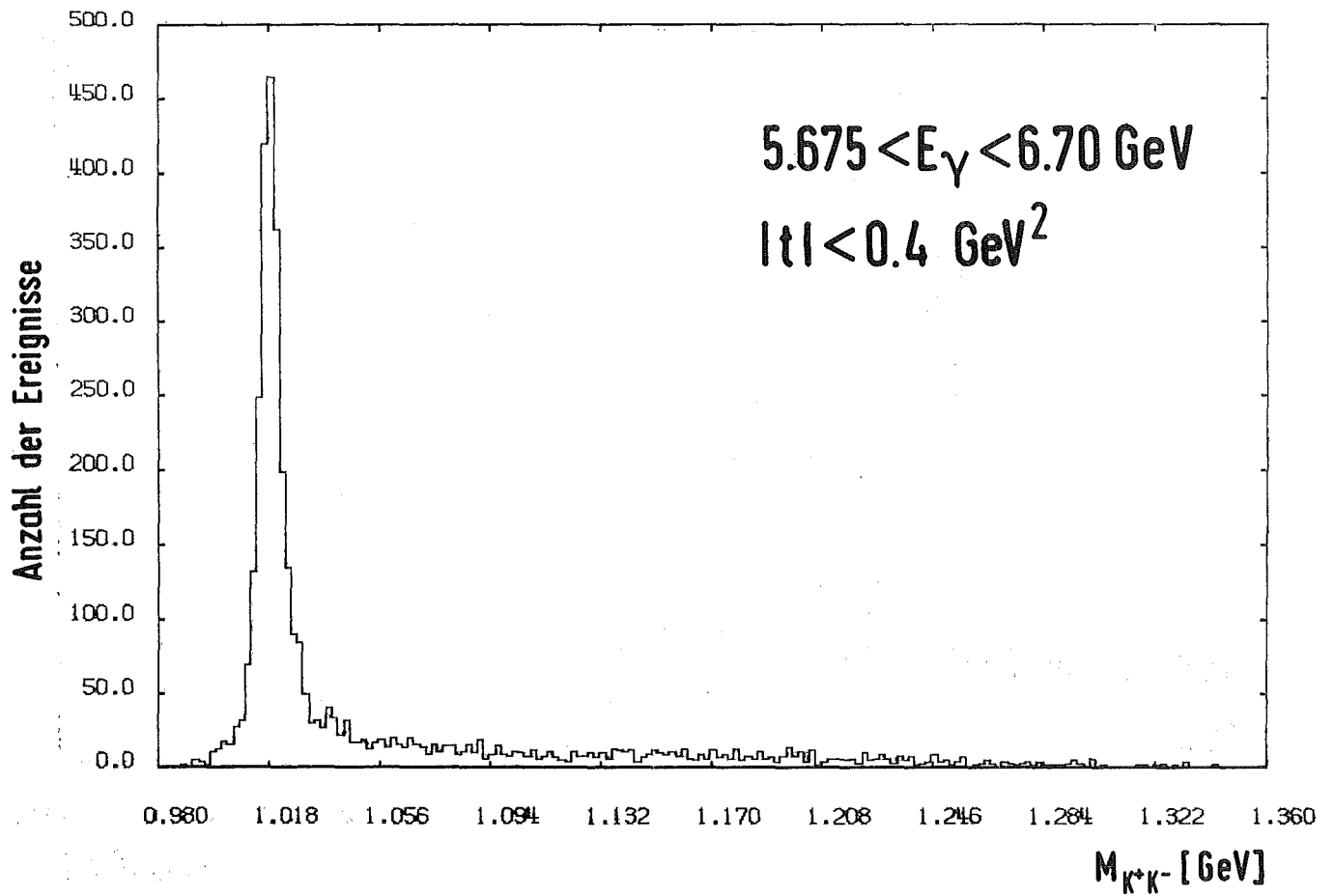


Abb. 12

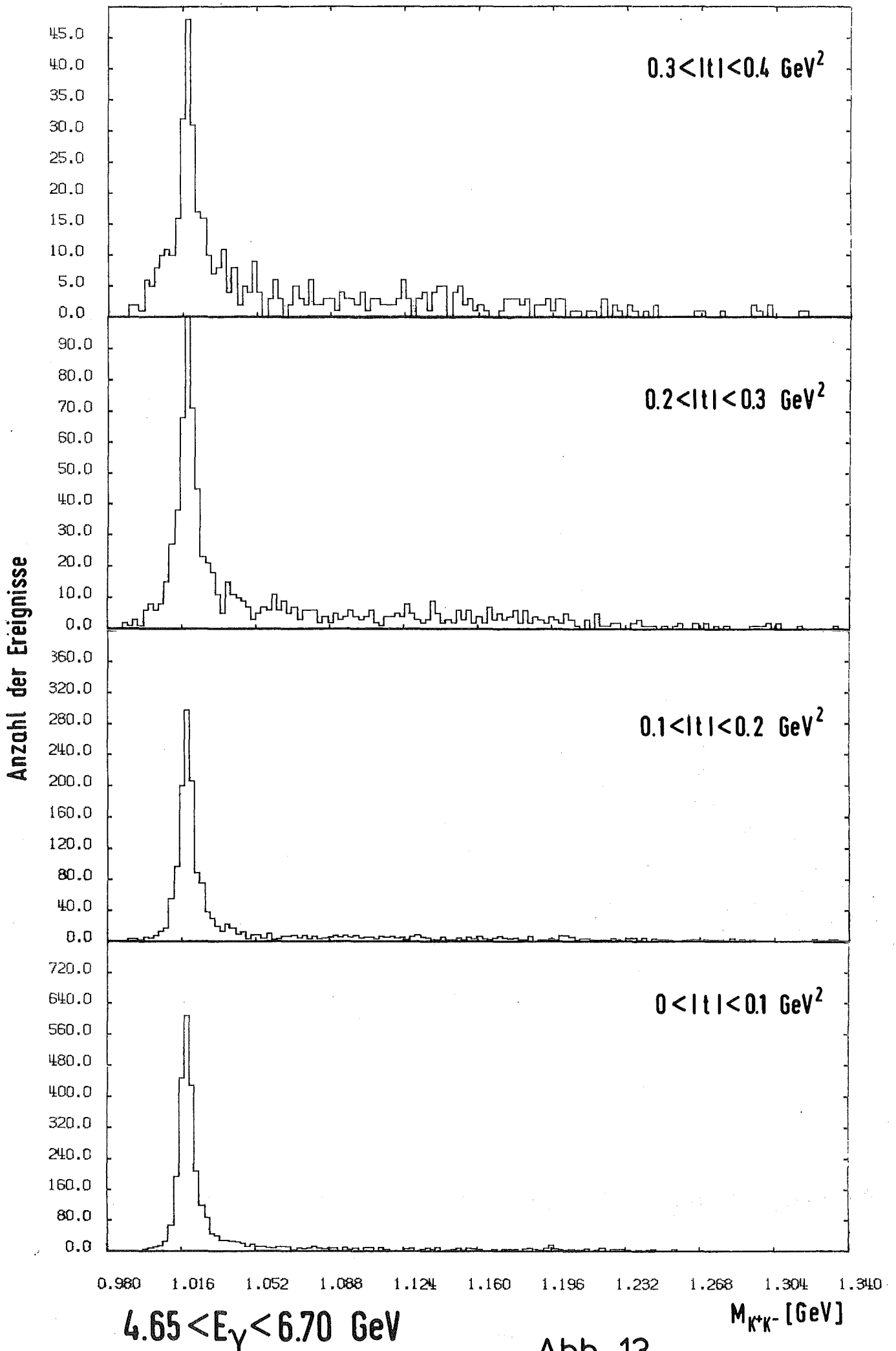
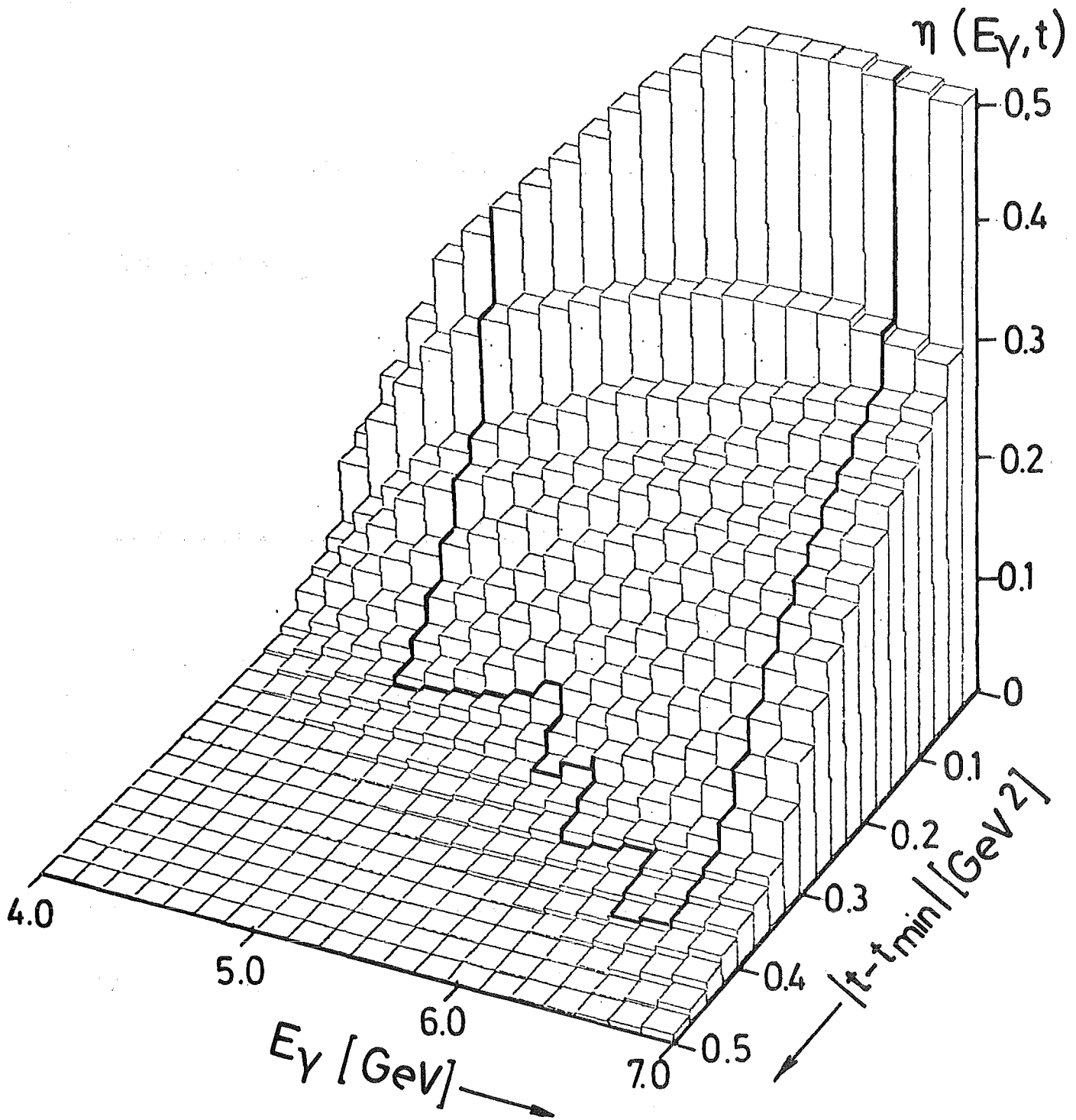
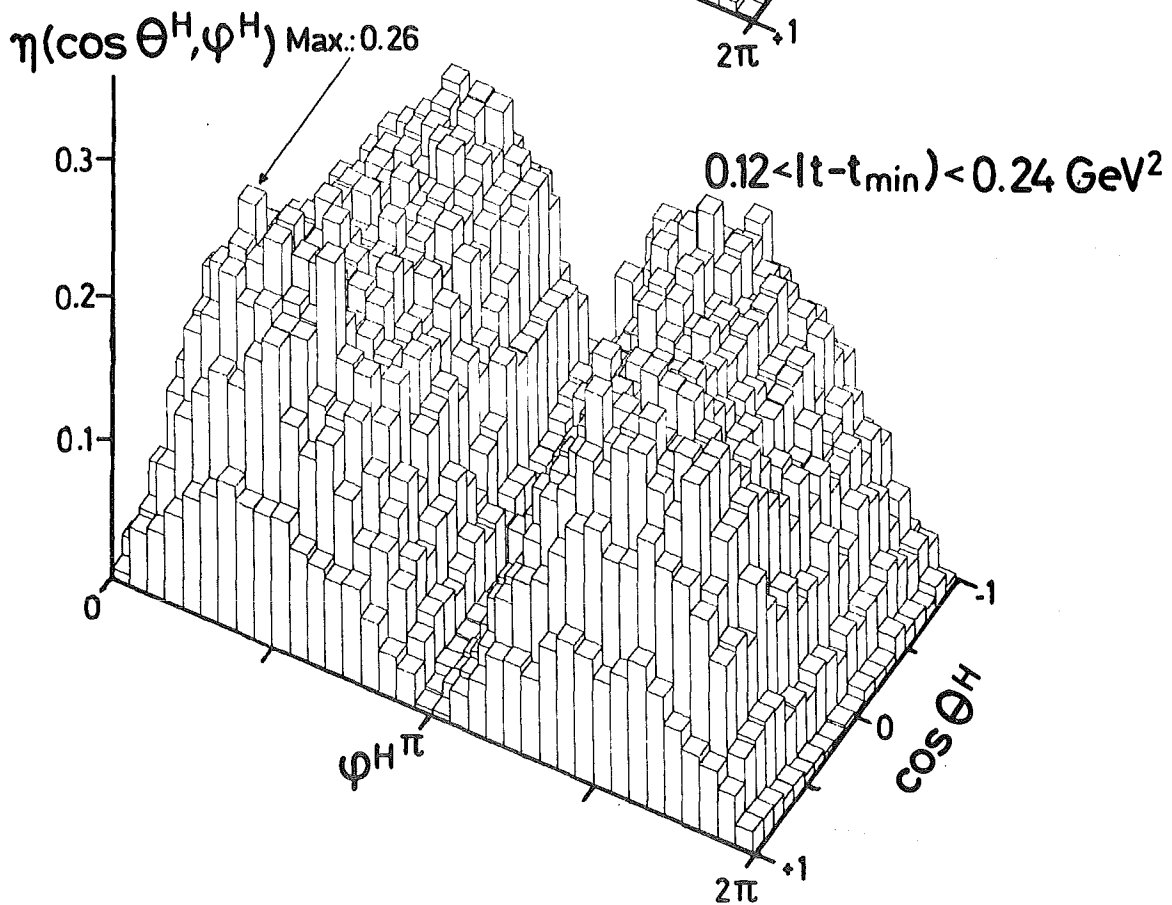
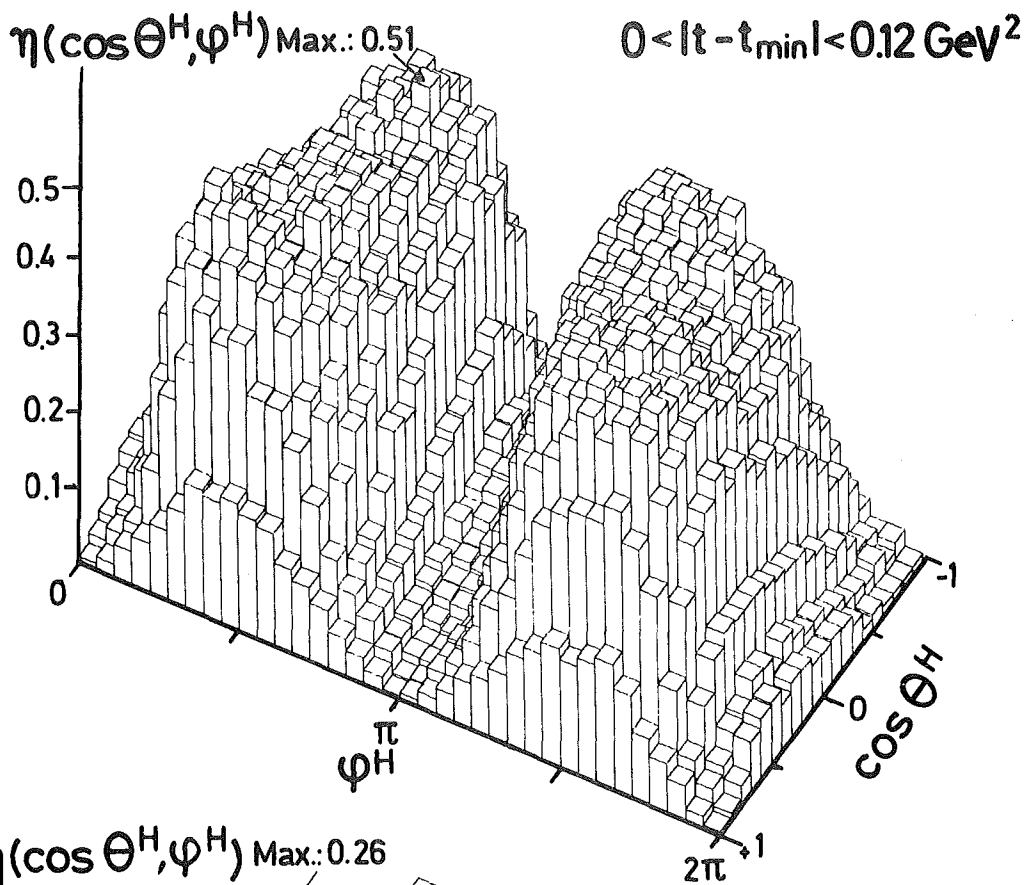


Abb. 13



Akzeptanz  $\eta(E_\gamma, t)$  nach 'Monte Carlo' Rechnung

Abb. 14a



Akzeptanz  $\eta(\cos \Theta^H, \varphi^H)$  im Helizitätssystem nach 'Monte Carlo' Rechnung für  $E_\gamma = 4,65 - 6,71 \text{ GeV}$

Abb. 14b

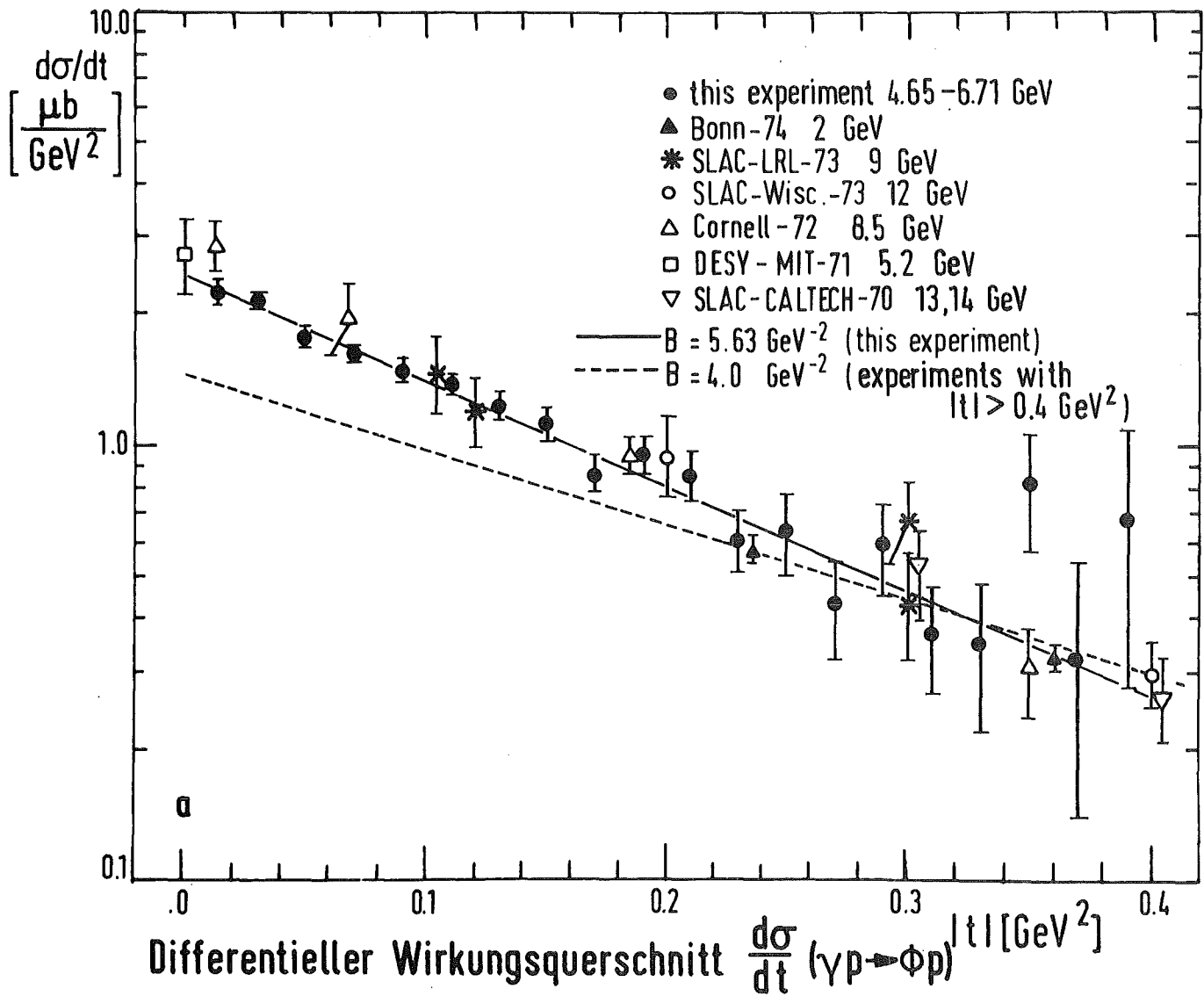


Abb. 15a

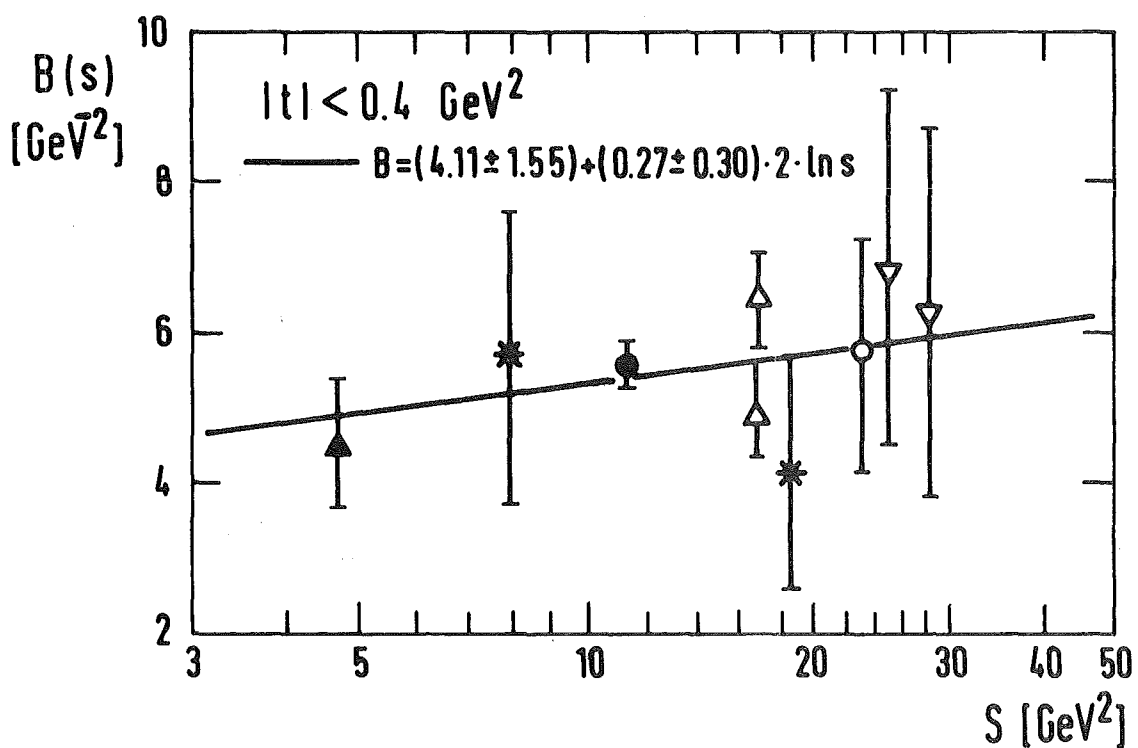


Abb. 15b

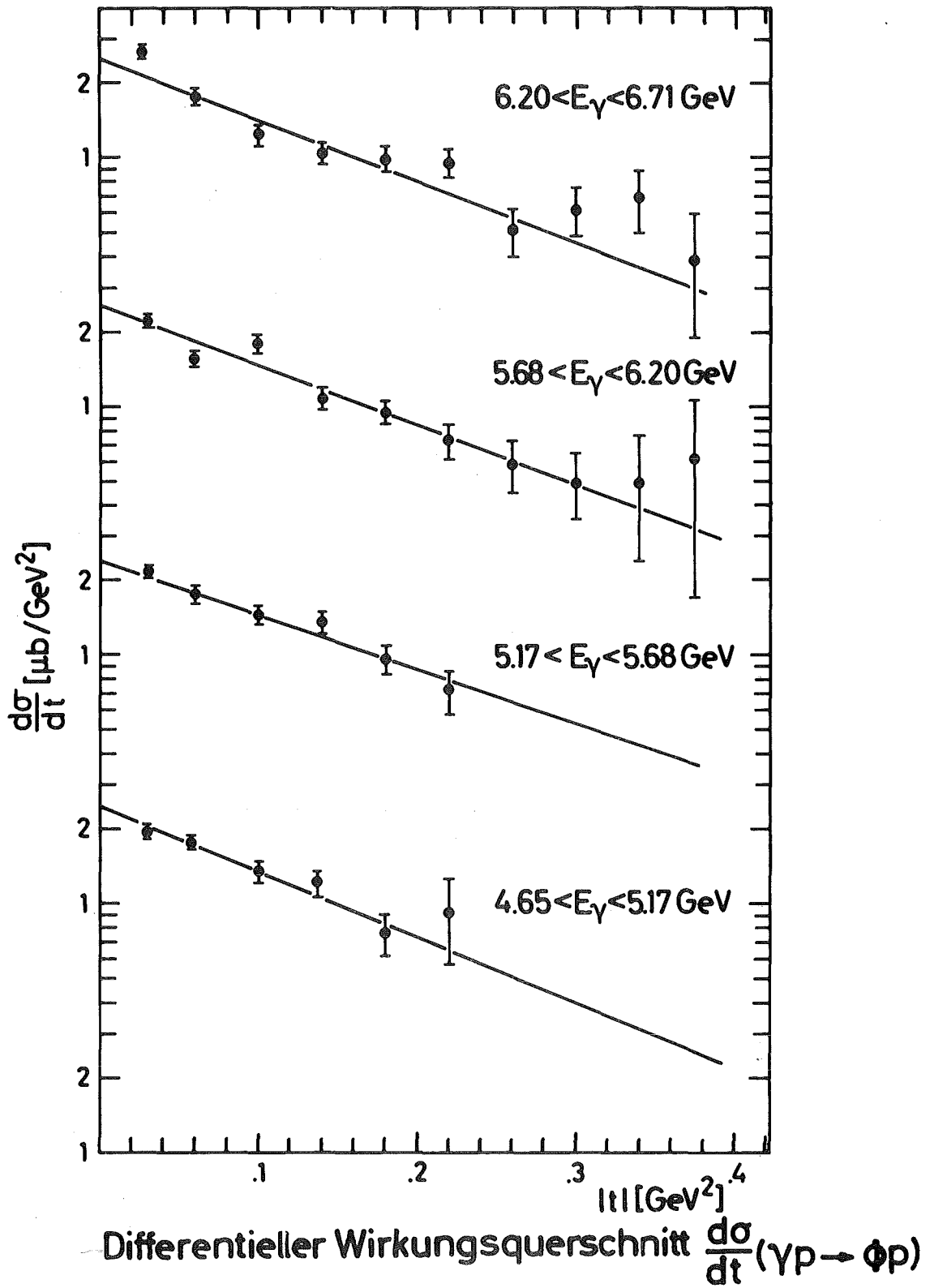


Abb. 15c



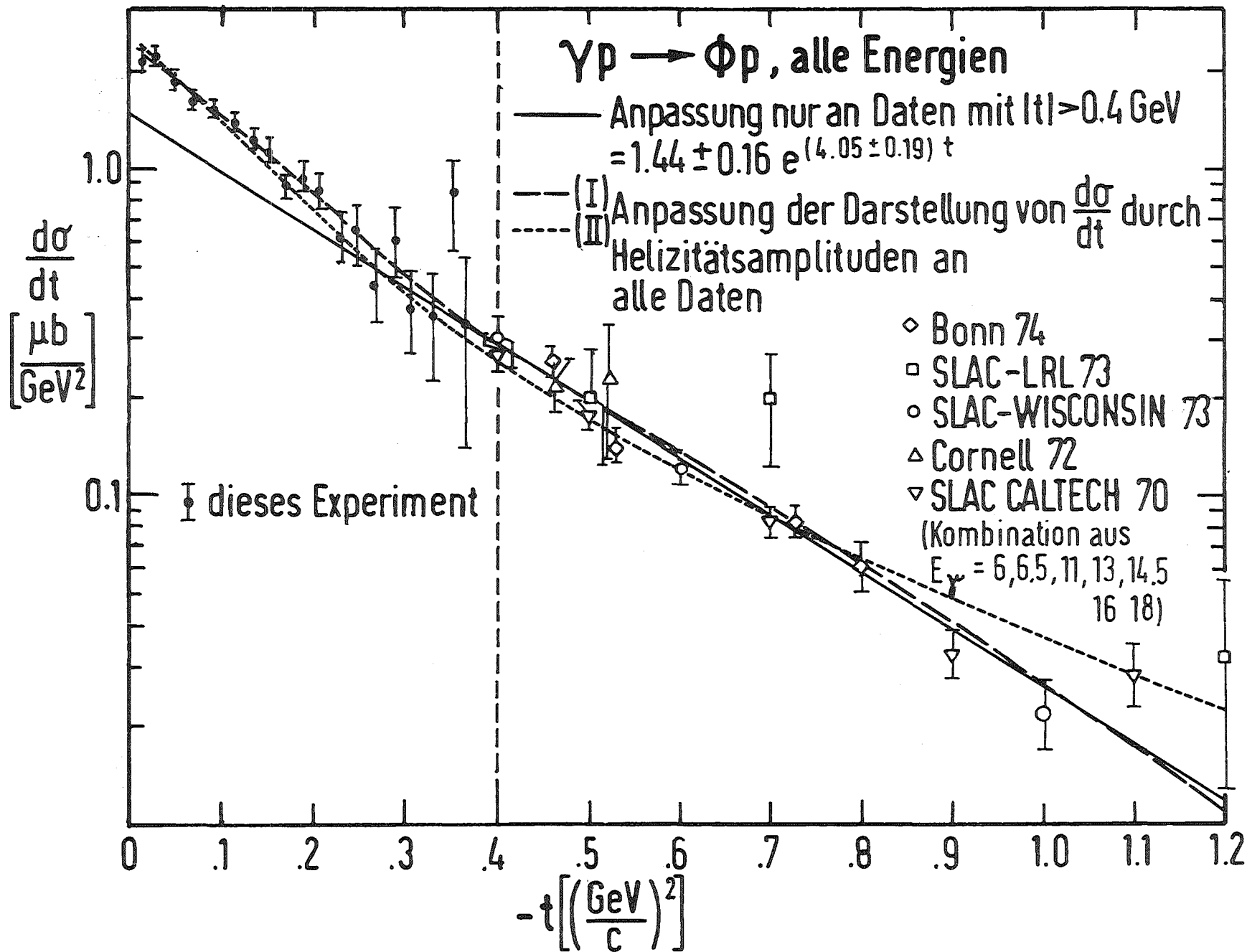


Abb. 16

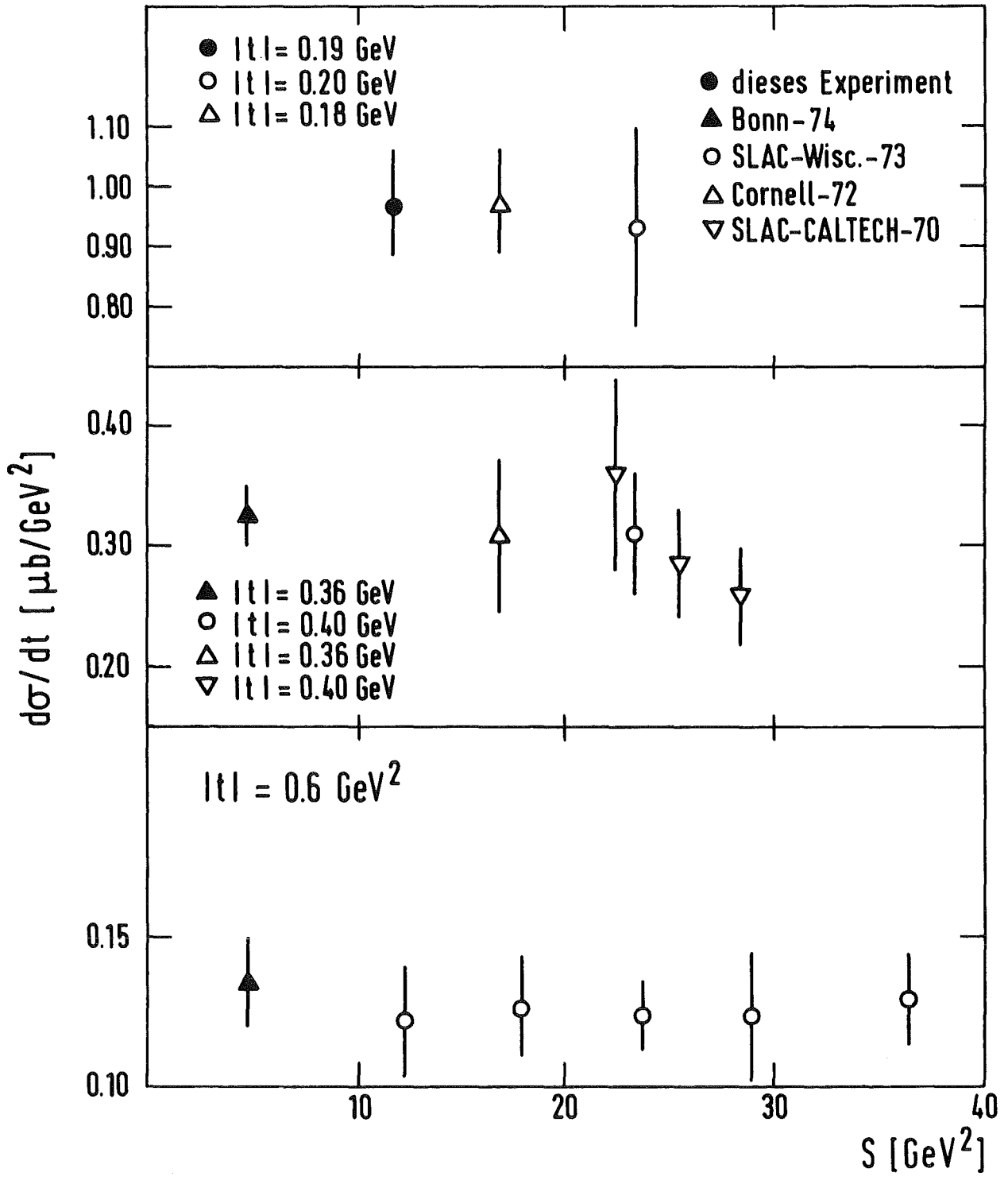
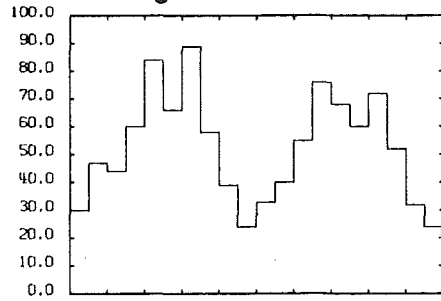
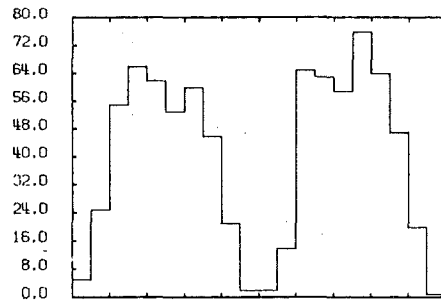


Abb. 17

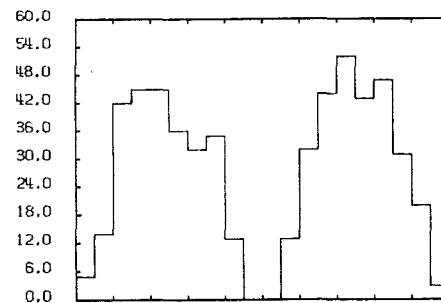
Anzahl der Ereignisse



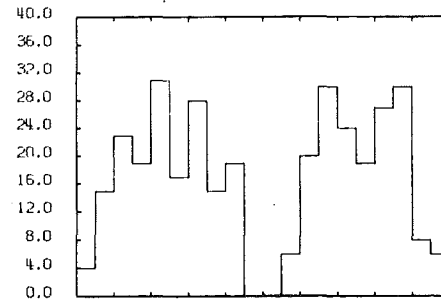
$|t - t_{\min}|$   
0.00 - 0.04  
GeV<sup>2</sup>



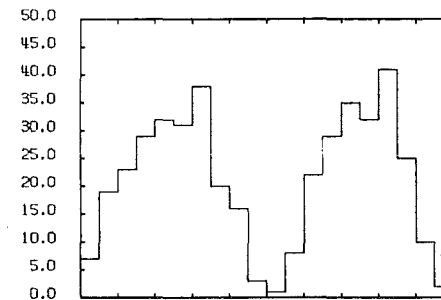
$|t - t_{\min}|$   
0.04 - 0.08  
GeV<sup>2</sup>



$|t - t_{\min}|$   
0.08 - 0.12  
GeV<sup>2</sup>



$|t - t_{\min}|$   
0.12 - 0.16  
GeV<sup>2</sup>



$|t - t_{\min}|$   
> 0.16 GeV<sup>2</sup>

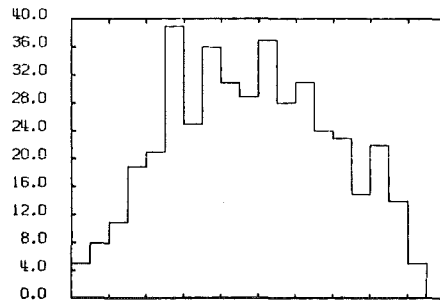
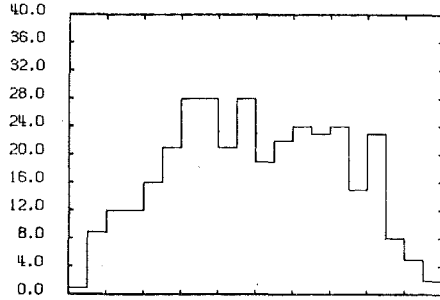
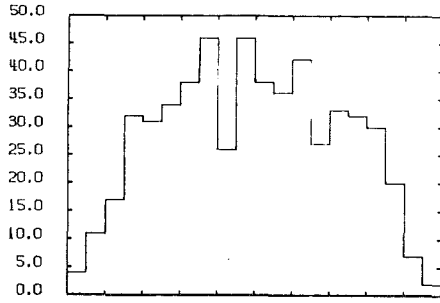
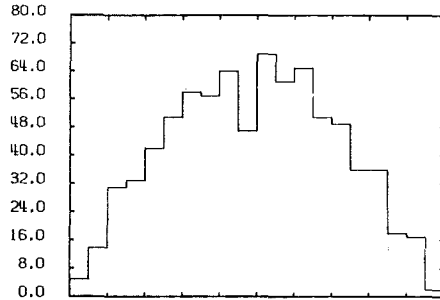
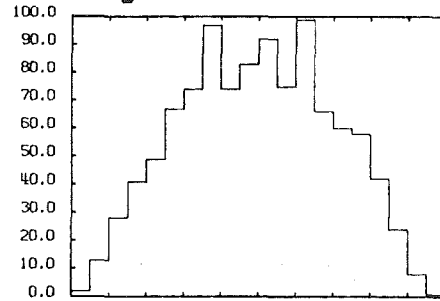
0.0                      3.1416                      6.2832

$\varphi^H$

$4.65 < E_\gamma < 6.71$  GeV

$\cos \Theta^H$

Anzahl der Ereignisse

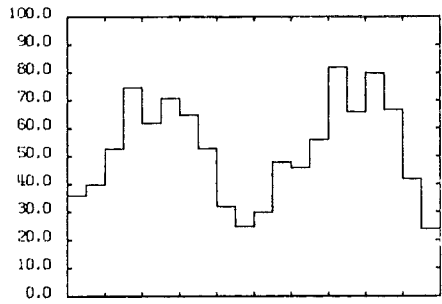


-1.0   -0.6   -0.2   0.2   0.6   1.0

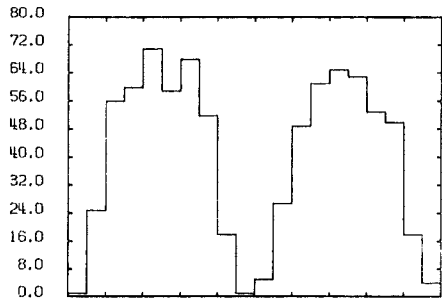
Zerfallswinkelverteilung  $\phi \rightarrow K^+K^-$  im Helizitätssystem  
(nicht korrigiert auf die Akzeptanz)

Abb. 18a

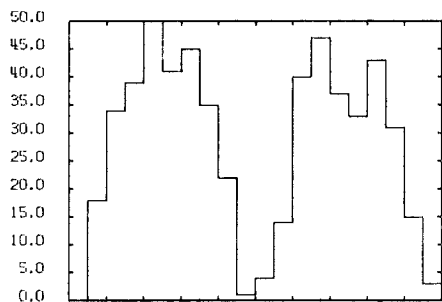
Anzahl der Ereignisse



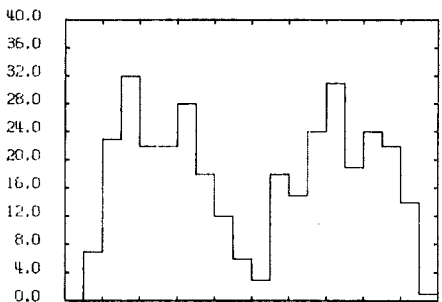
$|t - t_{\min}|$   
0.00-0.04  
GeV<sup>2</sup>



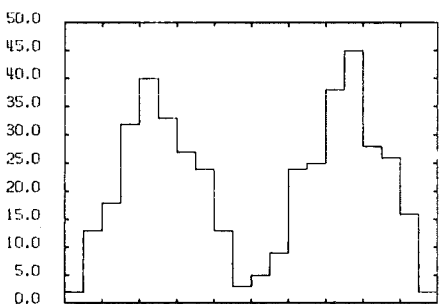
$|t - t_{\min}|$   
0.04-0.08  
GeV<sup>2</sup>



$|t - t_{\min}|$   
0.08-0.12  
GeV<sup>2</sup>



$|t - t_{\min}|$   
0.12-0.16  
GeV<sup>2</sup>



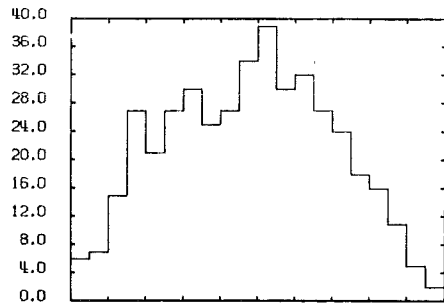
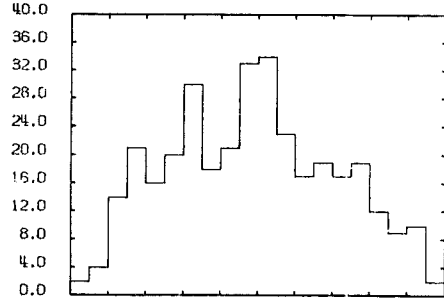
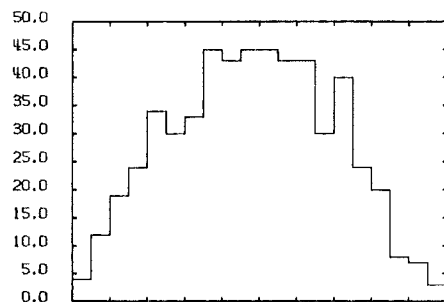
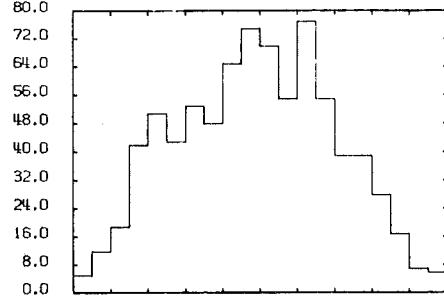
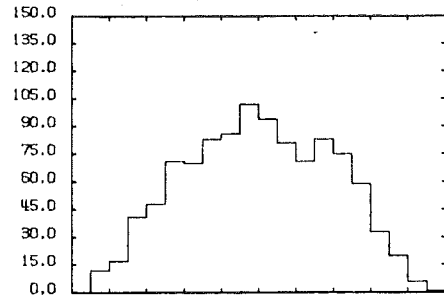
$|t - t_{\min}|$   
> 0.16 GeV<sup>2</sup>

0.0 3.1416 6.2832

$\varphi^H$

$4.65 < E_\gamma < 6.71 \text{ GeV}$

Anzahl der Ereignisse



-1.0 -0.6 -0.2 0.2 0.6 1.0

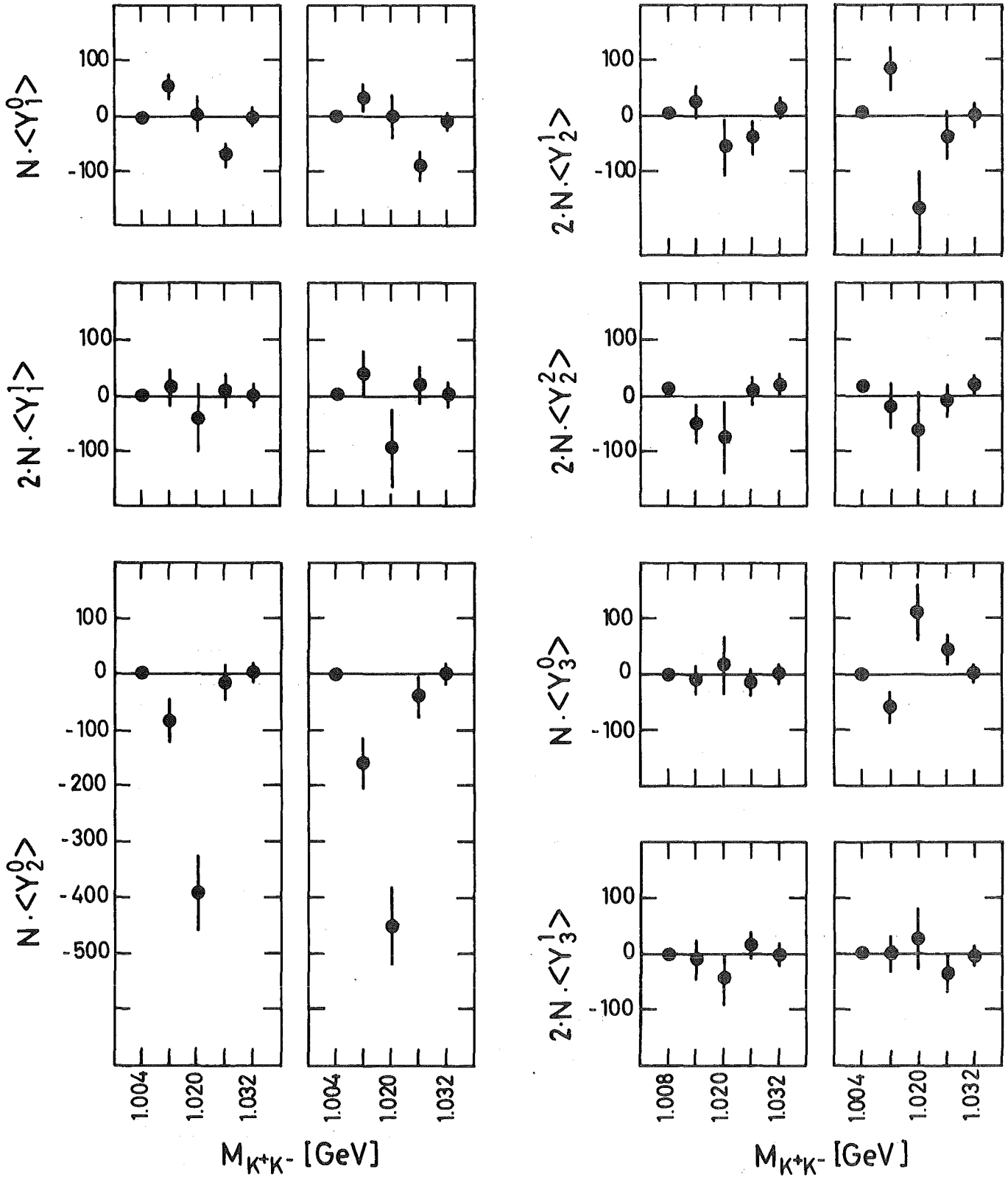
$\cos \theta^H$

Zerfallswinkelverteilung  $\phi \rightarrow K^+K^-$  im Jacksonsystem  
(nicht korrigiert auf die Akzeptanz)

Abb. 18b

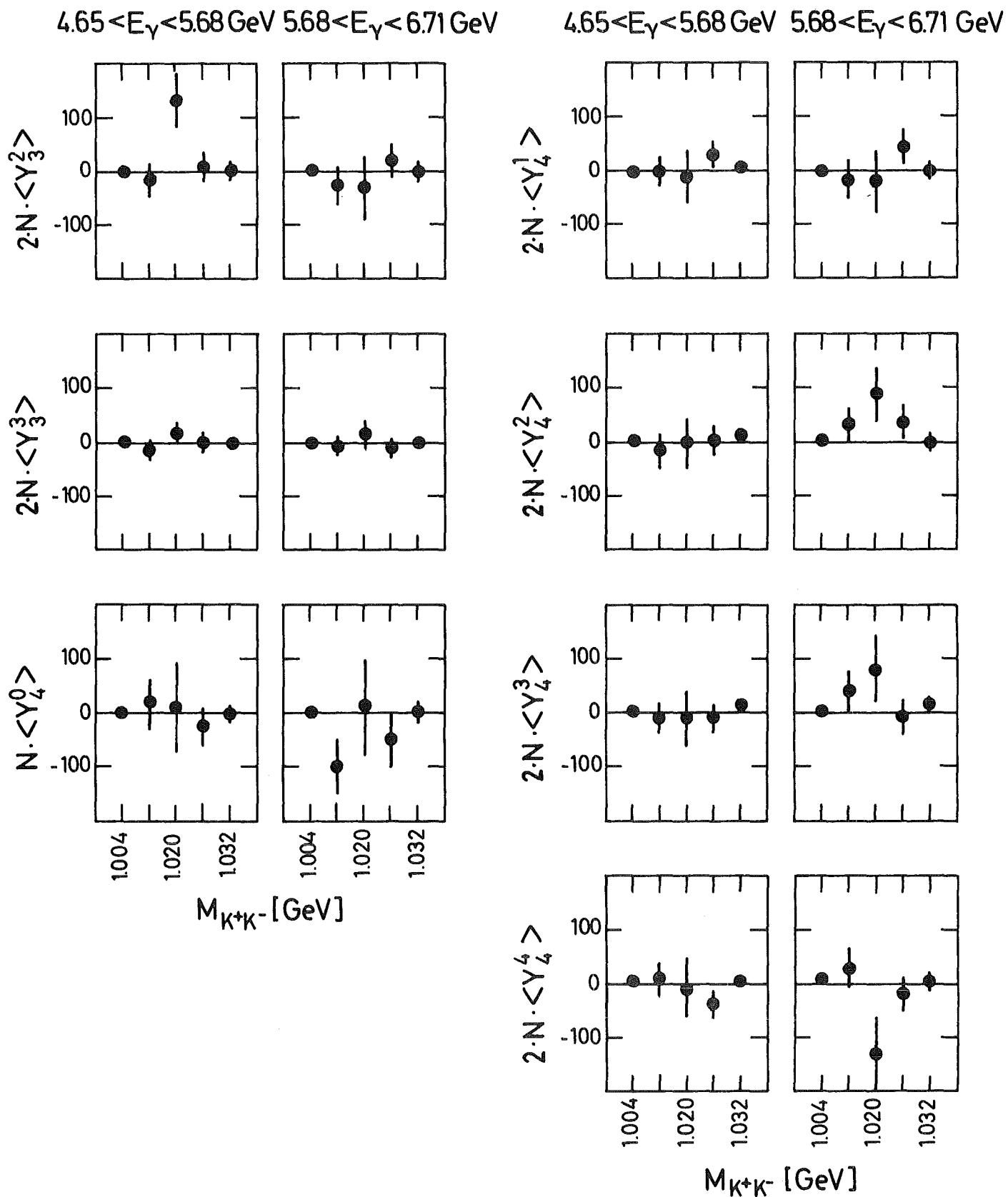
4.65 <math>< E\_\gamma < 5.68 \text{ GeV}</math> 5.68 <math>< E\_\gamma < 6.71 \text{ GeV}</math>

4.65 <math>< E\_\gamma < 5.68 \text{ GeV}</math> 5.68 <math>< E\_\gamma < 6.71 \text{ GeV}</math>



Momente im Helizitätssystem für  $|t-t_{\min}| < 0.24 \text{ GeV}^2$

Abb. 19 a

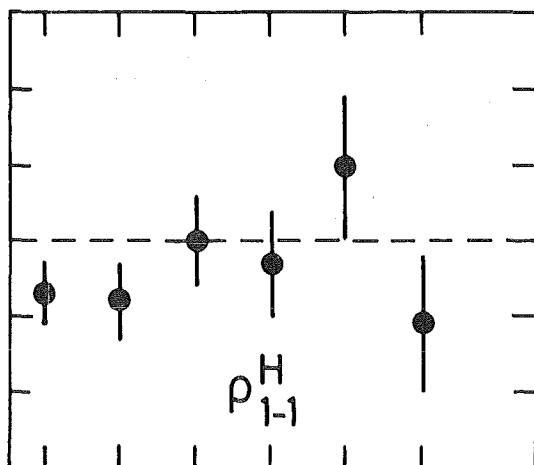
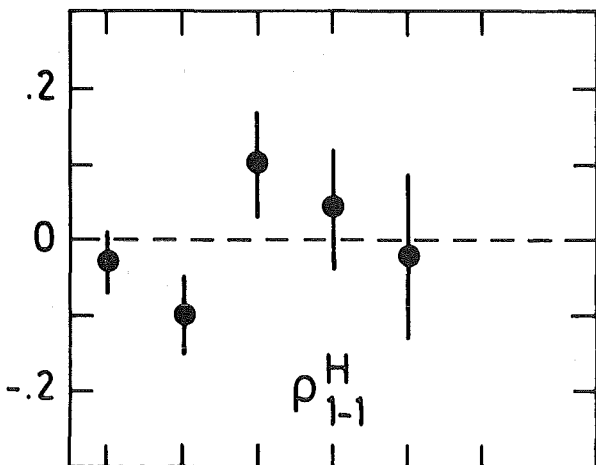
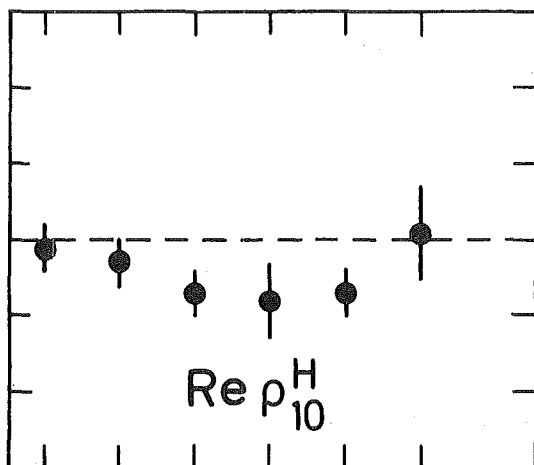
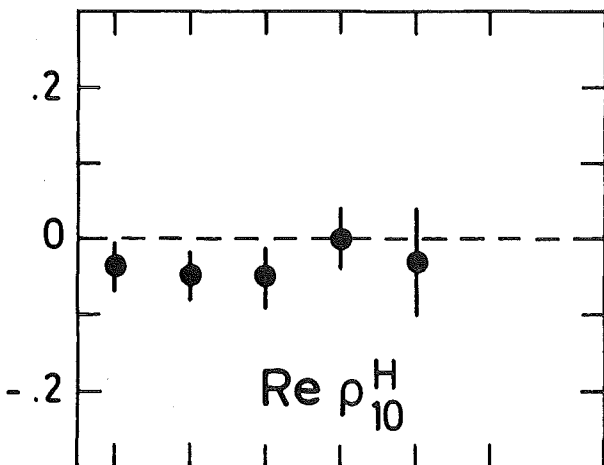
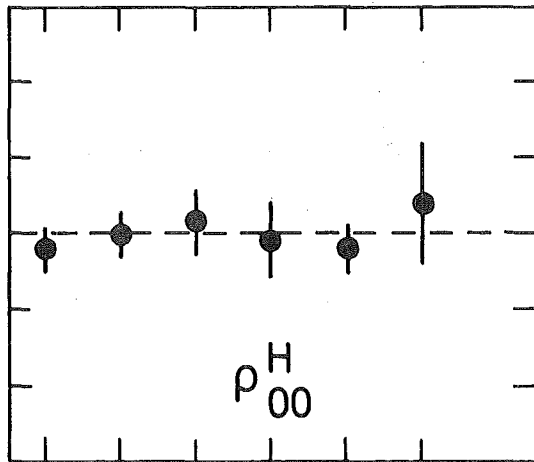
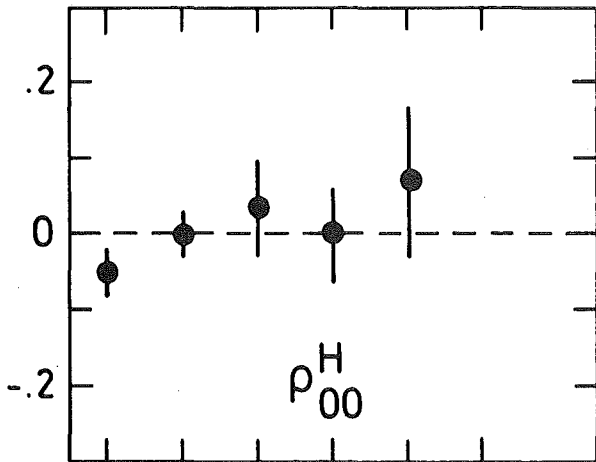


Momente im Helizitätssystem für  $|t-t_{\min}| < 0.24 \text{ GeV}^2$

Abb. 19b

$4.65 < E_\gamma < 5.68 \text{ GeV}$

$5.68 < E_\gamma < 6.71 \text{ GeV}$



$|t-t_{\min}|$  [GeV<sup>2</sup>]

$|t-t_{\min}|$  [GeV<sup>2</sup>]

$|t-t_{\min}|$  [GeV<sup>2</sup>]

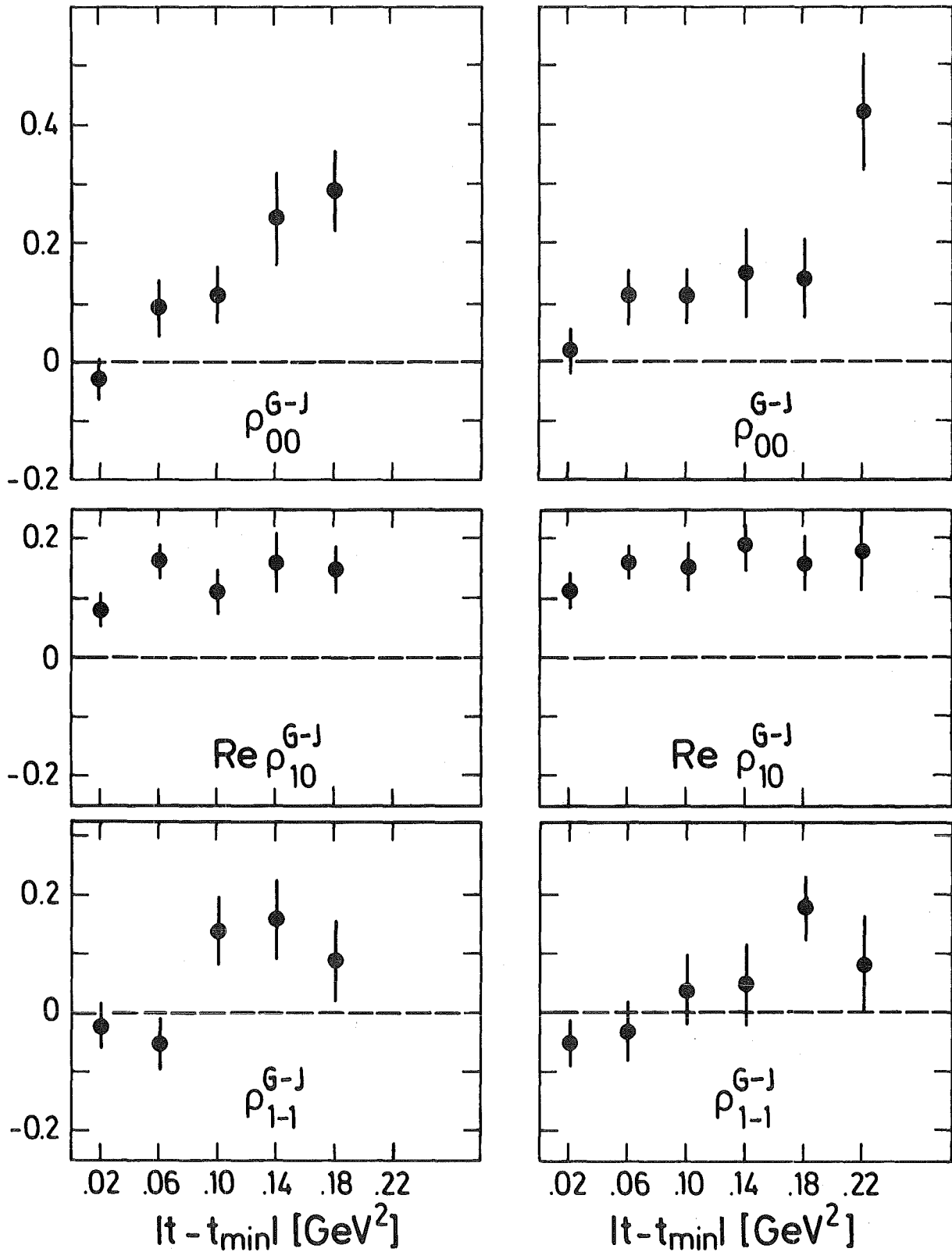
$|t-t_{\min}|$  [GeV<sup>2</sup>]

Dichtematrixelemente im Helizitätssystem

Abb. 20 a

4.65 <math> < E\_{\gamma} < 5.68 < \text{GeV}</math>

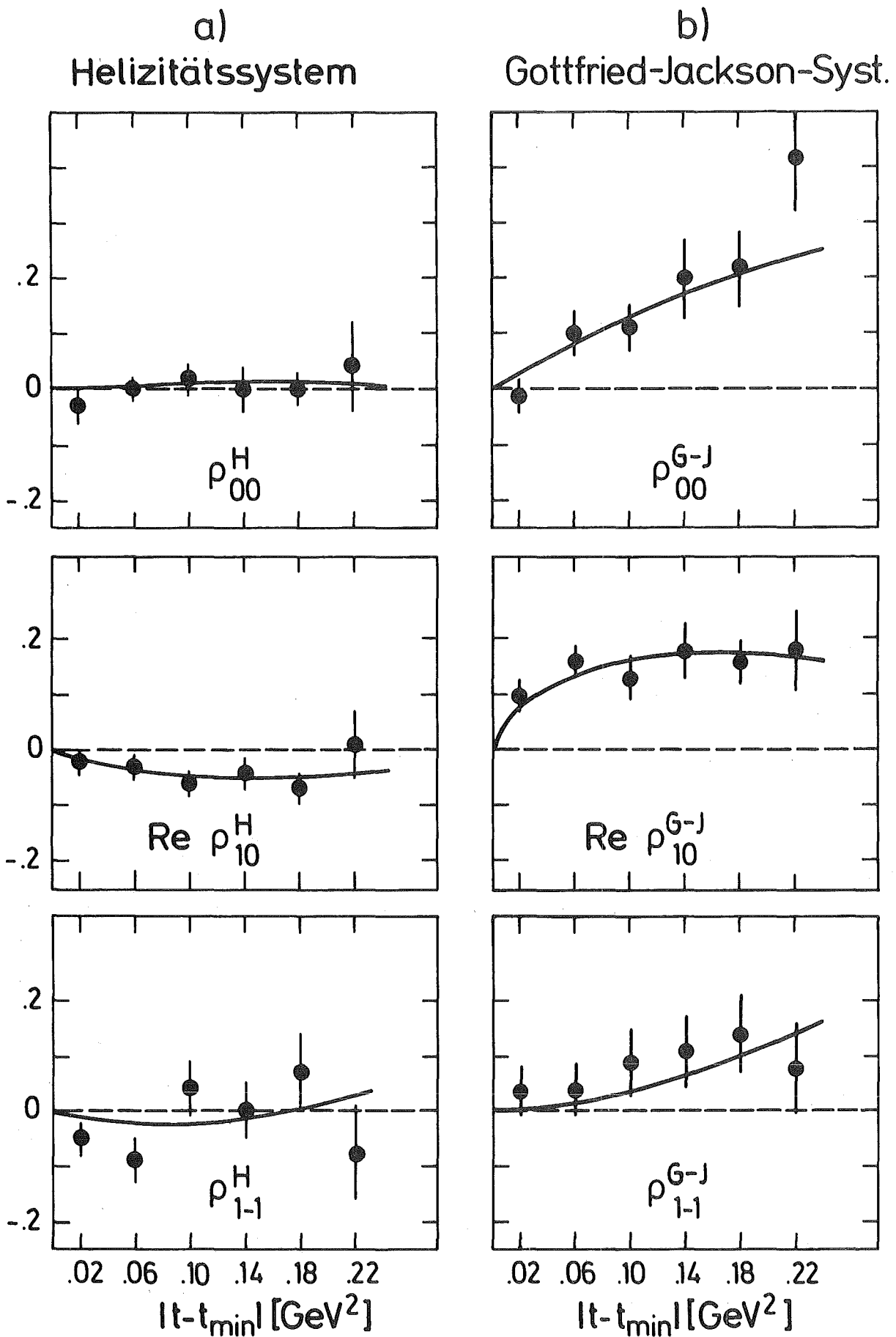
5.68 <math> < E\_{\gamma} < 6.71 < \text{GeV}</math>



Dichtematrixelemente im Gottfried-Jackson-System

Abb. 20b





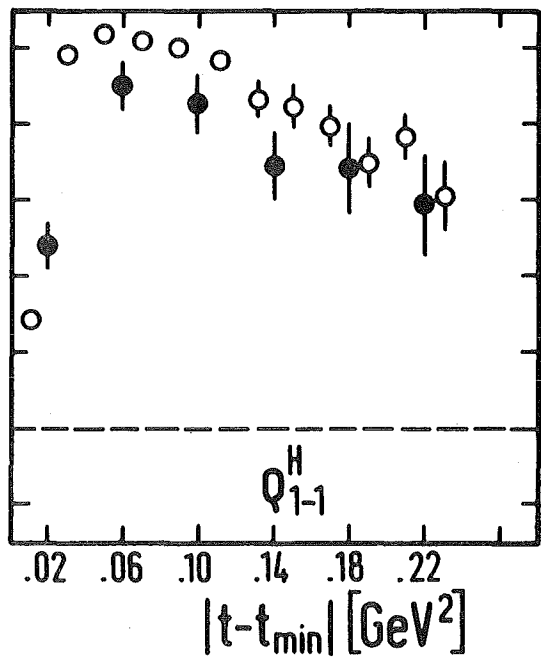
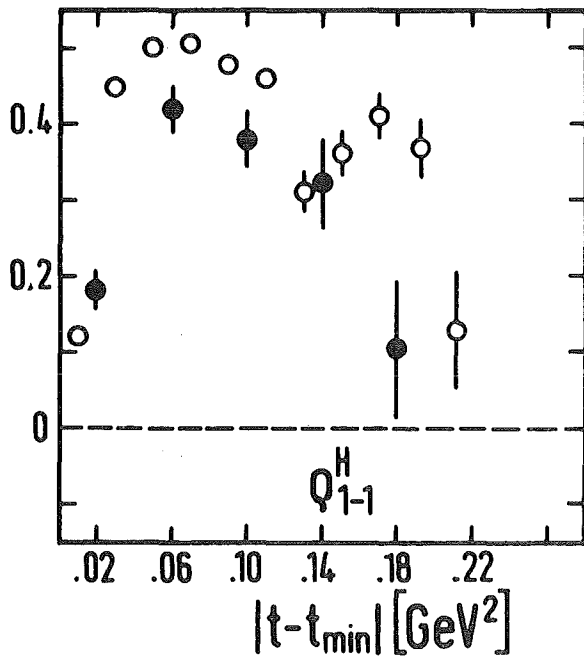
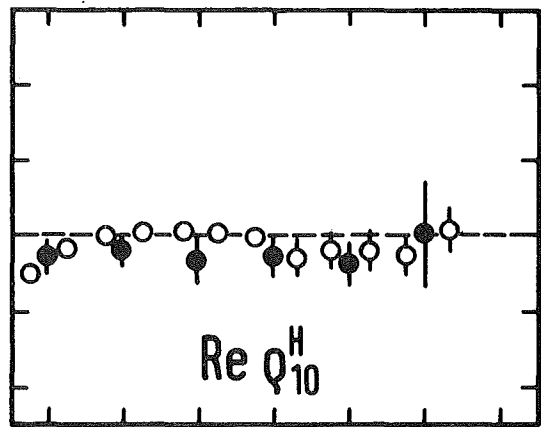
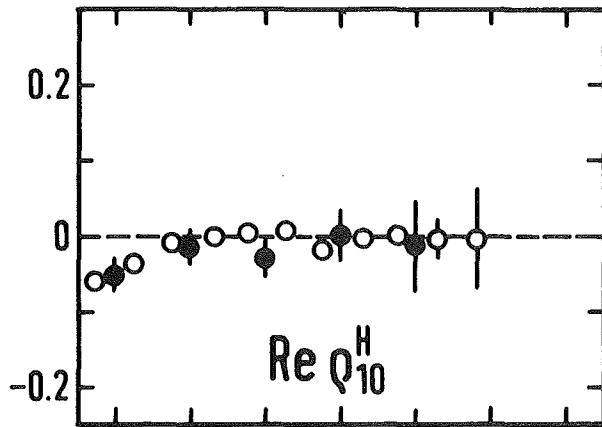
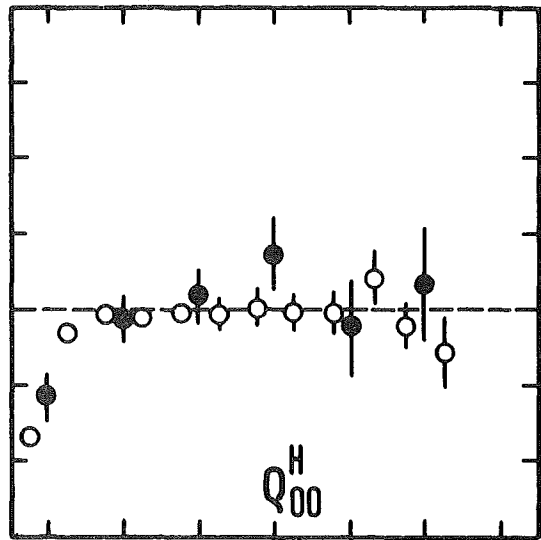
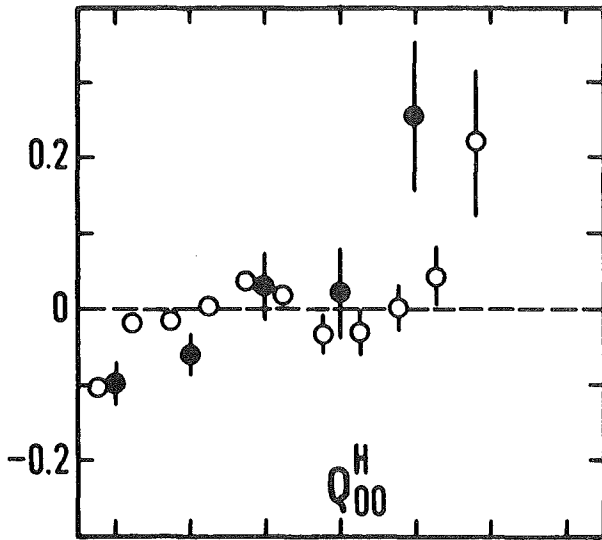
$4.65 < E_\gamma < 6.71$  GeV

Anpassung der Helizitätsamplituden an die Dichtematrixelemente im Helizitätssystem

Abb. 21

$4.65 < E_\gamma < 5.68 \text{ GeV}$

$5.68 < E_\gamma < 6.71 \text{ GeV}$



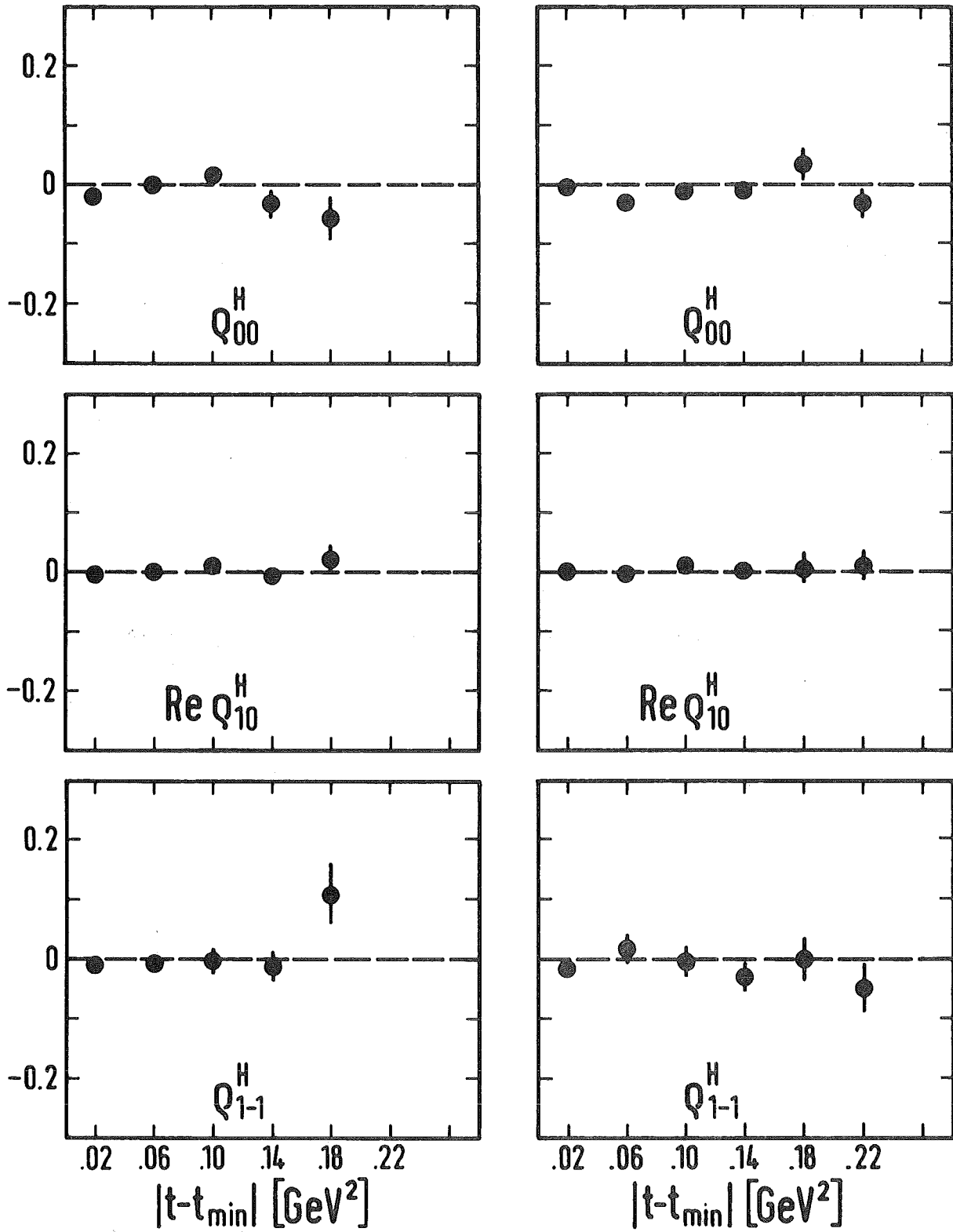
- ungewichtete Meßdaten
- ungewichtete MONTE CARLO simulierte Ereignisse  
(angenommene Zerfallswinkelverteilung:  $I(\theta, \phi) \sim \sin^2 \theta$ )

DICHTEMATRIXELEMENTE IM HELIZITÄTSSYSTEM

aus (insgesamt 3223) ungewichteten gemessenen und (30.826) MONTE CARLO simulierten Ereignissen

$4.65 < E_\gamma < 5.68 \text{ GeV}$

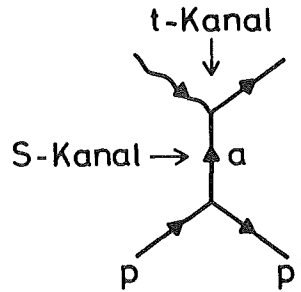
$5.68 < E_\gamma < 6.71 \text{ GeV}$



DICHTEMATRIXELEMENTE IM HELIZITÄTSSYSTEM

aus (insgesamt 30.826) gewichteten MONTE CARLO simulierten Ereignissen (angenommene Zerfallswinkelverteilung:  $I(\theta, \phi) \sim \sin^2 \theta$ )

ABB. 23



Darstellung im Schwerpunktsystem (cms) (des s- und t-Kanals)	Darstellung im Ruhesystem des $\phi$ (im S-Kanal)
<p style="text-align: center;">SHC</p> <p style="text-align: center;">cms S-Kanal</p>	<p style="text-align: center;">S-Kanal Helizitätssystem (Helizitätssystem)</p> <p style="text-align: center;"><math>\hat{z} = \frac{-\vec{p}'}{ \vec{p}' }</math></p>
<p style="text-align: center;">THC</p> <p style="text-align: center;">cms t-Kanal</p>	<p style="text-align: center;">t-Kanal Helizitätssystem (Jackson System)</p> <p style="text-align: center;"><math>\hat{z} = \frac{\vec{p}_\gamma}{ \vec{p}_\gamma }</math></p> <p style="text-align: center;"><math>\lambda_\gamma + \lambda_\alpha = m</math> THC: <math>\lambda_\gamma = m \rightsquigarrow \lambda_\alpha = 0 \rightsquigarrow S_\alpha = 0</math></p>

- SHC  $\equiv$  s-Kanal Helizitätserhaltung  $\Leftrightarrow \lambda_\gamma = \lambda_\phi$  im s-Kanal ( $\gamma p \rightarrow \phi p$ )
- THC  $\equiv$  t-Kanal Helizitätserhaltung  $\Leftrightarrow \lambda_\gamma = \lambda_\phi$  im t-Kanal ( $\gamma \phi \rightarrow \bar{p} p$ )
- $m \equiv$  z-Komponente des  $\phi$ -Meson Spins
- $s_a \equiv$  Spin des ausgetauschten Teilchens

### S - Kanal Helizitätsamplituden

### t - Kanal Helizitätsamplituden

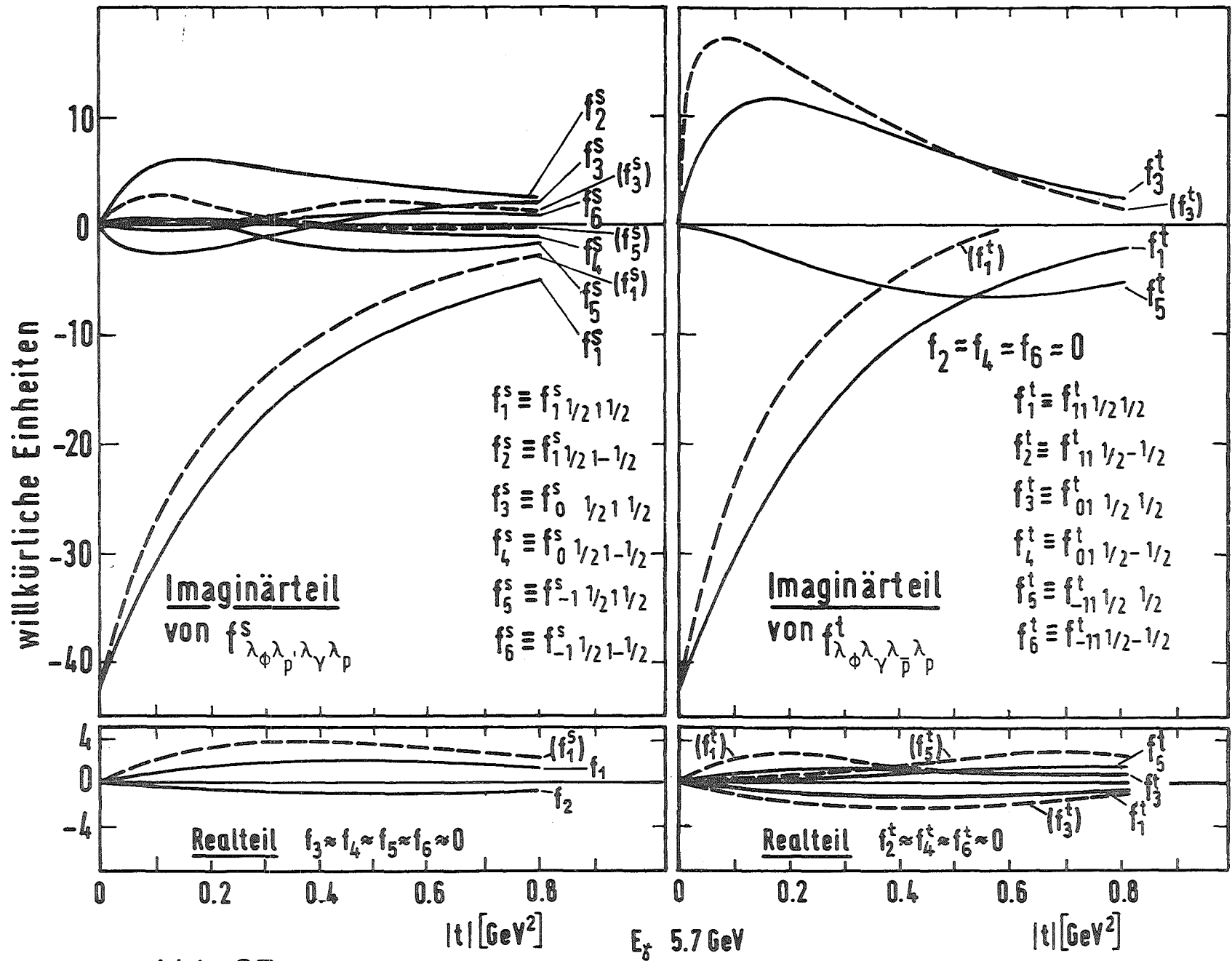


Abb. 25