

KfK 2870
Dezember 1979

**Analyse der
K⁺K⁻-Winkelverteilung
aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ K^- x$
im Bereich des Φ -Mesons**

E. Seitz
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
INSTITUT FÜR KERNPHYSIK
KfK 2870

Analyse der K^+K^- -Winkelverteilung aus der Reaktion
 $\gamma p \rightarrow K^+K^-x$ im Bereich des ϕ -Mesons*

Ekkehart Seitz

* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte
Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

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

ZUSAMMENFASSUNG

Mit einem Magnet-Funkenkammer-Spektrometer wurde beim DESY die inelastische Photoproduktion von K^+K^- -Paaren im Bereich des ϕ -Mesons mit energiemarkierten Photonen von $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ GeV gemessen. Der experimentelle Aufbau und die Abtrennung der inelastischen von der elastischen Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$ wird beschrieben und Wirkungsquerschnitte für die inelastische Reaktion angegeben. Der Schwerpunkt der Arbeit liegt auf der Untersuchung der K^+K^- -Winkelverteilung und der Bestimmung der Spin-Dichtematrixelemente und Momente im s- und t-Kanal-Helizitätssystem. Dabei zeigt sich, daß neben $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+K^-x$ auch ein erheblicher Teil nichtresonant erzeugter K^+K^- -Paare vorhanden sind und deshalb Interferenzen auftreten. Es wird eine Parametrisierung der Ergebnisse angegeben, wo in einem einfachen Modell die inelastische ϕ -Photoproduktion helizitätserhaltend und kohärent zu den direkt erzeugten K^+K^- -Endzuständen angenommen wird.

K^+K^- -Angular Distribution Analysis of the Reaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-x$
in the ϕ -Meson Region

In the ϕ -meson region the inelastic reaction $\gamma p \rightarrow K^+K^-x$ ($M_x > M_p$) was measured at DESY with a tagged photon beam ($4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ GeV) and a magnet spark chamber spectrometer. The experimental set-up and the separation of the inelastic reaction from the elastic photoproduction $\gamma p \rightarrow K^+K^-p$ is described and cross-sections for the inelastic reaction are given. The K^+K^- -angular distribution was investigated; the spin-density matrix elements and moments in the s- and t-channel-helicity-system have been evaluated. It appears that the process $\gamma p \rightarrow K^+K^-x$ has contributions from ϕ -production and the direct nonresonant production of K^+K^- -pairs. The observed angular and mass distributions can be well explained using a parametrisation, where in a simple model the inelastic ϕ -photoproduction is assumed to be helicity conserving and coherent with the direct produced K^+K^- final states.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
EINLEITUNG	1
1. THEORETISCHER HINTERGRUND	2
1.1 Definition der kinematischen Variablen	2
1.2 Allgemeine Eigenschaften diffraktiver Reaktionen	4
1.3 Theoretische Beschreibung der diffraktiven Reaktionen	5
1.4 Die "elastische" Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi p \rightarrow KKp$	6
1.5 Die "inelastische" Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow KKx$	9
2. EXPERIMENTELLER AUFBAU	11
2.1 Prinzip der Messung	11
2.2 Überblick über den experimentellen Aufbau	12
2.3 Beschreibung der einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus	12
2.3.1 Die Erzeugung der Photonen; das Tagging-System	12
2.3.2 Die Funkenkammern	14
2.3.3 Die Charpak-Kammern	15
2.3.4 Der Cerenkov-Zähler	16
2.3.5 Die Triggerzähler	17
2.3.6 Der Analysiermagnet	17
2.3.7 Das Wasserstofftarget und das Targethodoskop	18
2.4 Die Bildung des Triggers und die Messung	18
2.4.1 Der Trigger	18
2.4.2 Untergrundbetrachtungen	19
2.4.3 Datennahme	20
3. REKONSTRUKTION DER DATEN	22
3.1 Bildung der Trajektorien	22
3.2 Bestimmung der Impulse	23
3.3 Die Abtrennung der inelastischen Reaktion von der elastischen	23
3.3.1 Der Datensatz der elastischen Reaktion	24
3.3.2 Der Datensatz der inelastischen Reaktion	25
4. DER DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR $\gamma p \rightarrow \phi p \rightarrow K^+ K^- x$	28
4.1 Korrekturen und Untergrundabtrennung	28
4.2 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts	31
5. DIE ZERFALLSWINKELVERTEILUNG DER KK-PAARE, MOMENTE UND DICHEMATRIX	33
5.1 Definition der Bezugssysteme	33
5.2 Beschreibung der Zerfallswinkelverteilung	35
5.3 Methoden der Analyse	37
5.3.1 Definition der auftretenden Größen	37
5.3.2 Bestimmung der ρ_{ik} und der Momente	37
5.3.3 Die Ergebnisse für das SCHS	41

	Seite
5.3.3.1 Die Dichtematrix im SCHS	41
5.3.3.2 Korrektur der SCHS-Dichtematrix unter der Annahme zweier nichtinterferierender Beiträge zur inela- stischen KK-Produktion	43
5.3.3.3 Die Momente der Zerfallswinkelverteilung im SCHS	44
5.3.4 Die Ergebnisse für das TCHS	46
5.3.4.1 Die Dichtematrixelemente im TCHS	46
5.3.4.2 Die Momente der Zerfallswinkelverteilung im TCHS	48
5.4 Beschreibung des Verlaufs von $\langle Y_0^0 \rangle$, $\langle Y_2^0 \rangle_N$, $\langle Y_2^1 \rangle_N$, $\langle Y_2^2 \rangle_N$ durch ein einfaches Modell	48
5.4.1 Der Modellansatz und die Anpassung an die gemessenen Momente	48
5.4.2 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus den Ergeb- nissen der Momenten-Analyse	52
6. SCHLUSSBEMERKUNG	54
ANHANG	56
A1: Die Dichtematrix	56
A2: Momente der Zerfallswinkelverteilung	58
A3: Die Rotation vom SCHS ins TCHS	60
A4: Der Fit der M_{KK} -Massenverteilung	63
A5: Die Zweig-Regel	67
LITERATURVERZEICHNIS	69
TABELLEN	73
ABBILDUNGEN	

EINLEITUNG

Die Untersuchung der Photoproduktion von ϕ -Mesonen stand im Mittelpunkt einer Reihe von Experimenten, die beim Deutschen Elektronensynchrotron (DESY) in Hamburg von einer Kollaboration mit Mitgliedern aus dem Kernforschungszentrum Karlsruhe, der Universität Karlsruhe und von DESY durchgeführt wurden. Es wurden sowohl die sogenannte "elastische" Reaktion /1/

$$\gamma p \rightarrow \phi p \rightarrow K^+ K^- p \quad (1)$$

als auch der "inelastische" Prozeß

$$\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+ K^- x \quad ; \quad M_x > M_p \quad (2)$$

mit energiemarkierten Photonen von $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ GeV in einem Bereich um die Vorwärtsstreurichtung gemessen. In der vorliegenden Arbeit wird über die inelastische Reaktion berichtet, von der zum erstenmal etwa 500 Ereignisse gemessen werden konnten.

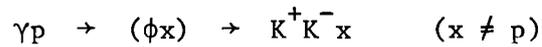
Im ersten Teil der Arbeit wird nach einem theoretischen Überblick das Verfahren und der Aufbau des Experiments besprochen. Die Teile drei und vier beschreiben die Rekonstruktion und Reduktion der Meßdaten bis hin zum differentiellen Wirkungsquerschnitt, während der zentrale fünfte Teil der Analyse der $K^+ K^-$ -Winkelverteilung vorbehalten ist.

Die Momente der Zerfallswinkelverteilung und die Dichtematrixelemente für einen Spin-1-Zustand wurden berechnet. Die Ergebnisse zeigen, daß ein erheblicher Teil der $K^+ K^-$ -Paare über nichtresonante Prozesse erzeugt wird und deshalb Interferenzen der resonanten, aus dem ϕ -Zerfall stammenden, mit den nichtresonanten $K^+ K^-$ -Endzuständen auftreten. Es wird ein einfaches Modell angegeben, das resonante und nichtresonante Amplituden berücksichtigt, und eine Parametrisierung der Ergebnisse liefert.

1. THEORETISCHER HINTERGRUND

1.1 Definition der kinematischen Variablen

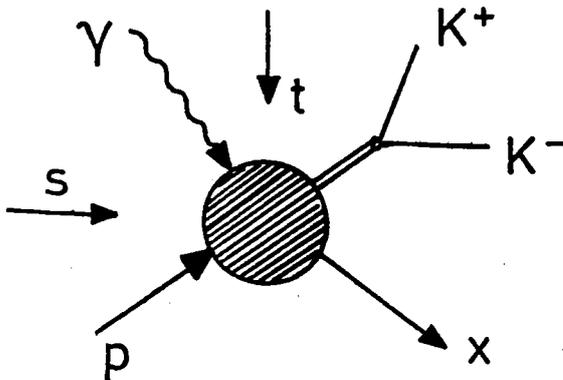
Zur Beschreibung der Reaktion



werden die Variablen

$$s, t, t_{\text{MIN}}, M_{\text{KK}}, M_x, \theta, \phi$$

verwendet, die nun definiert werden.



$s = (p_\gamma + p_p)^2$ ist das Quadrat der Gesamtenergie der Reaktion im Schwerpunktsystem. In unserem Fall, wo das Targetproton im Labor ruht, hat s die Form

$$s = M_p (2E_\gamma + M_p)$$

E_γ : Photonenergie im Labor-System

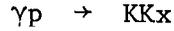
M_p : Masse des Targetprotons

und liegt wegen $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ GeV im Bereich $9.5 \leq s \leq 13.4$ GeV².

Die Größe t gibt das Quadrat des Viererimpulsübertrages vom Photon auf den KK-Zustand an:

$$t = (p_\gamma - p_\phi)^2$$

t ist mit dem Streuwinkel des ϕ , gemessen gegen das einfallende Photon, verknüpft. t_{MIN} ist so definiert, daß für $t=t_{\text{MIN}}$ der KK-Zustand im Schwerpunktsystem in Vorwärtsrichtung, d.h. in Richtung des einfallenden Photons erzeugt wird. Für die Reaktion



gilt

$$t_{\text{MIN}} = M_{\text{KK}}^2 - \frac{s-M_x^2}{2s} (s + M_{\text{KK}}^2 - M_x^2 - \sqrt{s})$$

$$\sqrt{s} = \sqrt{\{s - (M_{\text{KK}}+M_x)^2\}\{s - (M_{\text{KK}}-M_x)^2\}} \quad .$$

Für $M_x = 1.5 \text{ GeV}/c^2$, $M_{\text{KK}} = 1.020 \text{ GeV}/c^2$ ($\hat{=} M_\phi$) und $s = 9.5 \text{ GeV}^2$ ist z.B. $t_{\text{MIN}} = -.2695 \text{ (GeV}/c)^2$, für die dieselben Werte, aber $s = 13.4 \text{ GeV}^2$ wird $t_{\text{MIN}} = -.1532 \text{ (GeV}/c)^2$.

M_{KK} ist die invariante Masse der KK-Paare, die aus

$$M_{\text{KK}}^2 = (p_{\text{K}^+} + p_{\text{K}^-})^2$$

gebildet wird.

Entsprechend ist M_x die Masse des nicht nachgewiesenen Rückstoßsystems:

$$M_x^2 = p_x^2 = \{p_\gamma + p_p - (p_{\text{K}^+} + p_{\text{K}^-})\}^2 \quad .$$

θ, ϕ sind der Polar- bzw. Azimutwinkel des positiven Kaons, gemessen im Ruhesystem des K^+K^- -Zustandes. Es werden zwei verschiedene Koordinatensysteme verwendet: das s-Kanal-Helizitätssystem (SCHS) und das t-Kanal-Helizitätssystem (TCHS), wobei s- und t-Kanal auf die oben eingeführten Größen s und t verweisen. Eine genaue Definition wird in Abschnitt 5 gegeben, wo die Zerfallswinkelverteilung der Kaonen untersucht wird.

1.2 Allgemeine Eigenschaften diffraktiver Reaktionen

Die Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi p \rightarrow K^+ K^- p$ gehört zur großen Klasse der diffraktiven Prozesse, deren bekannteste Vertreter die elastische NN-, πN -, KN-Streuung bei hohen Energien sind /22/.

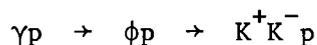
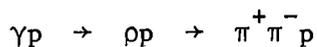
Zur Kennzeichnung einer diffraktiven Reaktion werden i.A. folgende vier Kriterien herangezogen /2/:

- a) der totale Wirkungsquerschnitt ist unabhängig von der Energie s oder steigt höchstens mit $\ln s$ an;
- b) der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ hat für kleine Impulsüberträge einen starken exponentiellen Abfall

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

- c) die Streuamplitude ist vorherrschend imaginär;
- d) die s-Kanal-Helizität der beteiligten Teilchen (das entspricht der Spin-Einstellung in eine bestimmte Richtung (siehe 5.1)) bleibt nahezu vollständig erhalten.

Während die Punkte a)-c) am genauesten in der oben erwähnten elastischen Streuung bei hohen Energien beobachtet werden, ist d) am besten in der Photoproduktion von Vektormesonen, z.B.



nachzuweisen, da die Spineinstellung der Vektormesonen über die Zerfallswinkelverteilung der $\pi\pi$ - bzw. KK -Paare gemessen werden kann /9/.

1.3 Theoretische Beschreibung der diffraktiven Reaktionen

Die theoretische Behandlung der diffraktiven Prozesse bedient sich zweier völlig verschiedener Betrachtungsweisen: Zum einen wird der Prozeß in Analogie zur optischen Diffraction als Streuung der einfallenden Materiewelle an einer absorbierenden Scheibe beschrieben. Daraus ergibt sich sofort das Verhalten, wie es in a)-c) dargestellt ist, wobei der Radius R der Scheibe mit dem Steigungsparameter $B(s)$ über $R \approx \sqrt{B(s)}$ verknüpft ist. Zu d) kann dieses einfache Bild keine Aussage machen.

Genauere Vorhersagen liefert die "Regge-Theorie", die die Streuung bei hohen Energien durch den t -Kanal-Austausch von "Regge-Trajektorien" beschreibt, die von den Polstellen der Streuamplitude repräsentiert werden und dem Austausch von Teilchen entsprechen. Um diffraktives Verhalten im Rahmen dieser Theorie verstehen zu können, muß allerdings ein hypothetisches Teilchen - das Pomeron -, das die Quantenzahlen des Vakuums trägt, nachträglich eingeführt werden ($I=0$, $G=1$, $J=0$, natürliche Parität). Die zugehörige Trajektorie wird als linear angenommen

$$\alpha_p = 1 + \alpha' \cdot t \quad ,$$

wobei $\alpha(0)=1$ der Forderung nach einem energieunabhängigen Wirkungsquerschnitt Rechnung trägt, wie die aus der Regge-Theorie stammende Beziehung

$$\sigma(s) \sim s^{\alpha(0)-1}$$

zeigt. Die Steigung α' ist mit der Größe B verknüpft:

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

Aus der Analyse der s - und t -Abhängigkeit einer diffraktiven Reaktion läßt sich demnach die Form der Pomeron-Trajektorie bestimmen, wobei die Frage wichtig ist, ob α' für alle diffraktiven Reaktionen gleich ist oder ob jeder diffraktive Prozeß ein "eigenes" Pomeron hat. Erstaunlicherweise stimmt das

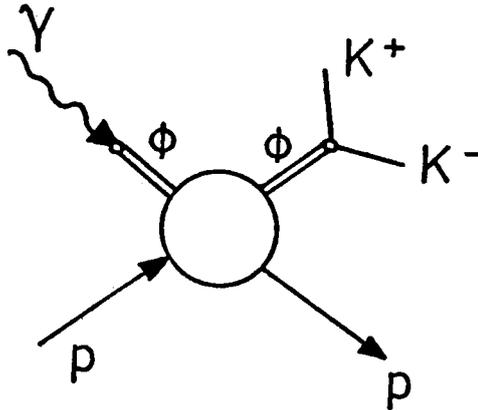
α' aus pp-Streuexperimenten bei höchsten Energien /3/ mit z.B. dem Resultat der elastischen ϕ -Photoproduktion /4/ bei $s \approx 10 \text{ GeV}^2$, $|t-t_{\text{MIN}}| < .4 \text{ GeV}/c^2$ im Rahmen der Fehler überein und zeigt so die universelle Natur des Pomeron an.

Die Erhaltung der s-Kanal-Helizität ergibt sich auch in diesem Modell nicht zwangsläufig. Es ist sogar so, daß die Annahme eines spinlosen Pomerons zur Konsequenz hat, daß die Helizität nur im t-Kanal, nicht aber im s-Kanal erhalten werden kann. Man behilft sich so, daß bei Helizitätsbetrachtungen dem Pomeron der Spin $J=1$ zugewiesen wird, während man in allen anderen Fällen, insbesondere bei der Energieabhängigkeit, von einem spinlosen Pomeron ausgeht /5/.

1.4 Die "elastische" Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi p \rightarrow KKp$

Die elastische Photoproduktion von ϕ -Mesonen gibt schon bei kleinen Energien die Möglichkeit, die Eigenschaften des Pomerons zu untersuchen. Es mag erstaunlich wirken, daß so verschiedenartige Reaktionen wie die Photoproduktion des ϕ -Mesons und die Hadron-Hadron-Streuung bei höchsten Energien von den gleichen theoretischen Vorstellungen beschrieben werden. Das hat zwei Ursachen, die in speziellen Eigenschaften von Photon und ϕ -Meson begründet sind.

Nach dem Vektor-Dominanz-Modell (VDM) /6/ wird die Wechselwirkung des Photons mit Hadronen durch die Vektormesonen ρ , ω , ϕ , ..., vermittelt, die dieselben Quantenzahlen wie das Photon tragen ($J^P=1^-$). Für die Photoproduktion von ϕ -Mesonen bedeutet dies eine Kopplung des Photons an ein virtuelles ϕ -Meson. Damit läuft die Reaktion nach dem folgenden Graphen ab,



wobei der Kreis die Wechselwirkung des Targetprotons mit dem virtuellen ϕ' andeuten soll, das dadurch auf die Massenschale gebracht und über den KK -Zerfall nachgewiesen wird.

Das VDM liefert den Zusammenhang zwischen der Streuung des longitudinalen ϕ' am Proton und der Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi p$:

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

$t=(p_{\gamma}-p_{\phi})^2$	Viererimpulsquadrat
$\alpha=1/137$	Feinstrukturkonstante
$\gamma_{\phi}^2/4\pi \approx 11.3 \pm 1.$	γ - ϕ -Kopplungskonstante /23/ .

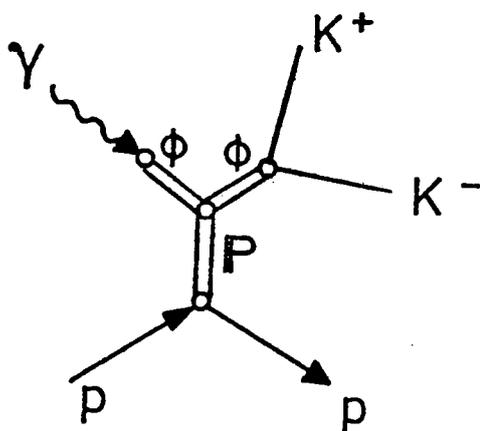
Das VDM erlaubt also, die Reaktion des Photons durch eine hadronische Reaktion zu beschreiben, bei der ein longitudinales Vektormeson mit dem Targetproton wechselwirkt.

Der Aufbau des ϕ -Mesons aus einem $s\bar{s}$ -Quarkpaar /7/ hat wichtige Konsequenzen für die elastische Reaktion $\phi p \rightarrow \phi p$. Nach der Zweig-Regel /8/ sind Prozesse, bei denen "offene" Quark-Linien auftreten stark unterdrückt gegenüber denen, die mit verbundenen Quark-Linien darstellbar sind (siehe Anhang 5). Das führt dazu, daß Kopplungen des ϕ -Mesons an Teilchen ohne strange Quarks sehr schwach sind. Ein Beispiel ist der 3π -Zerfall der von den Quan-

tenzahlen her völlig gleichen Vektormesonen ω und ϕ , für den gilt

$$\frac{\Gamma_{\phi \rightarrow 3\pi}}{\Gamma_{\omega \rightarrow 3\pi}} = .008 \quad .$$

Die schwache Kopplung des ϕ -Mesons an Teilchen ohne strange Quarks läßt für die elastische Reaktion $\phi p \rightarrow \phi p$ als dominierenden Prozeß nur Pomeron-Austausch im t-Kanal zu, und damit ist die Verbindung zur elastischen Hadron-Hadron-Streuung bei hoher Energie hergestellt. Anders als dort können in



der ϕ -Photoproduktion die Eigenschaften des Pomeron schon bei relativ niedrigen Energien untersucht werden.

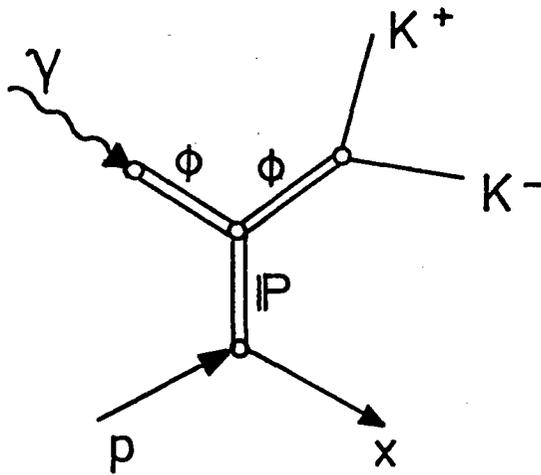
Die Untersuchung der Winkelverteilung der K^+K^- -Paare hat in den vorliegenden Experimenten eine zentrale Bedeutung, da sich daraus Aussagen über die Spineinstellungen des zerfallenden ϕ -Mesons ergeben und somit das Verhalten der s-Kanal-Helizität festgestellt werden kann.

Die Messungen haben gezeigt, daß die Eigenschaften der elastischen ϕ -Photoproduktion zumindest für $|t-t_{\text{MIN}}| < .4 \text{ (GeV/c)}^2$ mit der Erhaltung der s-Kanal-Helizität und überhaupt mit allen unter a)-d) aufgeführten Kriterien gut verträglich ist. Damit ist die Annahme bestätigt, daß die elastische Photoproduktion von ϕ -Mesonen diffraktiven Charakter besitzt /4,1/.

1.5 Die "inelastische" Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow KKx$

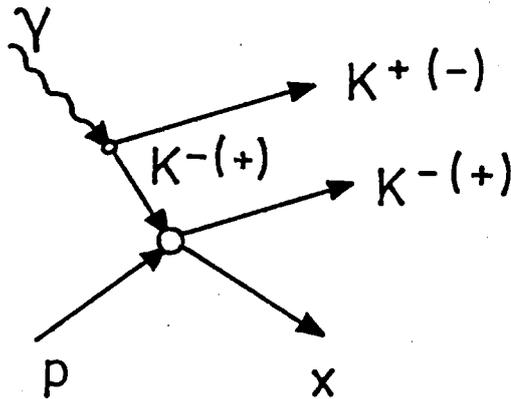
Ähnlich wie im elastischen Fall sind die Verhältnisse bei der inelastischen Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi x$ ($x \neq p$).

Direkte s- bzw. u-Kanal-Resonanzen treten nicht auf, es bleibt ein t-Kanal-Austausch, der bei Gültigkeit der Zweig-Regel wegen der Quarkzusammensetzung des ϕ -Mesons überwiegend auf das Pomeron beschränkt ist.



Die inelastische Reaktion sollte dann im wesentlichen dieselben Eigenschaften haben wie die elastische, d.h. insbesondere, daß die s-Kanal-Helizität erhalten wäre.

Die Analyse der inelastischen ϕ -Photoproduktion wird kompliziert durch KK -Ereignisse, die nicht aus dem ϕ -Zerfall stammen, sondern über nichtresonante Prozesse erzeugt werden. Solche Ereignisse können z.B. durch direkte K^+K^- -Produktion entstehen.



Beiträge äquivalenter Graphen (Drell-Söding-Prozesse) sind in der elastischen ρ -Photoproduktion wohlbekannt und für die Verformung der ρ -Resonanz verantwortlich /9/, da sie zu Interferenzen mit den resonanten $\pi\pi$ -Endzuständen aus dem ρ -Meson führen. Für elastische Reaktionen vom Drell-Söding-Typ gibt es sowohl für $\gamma p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$, $\rightarrow K^+ K^- p$, $\rightarrow p\bar{p}$ -Endzustände theoretische Berechnungen /20/, nicht aber für die inelastischen Reaktionen. Man kann jedoch annehmen, daß der inelastische Wirkungsquerschnitt für die KK-Paare, die über einen nichtresonanten Drell-Söding-Prozeß erzeugt werden, eher höher ist als im elastischen Fall, da zusätzliche inelastische Kanäle beitragen können. So kommt dem Einfluß der nichtresonanten KK-Erzeugung bei der Beurteilung der Reaktion



eine entscheidende Bedeutung zu, und damit der Frage, ob die nichtresonant erzeugten KK-Paare kohärent oder inkohärent zu den aus dem ϕ -Zerfall stammenden KK-Paaren sind.

2. EXPERIMENTELLER AUFBAU

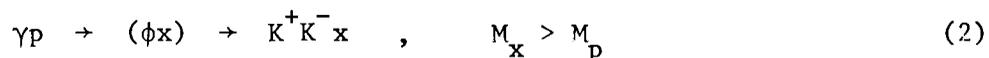
2.1 Prinzip der Messung

Die Apparatur ist zur Messung des differentiellen Wirkungsquerschnitts und der Zerfallswinkelverteilung der Reaktion



in einem Bereich $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .40 \text{ (GeV/c)}^2$ mit Photonen einer Energie von $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7 \text{ GeV}$ ausgelegt. Die beiden nach vorne erzeugten Kaonen werden identifiziert und ihre Impulse in einem Magnet-Funkenkammer-Spektrometer bestimmt. Rückstoßprotonen treten im Labor unter 0° - 65° gegen die Vorwärtsrichtung und mit niedrigen kinetischen Energien bis maximal 220 MeV auf. Im Spektrometer werden sie nicht nachgewiesen, da sie entweder schon im Target absorbiert werden, das Magnetfeld nicht durchdringen können oder am Spektrometer vorbeifliegen. Das Rückstoßteilchen wird deshalb aus den gemessenen Kaonen und der Photonenergie mit Hilfe des Energie-Impulssatzes berechnet. Insbesondere wird der Trigger für die Reaktion (1) ohne Benutzung von Signalen des Rückstoßteilchens gebildet.

Folglich werden auch Reaktionen der Art



nachgewiesen.

Mit wachsendem M_x geht immer mehr Energie in das Rückstoßsystem. Die Kaonen aus dem nun langsameren Phi werden im Mittel im Labor mit größeren Öffnungswinkeln erzeugt als bei der elastischen Reaktion (1). Deshalb ist der akzeptierte t -Bereich mit $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .30 \text{ (GeV/c)}^2$ bei $M_x \leq 2.1 \text{ GeV}$ kleiner als im Fall (1).

2.2 Überblick über den experimentellen Aufbau

Elektronen von 7.2 GeV erzeugen an einem dünnen Al-Radiator durch Bremsstrahlung hochenergetische Photonen. Die Energie der abgebremsten Elektronen wird im Tagging-System gemessen und so die Photonen energiemarkiert. Der Photonenstrahl wird kollimiert und trifft, nachdem er einen Reinigungsmagneten passiert hat, auf das Target aus flüssigem Wasserstoff, das zum Nachweis von Rückstoßprodukten von einem Hodoskop umgeben ist. Nach vorne erzeugte geladene Teilchen werden dann in einer Anordnung von vier Triggerzählern und zwei Charpak-Kammern nachgewiesen, ehe sie in den Analysiermagneten eintreten.

Photonen, die das Target ohne Wechselwirkung durchqueren, treffen im vorderen Teil des Magneten auf einen Bleiabsorber. Dabei entstehender niederenergetischer geladener Untergrund wird vom Feld von der Apparatur hinter dem Magneten ferngehalten. Danach messen 8 Funkenkammern die Flugrichtung der Teilchen, die dann eine Doppelreihe von Triggerzählern passieren und schließlich in den C-Zähler eintreten (Abb. 1).

2.3 Beschreibung der einzelnen Komponenten des experimentellen Aufbaus

2.3.1 Erzeugung der Photonen; das Tagging-System

Die Photonen werden durch Bremsstrahlung an einem Aluminium-Radiator von 1 mm Dicke erzeugt (1% Strahlungslänge). Gebremste Elektronen lenkt der Tagging-Magnet nach oben in ein System von 22 Zählern, die ihre Nachbarn zu je 1/3 überdecken. Elektronen, die ohne Energieverlust den Radiator verlassen (99%), werden zur Fluß-Bestimmung in ein Quantameter geführt.

Die 22 Zähler bilden 43 logische Tagging-Kanäle (50 MeV-Breite), die jeweils einer bestimmten Ablenkung der Elektronen entsprechen. Aus der Ablenkung folgt der Impuls und als Differenz der Energien von ein- und auslaufendem Elektron die Energie des emittierten Photons.

14 große überlappende Zähler hinter den 22 kleinen Zählern dienen als Tag-Triggerzähler. Ein koinzidentes Signal meldet die Erzeugung eines Photons, dessen Energie dann aus den Signalen der kleinen Zähler bestimmt werden kann.

Bei Elektronen mit einer Energie von 7.2 GeV markiert das Tagging-System Photonen im Bereich von $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.62$ GeV mit einer Genauigkeit von ± 25 MeV.

Durch Variation von Elektronenergie und/oder dem Strom des Tagging-Magneten läßt sich der Energiebereich der markierten Photonen verändern.

Die Zahl der Photonen mit $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ am Ort des Targets bezogen auf die Anzahl der Tag-Signale definiert den Wirkungsgrad des Tag-Systems. Zu seiner Messung wurde ein Schauer-Zähler vor dem Target aufgestellt und mit einem Elektronenstrahl die Diskriminator-Schwelle so eingestellt, daß Photonen unterhalb 4.6 GeV nicht nachgewiesen wurden. Bei einer Rate von $3-4 \cdot 10^4$ Tags/sec konnten Totzeiteffekte im Schauerzähler vernachlässigt werden.

Unter diesen Bedingungen ist der Wirkungsgrad des Tag-Systems gegeben durch

$$\eta_T = \frac{T \cdot S}{T} \quad ,$$

wobei T die Tag-Rate und T·S die koinzidente Tag- und Schauerzählrate bedeutet. Die Messung ergab:

$$\eta_T = .89 \pm .02 \quad .$$

Die Energie-Kalibrierung wurde mit rekonstruierten e^+e^- -Paaren durchgeführt, die an einem dünnen Target vor dem Magneten erzeugt wurden. Die mittlere Energie jedes Tag-Kanals konnte damit auf etwa ± 10 MeV genau bestimmt werden.

2.3.2 Die Funkenkammern

Die Funkenkammern sind Vieldrahtkammern mit einem Drahtabstand von 2mm und 5mm Abstand zwischen den beiden Drahtebenen. Je 512 Drähte bilden eine Ebene, das ergibt eine sensitive Kammerfläche von $1\text{m} \times 1\text{m}$. Beide Ebenen sind um 90° gegeneinander gedreht. Der Hochspannungspuls wird über eine mit Aluminiumfolie bespannte Teflonebene kapazitiv aufgekoppelt. Die Auslese erfolgt über Ferritkerne /11/. Im Betrieb werden die Kammern von Helium-Neon durchspült (75% He, 25% Ne; Firmenname Neogal), das durch ein Äthylalkoholbad von ca. 0°C geleitet wird. 6 Kammern sind so aufgestellt, daß ihre Drahtebenen vertikal bzw. horizontal verlaufen. Die beiden ersten Kammern nach dem Magneten sind dagegen um 45° gedreht. So können Mehrdeutigkeiten bei der Spurzuordnung aufgelöst werden.

Der Hochspannungspuls wird durch Entladung einer Kondensatorbank erzeugt. Als schnelle, hochbelastbare Schalter werden Thyatronröhren verwendet. Typische Werte für den Hochspannungspuls sind

$$U_{\text{MAX}} \approx 7 \text{ kV}$$

Anstiegszeit (10%-90%) $\approx 70 \text{ nsec}$

Dauer $\approx 200 \text{ nsec}$.

Funkenkammern können nur geringe Ereignisraten von maximal 1 MHz verarbeiten. Die ausnutzbare Triggerfrequenz beträgt sogar nur einige Hz. Das hat die folgenden Ursachen:

- a) Da an der Kammer im Ruhezustand keine Hochspannung anliegt, bleiben die bei einem Teilchendurchgang erzeugten freien Ladungsträger solange im Gasraum, bis sie durch Rekombination wieder verschwinden oder durch den Hochspannungspuls abgezogen werden. Die Rekombinationszeit liegt im Bereich von $\sim 1 \mu\text{sec}$.

Dasselbe gilt für die nach einem Trigger mit anschließendem Funken-durchschlag zurückbleibenden Ladungen, was eine lange Erholzeit ergibt.

- b) Der angelegte Hochspannungsimpuls wird durch eine Kondensator-entladung erzeugt. Die Nachladezeit nach einem Trigger beträgt bis zu 100 msec.

Punkt a) führt dazu, daß die von der Kammer bei einem Trigger aufgezeichneten Spuren zu Ereignissen gehören können, die um $\sim 1 \mu\text{sec}$ auseinanderliegen. Durch Anlegen einer geringen Gleichspannung von ca. 100 V wird die Zeitauflösung verbessert; das führt jedoch schnell zu Nachweisverlusten. Die Beimischung von Äthylalkohol oder Propanol verringert die Erholzeit der Kammern. Bei der Spurrekonstruktion wird die wesentlich bessere Zeitauflösung der Trigger-Zähler ($\sim 30 \text{ nsec}$) mitverwendet, um die Spuren herauszufinden, die den Trigger verursacht haben.

Die Nachladezeit der Kondensatoren beschränkt die Triggerrate im Experiment auf max. 10 Hz.

2.3.3 Die Charpak-Kammern

Im Prinzip ist dieser Kammertyp eine parallele Anordnung von Geiger-Müller-Zählern in einem gemeinsamen Gasraum. Anders als Funkenkammern sind Charpak-Kammern nicht triggerbar.

Zwischen zwei Drahtebenen mit negativer Spannung liegt die Signalebene auf Erdpotential. Ein durchtretendes geladenes Teilchen erzeugt eine Spur freier Ladungsträger. Die freigesetzten Elektronen werden zum nächsten Signaldraht beschleunigt. Dicht an der Drahtoberfläche des 20-40 μm dünnen Drahtes wird die Feldstärke so hoch, daß Elektronenvervielfachung auftritt. Die Spannung ist aber so gewählt, daß keine Funken entstehen. Die Elektronenlawine wird von einem Verstärker am Ende des Signaldrahtes registriert.

Da die Gleichspannung alle freien Ladungen sofort absaugt, erreicht man gegenüber der Funkenkammer eine wesentlich bessere Zeitauflösung von 60-100 nsec. Die Kammern liefern jeweils die horizontale und vertikale Koordinate eines Teilchendurchgangs. Im Experiment werden die Charpak-Kammern

vor dem Magneten eingesetzt. Da der Photonstrahl die Charpak-Kammern ebenfalls durchquert, ergibt sich eine ausgezeichnete Möglichkeit Form und Lage des Strahles über Compton-Elektronen bzw. e^+e^- -Paare während des Experimentes zu messen.

Die wichtigsten Daten der Charpak-Kammern sind:

sensitive Fläche:	30 cm × 30 cm bzw. 60 cm × 60 cm
Zahl der Drähte pro Signalebene:	150 bzw. 300
Drahtabstand:	2 mm
Kammergas:	Ar-CO ₂ (1:2)
angelegte Spannung:	4.5 kV
Zeitauflösung:	~ 60 nsec
Nachweiswahrscheinlichkeit:	96% für Zweispurereignisse .

2.3.4 Der Cerenkov-Zähler

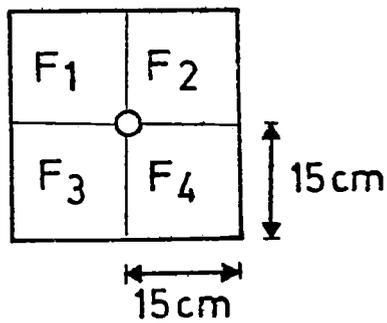
Der Cerenkov-Zähler ist in einem horizontal aufgestellten zylindrischen Stahltank untergebracht (Durchmesser 2.40 m, Höhe 2.33 m). Das 3 mm starke Eintrittsfenster hat die Maße 2.1 m × 1.0 m. 6 sphärische Spiegel (je 70 × 70 cm²) fokussieren das Licht auf ebensoviele Photoröhren (Valvo 58 UVP). Im Füllgas (Freon-13 bei 4 bar) machen Kaonen bei allen im Experiment vorkommenden Impulsen kein Licht. Für Pionen liegt die Schwelle bei 1.6 GeV/c, für Elektronen bei 6.6 MeV/c. Der Zähler ist so aufgestellt, daß alle Teilchen, die die Funkenkammern durchsetzen, in ihn eintreten.

Tests mit dem primären Elektronenstrahl ergaben eine Nachweiswahrscheinlichkeit von (99.75±.15)%. Für π -Mesonen aus dem ρ -Zerfall mit Impulsen zwischen 2 und 4 GeV/c war die durchschnittliche Nachweiswahrscheinlichkeit 98±2%. Bei der Analyse der Daten wird - um Schwelleneffekte des C-Zählers auszuschließen - ein Mindestimpuls der Kaonen von $p_K \geq 1.8$ GeV/c verlangt.

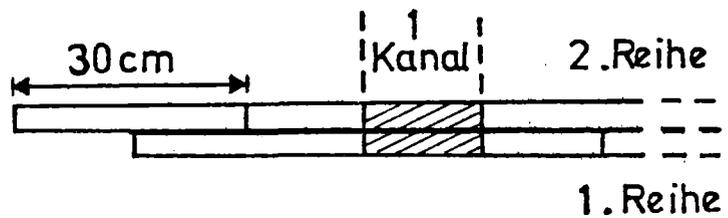
2.3.5 Die Triggerzähler

"FRONT-Zähler" (F-Zähler) und "BACK-Zähler" (B-Zähler) liefern die Information, die - zusammen mit den Tag- und C-Pulsen - zu einem Trigger verarbeitet wird.

Die vier F-Zähler sind vor dem Magneten zwischen Target und Charpak-Kammern installiert. Jedes Teilchen, das die Charpak-Kammern durchquert und in den Magneten eintritt, muß einen dieser Zähler passieren, abgesehen von dem Photonstrahl, der durch eine Aussparung hindurchtritt.



F-Zähler



B-Zähler

Die B-Zähler haben die Abmessungen 100 cm × 30 cm × 1 cm und sind aufrechtstehend in einer Doppelreihe zwischen C-Zähler und Funkenkammern aufgebaut, deren sensitive Fläche sie vollständig überdecken. Ein Kanal wird definiert als Koinzidenz eines Zählers der 1. Reihe mit einem ihn zur Hälfte überdeckenden Zähler der zweiten Reihe.

2.3.6 Der Analysiermagnet

Das Feld des Analysiermagneten hat zwei Aufgaben:

- a) Die Ablenkung geladener Teilchen ermöglicht deren Impulsbestimmung.
- b) Niederenergetischer Untergrund wird von dem Aufbau hinter dem Magneten ferngehalten.

Die Teilchen treten durch das $.90 \times .35 \text{ m}^2$ große Eintrittsfenster in den Magneten ein und verlassen ihn durch eine $1.20 \times .76 \text{ m}^2$ große Öffnung. Der Polschuhabstand ist $.54 \text{ m}$, der Abstand der beiden Öffnungen 1.20 m .

Durch das große Austrittsfenster ist das Feld stark inhomogen, besitzt jedoch eine horizontale und eine vertikale Symmetrieebene, die sich auf der Strahlachse schneiden. Das wurde bei der Feldmessung ausgenutzt. Das Feld ist mit einer dreidimensionalen Hallsonde an ca. 5000 Raum-Punkten vermessen. Die Genauigkeit der Messung wird von der mechanischen Justierung und Führung der Sonde bestimmt und ist $\leq 1\%$. Bei 1460A Magnetstrom ist B_{MAX} etwa $10 \text{ kG} = 1 \text{ Tesla}$.

2.3.7 Das Wasserstofftarget und das Targethodoskop

Das Target hat eine Länge von 50 cm bei 2.5 cm Durchmesser und ist mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ($\sim 6\%$ Strahlungslänge). Das Targethodoskop besteht aus 23 Szintillations-Zählern, die zylindrisch um das Target angeordnet sind. Die einzelnen Zähler haben die Größe $3.3 \times 57.5 \text{ cm}^2$, der zum Strahl parallele Zylinder einen Durchmesser von 26 cm . Damit können Azimutwinkel von Rückstoßprodukten in Sektoren von 15° bestimmt werden.

2.4 Die Bildung des Triggers und die Messung

2.4.1 Der Trigger

Er wird aus folgenden Signalen gebildet (Abb. 2):

T-Signal: Das ist ein "ODER"-Signal aus den 14 sich paarweise überlappenden großen Tag-Zählern.

F-Signal: Dazu werden mindestens zwei der 4 F-Zähler in Koinzidenz verlangt.

B-Signal: Dazu müssen mindestens zwei Kanäle der B-Zähler angesprochen haben.

C-Signal: Dieses Signal ist ein "Oder"-Signal der 6 Photomultiplier des C-Zählers.

Eine Anordnung schneller Elektronik verarbeitet die Signale und entscheidet, ob das Ereignis aufgenommen und die Funkenkammern gefeuert werden.

Der "Phi-Trigger" ist eine Koinzidenz aus:

$$\phi\text{-Trigger: } T \cdot F \cdot B \cdot \bar{C} \quad ,$$

wobei \bar{C} bedeutet, daß kein C-Signal auftrat. Entsprechend gibt es einen "Rho-Trigger":

$$\rho\text{-Trigger: } T \cdot F \cdot B \quad ,$$

bei dem die C-Information nicht mitverwendet wird. Deshalb wird man mit diesem Trigger überwiegend π -Mesonen aus dem ρ -Zerfall aufnehmen.

Elektromagnetische Paare, um z.B. den C-Zähler oder das Tag-System zu testen, erhält man ebenfalls mit dem ρ -Trigger. Zusätzlich muß noch der die Paare absorbierende Strahlabsorber entfernt werden.

2.4.2 Untergrundbetrachtungen

Es treten zwei Klassen von Untergrund auf:

- a) Untergrund der die Triggerrate beeinflusst,

- b) Untergrund, der in den Funken- und Charkakkammern zusätzliche Spuren erzeugt.

Elektromagnetische Reaktionen der Photonen führen zu Untergrund der Klasse b), während konkurrierende hadronische Reaktionen in a) auftreten. Das Verhältnis der beiden Anteile läßt sich abschätzen, wenn man den Wirkungsquerschnitt für e^+e^- -Paare von 21 mb mit dem gesamten hadronischen Wirkungsquerschnitt des Photons von etwa 100 μb vergleicht.

Zu b) tragen e^+e^- -Paarerzeugung bei und, da das ganze Bremsspektrum auf das Target fällt, auch Compton-Streuung im Bereich unter 1 GeV Photonenergie.

Paare, die mit Winkeln unter 1.5° das Target verlassen, treffen auf den Strahlabsorber im Magneten und erfüllen deshalb in ihrer Mehrzahl nicht die Bedingungen des hadronischen Triggers. Compton-Elektronen werden auch unter größeren Winkeln erzeugt, haben aber zu kleinen Impuls um durch das Magnetfeld zu gelangen. Bei Elektronen(-paaren), denen es doch gelingt, das Magnetfeld und die B-Zähler zu passieren, macht der Cerenkov-Zähler ein Veto-Signal.

Hadronische Untergrundreaktionen a) führen hauptsächlich zur Bildung von Pionen. Sofern sie aus dem häufigen $\rho \rightarrow 2\pi$ Zerfall stammen, haben sie hinreichend großen Impuls für ein Cerenkov-Veto. Mehrfach-Ereignisse und niederenergetische Pionen werden jedoch aufgenommen und können erst in der Analyse abgetrennt werden.

2.4.3 Datennahme

Daten wurden mit einer Rate von etwa $2 \cdot 10^5$ /sec markierten Photonen im Bereich 4.6 - 6.7 GeV genommen. Die Rate wurde begrenzt durch die

- a) Zahl der zufälligen Koinzidenzen im Tagging-System ($\leq 12\%$)

- b) zufälligen Spuren meist von Compton-Elektronen in den Charpakkammern (~ 14%)
- c) Totzeit der Apparatur (~ 30%). Darin enthalten ist die Zeit, die nach einem Trigger benötigt wird, um alle aufgenommene Information (z.B. Charpak-Spuren, Funkenkammer-Daten etc.) aus der Apparatur zu extrahieren und im Computer abzulegen und die Nachlade- und Erholzeit der Funkenkammern (siehe 2.3.2).

Die Daten wurden über ein CAMAC-System in einen Computer PDP-8E eingelesen, von dort zum IBM-Hauptrechner übertragen und schließlich auf Magnetband geschrieben. Die PDP-8E überwachte laufend das Experiment; wichtige Informationen, wie z.B. Zählerstände, Charpak- und Funkenkammerspuren wurden auf einem Bildschirm dargestellt. Sehr nützlich war die ständige Messung des Verhältnisses

α = Anzahl der Trigger/Anzahl der energiemarkierten Photonen ,

das ein Maß für den nachgewiesenen Wirkungsquerschnitt ist. Für die Reaktion (1) ist $\alpha_{\text{MIN}} \sim 10^{-7}$. Es wurde versucht ein möglichst kleines $\alpha \approx \alpha_{\text{MIN}}$ zu erreichen. Ein typischer Wert ist

$$\alpha = 6 \cdot 10^{-6} .$$

3. REKONSTRUKTION DER DATEN

3.1 Bildung der Trajektorien

Aus den Funkenkoordinaten wurden mit einem dafür entwickelten Computer-Programm die Trajektorien der Teilchen rekonstruiert /12/. Bedingung war, daß mindestens 3 Koordinatenpaare der aufrechten Kammern auf einer räumlichen Geraden liegen und zusätzlich zumindest eine gedrehte Kammer beteiligt ist. Nur dann kann die bei zwei Spuren auftretende Mehrdeutigkeit der Koordinatenzuordnung aufgelöst werden.

Aus der Gesamtmenge der rekonstruierten Zweifach-Spuren lassen sich die Wirkungsgrade der Kammern bestimmen. Dazu wird abgezählt, wie oft jede Kammer zu den gefundenen Spuren beigetragen hat. Der Wirkungsgrad für zwei Spuren gemittelt über alle Kammern beträgt

$$\bar{\eta}_2 = (86 \pm 4)\% .$$

Daraus folgt, daß die Kammern aus der Datenmenge, die den Rekonstruktionsbedingungen des Computer-Programms genügt, 99.5% der Zweispurenereignisse aufzeichnen.

Mit einem zweiten unabhängigen Rekonstruktionsprogramm /13/ wurde der Anteil der von dem Suchprogramm aus der Gesamtdatenmenge gefundenen Zweispurenereignisse zu

$$\eta_R = (94 \pm 3)\%$$

ermittelt.

3.2 Bestimmung der Impulse

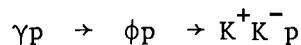
Die Dreierimpulse wurden aus den Trajektorien durch eine Minimierung der Größe

$$\chi^2 = \sum_i \left\{ \frac{\vec{x}_i^G - \vec{x}_i^T}{\sigma_i} \right\}^2$$

bestimmt. i durchläuft alle die Punkte einer Trajektorie, deren Koordinaten \vec{x}_i^G in Funken- bzw. Charpak-Kammern mit dem Fehler σ_i gemessen wurden /14/. \vec{x}_i^T ist der Wert, der sich aus der Anpassung ergibt. Der Verlauf der Trajektorien durch das inhomogene Magnetfeld wurde durch eine numerische Integration der Bewegungsgleichungen eines geladenen Teilchens bestimmt. Startwerte für die Fitprozedur erhält man, wenn das Magnetfeld näherungsweise als homogen angenommen wird. Die Anpassung liefert außer Betrag und Richtung des Dreierimpulses auch den Vertexpunkt und somit die vollständige Trajektorie des Teilchens vom Entstehungspunkt bis zum C-Zähler.

3.3 Die Abtrennung der inelastischen Reaktion von der elastischen

Wie in 2.1 und 2.4.1 dargelegt, gibt es vom Trigger her keinen Unterschied zwischen der Reaktion



und



Eine Trennung der beiden Kanäle ist daher erst nach der Datenrekonstruktion möglich. Da die beiden Datenmengen komplementär zueinander sind, ist die Abtrennung des elastischen Kanals wesentlich verknüpft mit den inelastischen Daten, die in der Restmenge enthalten sind. Deshalb muß auch auf die Auswahl der elastischen Datenmenge eingegangen werden.

3.3.1 Der Datensatz der elastischen Reaktion

Aus der Photonenergie, der Protonmasse und den beiden gemessenen Kaonen wird das Rückstoßteilchen berechnet. Abb. 3 zeigt die Verteilung der invarianten K^+K^- -Massen gegen die Rückstoßmasse über den ganzen Energiebereich E_γ .

Man erkennt eine starke Anhäufung im Bereich der ϕ -Masse und der Protonmasse aber auch zu höheren Rückstoßmassen hin. Das elastisch erzeugte ϕ wurde durch folgende Schnitte abgetrennt.

- 1) Der Impuls mindestens eines der auslaufenden Teilchen muß größer 1.8 GeV/c sein.
- 2) Der rekonstruierte Vertex-Punkt liegt im Target.
- 3) Die Akzeptanz des Ereignisses übersteigt 1% (siehe Abschnitt 4.1).
- 4) Die invariante KK-Masse liegt im Bereich $1.010 < M_{KK} < 1.030 \text{ GeV}/c^2$.
- 5) Das Rückstoßteilchen ist ein Proton $.65 < M_x < 1.2 \text{ GeV}/c^2$.

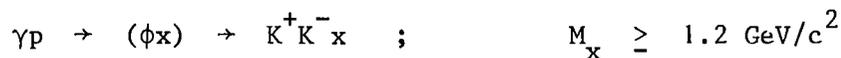
Anstatt eines Schnittes an der Rückstoßmasse wurde auch ein Verfahren angewendet, das in einem 1C-Fit die Impulse aller beteiligten Teilchen an die Hypothese einer elastischen Reaktion anpaßt /12/. Die kumulative Wahrscheinlichkeit des kinematischen Fits

$$W_{\text{KIN}}(\chi^2) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\chi^2} u^{-1/2} \cdot e^{-\frac{u}{2}} du \quad (3)$$

sollte für elastische Ereignisse zwischen 0 und 1 gleichverteilt sein. Abb. 4 zeigt, daß die Annahme für $W_{\text{KIN}} > .05$ erfüllt ist. Die Ereignisse mit $W_{\text{KIN}} > .05$ werden also der elastischen Reaktion zugeordnet. Beide Verfahren liefern etwa gleiche Ergebnisse. Dem elastischen Datensatz wurden sowohl die Bedingungen 1-5 als auch die Forderung $W_{\text{KIN}} > .05$ auferlegt.

3.3.2 Der Datensatz der inelastischen Reaktion

Nach Abtrennung der elastischen Daten bleiben Ereignisse im ϕ -Massenbereich übrig, aber mit Rückstoßmassen $M_x > 1.2 \text{ GeV}/c^2$ (Abb. 5,6). Diesen Ereignissen entsprechen Daten mit einer kumulativen Wahrscheinlichkeit $W_{\text{KIN}} \leq .05$. Der Reaktion

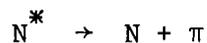


werden die Ereignisse zugeordnet, für die sowohl $W_{\text{KIN}} \leq .05$ als auch $M_x \geq 1.2 \text{ GeV}/c^2$ ist.

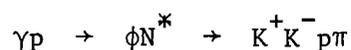
Das Rückstoßsystem ist überwiegend ein angeregtes Nukleon, das sofort unter Pion(en)-Emission zerfällt. Dieses Pion wird ein Veto-Signal verursachen, falls es in den C-Zähler gelangt und einen Impuls über $1.8 \text{ GeV}/c$ hat. Dadurch gehen inelastische Ereignisse verloren.

Es ist auch möglich, daß ein Pion mit einem Impuls $< 1.8 \text{ GeV}/c$ und ein Kaon mit $p_K > 1.8 \text{ GeV}/c$ in der Apparatur nachgewiesen werden. Diese Konfiguration ist bei der Datenanalyse nicht von zwei Kaonen zu trennen und tritt deshalb als Untergrund in der Datenmenge auf.

Der Einfluß des Pions aus den Zerfall



auf den Trigger wurde mit einem Monte-Carlo-Verfahren abgeschätzt, wobei ein isotroper Zerfall des N^* in seinem Ruhesystem angenommen wurde. Die Reaktion



wurde unter den folgenden Bedingungen gewürfelt:

- a) Photonenergie im Bereich $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ GeV und verteilt wie $1/E_\gamma$
- b) $|t-t_{\text{MIN}}| \leq .25$ (GeV/c)² (bzw. ≤ 1.0 (GeV/c)²)
- c) Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts $\sim e^{-3|t-t_{\text{MIN}}|}$
- d) $1.2 \leq M_x \leq 2.6$ GeV/c² gleichverteilt (bzw. $1.2 \leq M_x \leq 1.8$ GeV/c²)
- e) Erzeugung der KK-Paare im SCHS (siehe 5.1) $\sim \sin^2\theta$, isotrop in ϕ
Zerfall des $N^* \rightarrow N\pi$ isotrop in seinem Ruhesystem
- f) Kaonen (und Pionen) wurden akzeptiert, falls sie im Laborsystem unter Winkeln $< 11^\circ$ gegen die Photonstrahlrichtung erzeugt werden.

Ereignisse mit zwei akzeptierten Kaonen, von denen eines über 1.8 GeV/c liegt, gehen für $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .25$ (GeV/c)² ab $M_x = 1.95$ GeV/c² durch ein C-Veto verloren, das von einem Pion aus dem Zerfall $N^* \rightarrow N+\pi$ verursacht wird (Abb. 7). Die Verluste steigen auf etwa 17% im Bereich $2.0 \leq M_x \leq 2.3$ GeV/c².

Für den Nachweis größerer Rückstoßmassen ist die Akzeptanz des Spektrometers zu gering. Da die Nukleonresonanzen zu etwa 50% auch in Zustände mit mehreren Pionen zerfallen und Verluste nur im Bereich $1.95 \leq M_x \leq 2.3$ GeV/c² auftreten, wurde darauf nicht korrigiert. Bei der Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wurde diese Unsicherheit in den Fehler mitaufgenommen. Die Untersuchung der Winkelverteilung der KK-Paare erfolgte im Bereich $1.2 \leq M_x \leq 1.8$ GeV/c².

Ereignisse, bei denen ein Kaon über 1.8 GeV/c und - anstelle des zweiten Kaons - ein Pion aus dem Zerfall $N^* \rightarrow N+\pi$ mit $p_\pi < 1.8$ GeV/c registriert wird, sind mit derselben Methode im Bereich $1.2 \leq M_x \leq 1.8$ GeV/c² und einem größeren t-Bereich $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq 1.0$ (GeV/c)² untersucht worden. Es werden alle diejenigen Fälle betrachtet, wo nur eines der beiden Kaonen - und zwar das mit $p_K > 1.8$ GeV/c - nachgewiesen wird und zusammen mit einem Pion unterhalb der C-Schwelle die Triggerbedingung erfüllt. Die Rate dieser Ereignisse, die in der Analyse als KK-Ereignisse auftreten, liegt für $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq 1.0$ (GeV/c)² und $1.2 \leq M_x \leq 1.8$ GeV/c² bei etwa 10%.

Das Auftreten von Zerfällen des angeregten Nukleons, bei denen mehrere Pionen erzeugt werden, könnte diese Zahl noch erhöhen. Andererseits wurden alle Pionen mit $p_{\pi} < 1.8 \text{ GeV}/c$ in der Analyse akzeptiert, ungeachtet der Tatsache, daß für $p_{\pi} \lesssim 1 \text{ GeV}/c$ die Pionen das Magnetfeld nicht mehr passieren können und somit ausfallen. Im Bereich $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .4 (\text{GeV}/c)^2$ treten Kaon-Pion-Ereignisse nicht auf. Es ist jedoch möglich, daß Ereignisse mit höheren Impulsüberträgen durch die falsche Interpretation des Pions als Kaon im Bereich kleiner Impulsüberträge auftreten.

4. DER DIFFERENTIELLE WIRKUNGSQUERSCHNITT FÜR $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+ K^- x$

Die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi x$ erfordert eine Abtrennung der Ereignisse im invarianten KK-Massenspektrum, die nicht aus dem ϕ -Zerfall stammen. Diese Ereignisse werden im folgenden nichtresonanter Beitrag genannt.

Da es sich hierbei ebenfalls um $K^+ K^-$ -Endzustände handelt, ist mit Interferenzen der resonanten mit den nichtresonanten $K^+ K^-$ -Paaren zu rechnen. Im Massenspektrum selbst sind wegen der geringen Breite des ϕ -Mesons - anders als bei etwa 150 MeV breiten ρ -Meson - Verformungen der Breit-Wigner-Resonanz nicht beobachtbar. Es wird sich aber bei der Analyse der darauf viel empfindlicheren $K^+ K^-$ -Winkelverteilung ein Interferenzeffekt nachweisen lassen.

In Abschnitt 4 wird der differentielle Wirkungsquerschnitt unter der Annahme eines nichtkohärenten, d.h. nicht interferierenden KK-Untergrundes bestimmt. Das erscheint vernünftig, da im M_{KK} -Spektrum Interferenzeinflüsse nicht sichtbar sind und deshalb vernachlässigt werden können. Nach der Analyse der Winkelverteilung wird auf die Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter Einschluß der Interferenz eingegangen.

4.1 Korrekturen und Untergrundabtrennung

Die inelastischen Daten müssen korrigiert werden

- 1) durch Korrekturfaktoren ϵ , die für den Datensatz insgesamt gültig sind
- 2) durch Korrekturfaktoren, die für jedes Ereignis bestimmt werden.

Zu 1) gehören

- a) Korrekturen durch Verluste bei der Spurrekonstruktion /12/

$$\epsilon_1 = 1.06 \pm .03$$

- b) Verluste bei der Impulsrekonstruktion, z.B. durch Ereignisse, bei denen die χ^2 -Anpassung nicht konvergierte

$$\epsilon_2 = 1.09 \pm .03$$

- c) Verluste durch Ereignisse, bei denen mehr als zwei Spuren vorhanden waren

$$\epsilon_3 = 1.025 \pm .01$$

- d) Verluste durch die Triggerzähler und durch Totzeiteffekte des C-Zählers

$$\epsilon_4 = 1.02 \pm .01$$

- e) Korrekturen auf den Tag-Wirkungsgrad, sowie auf leere- und Vielfach-Tags

$$\epsilon_5 = 1.28 \pm .02$$

- f) Verluste durch Anstoßelektronen, die im C-Zähler ein Veto verursachen

$$\epsilon_6 = 1.09 \pm .03$$

- g) Verluste durch die ungenaue Rekonstruktion der Vertexpunkte, die dadurch außerhalb des Targets liegen

$$\epsilon_7 = 1.04 \pm .01$$

- h) Verluste durch die ungenaue Rekonstruktion der Rückstoßmasse, was dazu führt, daß inelastische Ereignisse in der elastischen Datenmenge auftreten

$$\epsilon_8 = 1.05 \pm .02$$

- i) Berücksichtigung des Verzweigungsverhältnisses

$$\varepsilon_9 = \frac{\phi \rightarrow \text{alles}}{\phi \rightarrow K^+K^-}$$

$$\varepsilon_9 = 2.141 \pm .03 \quad /27/ .$$

Damit ergibt sich ein $\varepsilon = \prod_{i=1}^9 \varepsilon_i = 3.91 \pm .30$, wobei der Fehler durch quadratische Addition der Einzelfehler gewonnen wurde.

Die Korrekturen zu 2) wurden mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet.

Dazu wurden Ereignisse des Typs $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+K^-x$ simuliert und die Kaonimpulse im SCHS (oder TCHS) (siehe 5.1) in einem Δs -, Δt -, ΔM_{KK^-} -, ΔM_x -, $\Delta \theta$ -, $\Delta \phi$ -Bereich gewürfelt, und dann in das Laborsystem transformiert, wo schließlich der Weg der Kaonen durch die Apparatur verfolgt wird. Falls die Kaonen die Triggerbedingung erfüllen, erhält das Ereignis die Zahl $\eta=1$ zugewiesen, ansonsten ist $\eta=0$.

Das Programm berücksichtigt:

- a) die geometrische Akzeptanz des Aufbaus
- b) die Triggerbedingung
- c) den Zerfall von K^+ und den Einfluß der Zerfallsmuonen auf den C-Zähler
- d) die Ortsabhängigkeit der C-Nachweiswahrscheinlichkeit
- e) die Streuung der Kaonen, besonders im Target und in den Zählern
- f) die Abschwächung des Photonstrahles im Target
- g) die Bedingung, daß mindestens ein Kaon einen Impuls über der C-Schwelle haben muß.

Die Akzeptanz $A(\Delta s, \Delta t, \Delta M_{KK}, \Delta M_x, \Delta \theta, \Delta \phi)$ ist definiert als

$$A(\theta, \phi) = \frac{\text{Zahl der Ereignisse im Bereich } \Delta \theta, \Delta \phi \text{ mit } \eta = 1}{\text{Gesamtzahl der Versuche im Bereich } \Delta \theta, \Delta \phi} ;$$

θ, ϕ stehen für die Gesamtzahl der auftretenden Variablen. Für $A \neq 0$ ist die Größe $W(\Delta \theta, \Delta \phi) = 1/A(\theta, \phi)$ das Gewicht, das einem Ereignis im Bereich $\Delta \theta, \Delta \phi$

zugeordnet wird.

Zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts der inelastischen Photoproduktion muß der nichtresonante Untergrund im KK-Massenspektrum abgetrennt werden. Das wird erreicht durch die Überlagerung einer gaussverteilten ϕ -Massenverteilung und eines Untergrundes von der Form $\alpha_1\sqrt{\Delta} + \alpha_2\Delta + \alpha_3\Delta^2 + \alpha_3\Delta^3$, mit $\Delta = M_{KK} - M_{\text{Schwelle}}$. Zur Bestimmung des ϕ -Beitrag wurde dieser Ansatz an das gewichtete, d.h. korrigierte KK-Massenspektrum angepaßt. Der Beitrag nichtresonanter KK-Erzeugung beträgt im ϕ -Bereich 30%-50% (Abb. 28,29).

4.2 Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\gamma p \rightarrow \phi x$ wurde nach der Vorschrift

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{R \cdot \epsilon}{T \cdot F_E \cdot \Delta t}$$

berechnet. Die auftretenden Größen sind:

- $R = N_E \cdot G_E$: wobei N_E die Zahl der ϕ -Ereignisse und G_E ihre mit Monte-Carlo berechneten Gewichte sind (siehe 4.1)
- ϵ : Korrekturfaktor, wie in 4.1 beschrieben
- T : Target-Faktor ($2.13 \cdot 10^{24}$ Protonen/cm²)
- F_E : Zahl der energiemarkierten Photonen
- Δt : $|t - t_{\min}|$ -Bereich.

Es wurde die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts von der Photonenergie und von der Rückstoß-Masse untersucht, wobei jeweils über die andere Größe summiert wurde. Die Ergebnisse sind in den Abb. 8,9 dargestellt. Der differentielle Wirkungsquerschnitt hat in dem gemessenen $\Delta t, \Delta E_\gamma, \Delta M_x$ -Bereich die für diffraktive Prozesse typische exponentielle Form. Der Stei-

gungsparameter B geht von 5.5 GeV^{-2} im elastischen Fall auf etwa 3 GeV^{-2} bei der inelastischen Reaktion zurück und nimmt mit wachsendem M_x ab. Eine Energieabhängigkeit ist - wie im elastischen Fall - im ausgemessenen Bereich nicht feststellbar. Die Ergebnisse wurden bereits veröffentlicht /15/.

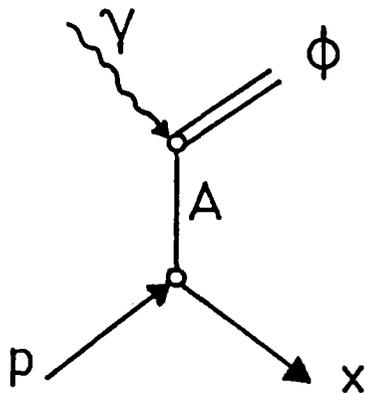
5. DIE ZERFALLSWINKELVERTEILUNG DER KK-PAARE, MOMENTE UND DICHEMATRIX

Messung und Analyse der Zerfallswinkelverteilung der KK-Paare stehen im Mittelpunkt dieser Untersuchung. Von den vier in der Einleitung aufgeführten charakteristischen Eigenschaften einer diffraktiven Reaktion fallen die s-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts und die t-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts als eindeutige Indikatoren aus, da sowohl der zur Verfügung stehende s-Bereich als auch bei der inelastischen Reaktion der $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereich zu klein sind, um statistisch signifikante Aussagen zu erhalten. Deshalb wurde bei der Konzeption des Experimentes das Schwergewicht auf die Erfassung der KK-Winkelverteilung in einem Bereich um die Vorwärtsrichtung gelegt. So ist es möglich, über die Untersuchung der Helizitäten einen Einblick in die diffraktive Natur des Prozesses zu gewinnen. Der Beitrag der nichtresonanten KK-Erzeugung zur Winkelverteilung der KK-Paare, die aus dem ϕ -Zerfall stammen, spielt eine wichtige Rolle in diesem Zusammenhang.

In den Abschnitten 5.1 bis 5.3.2 werden die zur Analyse der KK-Winkelverteilung benötigten Größen definiert und die Anpassungsverfahren beschrieben. Dann werden die Ergebnisse für SCHS und TCHS diskutiert. Danach wird ein einfaches Modell entwickelt, das die Abhängigkeit der Momente $\langle Y_0^0 \rangle$, $\langle Y_2^0 \rangle$, $\langle Y_2^1 \rangle$, $\langle Y_2^2 \rangle$ von M_{KK} zu parametrisieren gestattet.

5.1 Definition der Bezugssysteme

Die Zerfallswinkelverteilung des ϕ wird in einem ϕ -Ruhe-system beschrieben. Zwei Systeme sind für diese Analyse besonders geeignet, das s-Kanal-Helizitätssystem (SCHS) und das t-Kanal-Helizitätssystem (TCHS). Die Bezeichnungen geben an, daß die Quantisierungsrichtungen der beiden Systeme gleich der Richtung des Austauscheteilchens im s- bzw. t-Kanal ist. Betrachten wir die Reaktion



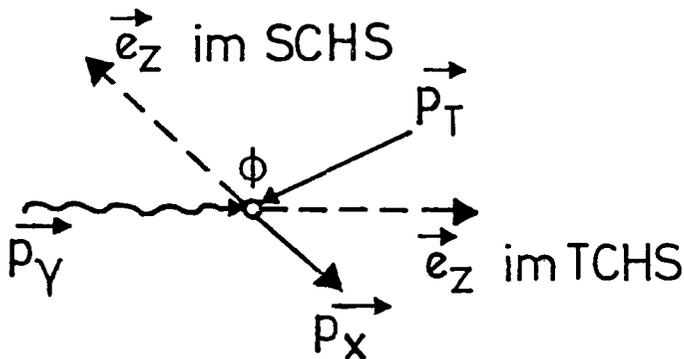
$$\gamma p \rightarrow \phi x$$

im Ruhesystem des ϕ .



Die Richtung des Photons im ϕ -Ruhesystem (\hat{z} -Richtung des Austauschteilchens) ist die Quantisierungsrichtung im TCHS.

Wenn das ausgetauschte Teilchen nicht eingezeichnet wird, erhält man für das ϕ -Ruhesystem folgende Darstellung:



Dreiervektor des
 \vec{p}_γ : Photons
 \vec{p}_x : Rückstoßsystems
 \vec{p}_T : Targetprotons
 im ϕ -Ruhesystem.

Im SCHS ist die z-Achse (Quantisierungsachse) entgegengesetzt zur Richtung des auslaufenden Rückstoßteilchens, im TCHS zeigt die z-Achse wie gesagt in Richtung des einlaufenden Photons. Die y-Richtung ist in beiden Fällen die Normale zur Produktionsebene

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

Die x-Richtung ergänzt \vec{e}_y, \vec{e}_z zu einem rechtshändigen Koordinatensystem:
 $\vec{e}_x = \vec{e}_y \times \vec{e}_z$.

Für die Vorwärtsrichtung ($t=t_{\text{MIN}}$) sind SCHS und TCHS identisch, mit wachsendem $|t-t_{\text{MIN}}|$ werden die Unterschiede größer. SCHS und TCHS sind durch eine Rotation um die gemeinsame y-Achse ineinander überführbar.

Polar- und Azimutwinkel werden in beiden Systemen wie üblich festgelegt: θ ist der Winkel zwischen \vec{e}_z und dem Dreierimpuls \vec{p}_{K^+} des positiven Kaons, ϕ der Winkel zwischen \vec{e}_x und der Projektion von \vec{p}_{K^+} in der x-y-Ebene (Streu-ebene). Anstelle von θ wird meist die Größe $x = \cos \theta$ verwendet: $-1 \leq x \leq 1$.

5.2 Beschreibung der Zerfallswinkelverteilung

Die Zerfallswinkelverteilung W ist im inelastischen Fall eine Funktion der Variablen

$$W = W(\theta, \phi; s, t, M_{KK}, M_x)$$

\sqrt{s} : Gesamtenergie, $s = (p_\gamma + p_T)^2$

\sqrt{t} : Viererimpulsübertrag, $t = (p_\gamma - p_\phi)^2 = (p_p - p_x)^2$

M_{KK} : invariante KK-Masse

M_x : Rückstoßmasse

θ, ϕ : Polar- und Azimutwinkel im SCHS oder TCHS (siehe 5.1).

W wird beschrieben von einer Dichtematrix, die im Falle eines Spin-1-Teilchens eine 3×3 -Matrix ist. Äquivalent dazu ist die Entwicklung von W nach Momenten $\langle Y_L^M \rangle$ der Zerfallswinkelverteilung. Dichtematrix und Momente werden

in Anhang 1 und 2 eingeführt.

Mit den Elementen der Dichtematrix läßt sich die Zerfallswinkelverteilung eines Spin-1-Teilchens bei Paritätserhaltung schreiben /17/:

$$\begin{aligned}
 W(\theta, \phi; s, t, M_{KK}, M_X) &= \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + (3\rho_{00} - 1) \frac{1}{2}(3\cos^2\theta - 1) \right. \\
 &\quad \left. - 3\rho_{1-1}(1 - \cos^2\theta) \cos 2\phi \right. \\
 &\quad \left. - 6\sqrt{2} \operatorname{Re}\rho_{10} \cos\theta \sqrt{1 - \cos^2\theta} \cos\phi \right\} ,
 \end{aligned} \tag{4}$$

wobei $\rho_{ik} = \rho_{ik}(s, t, M_{KK}, M_X)$.

Umgekehrt ist die Dichtematrix bis auf $\operatorname{Im}\rho_{10}$ vollständig durch $W(\theta, \phi)$ bestimmt. Der Zusammenhang mit den Momenten $\langle Y_L^M \rangle$ ist durch folgende Gleichungen gegeben:

$$\begin{aligned}
 \sqrt{4\pi} \langle Y_0^0 \rangle &= 1 \rightarrow \text{Normierung} \\
 \sqrt{4\pi} \langle Y_2^0 \rangle &= \sqrt{\frac{1}{5}} (3\rho_{00} - 1) \\
 \sqrt{4\pi} \langle Y_2^2 \rangle &= -\sqrt{\frac{6}{5}} \rho_{1-1} \\
 \sqrt{4\pi} \langle Y_2^1 \rangle &= \sqrt{\frac{12}{5}} \operatorname{Re} \rho_{10} ,
 \end{aligned} \tag{5}$$

Führt man die normierten, d.h. durch $\langle Y_0^0 \rangle$ geteilten Momente $\langle Y_{LN}^M \rangle$ ein, so gilt

$$\begin{aligned}
 \rho_{00} &= \frac{1}{3} + \frac{\sqrt{5}}{3} \langle Y_{0N}^0 \rangle \\
 \rho_{1-1} &= -\sqrt{\frac{5}{6}} \langle Y_{2N}^2 \rangle \\
 \operatorname{Re} \rho_{10} &= \sqrt{\frac{5}{12}} \langle Y_{2N}^1 \rangle .
 \end{aligned}$$

5.3 Methoden der Analyse

5.3.1 Definition der auftretenden Größen

Mit $W^{\text{EXP}}(\theta, \phi) \cong W^{\text{EXP}}(\theta, \phi; s, t, M_{\text{KK}}, M_x)$ wird die gemessene Winkelverteilung bezeichnet. Sie ist durch die Akzeptanzeigenschaften der Apparatur verzerrt. Für die "wahre" Verteilung $W(\theta, \phi)$ gilt

$$W(\theta, \phi) \cdot A(\theta, \phi) = W^{\text{EXP}}(\theta, \phi) \quad .$$

$A(\theta, \phi)$ ist die Akzeptanz der Apparatur im Bereich θ, ϕ . Sie wird für jeden $\Delta\theta, \Delta\phi, \Delta s, \Delta t, \Delta M_{\text{KK}}, \Delta M_x$ -Bereich mit einem Monte-Carlo-Programm berechnet (siehe 4.1) und nimmt die Werte $0 \leq A \leq 1$ an.

Eine Funktion $W^{\text{Th}}(\theta, \phi)$ kann entweder in der Weise angepaßt werden, daß

- a) $W^{\text{Th}}(\theta, \phi)$ mit der wahren Verteilung $W(\theta, \phi) = \frac{1}{A} W^{\text{EXP}}(\theta, \phi)$ verglichen wird

oder daß

- b) $W^{\text{Th}}(\theta, \phi) \cdot A(\theta, \phi)$ an $W^{\text{EXP}}(\theta, \phi)$ angepaßt wird.

Methode b) ist numerisch günstiger, da Bereiche, in denen die Akzeptanz A verschwindet, nicht gesondert behandelt werden müssen. Für $A \neq 1$ ist die Größe $G = \frac{1}{A}$ das Gewicht, das einem Ereignis zugeordnet wird.

5.3.2 Bestimmung der ρ_{ik} und der Momente

Zur Bestimmung der Dichtematrixelemente aus der Winkelverteilung der inelastisch erzeugten KK-Paaren in einem ϕ -Ruhesystem wurden zwei Verfahren angewendet:

a) die χ^2 -Anpassung

Dazu werden die Ereignisse in ein Raster von 35 (bzw. 20) $x = \cos \theta$ - und ϕ -Intervallen einsortiert (7(5) in $x = \cos \theta$, 5(4) in ϕ) und die Funktion

$$\chi^2 = \sum_{j=1}^K (f \cdot W^{\text{th}}(x_j, \phi_j, \rho_{ik}) \cdot A(x_j, \phi_j) - N_j)^2 / N_j$$

durch Variation der ρ_{ik} minimiert.

- j: Intervallnummer (Anzahl K=35 bzw. 20)
- N_j : Zahl der Ereignisse im j-ten Intervall
- $W^{\text{th}}(x, \phi)$: die in Gl. (4) definierte Zerfallswinkelverteilung als Funktion der ρ_{ik} , $x = \cos \theta$, ϕ
- f: ein Normierungsfaktor, der zusätzlich mit angepaßt wird.

Zur Minimierung der χ^2 -Funktion wurden zwei verschiedene Computer-Programme verwendet, das Standard-Programm "Minuit" in der Karlsruher Version "DMINUITS" und "Solve". Beide Programme lieferten vollständig gleiche Ergebnisse.

b) die Maximum-Likelihood-Methode

Dabei wird das Maximum der Likelihood-Funktion gesucht /18/

$$l = \prod_{j=1}^N W_j \quad ,$$

wobei $W_j = W^{\text{th}}(x_j, \phi_j, \rho_{ik}) A(x_j, \phi_j) / \text{WNORM}$ die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Ereignisses mit den Paramtern $x = \cos \theta$, ϕ , ρ_{ik} bedeutet und j über alle gemessenen Ereignisse läuft. Mit

$$\text{WNORM} = \int_{\Omega} W^{\text{th}}(x, \phi, \rho_{ik}) A(x, \phi) dx d\phi$$

erfüllt W_j die Normierungsbedingung

$$\iint_{\Omega} W_j \, dx d\phi = 1 \quad .$$

WNORM wird mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms berechnet, einmal in der Art ein Raster über das Integrationsgebiet zu legen und das Integral aufzusummieren und zum anderen mit einem Verfahren, das dieses willkürliche Raster vermeidet. Beide Methoden lieferten gleiche Ergebnisse.

Numerisch wird die Größe

$$\begin{aligned} L &= \ln \ell = \sum_{j=1}^N \ln W_j = \\ &= \sum_{j=1}^N \{ \ln W^{\text{Th}}(x_j, \phi_j, \rho_{ik}) + \ln A(x_j, \phi_j) - \ln \text{WNORM} \} \end{aligned}$$

durch Variation der Parameter ρ_{ik} zu einem Maximum gemacht. Da $\sum_j \ln A(x_j, \phi_j)$ nicht von ρ_{ik} abhängt, beeinflusst es nur den Wert, nicht aber die Lage des Maximums, und kann deshalb weggelassen werden. Gesucht wird also das Maximum der Funktion

$$L = \sum_{j=1}^N (\ln W^{\text{Th}}(x_j, \phi_j, \rho_{ik}) - \ln \text{WNORM}) \quad ;$$

dazu wird, wiederum mit Minuit, das Minimum von $-L$ bestimmt.

Zusätzlich können den Größen ρ_{1-1} und $\text{Re } \rho_{10}$ die Bedingungen (6),(7) auferlegt werden, die das Fitverfahren im physikalisch sinnvollen Bereich halten und negative W_j verhindern. Im Anhang A1 wird die Bedingung

$$|\rho_{km}| \leq \sqrt{\rho_{kk}\rho_{mm}}$$

angegeben. Für ρ_{1-1} folgt daraus zusammen mit der Spurbedingung $\rho_{11} + \rho_{00} + \rho_{-1-1} = 1$ und $\rho_{-1-1} = \rho_{11}$:

$$|\rho_{1-1}| \leq \frac{1}{2} (1 - \rho_{00}) \quad . \quad (6)$$

Entsprechend gilt für ρ_{10}

$$|\rho_{10}| \leq \sqrt{\rho_{11}\rho_{00}}$$

und für $\text{Re } \rho_{10}$ folgt:

$$|\text{Re } \rho_{10}| \leq \sqrt{\frac{1}{2} \rho_{00} (1 - \rho_{00})} \quad . \quad (7)$$

Die Anpassung nach der Likelihood-Methode hat den Vorteil, daß die Verwendung eines Rasters nicht nötig ist. Dadurch werden Abhängigkeiten vermieden, die durch die Auswahl des Rasters entstehen können.

Die Momente werden nach der Vorschrift

$$t_L^M = \langle Y_L^M \rangle = \iint W^{\text{CORR}}(x, \phi) \text{Re } Y_L^M(x, \phi) d\Omega \quad (8)$$

bestimmt (siehe Anhang A2). Das Integral wurde durch eine Doppelsumme angenähert und zur Berechnung ein Raster in $x = \cos \theta$ und ϕ angelegt (wiederum 7 in $\cos \theta$ und 5 in ϕ). Innerhalb jedes Rasterlements wurde an 20 willkürlichen Monte-Carlo-erzeugten Stellen $\text{Re } Y_L^M(x, \phi)$ berechnet und zur Bestimmung des Moments der daraus gebildete Mittelwert verwendet. Für $\langle Y_L^M \rangle$ gilt dann

$$\langle Y_L^M \rangle \approx f \cdot \sum_x \sum_\phi N(x, \phi) \cdot G(x, \phi) \cdot \overline{\text{Re } Y_L^M(x, \phi)}$$

$N(x, \phi)$ ist die Anzahl der gemessenen Ereignisse in einem x, ϕ -Bereich

$G(x, \phi)$ das dazugehörige Gewicht, das mit dem in 4.1 besprochenen Monte-Carlo-Programm berechnet wurde

f ist ein Normierungsfaktor, der für alle Momente gleich ist

$\overline{\text{Re } Y_L^M(x, \phi)}$: Mittelwert von $\text{Re } Y_L^M(x, \phi)$ (aus 20 willkürlichen, Monte-Carlo-erzeugten Stellen im x, ϕ -Bereich berechnet).

5.3.3 Ergebnisse für das SCHS

5.3.3.1 Die Dichtematrix im SCHS

Die Bestimmung der Dichtematrixelemente und der Momente $\langle Y_L^M \rangle$ kann nur für die gesamte Ereignismenge resonanter und nichtresonanter KK -Erzeugung durchgeführt werden, d.h. für die Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ K^- x$. Eine Abtrennung des ϕ -Anteils, d.h. von $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+ K^- x$, ist von vorneherein nicht möglich, da über die Winkelverteilung der nichtresonanten KK -Paare nichts bekannt ist. Deshalb wurde die Analyse auch in Massenbereichen außerhalb der ϕ -Masse durchgeführt und versucht aus den Ergebnissen auf den Einfluß der nichtresonanten Amplitude auf das ϕ zu schließen.

Da sich der nichtresonante KK -Beitrag zum Spektrum der invarianten $K^+ K^-$ -Massen im Bereich des ϕ stark ändert, wird die invariante Masse in Intervalle unterteilt, deren Größe von 8 MeV etwa der Massenauflösung der Apparatur entspricht. Die Bestimmung der ρ_{ik} und der $\langle Y_L^M \rangle$ werden von $1.000 \leq M_{KK} \leq 1.056 \text{ GeV}/c^2$ in sieben Intervallen zu je 8 MeV durchgeführt. So wird auch die Winkelverteilung außerhalb des ϕ erfaßt und die Eigenschaften des nichtresonanten Untergrundes mitbestimmt. Die Rückstoß-Masse M_x ist auf den Bereich $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ beschränkt, $|t-t_{\text{MIN}}|$ variiert von $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$ in vier Intervallen zu je $.04 \text{ (GeV}/c)^2$. Bei allen Untersuchungen der Winkelverteilung gilt $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7 \text{ GeV}$.

Die Ergebnisse der ρ_{ik} -Analyse im SCHS sind in Abb. 10,11 und in Tabelle 1 dargestellt.

Die ρ_{ik} zeigen eine charakteristische Abhängigkeit von M_{KK} , die in den verschiedenen, statistisch unabhängigen $|t-t_{MIN}|$ -Bereichen eine ähnliche Struktur aufweist. Am deutlichsten ist dies bei ρ_{00} zu beobachten, das im ϕ -Massenbereich minimale Werte annimmt, während bei kleineren und größeren M_{KK} höhere Werte von ρ_{00} anzutreffen sind. Unterhalb der ϕ -Masse ist die Winkelverteilung etwa isotrop in $x = \cos \theta$ ($\rho_{00} = 1/3$), im ϕ -Bereich \sin^2 -artig ($\rho_{00} < 1/3$) und bei höheren M_{KK} zunehmend \cos^2 -artig ($\rho_{00} > 1/3$). Allerdings liegt für $|t-t_{MIN}| \leq .08$ das Minimum von ρ_{00} schon im Bereich $1.008 \leq M_{KK} \leq 1.016$, um dann für wachsende $|t-t_{MIN}|$ in das zentrale ϕ -Massenintervall zu wandern. ρ_{1-1} und $\text{Re } \rho_{10}$ zeigen demgegenüber keine ausgeprägte Struktur. Sie liegen nahe bei Null, dem Wert der SCH-Erhaltung anzeigt; insbesondere $\text{Re } \rho_{10}$ jedoch zeigt systematische Abweichungen zu negativen Werten hin.

In Abb. 12 sind die Ergebnisse der ρ_{ik} -Analyse in der Form $W(x=\cos \theta) = \frac{N}{2} \{1+(3\rho_{00}-1)\frac{1}{2}(3x^2-1)\}$ zusammen mit den über den Winkel ϕ integrierten gewichteten Daten als Funktion von $x = \cos \theta$ aufgetragen. Die über ϕ integrierte Winkelverteilung wird nur von ρ_{00} bestimmt; N ist ein Normierungsfaktor. Deutlich ist der Übergang von einer \sin^2 -artigen zu einer \cos^2 -artigen Verteilung für wachsende M_{KK} erkennbar.

Die Analyse der Winkelverteilung der Reaktion $\gamma p \rightarrow K^+ K^- x$ im Massenbereich der ϕ -Resonanz liefert also für das SCHS folgende Ergebnisse:

- a) Die nichtresonanten KK-Paare sind \cos^2 -artig verteilt (das gilt zumindest für den Massenbereich oberhalb des ϕ).
- b) Trotz des hohen Beitrages der nichtresonanten Amplitude von bis zu 50% unter dem ϕ ist die Winkelverteilung in diesem Massenbereich \sin^2 -artig und gibt damit einen Hinweis, daß auch die inelastische $\phi p \rightarrow \phi x$ Streuung die s-Kanal-Helizität erhält (s. z.B. Abb. 28,29).
- c) Das Nichtverschwinden von $\text{Re } \rho_{10}$ weist auf Interferenzen von resonanter und nichtresonanter KK-Erzeugung hin, d.h. die direkte KK-Produktion ist kohärent zur Erzeugung über das ϕ -Meson.

5.3.3.2 Korrektur der SCHS-Dichtematrix unter der Annahme zweier nichtinterferierender Beiträge zur inelastischen KK-Produktion

Da der nichtresonante Anteil an der KK-Erzeugung im Massenbereich des ϕ etwa 30% - 50% beträgt, sind die Dichtematrixelemente erheblich von den Eigenschaften dieses Beitrages mitbestimmt. Eine Abtrennung ist nicht möglich, ohne Annahmen, z.B. über die Winkelverteilung der nichtresonanten KK-Paare zu machen. Deshalb wurden die Dichtematrixelemente und Momente $\langle Y_L^M \rangle$ aus der Überlagerung der beiden Beiträge berechnet. Nun soll versucht werden, aus den Ergebnissen der ρ_{ik} -Analyse eine Aussage über den nichtresonanten Beitrag zu gewinnen.

Die einfachste Annahme ist, daß die resonante und nichtresonante Amplitude nicht miteinander interferieren. In diesem Fall ist die gemessene Intensität die Summe der ϕ - und der nichtresonanten Intensität. An jeder Stelle $x = \cos \theta, \phi$ gilt also

$$W(x, \phi) = W_{\phi}(x, \phi) + W_{NR}(x, \phi)$$

und für die ρ_{ik} folgt daraus /19/:

$$\rho_{ik} = \frac{N_{\phi} \rho_{ik}^{\phi} + N_{NR} \rho_{ik}^{NR}}{N_{\phi} + N_{NR}} \quad (9)$$

mit:

- ρ_{ik} : Dichtematrixelement der Gesamtverteilung
- ρ_{ik}^{ϕ} : Dichtematrixelement für den ϕ -Anteil
- ρ_{ik}^{NR} : Dichtematrixelement für den nichtresonanten Anteil
- N_{ϕ} : Anzahl der KK-Paare aus dem ϕ
- N_{NR} : Anzahl der KK-Paare aus dem nichtresonanten Anteil

Daraus können die Dichtematrixelemente für das ϕ bestimmt werden, falls ρ_{ik}^{NR} , N_{ϕ} und N_{NR} bekannt sind.

Die ρ_{ik}^{NR} können aus den M_{KK} -Massenbereichen bestimmt werden, die außerhalb der ϕ -Masse liegen. N_{ϕ} und N_{NR} werden aus einem Fit wie in 4.1 gewonnen. Dazu wurde ein gaussverteiltes ϕ und ein phasenraumverteilter nichtresonanter Beitrag in einem erweiterten Likelihood-Fit an die M_{KK} -Verteilung angepaßt, wobei abwechselnd Breite und Lage des ϕ mitbestimmt wurden (siehe Anhang A4). Man erhält direkt die Besetzungszahlen N_{ϕ} und N_{NR} und kann damit die ρ_{ik}^{ϕ} bestimmen (Abb. 28,29). Da ρ_{oo} unterhalb und oberhalb der ϕ -Masse, wo es durch die nichtresonanten Beiträge allein bestimmt wird, verschiedene Werte annimmt, muß für $M_{KK} \approx M_{\phi}$ interpoliert werden. Am naheliegendsten ist eine lineare oder quadratische Interpolation der Werte $\rho_{oo}^{NR} \approx .33$ unterhalb der ϕ -Masse auf $\rho_{oo}^{NR} \approx .5$ bei Werten $M_{KK} > M_{\phi}$. In beiden Fällen führt die Korrektur von ρ_{oo} zu unphysikalischen Werten, d.h. ρ_{oo}^{ϕ} wird negativ oder >1 . Die Annahme eines inkohärenten KK-Beitrages muß deshalb verworfen werden und es liegt der Schluß nahe, daß zum Untergrund im Massenbereich des ϕ -Mesons nichtresonante KK-Endzustände beitragen, die kohärent, d.h. interferenzfähig mit dem ϕ erzeugt werden.

5.3.3.3 Die Momente der Zerfallswinkelverteilung im SCHS

Die Berechnung der Momente ist eine von der Bestimmung der Dichtematrix unabhängige Methode die Zerfallswinkelverteilung der KK-Paare zu analysieren. Die Momente wurden bis zur Ordnung 6 berechnet, was bedeutet, daß Partialwellen bis $L=3$ im KK-System berücksichtigt werden. Das erscheint sinnvoll, da nach Pumplin /10/ der nichtresonante Beitrag vom Drell-Söding-Typ nur in ungeraden Drehimpulszuständen $L=1,3,5,\dots$ vorkommen kann, wobei der Beitrag mit wachsendem L schnell abnimmt. Allerdings gilt dies nur für gleiche totale Wirkungsquerschnitte von $K^+p \rightarrow K^+x$ und $K^-p \rightarrow K^-x$, was erst bei höheren s als im vorliegenden Experiment der Fall ist.

Die Darstellung der Winkelverteilung durch die Momente ist damit also allgemeiner als die Verwendung der Dichtematrix, die ausdrücklich auf einen Spin-1-Zustand beschränkt ist.

Die Momente wurden - wie die ρ_{ik} - in vier t -Bereichen von $0-.16$ $(\text{GeV}/c)^2$ und in $1.000 \leq M_{KK} \leq 1.056$ GeV/c^2 in 8 MeV Intervallen bestimmt. Die normierten, d.h. durch $\langle Y_0^0 \rangle$ geteilten Momente bis zur Ordnung 4 sind in Abb. 13,14, 15,16 dargestellt. Die Momente der Ordnung 5 und 6 zeigen in den verschiedenen, unabhängigen $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereichen keine typische Abhängigkeit und sind im Mittel mit Null verträglich.

Ein reiner Spin-1-Zustand wird von den Momenten $\langle Y_2^0 \rangle$, $\langle Y_2^1 \rangle$, $\langle Y_2^2 \rangle$ alleine beschrieben (Tabelle 2). Das Moment $\langle Y_2^0 \rangle$ zeigt in allen t -Intervallen einen ähnlichen Verlauf mit M_{KK} , durchläuft in der Nähe der ϕ -Masse ein negatives Minimum und erreicht dann schnell große positive Werte. Eine ähnliche Abhängigkeit wurde auch in der elastischen ϕ -Photoproduktion beobachtet /15/. Ein Wert von $-.4472$ entspricht einer reinen $\sin^2\theta$ -Verteilung, also Helizitätserhaltung, während die obere Grenze von $.8944$ eine reine $\cos^2\theta$ -Verteilung ergibt. $\langle Y_2^1 \rangle$ ist durchweg negativ (was dem negativen $\text{Re } \rho_{10}$ entspricht), während $\langle Y_2^2 \rangle$ überall mit Null verträglich ist.

Auch die übrigen Momente sind im Rahmen der statistischen Schwankungen mit Null verträglich. Davon ausgenommen ist das Moment $\langle Y_4^1 \rangle$. In Ref. /20/ wurde über ein nicht verschwindendes $\langle Y_4^0 \rangle$ in der elastischen ρ -Photoproduktion berichtet und im Rahmen des Drell-Söding Modells als Einfluß eines $J=3$ Zustandes erklärt. Ob im Falle der inelastischen ϕ -Photoproduktion eine ähnliche Interpretation möglich ist, kann nicht entschieden werden.

Die Ergebnisse der Moment-Analyse unterstützen die Annahme, daß auch die nichtresonante KK^- -Produktion in diesem Energiebereich überwiegend in einem $L=1$ Zustand auftritt, d.h. daß die Momente der Ordnung 2 die Zerfallswinkelverteilung der KK -Paare nahezu vollständig beschreiben. Die aus den Momenten berechneten Dichtematrixelemente stimmen im übrigen sehr gut mit denen überein, die durch Anpassung der ρ_{ik} an die Winkelverteilung gewonnen wurden (5.3.3.1).

5.3.4 Die Ergebnisse für das TCHS

5.3.4.1 Die Dichtematrixelemente im TCHS

Zur Beantwortung der Frage, ob die inelastische Reaktion $\phi p \rightarrow \phi x$ die s-Kanal-Helizität erhält oder nicht, muß die Winkelverteilung der KK-Paare auch im TCHS untersucht werden. s-Kanal-Helizitätserhaltung (SCHS) bedingt t-Kanal-Helizitätsverletzung, die ρ_{ik} im TCHS weichen mit wachsendem $|t-t_{\text{MIN}}|$ zunehmend von Null ab. Allerdings muß man im Auge behalten, daß für die Vorwärtsrichtung ($t=t_{\text{MIN}}$) beide Systeme zusammenfallen und Abweichungen erst bei größeren $|t-t_{\text{MIN}}|$ sichtbar werden. Für die elastischen Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow \rho p \rightarrow \pi^+ \pi^- p$$

$$\gamma p \rightarrow \phi p \rightarrow K^+ K^- p$$

gibt es Berechnungen der ρ_{ik} in beiden System über einen großen t-Bereich /20,1/ aus denen hervorgeht, daß die Dichtematrixelemente im TCHS mit wachsendem $|t-t_{\text{MIN}}|$ immer deutlicher von Null abweichen. Zusammen mit dem Verhalten der ρ_{ik} im SCHS, wo sie nahe bei Null liegen, ist dies ein Beweis dafür, daß die Helizität des Vektormesons bei diesen Reaktionen im SCHS und nicht im TCHS erhalten ist.

Die Dichtematrixelemente im TCHS können aus denen des SCHS durch eine Rotation um die gemeinsame y-Achse gewonnen werden /21/.

Die Dichtematrix transformiert sich bei der Drehung um den Winkel χ gemäß

$$\rho_{\text{TCHS}} = d(\chi) \rho_{\text{SCHS}} d(\chi)^{-1}, \quad (10)$$

wobei $d(\chi)$ die Wigner-Drehmatrizen um die y-Achse für einen Spin-1-Zustand sind (aus /16/). χ ist der Winkel zwischen den z-Achsen der beiden Systeme (siehe Anhang A3). Er ist abhängig von s , $|t-t_{\text{MIN}}|$, M_x und M_{KK} . Als mittlere Drehwinkel für $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ und $M_{\text{KK}} = 1.020 \text{ GeV}/c^2$ ergeben sich für

die 4 $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereiche:

$ t-t_{\text{MIN}} \text{ (GeV/c)}^2$	mittlere χ
0 - .04	14°
.04 - .08	27°
.08 - .12	34°
.12 - .16	40°

Merkliche Unterschiede zwischen den Winkelverteilungen im SCHS und TCHS sind nur für $|t-t_{\text{MIN}}| \geq .08$ zu erwarten. Bei der elastischen ϕ -Photoproduktion und insbesondere der elastischen ρ -Photoproduktion sind die Drehwinkel bei gleichem $|t-t_{\text{MIN}}|$ größer.

Die ρ_{ik} im TCHS wurden auch direkt nach den in 5.3.2 angegebenen Verfahren bestimmt, wozu jedes Ereignis individuell ins TCHS transformiert wurde.

Beide Methoden stimmen für ρ_{00} und $\text{Re } \rho_{10}$ gut überein, bei ρ_{1-1} gibt es in den beiden höheren $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereichen kleine Unterschiede. Gezeigt werden die Ergebnisse der Likelihood-Anpassung im TCHS, da sie kleinere Fehler haben und die Unsicherheit durch die Verwendung eines mittleren Drehwinkels nicht auftritt. Die Ergebnisse sind aufgetragen wie im SCHS (Abb. 17, 18, 19, Tabelle 3).

Wie zu erwarten, sind in den beiden ersten $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereichen kaum Unterschiede zu sehen. Signifikante Abweichungen gibt es nur beim Verlauf von $\text{Re } \rho_{10}$, vor allen Dingen oberhalb der ϕ -Masse. Bei höheren $|t-t_{\text{MIN}}|$ treten dann Unterschiede im Verlauf aller drei Dichtematrixelemente auf. In Abb. 20 werden für 3 M_{KK} -Massenintervalle (1.008-1.016, 1.016-1.024, 1.032-1.040) die Dichtematrixelemente im TCHS unter der Voraussetzung völliger SCH-Erhaltung aufgetragen und mit den gemessenen ρ_{ik} verglichen. Die Ergebnisse im zentralen ϕ -Massenbereich $1.016 \leq M_{\text{KK}} \leq 1.024$ stimmen recht gut mit den Werten überein, die man bei SCH-Erhaltung im TCHS erwartet. Für $M_{\text{KK}} > M_\phi$ wird deutlich, daß keine SCH-Erhaltung vorliegt.

5.3.4.2 Die Momente der Zerfallswinkelverteilung im TCHS

Die Momente der Zerfallswinkelverteilung im TCHS sind in Abb. 21,22, 23,24 zu sehen (Tabelle 4). Zum Vergleich der TCHS-Momente mit den SCHS-Momenten ist sinngemäß dasselbe zu sagen wie zu den entsprechenden ρ_{ik} : Merkwürdige Unterschiede sind nur für $|t-t_{\text{MIN}}| \geq .08$ zu erwarten. Hinzu kommt, daß durch die großen Fehler der $\langle Y_L^M \rangle$ im Vergleich zu den Dichtematrixelementen Unterschiede schwieriger zu beurteilen sind. Deutlich anders in allen 4 $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Intervallen im Vergleich zum SCHS ist der Verlauf von $\langle Y_2^1 \rangle$ im TCHS.

5.4 Beschreibung des Verlaufs von $\langle Y_o^o \rangle$, $\langle Y_2^o \rangle_N$, $\langle Y_2^1 \rangle_N$, $\langle Y_2^2 \rangle_N$ durch ein einfaches Modell

Um die Massenabhängigkeit der Momente zu beschreiben, machen wir einfache Modellannahmen über die zur inelastischen K^+K^- -Erzeugung beitragenden Amplituden, die, zumindest qualitativ, den richtigen Verlauf der normierten Momente $\langle Y_2^o \rangle$, $\langle Y_2^1 \rangle$, $\langle Y_2^2 \rangle$ wiedergeben. Es wird nur der Spin-1-Anteil der inelastischen KK -Erzeugung berücksichtigt und diese aufgebaut durch den Beitrag einer Amplitude, die resonante und einer zweiten, die nichtresonante KK -Produktion beschreibt.

5.4.1 Der Modellansatz und die Anpassung an die gemessenen Momente

Die Rechnungen werden im SCHS durchgeführt. Wir machen die Annahme, daß das ϕ unter vollständiger Helizitätserhaltung rein diffraktiv erzeugt wird, d.h. das ϕ wird in seinem Ruhesystem beschrieben durch die Partialwelle Y_1^1

$$\psi = a_1^\phi Y_1^1$$

mit

$$a_1^\phi = f_\phi \frac{\varepsilon - i}{1 + \varepsilon^2} \cdot \varepsilon; \quad \varepsilon = \frac{M_\phi \Gamma_\phi}{M_{KK}^2 - M_\phi^2},$$

wobei a_1^ϕ eine relativistische Breit-Wigner-Amplitude und Γ_ϕ die Breite des ϕ -Mesons ist.

Der zweite Beitrag ist der nichtresonante, kohärente Spin-1-Anteil einer direkten KK-Erzeugung.

Diese Amplitude kann in allen drei Partialwellen Y_1^1, Y_1^0, Y_1^{-1} vorkommen. Der Ansatz nimmt damit die Form an:

$$\psi = (a_1^\phi + a_1^u) Y_1^1 + a_0^u Y_1^0 + a_{-1}^u Y_1^{-1},$$

wobei angenommen wird, daß die a_1^u, a_0^u, a_{-1}^u in den betrachteten $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Intervallen von $|t-t_{\text{MIN}}|$ unabhängig sind.

Da das Moment $\langle Y_2^2 \rangle$ in allen vier $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereichen mit Null verträglich und $\langle Y_2^2 \rangle \sim a_{-1}^u$ ist, reduzieren wir den Ansatz auf die Form:

$$\psi = (a_1^\phi + a_1^u) Y_1^1 + a_0^u Y_1^0 \quad (11)$$

wobei wir

$$a_1^u = c_1(b + ia)$$

$$a_0^u = c_0(d + ic)$$

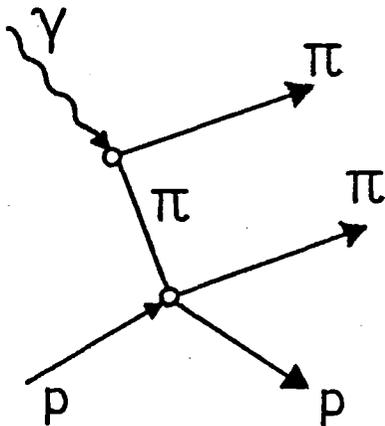
setzen.

Für die M_{KK} -Abhängigkeit der nichtresonanten KK-Amplitude, für die es keine theoretische Vorhersage gibt, werden drei Fälle untersucht:

- a) unabhängig von M_{KK}
- b) mit dem Phasenraum anwachsend, d.h. $\sim \sqrt{M_{KK}^2 - M_{Schwelle}^2}$; $M_{Schwelle} = 9.755 \text{ GeV}/c^2$
- c) linear anwachsend, d.h. $\sim M_{KK}^2 - M_{Schwelle}^2$.

Die besten Ergebnisse ergab eine Abhängigkeit vom Typ c).

Der Ansatz ist etwas allgemeiner als die Modelle /10/, die zur Beschreibung z.B. der nichtresonanten Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi\pi p$ (oder $\gamma p \rightarrow KKp$) verwendet werden. Die Drell-Söding-Prozesse werden immer als rein imaginär



angenommen und unter der Voraussetzung von konstanten und gleichen $\pi^{\pm} p$ ($K^{\pm} p$) Wirkungsquerschnitten berechnet. Diese Bedingungen sind für große $s \rightarrow \infty$ erfüllt. Über das optische Theorem läßt sich dann die Vorwärts-Streuamplitude des ela-

stischen Prozesses $\pi p \rightarrow \pi p$ berechnen, wobei das virtuelle Pion wie ein reelles behandelt wird und so, da der elektromagnetische Vertex $\gamma \rightarrow \pi\pi$ bekannt ist, eine Amplitude für den Prozeß $\gamma p \rightarrow \pi\pi p$ bei kleinen t angeben. In unserem Fall wird die nichtresonante Amplitude nicht als rein diffraktiv angenommen.

Der Ansatz wurde in den vier $|t-t_{MIN}|$ -Bereichen an $\langle Y_0^0 \rangle, \langle Y_2^0 \rangle, \langle Y_2^1 \rangle, \langle Y_2^1 \rangle$ angepaßt, wobei zusätzlich die Nebenbedingungen $a^2 + b^2 = 1, c^2 + d^2 = 1$ auferlegt wurden. Die Normierung wurde so vorgenommen, daß

$$\iint_{\Omega} |\psi|_N^2 d\Omega = \text{Zahl der gewichteten Ereignisse} \quad .$$

Die Momente werden dann nach der Vorschrift

$$\iint_{\Omega} |\psi|_N^2 \operatorname{Re} Y_L^M d\Omega = \langle Y_L^M \rangle \quad L, M = 0, 0; 2, 0; 2, 1$$

berechnet und an die aus den Winkelverteilungen gewonnenen $\langle Y_L^M \rangle$ angepaßt. Die Ergebnisse sind in Abb. 25 zu sehen, zusammen mit den aus den Messungen bestimmten Momenten (Tabelle 5).

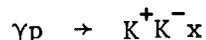
Das Modell beschreibt qualitativ den gemessenen Verlauf der Momente, kann aber die Verschiebung des Minimums von $\langle Y_2^0 \rangle$ zu Werten von $M_{KK} < M_{\phi}$ hin nicht ausreichend wiedergeben. Die Ursache dafür liegt vermutlich darin, daß die Massenabhängigkeit des Untergrundes nicht richtig ist.

Eine quantitative theoretische Vorhersage zum Verlauf des Wirkungsquerschnittes von $\gamma p \rightarrow K^+ K^- x$ ist nicht bekannt.

Der Einfluß der einzelnen Terme des Ansatzes (11) auf die Massenverteilung ist in Abb. 26 zu sehen. U_0 und U_1 entsprechen dem Untergrund im Y_1^0 - bzw. Y_1^1 -Zustand. Die Interferenz zwischen a_1^{ϕ} und a_1^u führt dazu, daß die Massenverteilung zu kleineren M_{KK} hin verschoben wird. Eine Interferenz zwischen a_0^u und a_1^{ϕ} tritt in der Massenverteilung, d.h. $\langle Y_0^0 \rangle$ nicht auf, ist jedoch bestimmend für das Moment $\langle Y_2^1 \rangle_N$.

5.4.2 Bestimmung von Wirkungsquerschnitten aus den Ergebnissen der Momenten-Analyse

Aus den Ergebnissen der Momenten-Analyse kann man die helizitätserhaltenden bzw. -verletzenden Spin $J=1$ Anteile der Reaktion



nach dem in 4.2 angegebenen Verfahren berechnen und sie mit den Ergebnissen der Analyse vergleichen, bei der ein inkohärenter nichtresonanter Beitrag angenommen wurde. Der helizitätserhaltende Beitrag entspricht $|a_1|^2$, der -verletzende $|a_0|^2$.

Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurden die Ereignisse mit $1.012 \leq M_{KK} \leq 1.028 \text{ GeV}/c^2$ und $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ berücksichtigt und an einen Ansatz der Form

$$\frac{d^2\sigma}{d|t-t_{\text{MIN}}|dM_x} = A e^{-B|t-t_{\text{MIN}}|}$$

angepaßt. Die Ergebnisse sind in Tabelle 6 und in Abb. 27 zu sehen. Zusätzlich ist noch der in 5.3.3.2 unter der Annahme eines inkohärenten Untergrundes berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt eingezeichnet.

Die Ergebnisse sind mit einem exponentiellen Verhalten des Wirkungsquerschnittes gut verträglich. Der helizitätsverletzende Anteil beträgt etwa 15% des helizitätserhaltenden, der zu etwa 80% vom ϕ -Meson bestimmt wird. Die Steigungsparameter B sind etwa $6-7 \text{ (GeV}/c)^{-2}$ und haben wegen des kleinen $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereichs große Fehler von etwa 30%. Ein Vergleich der Steigung des helizitätsverletzenden Beitrages, der vollständig von der nichtresonanten Amplitude bestimmt wird, mit Ergebnissen der $K^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} x$ Streuung, die auch in den Drell-Söding-Graphen auftritt (mit dem Unterschied, daß dort ein virtuelles K am Proton streut), zeigt Übereinstimmung von B im Rahmen der Fehler. Messungen von $K^{\pm} p \rightarrow K^{\pm} x$ von Carnegie et al. /25/ bei $10.4 \text{ GeV}/c$, $14 \text{ GeV}/c$ und $|t| < 1.0 \text{ (GeV}/c)^2$ ergeben, daß für $1.0 \leq M_x \leq$

$1.5 \text{ GeV}/c^2$ im Vorwärtsbereich ($|t| \leq .25 \text{ (GeV}/c)^2$) die Steigung B von 10 auf $5 \text{ (GeV}/c)^{-2}$ mit wachsendem M_x abnimmt und unterhalb $M_x = 1.3 \text{ GeV}/c^2$ die Steigung erheblich höher als im elastischen Fall ist.

Der unter der Annahme eines nichtkohärenten KK-Untergrundes unter denselben Bedingungen ($1.012 \leq M_{KK} \leq 1.028 \text{ GeV}/c^2$, $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$) gewonnene Wirkungsquerschnitt (siehe 5.3.3.2, Abb. 28) stimmt gut mit dem Verlauf des vom ϕ -Meson dominierten helizitätserhaltenden Beitrages überein, wenn man berücksichtigt, daß etwa 20% dieses Wirkungsquerschnittes von der nichtresonanten Amplitude verursacht werden. Das zeigt, daß zur Bestimmung des differentiellen Wirkungsquerschnitts die einfachere Annahme eines nichtkohärenten Untergrundes ausreicht, nicht jedoch zur Erklärung der KK-Winkelverteilung.

6. SCHLUSSBEMERKUNG

Die erstmalige Messung der Reaktion

$$\gamma p \rightarrow K^+ K^- x \quad ; \quad M_x > M_p$$

ergab im Bereich $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7$ GeV, $1.2 \leq M_x \leq 1.8$ GeV/c² und $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16$ (GeV/c)² folgende Ergebnisse:

- 1) Das Spektrum der invarianten KK-Massenverteilung $1.000 \leq M_{\text{KK}} \leq 1.056$ GeV/c² wird von KK-Paaren aus dem Prozeß $\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+ K^- x$, $M_x > M_p$, d.h. vom ϕ -Meson bestimmt.
- 2) Der Beitrag nichtresonanter KK-Erzeugung beträgt im Bereich der ϕ -Masse 30-50%.
- 3) Die Untersuchung der Winkelverteilung der KK-Paare im SCHS und TCHS durch die Bestimmung der Dichtematrix für einen Spin-1-Zustand und die Berechnung der Momente $\langle Y_L^M \rangle$ bis zur Ordnung L=6 zeigt:
 - a) daß die Winkelverteilung fast vollständig durch einen L=1-Zustand beschreiben wird;
 - b) daß Interferenzen der über das ϕ -Meson erzeugten mit den nichtresonant gebildeten KK-Paaren auftreten.
- 4) Die Ergebnisse des Experiments sind verträglich mit der Annahme, daß die s-Kanal-Helizität des ϕ -Mesons in dieser Reaktion erhalten ist. Die M_{KK} -Abhängigkeit der Momente der Ordnung 2 ($\cong L=1$) läßt sich mit einem einfachen Modell beschreiben, in dem zusätzlich zum ϕ -Meson eine nichtresonante Amplitude angenommen wird, die s-Kanal-Helizitätserhaltende und -verletzende Anteile hat.

Die Ergebnisse stützen die Annahme, daß die inelastische ϕ -Photoproduktion

$$\gamma p \rightarrow \phi x \rightarrow K^+ K^- x$$

für kleine Impulsüberträge $|t-t_{\text{MIN}}|$ ebenso wie die elastische durch den t -Kanal-Austausch des Pomeron bestimmt wird, d.h. diffraktiven Charakter hat.

ANHANG

A1: Die Dichtematrix

Es sei ein gemischter Zustand gegeben, der aus N reinen Zuständen $\psi^{(i)}$ besteht, die mit Wahrscheinlichkeiten $p^{(i)}$ in der Mischung vorkommen ($\sum_{i=1}^N p^{(i)} = 1$). Die reinen Zustände sollen nach einem vollständigen System von Basisvektoren entwickelt sein: $\psi^{(i)} = \sum_m a_m^{(i)} |j,m\rangle$.

Der Erwartungswert $\langle Q \rangle$ eines Operators ist dann die gewichtete Summe über die Erwartungswerte der reinen Zustände /16/

$$\langle Q \rangle = \sum_{i=1}^N p^{(i)} \langle Q \rangle^{(i)} = \sum_{i=1}^N p^{(i)} \left\{ \sum_{m,k} a_m^{*(i)} a_k^{(i)} Q_{mk} \right\}$$

Die Dichtematrix ρ wird definiert als

$$\rho_{km} = \sum_{i=1}^N p^{(i)} a_k^{(i)} a_m^{*(i)}$$

Für $\langle Q \rangle$ folgt damit

$$\begin{aligned} \langle Q \rangle &= \sum_{m,k} \rho_{km} Q_{mk} = \sum_k (\rho Q)_{kk} \\ &= \text{Spur} (\rho Q) = \text{Spur} (Q \rho) \end{aligned}$$

Aus der Definition der Dichtematrix folgt:

- a) $\rho_{mk} = \rho_{km}^*$ (Hermitizität)
- b) $\text{Spur} (\rho) = \text{Spur} (\rho^*) = \sum_m \rho_{mm} = 1$
- c) $\rho_{mm} \geq 0$

- d) Aus a) und b) folgt, daß eine $N \times N$ -Dichtematrix maximal $N^2 - 1$ reelle unabhängige Parameter haben kann.
- e) Unter einer unitären Transformation U der Basisvektoren transformiert sich die Dichtematrix wie ein Operator

$$\rho' = U \rho U^{-1} \quad .$$

Die Erwartungswerte bleiben unverändert, da die Spur invariant unter solchen Transformationen ist.

f) $|\rho_{km}| \leq \sqrt{\rho_{kk} \rho_{mm}}$.

Die Zahl der reellen Parameter reduziert sich, wenn das Teilchen, dessen Zerfall durch ρ beschrieben wird z.B. in einer paritätserhaltenden Reaktion erzeugt wird und auch so zerfällt. Die allgemeinste Dichtematrix für ein Spin-1-Teilchen hat dann die Form /16/:

$$\rho = \begin{pmatrix} \frac{1-\rho_{00}}{2} & \rho_{10} & \rho_{1-1} \\ \rho_{10}^* & \rho_{00} & -\rho_{10}^* \\ \rho_{1-1} & -\rho_{10} & \frac{1-\rho_{00}}{2} \end{pmatrix}$$

ρ_{00} ist als Diagonalelement reell, ebenso ρ_{1-1} unter den obigen Voraussetzungen. Zusammen mit der komplexen Größe ρ_{10} bleiben also 4 reelle Parameter. Die Winkelverteilung hat die Form:

$$W(\theta, \phi) = \frac{1}{4\pi} \left\{ 1 + (3\rho_{00} - 1) \frac{1}{2}(3 \cos^2\theta - 1) - 3\rho_{1-1}(1 - \cos^2\theta) \cos 2\phi \right. \\ \left. - 6 \sqrt{2} \operatorname{Re} \rho_{10} \cos \theta \sqrt{1 - \cos^2\theta} \cos \phi \right\} \quad .$$

Bei Helizitätserhaltung sind per Definition die Zustände $|1,1\rangle$, $|1,-1\rangle$ gleich wahrscheinlich, $|1,0\rangle$ kommt nicht vor. Daraus folgt, daß $\rho_{00} = \rho_{1-1} = \rho_{10} = 0$. Das führt zu einer Zerfallsverteilung $\sim \sin^2\theta$ und isotrop in ϕ . Falls nur der Zustand $|1,0\rangle$ vorkommt, gilt $\rho_{00}=1$, $\rho_{1-1}=\rho_{10}=0$. Das ergibt eine reine $\cos^2\theta$ -Verteilung (isotrop in ϕ). Ein Wert von $\rho_{00}=1/3$ ergibt völlige Isotropie, falls gleichzeitig $\rho_{1-1}=\rho_{10}=0$. Dieser Fall ist z.B. durch eine Mischung der Form $p^1|1,1\rangle + 1/3|1,0\rangle + p^{-1}|1,-1\rangle$ realisierbar, wobei $p^1+p^{-1} = \frac{2}{3}$.

A2: Momente der Zerfallswinkelverteilung

Die Zerfallswinkelverteilung eines Spin-j-Teilchens läßt sich darstellen als /16/

$$W(\theta, \phi) = \sum_{L=0}^{2j} \sum_{M=-L}^L t_L^M Y_L^{M*}$$

Y_L^M : Kugelflächenfunktionen

Wegen der Orthogonalität der Y_L^M gilt für die Entwicklungskoeffizienten t_L^M :

$$t_L^M = \langle Y_L^M \rangle = \int W(\theta, \phi) Y_L^M(\theta, \phi) d\Omega$$

$\langle Y_L^M \rangle$ ist das Moment der Verteilung der Ordnung L, M. Da $W(\theta, \phi)$ reell ist, folgt aus der Beziehung

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

$$\langle Y_L^{-M} \rangle = (-1)^M \langle Y_L^{M*} \rangle$$

Da Y_L^0 und also auch $\langle Y_L^0 \rangle$ reell sind, läßt sich schreiben:

$$W(\theta, \phi) = \sum_{L=0}^{2j} \{ \langle Y_L^0 \rangle Y_L^0 + \sum_{M=1}^L 2 \operatorname{Re} (\langle Y_L^{M*} \rangle Y_L^M) \} .$$

Paritätserhaltung fordert $\operatorname{Im} \langle Y_L^M \rangle = 0$ /16/. Bezeichnet man deshalb den $\operatorname{Re} \langle Y_L^M \rangle$ mit $\langle Y_L^M \rangle$, dann gilt

$$W(\theta, \phi) = \sum_{L=0}^{2j} \{ \langle Y_L^0 \rangle Y_L^0 + \sum_{M=1}^L 2 \langle Y_L^M \rangle \operatorname{Re} Y_L^M \} .$$

Setzt man für den Fall eines Spin-1-Teilchens die Y_L^M in die Entwicklung ein, so erhält man:

$$\begin{aligned} \sqrt{4\pi} W(\theta, \phi) &= \langle Y_0^0 \rangle + \langle Y_1^0 \rangle \sqrt{3} \cos \theta + \langle Y_2^0 \rangle \sqrt{5} \frac{1}{2} (3 \cos^2 \theta - 1) \\ &\quad - 2 \langle Y_1^1 \rangle \sqrt{\frac{3}{2}} \sqrt{1 - \cos^2 \theta} \cos \phi + 2 \langle Y_2^2 \rangle \sqrt{\frac{5}{24}} 3(1 - \cos^2 \theta) \cos 2\phi . \end{aligned}$$

Vergleich mit der äquivalenten Entwicklung nach den ρ_{ik} liefert:

$$\langle Y_1^0 \rangle = \langle Y_1^1 \rangle = 0$$

$$\sqrt{4\pi} \langle Y_0^0 \rangle = 1 \rightarrow \text{Normierung}$$

$$\sqrt{4\pi} \langle Y_2^0 \rangle = \sqrt{\frac{1}{5}} (3 \rho_{00} - 1)$$

$$\sqrt{4\pi} \langle Y_2^1 \rangle = \sqrt{\frac{12}{5}} \operatorname{Re} \rho_{10}$$

$$\sqrt{4\pi} \langle Y_2^2 \rangle = -\sqrt{\frac{6}{5}} \rho_{1-1}$$

A3: Die Rotation vom SCHS in das TCHS

SCHS und TCHS können durch eine Rotation mit dem Winkel χ um die gemeinsame y-Achse ineinander übergeführt werden. χ ist der Winkel zwischen \vec{p}_γ und $-\vec{p}_x$ im ϕ -Ruhesystem. Zuerst bestimmt man den entsprechenden Winkel α^* zwischen \vec{p}_γ und \vec{p}_ϕ im CM-System und transformiert dann in das ϕ -Ruhesystem

$$\sin^2 \frac{\alpha^*}{2} = \frac{|t-t_{\text{MIN}}|}{4|\vec{p}_\gamma^*||\vec{p}_\phi^*|}$$

*: CM-Größen

Nach der Lorentz-Transformation in das ϕ -Ruhesystem erhält man

$$\cos \chi = \frac{\cos \alpha^* - \beta}{1 - \beta \cos \alpha^*}, \quad /21/$$

wobei β die Geschwindigkeit des ϕ im CMS ist. Die Dichtematrix transformiert sich gemäß

$$\rho' = d(\chi) \rho d(\chi)^{-1},$$

wobei d die Drehmatrizen für den Spin-1 sind /16/.

$$d_{11}(\chi) = \frac{1 + \cos \chi}{2}; \quad d_{01} = \frac{\sin \chi}{\sqrt{2}}$$

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

Die übrigen Matrixelemente sind aus

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

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

ableitbar.

Da $d(\chi)$ eine Drehung beschreibt, ist $d^{-1}(\chi) = d(-\chi)$.

Die Transformation liefert

$$\rho_{oo}^T = d_{o1}^2 + \rho_{oo}^s (d_{oo}^2 - d_{o1}^2) + 4\text{Re } \rho_{1o}^s d_{oo} d_{o1} - 2\rho_{1-1}^s d_{o1}^2$$

$$\rho_{1-1}^T = d_{11} d_{1-1} - \rho_{oo}^s (d_{11} d_{1-1} + d_{o1}^2) + 2\text{Re } \rho_{1o}^s d_{o1} (d_{11} - d_{1-1}) + \rho_{1-1}^s (d_{11}^2 + d_{1-1}^2)$$

$$\begin{aligned} \rho_{1o}^T &= \frac{1}{2} d_{o1} (d_{11} - d_{1-1}) + \rho_{oo}^s d_{o1} \left\{ \frac{1}{2} (d_{1-1} - d_{11}) - d_{oo} \right\} + \rho_{1o}^s d_{oo} (d_{11} - d_{1-1}) \\ &\quad - 2 \rho_{1o}^s * d_{o1}^2 - \rho_{1-1}^s d_{o1} (d_{11} - d_{1-1}) \end{aligned}$$

Da nur $\text{Re } \rho_{1o}^s$ bekannt ist, kann nur die entsprechende Größe $\text{Re } \rho_{1o}^T$ bestimmt werden (alle Größen außer ρ_{1o} sind reell).

$$\begin{aligned} \text{Re } \rho_{1o}^T &= \frac{1}{2} d_{o1} (d_{11} - d_{1-1}) - \frac{1}{2} \rho_{oo}^s d_{o1} (d_{11} - d_{1-1} + 2d_{oo}) \\ &\quad + \text{Re } \rho_{1o}^s \{ d_{oo} (d_{11} - d_{1-1}) - 2d_{o1}^2 \} + \rho_{1-1}^s d_{o1} (d_{1-1} - d_{11}) \end{aligned}$$

Die verwendeten Drehfunktionen beschreiben eine Drehung des Koordinatensystems in die mathematisch negative Richtung. Die Definition der Koordinatensysteme und die Tatsache, daß vom SCHS ausgehend ins TCHS gedreht werden soll, verlangt jedoch eine mathematisch positive Drehung. In den Gleichungen muß also χ durch $-\chi$ ersetzt werden, d.h. alle mit $\sin \chi$ behafteten Terme ändern das Vorzeichen.

Damit erhält man

$$\rho_{oo}^T = \frac{\sin^2 \chi}{2} + \rho_{oo}^s \left\{ \cos^2 \chi - \frac{\sin^2 \chi}{2} \right\} - 4 \operatorname{Re} \rho_{10}^s \cdot \frac{\sin \chi \cdot \cos \chi}{\sqrt{2}} - 2 \rho_{1-1}^s \frac{\sin^2 \chi}{2}$$

$$\rho_{1-1}^T = \frac{\sin^2 \chi}{4} - \rho_{oo}^s \frac{3}{4} \sin^2 \chi - 2 \operatorname{Re} \rho_{10}^s \frac{\sin \chi \cdot \cos \chi}{\sqrt{2}} + \rho_{1-1}^s \cos \chi$$

$$\begin{aligned} \operatorname{Re} \rho_{10}^T &= -\frac{1}{2} \frac{\sin \chi \cdot \cos \chi}{\sqrt{2}} + \rho_{oo}^s \frac{3}{2} \frac{\sin \chi \cdot \cos \chi}{\sqrt{2}} + \operatorname{Re} \rho_{10}^s (\cos^2 \chi - \sin^2 \chi) \\ &\quad + \rho_{1-1}^s \frac{\sin \chi \cdot \cos \chi}{\sqrt{2}} \end{aligned} ,$$

wobei die Vorzeichenänderung berücksichtigt ist.

Bei SCH-Erhaltung sind die $\rho_{ik}^s = 0$ und die Transformation ist eine Funktion des Drehwinkels χ allein.

$$\rho_{oo}^T = \frac{\sin^2 \chi}{2}$$

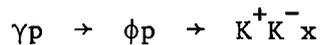
$$\rho_{1-1}^T = \frac{\sin^2 \chi}{4} = \frac{\rho_{oo}^T}{2}$$

$$\operatorname{Re} \rho_{10}^T = -\frac{1}{2} \frac{\sin \chi \cdot \cos \chi}{\sqrt{2}}$$

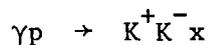
A4: Fit der M_{KK} -Massenverteilung

Es wird angenommen, daß zwei Prozesse zur beobachteten Verteilung der invarianten KK-Masse (M_{KK}) beitragen:

- 1) Eine Reaktion, die über die ϕ -Resonanz abläuft



- 2) ein nichtresonanter Beitrag



Die ϕ -Resonanz aus 1) wird durch eine Gaußkurve beschrieben; für 2) wird eine Phasenraumverteilung angenommen, da keine dynamischen Eigenschaften dieses Prozesses bekannt sind.

Die Gesamtintensität J_T an einer Stelle M_{KK} wird gebildet aus

$$J_T = J_\phi + J_u \quad ,$$

d.h. Interferenz wird ausgeschlossen. J_ϕ und J_u können dargestellt werden als

$$J_\phi(M_{KK}) = F_\phi \cdot d\text{Ph}(M_{KK})$$

$$J_u(M_{KK}) = F_u \cdot d\text{Ph}(M_{KK}) \quad ,$$

wobei $d\text{Ph}$ das Phasenraumelement ist und F_ϕ (F_u) das Quadrat des jeweiligen Matrixelements. F_u ist unabhängig von M_{KK} , d.h. eine Konstante und wird 1 gesetzt, für $F_\phi(M_{KK})$ wird, wie gesagt, eine Gaußverteilung angenommen. Führen wir noch die Wahrscheinlichkeiten W_ϕ, W_u für die beiden Reaktionen ein ($W_\phi + W_u = 1$, da jedes $K^+ K^-$ -Paar entweder über Reaktion 1) oder 2) entstanden

ist), dann kann man schreiben:

$$J_T(M_{KK}) = (W_\phi F_\phi(M_{KK}) + W_u) dPh \quad .$$

Da die Wahrscheinlichkeit $dP(M_{KK})$ für das Auftreten eines Ereignisses mit der Masse M_{KK} proportional zu $J_T(M_{KK})$ ist, gilt also

$$dP(M_{KK}) \sim (W_\phi F_\phi(M_{KK}) + W_u) dPh \quad .$$

Vor der Bildung der Likelihood-Funktion soll zuerst das Phasenraumelement bestimmt werden. Nach /24/ gilt für die effektive Massenverteilung zweier Teilchen in einem 3-Teilchen Phasenraum (hier M_{K+K^-} im Raum K^+, K^-, x):

$$\frac{dPh_3}{dM_{K^+K^-}} = \frac{\pi^2}{2E^2} \underbrace{|(M_{KK}^2 - 4M_K^2)|^{1/2}}_{B1} \underbrace{\{|E^2 - (M_x + M_{KK})^2| * |E^2 - (M_x - M_{KK})^2|\}^{1/2}}_{B2} \underbrace{1}_{B3}$$

$$E = \sqrt{s}$$

M_x : missing mass

M_{KK} : invariante KK-Masse

M_K : K-Masse

Da E variabel ist, wird hier besser das Phasenraumelement $\frac{d^2 Ph_3}{dEdM_{KK}}$ verwendet.

$$\frac{d^2 Ph_3}{dEdM_{KK}} = \underbrace{-\frac{2}{E} \frac{dPh_3}{dM_{KK}} + \frac{\pi^2}{2E} \sqrt{B1} \left\{ \frac{\sqrt{B2}}{\sqrt{B3}} + \frac{\sqrt{B3}}{\sqrt{B2}} \right\}}_{R_3}$$

Einsetzen liefert für die Wahrscheinlichkeit $dP(M_{KK}, E)$

$$dP(M_{KK}, E) \sim (W_\phi F_\phi(M_{KK}) + W_u) R_3 dE dM_{KK}$$

$P(M_{KK})$ muß so normiert werden, daß über den gesamten im Experiment verfügbaren Bereich von E , M_{KK} (und M_x) gilt:

$$\iint dP(M_{KK}, E) \stackrel{!}{=} 1$$

das führt zu

$$dP(M_{KK}, E) = \left(W_\phi \frac{F_\phi(M_{KK})}{N_\phi} + \frac{W_u}{N_u} \right) R_3 dE dM_{KK}$$

mit $N_\phi = \iint F_\phi(M_{KK}) R_3 dE dM_{KK}$

$$N_u = \iint R_3 dE dM_{KK}$$

N_ϕ und N_u werden mit Hilfe des Monte-Carlo-Programms (4.1) berechnet.

Nun läßt sich die Likelihood-Funktion bestimmen und zwar als Produkt der $dP(M_{KK})$ über alle gemessenen Ereignisse.

$$\mathcal{L} = \prod_{i=1}^N dP(M_{KK}^i, E^i)$$

N : Zahl der Ereignisse .

Bei diesem Problem ist es sinnvoll, das sogenannte erweiterte Likelihood-Verfahren anzuwenden /18/. Dabei wird nicht nur die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines gemessenen Ereignisses bestimmt, sondern auch das Nichtauftreten berücksichtigt. \mathcal{L} hat dann die Form

$$\mathcal{L} = e^{-\iint dP(M_{KK}, E)} \cdot \prod_{i=1}^N dP(M_{KK}^i, E^i)$$

Mit der oben eingeführten Normierung wird daraus

$$\varrho = e^{-(W_\phi + W_u)} \prod_{i=1}^N dP(M_{KK}^i, E^i)$$

W_ϕ, W_u haben nun nicht mehr den Charakter von Wahrscheinlichkeiten, sondern geben an der Stelle des Maximums unmittelbar die Besetzungszahlen für die beiden Reaktionen 1) und 2), wobei $W_\phi + W_u = N$.

Tatsächlich verwendet man

$$L = \ln \varrho = \sum_{i=1}^N \ln \{dP(M_{KK}^i, E^i)\} - (W_\phi + W_u)$$

$$\ln dP = \ln \left(W_\phi \frac{F_\phi}{N_\phi} + \frac{W_u}{N_u} \right) + \ln R_3 dE dM_{KK}$$

Die Summe über den zweiten Term kann weggelassen werden, da er nicht von Variablen abhängt und deshalb die Stelle des Maximums nicht beeinflusst. Es genügt also, das Maximum von

$$L = \sum_{i=1}^N \ln \left(W_\phi \frac{F_\phi}{N_\phi} + \frac{W_u}{N_u} \right) - (W_\phi + W_u)$$

zu bestimmen, was wiederum mit DMINUITS geschieht, wobei $-L$ eingegeben wird.

Als Ergebnis erhält man die wahrscheinlichsten Besetzungszahlen N_ϕ und N_u .

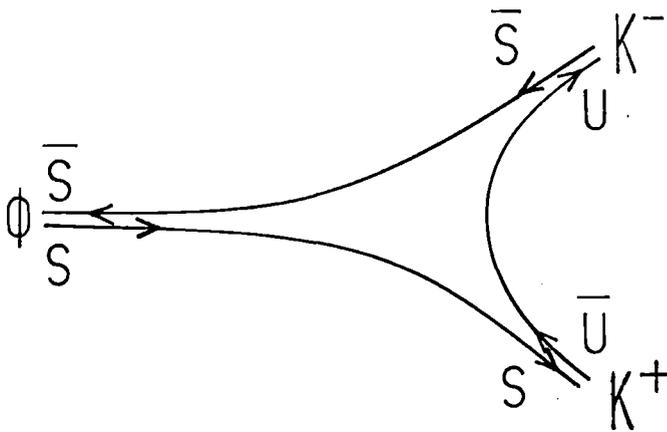
F_ϕ ist eine Funktion der Lage und Breite der ϕ -Resonanz: $F_\phi = F_\phi(RL, RB)$.

Lage und Breite werden alternierend mitbestimmt.

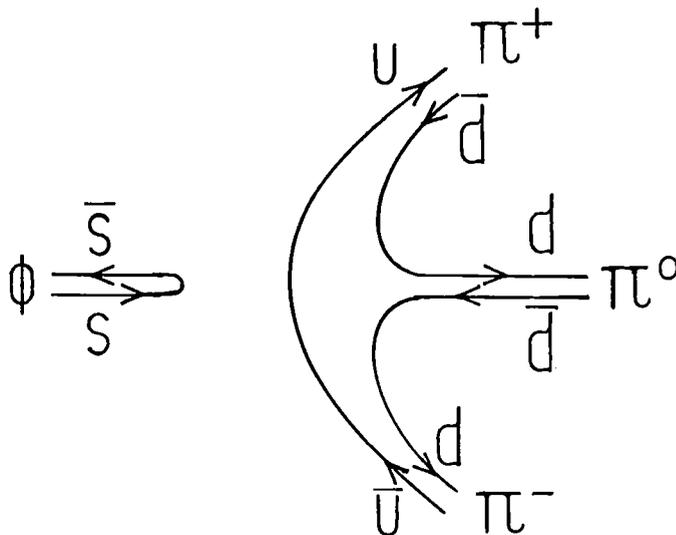
A5: Die Zweig-Regel

Die Zweig-Regel /8/ gibt eine Erklärung dafür, daß die Wechselwirkung des ϕ -Mesons mit Teilchen, die keine strange Quarks enthalten, stark unterdrückt ist.

Im Quark-Diagramm läßt sich der erlaubte Zerfall $\phi \rightarrow K^+K^-$ so aufzeichnen,



Während der verbotene Zerfall $\phi \rightarrow 3\pi$ folgende Darstellung hat:



Im ersten Diagramm sind die Quarklinien der beteiligten Teilchen verbunden, während im Falle $\phi \rightarrow 3\pi$ eine Verbindung der ϕ -Quarks mit den nonstrange-Quarks der Pionen nicht möglich ist und nur eine Vernichtung der Quark-Antiquark Zustände bleibt. Die Zweig-Regel sagt nun aus, daß für einen Prozeß diejenigen Diagramme unterdrückt sind, bei denen keine Verbindung der Quark-Linien der beteiligten Teilchen möglich ist, gegenüber denen, die durch verbundene Quark-Linien darstellbar sind. Im Falle des $\phi \rightarrow 3\pi$ -Zerfalls ist keine verbundene Darstellung, sondern nur eine Vernichtung von Quark-Antiquarkzuständen möglich. Folglich ist der Zerfall gegenüber z.B. $\phi \rightarrow K^+K^-$ oder auch $\omega \rightarrow 3\pi$ stark unterdrückt.

Eine umfassende Diskussion der mit der Zweig-Regel zusammenhängenden Fragen, sowie die Erweiterung auf charm-Zustände findet sich in /26/.

LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ H.J. Behrend, W.P. Hesse, D.C. Fries, P. Heine, H. Hirschmann,
A. Markou, W.A. McNeely, E. Seitz
Phys.Lett. 56B (1975) 408
und DESY-Bericht 75/05 (1975)

D.C. Fries, P. Heine, H. Hirschmann, A. Markou, E. Seitz, H.J. Behrend,
W.P. Hesse, W.A. McNeely, T. Miyachi
DESY-Bericht 78/19 (1978)
- /2/ David W.G.S. Leith
SLAC-PUB-1946 (1975)

K.C. Moffeit
in Proc. of the 6th Intern. Symp. on Electron and Photon Interactions
at High Energies 1973 (Bonn), North-Holland (1974), 313
- /3/ G. Barbiellini et al.
Phys. Lett. B39 (1972), 669
Phys. Lett. B35 (1972), 355

A. Martin
Nucl.Phys. B77 (1974) 226

A. Bohm et al.
Phys.Lett. B49 (1974) 491
- /4/ P. Heine
Dissertation 1976, KFK-Bericht 2284
- /5/ F.J. Gilman, J. Pumplin, A. Schwimmer, L. Stodolsky
SLAC-PUB-719 (1970) und Phys.Lett. B31 (1970) 387
- /6/ D. Schildknecht
in Springer Tracts in Modern Physics, Vol. 63 (1972) 57

D. Schildknecht
Z.f.Physik 229 (1969) 278

- /7/ H. Joos,
Phys.Lett. 24B (1967) 103
P.G.O. Freund
Nuovo Cim. 48 (1967) 541
V. Barger, D. Cline
Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 1313
- /8/ S. Okubo
Phys.Lett. 5 (1963) 165
G. Zweig
CERN-Report 1964 (unveröffentlicht)
I. Iizuka
Prog.Theor.Phys.Suppl. 37-38 (1966) 21
- /9/ I. Derado, G. Kronseder, P. Schacht, P. Schlamp
Nucl.Phys. B38 (1972) 541
Bingham et al.
Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 955
- /10/ P. Söding
Phys.Lett. 19 (1966) 702
J. Pumplín
Phys.Rev. D2 (1970) 1859
- /11/ W. Schmidt-Parzefall
Dissertation 1968, KFK 769 (1968)
- /12/ H. Hirschmann
Dissertation 1975, KFK 2209 (1975)
- /13/ W. Ziekursch
Diplomarbeit 1975 (Institut für Exp. Kernphysik der Universität und
des Kernforschungszentrums Karlsruhe)

- /14/ D.C. Fries
" CIRCE, SLAC-99 (1969)
"
- /15/ H.J. Behrend, J. Bodenkamp, W.P. Hesse, W.A. McNeely Jr., T. Miyachi,
D.E. Fries, P. Heine, H. Hirschmann, A. Markou, E. Seitz
DESY 78/26 (1978)
- /16/ W. Koch
in "Analysis of Scattering and Decay", Herausgeber M. Nikolic,
Gordon and Breach, New York, London, Paris (1968)
- /17/ K. Gottfried, J.D. Jackson
Nuovo Cim. 33, 2 (1964) 309
- /18/ W.P. Swanson
DESY 66/17 (1966)

J. Orear
UCRL-8417 (1958)
- /19/ N. Schmitz
in Proc. of the 1965 Easter School for Physicists, CERN 65-24 (1965) 26
- /20/ Ballam et al., Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 960
Ballam et al., Phys.Rev.Lett. 24 (1970) 1364
Ballam et al., Phys.Rev.Lett. 26 (1971) 115
Ballam et al., Phys.Rev. D5 (1972) 545
Ballam et al., Phys.Rev. D7 (1973) 3150
- /21/ K. Schilling
DESY-Bericht 66/9 (1966)
- /22/ V. Barger
Nucl.Phys. B47 (1972) 29

J.V. Allaby et al.
Nucl.Phys. B52 (1973) 316

- /23/ J.C. Bizot et al.
Phys.Lett. 32B (1970) 416
V.E. Balakin et al.
Phys.Lett. 34B (1971) 328
- /24/ O. Skjeggestad
in Proc. of the 1964 Easter School for Physicists CERN 64/13 (1964) 19
- /25/ R.K. Carnegie, R.J. Cashmore, M. Davier, D.W.G.S. Leith, F. Richard,
P. Schacht, P. Walden und S.H. Williams
SLAC-PUB-1610 (1975)
- /26/ H.J. Lipkin
Fermilab-Conf-77/16-THY (1977)
- /27/ Particle Data Group; N. Barash-Schmidt et al.,
z.B. Ausgabe April 1976

TABELLE 1: Dichtematrixelemente im SCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad 0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .04 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 \text{ }$	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.37±.10	.02±.07	-.15±.07
1.008-1.016	.06±.02	.06±.05	-.17±.03
1.016-1.024	.28±.05	-.04±.04	-.25±.03
1.024-1.032	.47±.08	.06±.06	-.15±.04
1.032-1.040	.43±.08	-.00±.06	-.10±.04
1.040-1.048	.44±.09	-.04±.07	-.15±.05
1.048-1.056	.69±.08	.04±.06	-.14±.03

$$.04 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .08 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 \text{ }$	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.26±.15	.13±.15	.04±.09
1.008-1.016	.09±.06	-.01±.09	-.03±.06
1.016-1.024	.16±.06	-.08±.07	-.16±.04
1.024-1.032	.48±.10	-.03±.09	-.19±.05
1.032-1.040	.71±.09	-.07±.09	-.23±.03
1.040-1.048	.51±.09	-.19±.09	-.26±.04
1.048-1.056	.48±.09	-.11±.08	-.21±.05

TABELLE 1: Dichtematrixelemente im SCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad 0.08 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .12 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 \text{ }$	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.00±.15	-.16±.13	.04±.13
1.008-1.016	.33±.13	.07±.12	-.02±.07
1.016-1.024	.26±.09	.08±.10	-.12±.07
1.024-1.032	.67±.16	.15±.12	-.10±.05
1.032-1.040	.53±.14	-.06±.13	-.04±.08
1.040-1.048	.54±.13	-.05±.12	-.14±.07
1.048-1.056	.84±.05	.08±.13	-.26±.14

$$.12 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 \text{ }$	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.30±.23	-.21±.19	-.08±.13
1.008-1.016	.73±.16	.09±.10	-.23±.03
1.016-1.024	.15±.08	-.10±.10	-.10±.08
1.024-1.032	.47±.15	-.22±.14	-.07±.08
1.032-1.040	.76±.15	-.12±.23	-.00±.10
1.040-1.048	.75±.20	-.12±.15	-.03±.08
1.048-1.056	.45±.15	-.17±.11	-.09±.09

TABELLE 2: Momente der Zerfallswinkelverteilung im SCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad 0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .04 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 \text{ }$	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	.09±.19	-.04±.15	.00±.13
1.008-1.016	-.33±.15	-.22±.12	.08±.14
1.016-1.024	.28±.19	-.48±.11	.07±.11
1.024-1.032	.32±.19	-.25±.12	-.05±.12
1.032-1.040	.45±.18	-.37±.14	.09±.10
1.040-1.048	.20±.20	-.31±.13	.03±.12
1.048-1.056	.60±.19	-.20±.13	.02±.10

$$.04 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .08 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 \text{ }$	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	-.17±.21	-.05±.14	.06±.17
1.008-1.016	-.28±.16	-.00±.12	.03±.14
1.016-1.024	-.21±.15	-.28±.11	.06±.14
1.024-1.032	.29±.20	-.28±.14	.03±.12
1.032-1.040	.53±.20	-.50±.15	.14±.12
1.040-1.048	.48±.21	-.53±.15	.26±.11
1.048-1.056	.23±.20	-.42±.14	.06±.13

TABELLE 2: Momente der Zerfallswinkelverteilung im SCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad .08 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .12 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	$-.08 \pm .24$	$-.07 \pm .18$	$.17 \pm .18$
1.008-1.016	$.02 \pm .19$	$.04 \pm .14$	$-.03 \pm .13$
1.016-1.024	$-.12 \pm .19$	$-.11 \pm .11$	$-.10 \pm .13$
1.024-1.032	$.31 \pm .20$	$-.24 \pm .16$	$-.12 \pm .12$
1.032-1.040	$.22 \pm .21$	$-.07 \pm .16$	$.09 \pm .13$
1.040-1.048	$.13 \pm .23$	$-.21 \pm .15$	$.03 \pm .15$
1.048-1.056	$.70 \pm .24$	$-.29 \pm .18$	$-.10 \pm .12$

$$.12 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	$.06 \pm .28$	$-.01 \pm .23$	$.10 \pm .17$
1.008-1.016	$.40 \pm .23$	$-.29 \pm .18$	$.07 \pm .14$
1.016-1.024	$-.31 \pm .17$	$-.06 \pm .12$	$.01 \pm .15$
1.024-1.032	$.15 \pm .22$	$-.19 \pm .16$	$.24 \pm .14$
1.032-1.040	$.61 \pm .27$	$-.07 \pm .22$	$.06 \pm .15$
1.040-1.048	$.71 \pm .23$	$-.24 \pm .20$	$.05 \pm .11$
1.048-1.056	$.35 \pm .24$	$-.05 \pm .18$	$.02 \pm .13$

TABELLE 3: Dichtematrixelemente im TCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad 0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .04 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.30±.11	.07±.07	-.03±.08
1.008-1.016	.05±.07	.09±.05	-.06±.04
1.016-1.024	.16±.06	-.02±.05	.08±.04
1.024-1.032	.54±.08	.08±.05	.02±.04
1.032-1.040	.48±.08	.02±.05	-.03±.05
1.040-1.048	.44±.09	-.02±.07	-.00±.06
1.048-1.056	.72±.08	-.03±.05	.04±.05

$$.04 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .08 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.39±.17	.23±.15	-.00±.09
1.008-1.016	.22±.09	.09±.08	-.13±.05
1.016-1.024	.12±.06	-.02±.07	-.07±.05
1.024-1.032	.39±.10	-.03±.08	.08±.08
1.032-1.040	.66±.11	-.13±.07	.17±.08
1.040-1.048	.52±.12	-.18±.08	.06±.08
1.048-1.056	.50±.09	-.09±.07	-.03±.08

TABELLE 3: Dichtematrixelemente im TCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad .08 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .12 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ [GeV}/c^2]$	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.29±.14	.02±.13	-.26±.15
1.008-1.016	.35±.13	.06±.10	.04±.08
1.016-1.024	.20±.09	.06±.09	-.00±.06
1.024-1.032	.41±.13	.13±.15	.35±.08
1.032-1.040	.58±.13	-.02±.11	.06±.09
1.040-1.048	.54±.14	-.04±.10	.09±.09
1.048-1.056	.57±.13	.14±.18	.35±.05

$$.12 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ [GeV}/c^2]$	ρ_{00}	ρ_{1-1}	Re ρ_{10}
1.000-1.008	.39±.19	-.14±.14	-.15±.15
1.008-1.016	.16±.09	-.16±.15	.26±.20
1.016-1.024	.26±.10	-.00±.09	-.12±.07
1.024-1.032	.49±.12	-.21±.12	-.00±.09
1.032-1.040	.72±.14	-.14±.11	.19±.07
1.040-1.048	.80±.14	-.03±.16	.36±.18
1.048-1.056	.52±.14	-.18±.12	.02±.11

TABELLE 4: Momente der Zerfallswinkelverteilung im TCHS

$$1.2 \leq M_X \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad 0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .04 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	$-.10 \pm .20$	$-.14 \pm .11$	$-.04 \pm .14$
1.008-1.016	$-.28 \pm .15$	$-.02 \pm .13$	$-.03 \pm .14$
1.016-1.024	$-.21 \pm .16$	$.14 \pm .12$	$.05 \pm .14$
1.024-1.032	$.32 \pm .18$	$-.00 \pm .13$	$-.02 \pm .11$
1.032-1.040	$.29 \pm .19$	$-.11 \pm .13$	$-.02 \pm .11$
1.040-1.048	$.19 \pm .19$	$-.04 \pm .14$	$-.05 \pm .12$
1.048-1.056	$.42 \pm .18$	$.02 \pm .13$	$-.02 \pm .11$

$$.04 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .08 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	$.22 \pm .22$	$-.22 \pm .17$	$-.02 \pm .14$
1.008-1.016	$-.14 \pm .16$	$-.29 \pm .12$	$-.06 \pm .13$
1.016-1.024	$-.25 \pm .17$	$.08 \pm .11$	$-.00 \pm .14$
1.024-1.032	$-.03 \pm .19$	$.08 \pm .12$	$.02 \pm .14$
1.032-1.040	$.37 \pm .21$	$.14 \pm .15$	$.05 \pm .13$
1.040-1.048	$.35 \pm .20$	$-.14 \pm .17$	$.16 \pm .12$
1.048-1.056	$.22 \pm .23$	$-.02 \pm .15$	$.02 \pm .13$

TABELLE 4: Momente der Zerfallswinkelverteilung im TCHS

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 ; \quad .08 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .12 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	$-.16 \pm .22$	$-.15 \pm .16$	$-.19 \pm .18$
1.008-1.016	$-.04 \pm .20$	$.02 \pm .13$	$-.11 \pm .15$
1.016-1.024	$-.13 \pm .18$	$-.07 \pm .12$	$-.06 \pm .14$
1.024-1.032	$.16 \pm .23$	$.05 \pm .18$	$.01 \pm .15$
1.032-1.040	$.23 \pm .22$	$.05 \pm .14$	$-.02 \pm .13$
1.040-1.048	$.20 \pm .21$	$.07 \pm .15$	$.02 \pm .13$
1.048-1.056	$.29 \pm .23$	$.40 \pm .14$	$-.00 \pm .14$

$$.12 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$$

$M_{\text{KK}} \text{ GeV}/c^2 $	$\langle Y_2^0 \rangle_N$	$\langle Y_2^1 \rangle_N$	$\langle Y_2^2 \rangle_N$
1.000-1.008	$.06 \pm .27$	$-.34 \pm .16$	$-.09 \pm .19$
1.008-1.016	$-.37 \pm .19$	$.19 \pm .13$	$-.02 \pm .17$
1.016-1.024	$-.15 \pm .18$	$-.16 \pm .13$	$.06 \pm .14$
1.024-1.032	$.17 \pm .21$	$-.11 \pm .17$	$.15 \pm .14$
1.032-1.040	$.46 \pm .28$	$.25 \pm .21$	$.13 \pm .16$
1.040-1.048	$.37 \pm .25$	$.05 \pm .18$	$.11 \pm .15$
1.048-1.056	$.16 \pm .22$	$.17 \pm .18$	$.10 \pm .16$

TABELLE 5: Ergebnisse der Modellanpassung im SCHS ($1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$)

Ansatz: $\psi = \{f_\phi a_1^\phi + c_1(b+ia)\} Y_1^1 + c_0(d+ic) Y_1^0$
 $a_1^\phi \hat{=} \text{Breit-Wigner-Resonanz}$

	$ t-t_{\text{MIN}} \quad (\text{GeV}/c)^2 $			
	0-.04	.04-.08	.08-.12	.12-.16
f_ϕ	.15±.004	.13±.005	.11±.008	.085±.011
c_0	.59±.015	.71±.098	.56±.020	.470±.004
c_1	.49±.020	.67±.053	.55±.030	.380±.090
a	.78±.060	.85±.030	.85±.010	.610±.140
b	.62±.075	.52±.040	.52±.035	.790±.110
c	-.03±.085	.99±.034	.77±.009	.840±.055
d	-.99±.010	.12±.236	.64±.010	.540±.082

TABELLE 6: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Form $\frac{d^2\sigma}{d|t-t_{\text{MIN}}| \cdot dM_x} = A e^{-b|t-t_{\text{MIN}}|}$ bestimmt aus Ergebnissen der Modellanpassung und als Vergleich das Ergebnis der Anpassung eines inkohärenten Untergrundes.

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2, \quad 1.012 \leq M_{KK} \leq 1.028 \text{ GeV}/c^2$$

$t-t_{\text{MIN}}$ (GeV/c) ²	Hel. erhaltender Anteil $\sim a_1 ^2$	Hel. verletzender Anteil $\sim a_0 ^2$	inkohärente Untergrundabtrennung
0 - .04	.78±.08	.113±.020	.51±.07
.04-.08	.49±.07	.095±.030	.42±.07
.08-.12	.40±.04	.067±.014	.33±.06
.12-.16	.40±.09	.081±.053	.21±.05
A $ \frac{\mu\text{b}}{\text{GeV}^3} $.86±.10	.13 ±.03	.60±.09
b: (GeV/c) ⁻²	7.3±1.5	6.1 ±1.9	6.85±1.8

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abb. 1 Überblick über den experimentellen Aufbau.

Abb. 2 Aufbau der Elektronik zur Bildung der T-, F-, B-, C-Signale.

Abb. 3 Verteilung der invarianten KK-Masse gegen die Rückstoßmasse.

Abb. 4 Verteilung der kumulativen Wahrscheinlichkeit $W_{\text{KIN}}(\chi^2) = 1 - \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int_0^{\chi^2} u^{-1/2} e^{-u/2} du$ der in einem 1-C-Fit an die Hypothese einer elastischen Reaktion angepaßten Daten.

Abb. 5 Die Verteilung der ungewichteten invarianten KK-Masse für $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ und $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$.

Abb. 6 Die Verteilung der ungewichteten Rückstoßmasse mit $M_x > 1.2 \text{ GeV}/c^2$ $1.000 \leq M_{\text{KK}} \leq 1.056 \text{ GeV}/c^2$ und $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .16 \text{ (GeV}/c)^2$.

Abb. 7 Triggerverluste durch Pionen mit $p_\pi > 1.8 \text{ GeV}/c$ aus dem Zerfall $N^* \rightarrow N+\pi$ des Rückstoßsystems.

Abb. 8 Der Wirkungsquerschnitt $d^2\sigma/dM_x d|t-t_{\text{MIN}}|$ als Funktion von $|t-t_{\text{MIN}}|$ für verschiedene M_x -Bereiche, summiert über alle Photonenergien.

Abb. 9 Der inelastische differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von $|t-t_{\text{MIN}}|$ und $1.2 \leq M_x \leq 2.1 \text{ GeV}/c^2$ für verschiedene Energiebereiche.

Abb. 10,11 Die Dichtematrixelemente im SCHS als Funktion von M_{KK} für $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ und $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7 \text{ GeV}$ für verschiedene $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereiche.

Abb. 12 Über ϕ integrierte Winkelverteilung im SCHS und Ergebnis der ρ_{ik} -Anpassung in verschiedenen $|t-t_{\text{MIN}}|$ - und M_{KK} -Bereichen für $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ und $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7 \text{ GeV}$.

Abb. 13,14 Momente $\langle Y_{LN}^M \rangle$ der Zerfallswinkelverteilung im SCHS für $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ für verschiedene $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereiche als Funktion von M_{KK} . Die Zahl der gewichteten Ereignisse ($\hat{=} \langle Y_0^O \rangle$) ist ebenfalls aufgetragen (in der M_{KK} -Beschriftung ist $1 \text{ GeV}/c^2$ abgezogen).

Abb. 17,18 Die Dichtematrixelemente im TCHS. Variable wie in Abb. 10,11.

Abb. 19 Über ϕ integrierte Winkelverteilung im TCHS. Variable wie in Abb. 12.

Abb. 20 Vergleich der $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Abhängigkeit der ρ_{ik}^{TCHS} mit dem Verlauf der ρ_{ik}^{TCHS} , der bei vollständiger s-Kanal-Helizitätserhaltung zu erwarten ist, für verschiedene M_{KK} -Bereiche, $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$, $4.6 \leq E_\gamma \leq 6.7 \text{ GeV}/c^2$.

Abb. 21,22 Momente $\langle Y_{LN}^M \rangle$ im TCHS. Variable wie in Abb. 13,14,15,16.

Abb. 25 Ergebnisse der Modellanpassung im SCHS und die gemessenen Momente als Funktion von M_{KK} (in der M_{KK} -Beschriftung ist $1 \text{ GeV}/c^2$ abgezogen) für $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$ für verschiedene $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereiche.

Abb. 26 Der Beitrag der einzelnen Terme des Modells zur Massenverteilung $0 \leq |t-t_{\text{MIN}}| \leq .04$; $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$

Abb. 27 Der Verlauf von $d^2\sigma/dM_x d|t-t_{\text{MIN}}|$ als Funktion von $|t-t_{\text{MIN}}|$. Die eingezeichneten Kurven haben die Form

$$\frac{d^2\sigma}{dM_x d|t-t_{\text{MIN}}|} = A e^{-B|t-t_{\text{MIN}}|}$$

- 1 bezeichnet den Beitrag der s-Kanal-helizitätserhaltenden Amplituden
- 2 bezeichnet den Beitrag der s-Kanal-helizitätsverletzenden Amplitude
- 3 Ergebnis der Anpassung bei der ein inkohärenter nichtresonanter Beitrag angenommen wurde.

Abb. 28,29 Ergebnis der Anpassung eines nichtkohärenten, nichtresonanten Untergrundes und eines gaussverteilten ϕ -Mesons an die invariante KK-Massenverteilung für verschiedene $|t-t_{\text{MIN}}|$ -Bereiche, $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$.

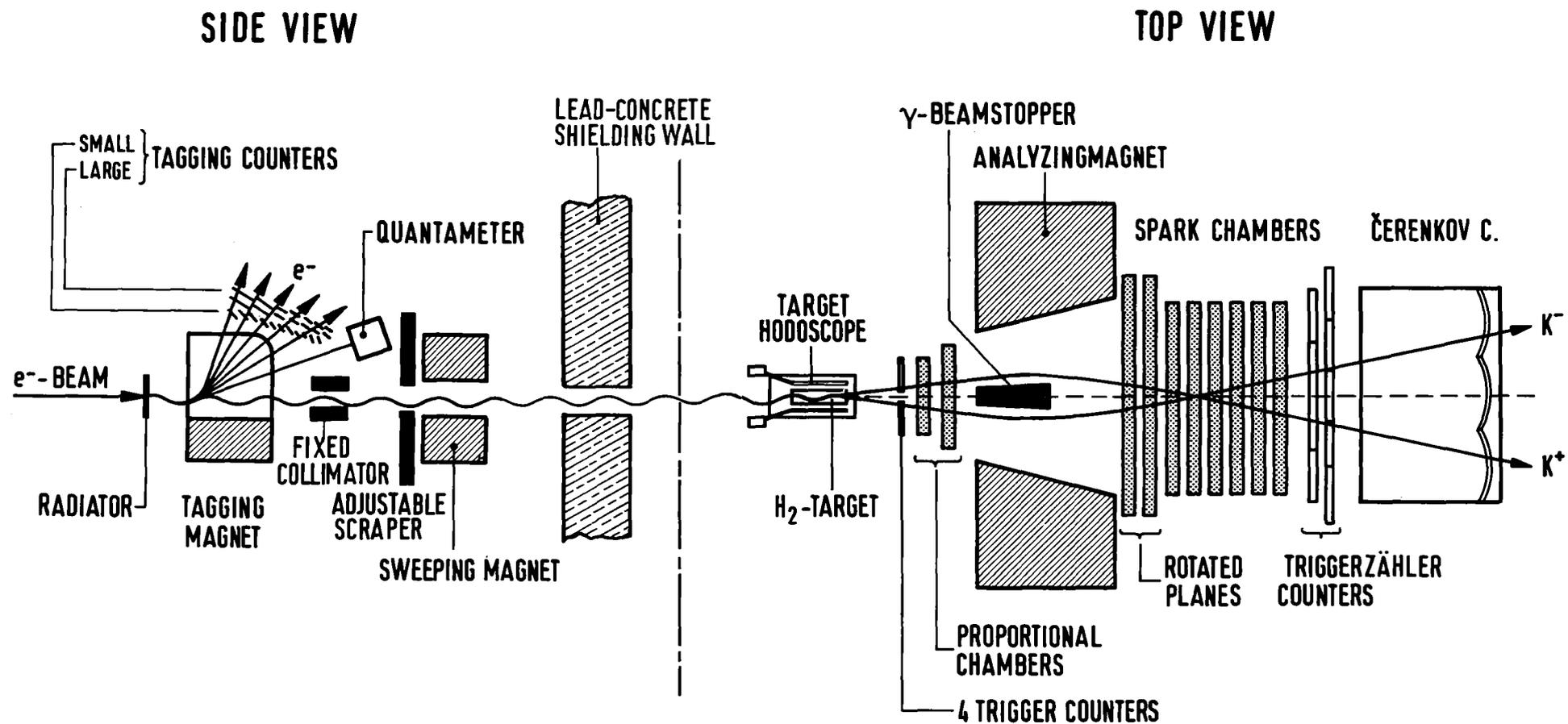
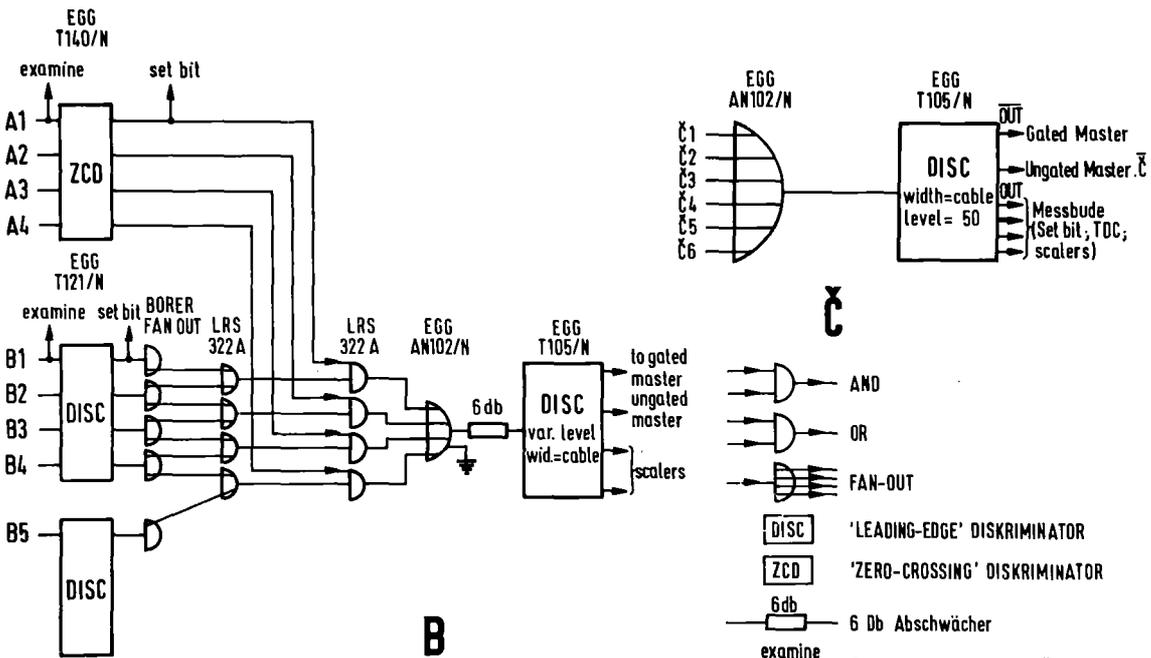
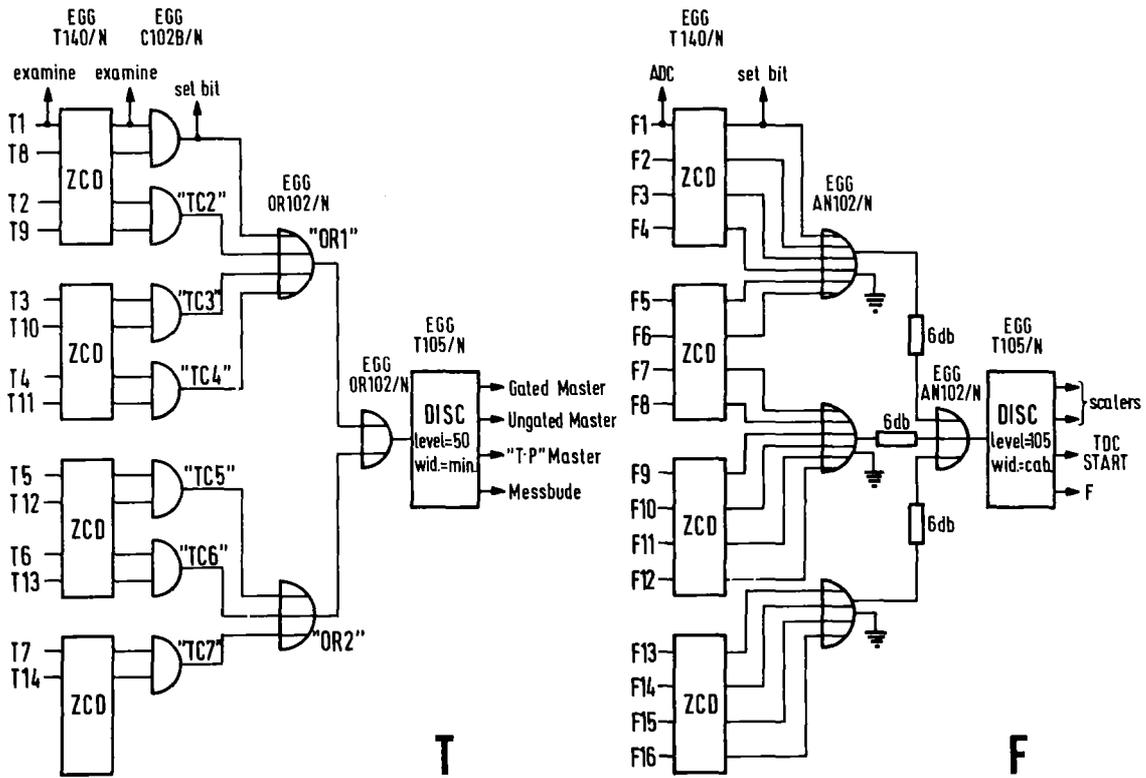


Abb:1



B

C

- AND
- OR
- FAN-OUT
- DISC 'LEADING-EDGE' DISKRIMINATOR
- ZCD 'ZERO-CROSSING' DISKRIMINATOR
- 6db 6 Db Abschwächer
- examine Signal zur Messbude zur Überwachung
- set bit Signal zur Messbude zur Registrierung (ein 'bit' wird gesetzt)

ELEKTRONIK FÜR DIE SIGNALE T, F, B, C

Abb: 2

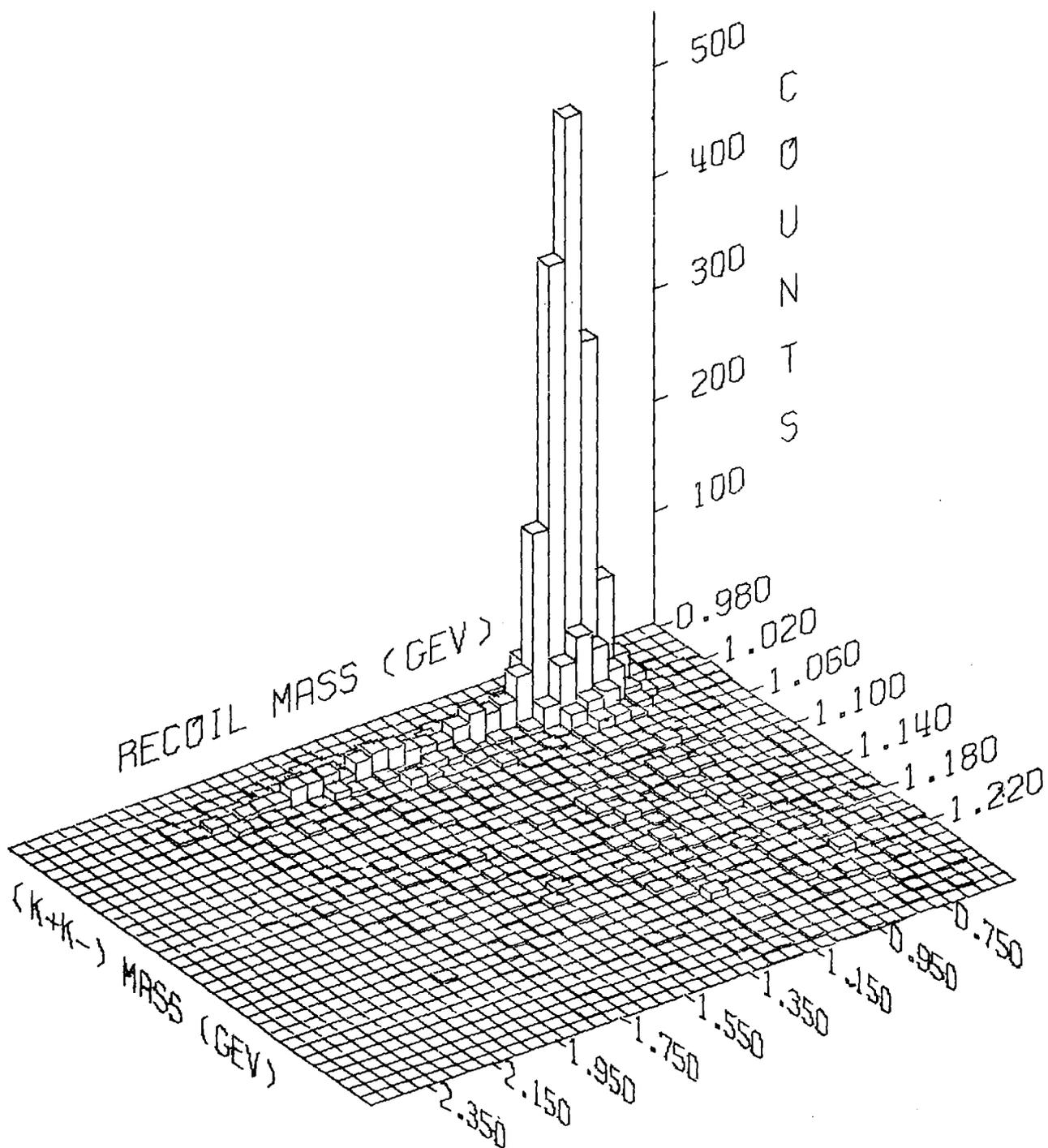


Abb:3

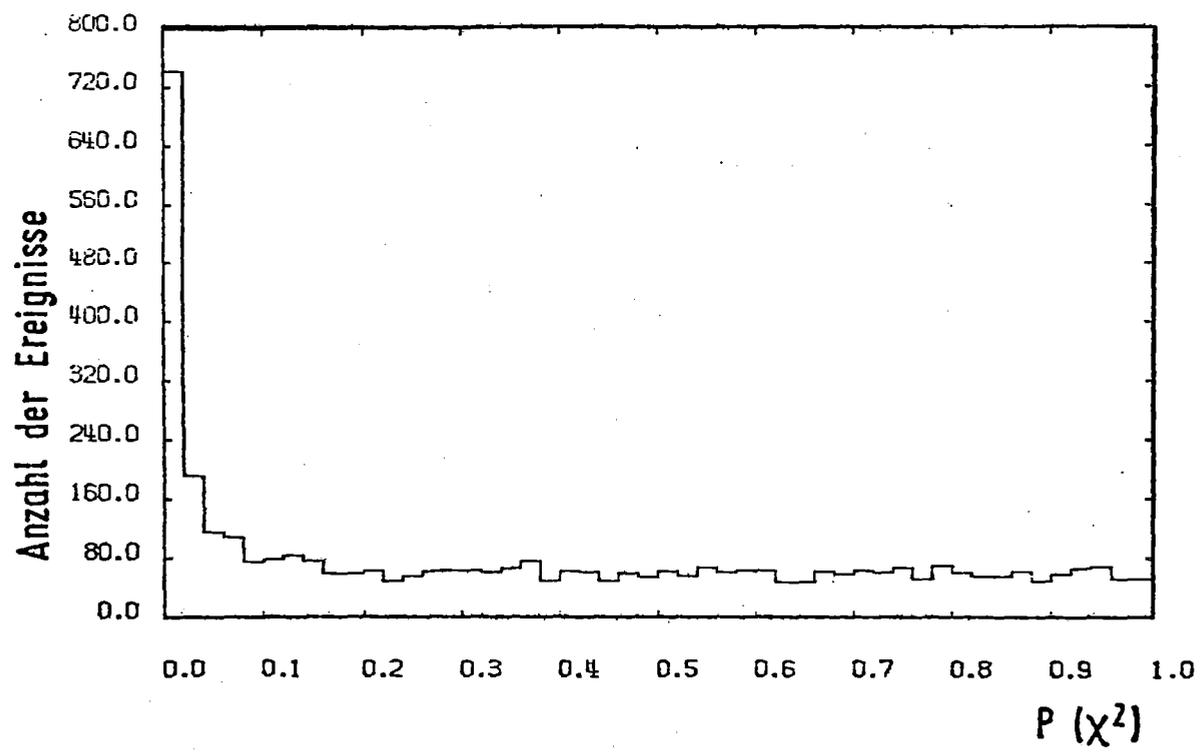


Abb: 4

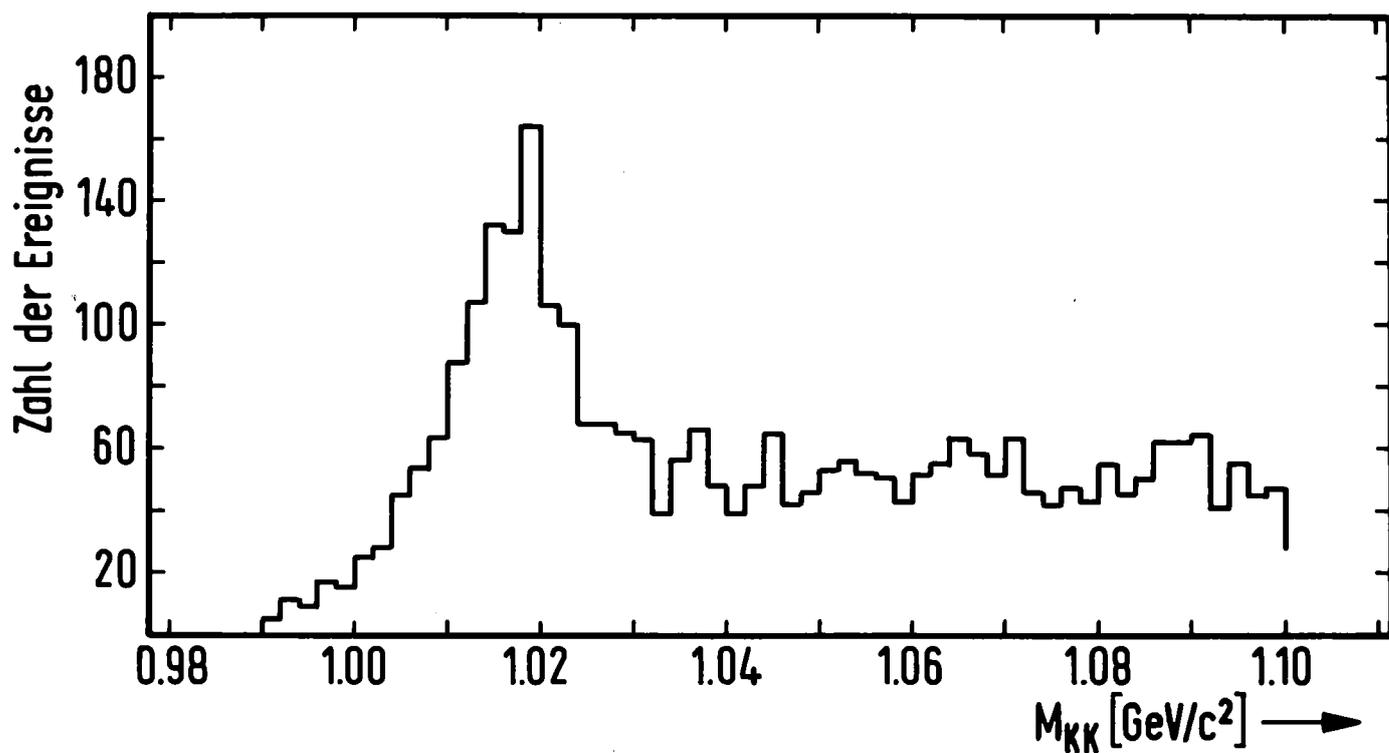


Abb : 5

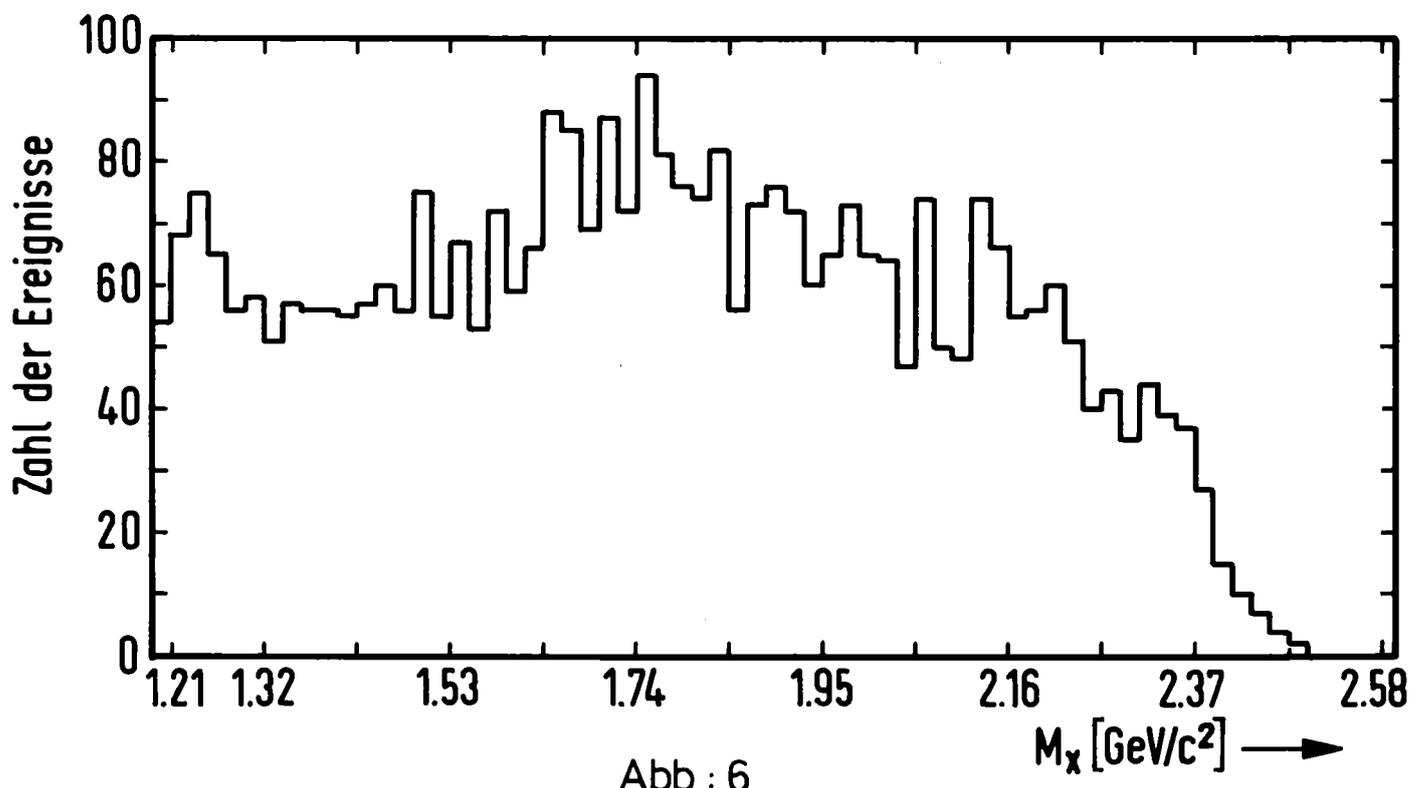


Abb : 6

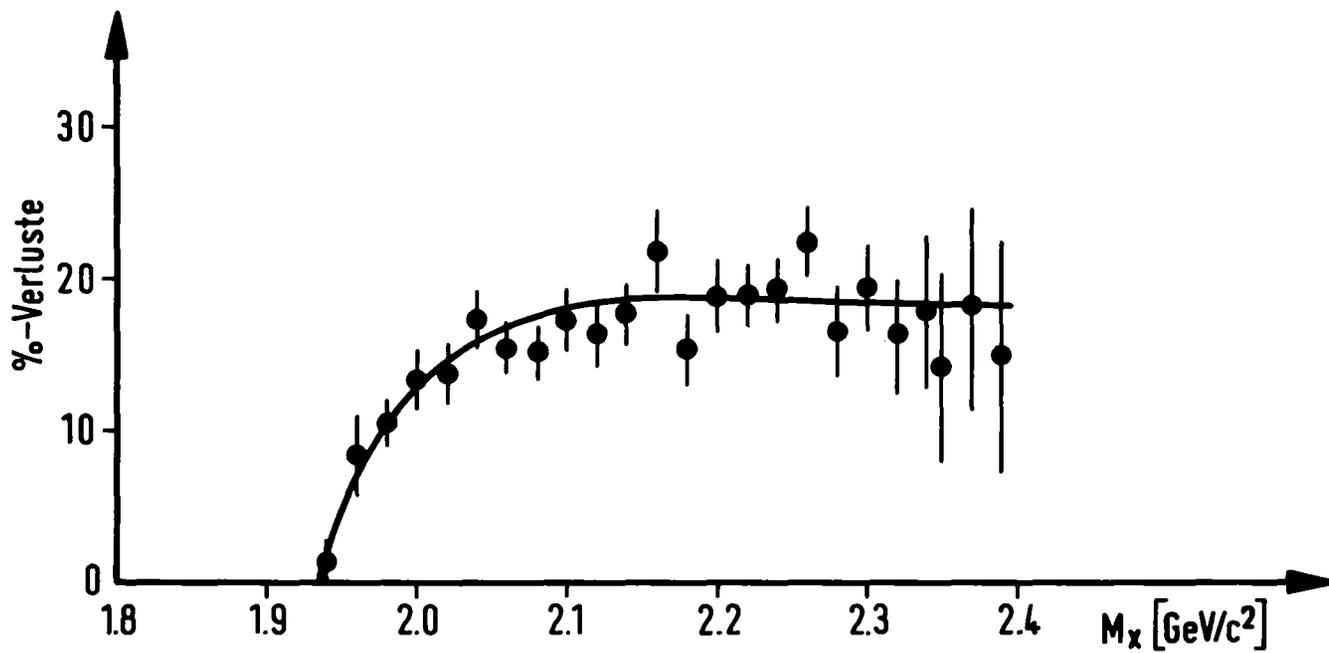


Abb :7

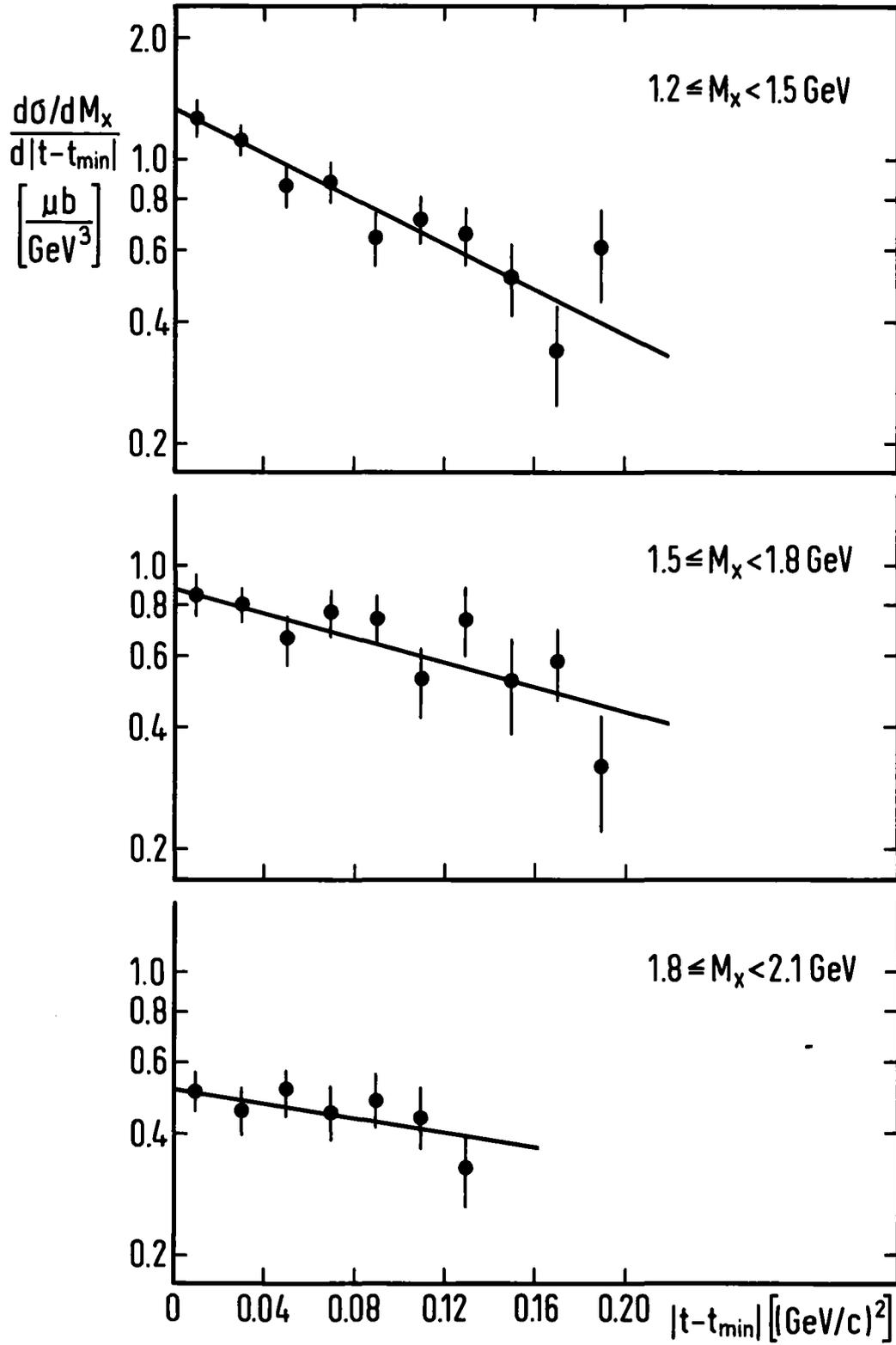


Abb : 8

$\delta p \rightarrow \phi x$

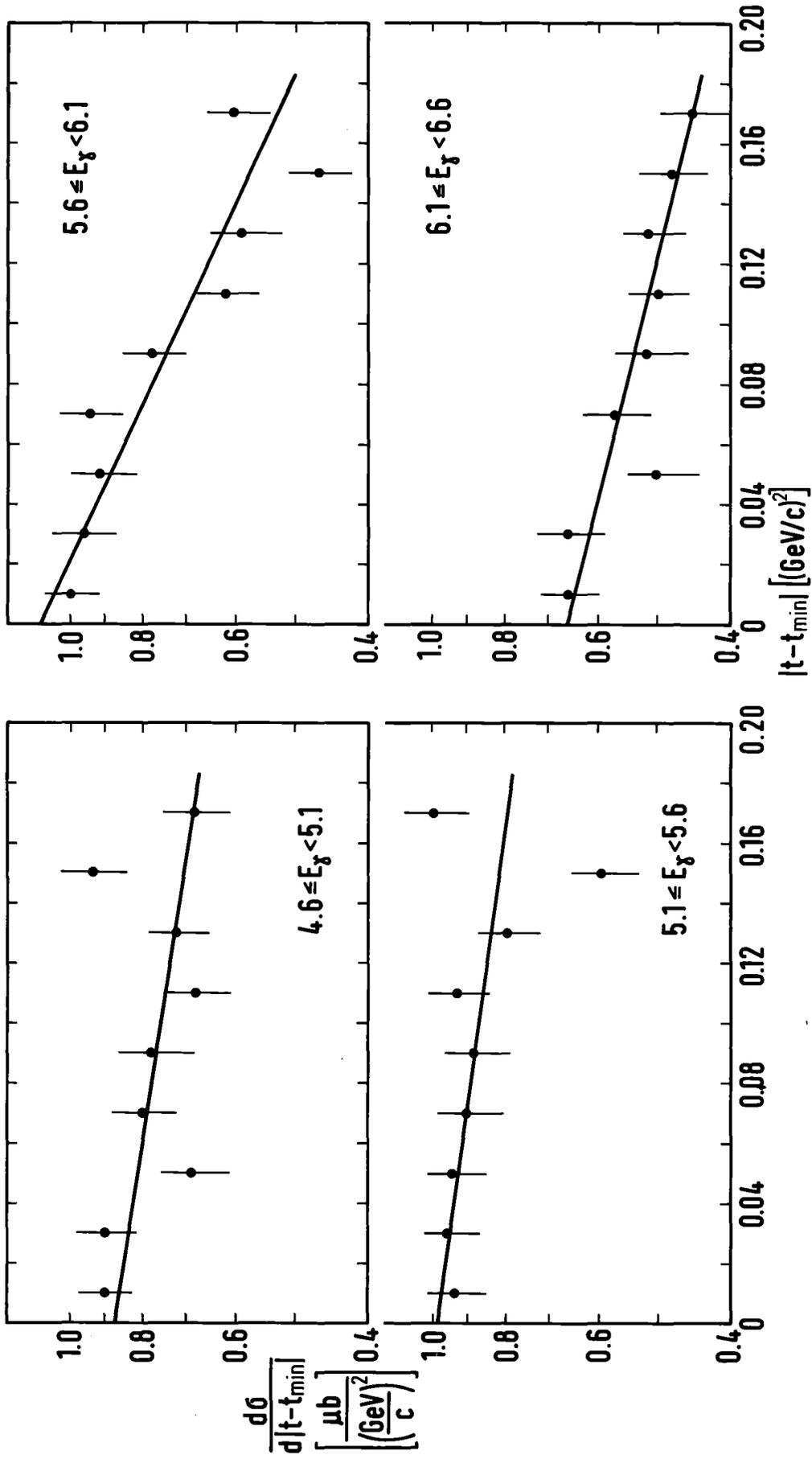
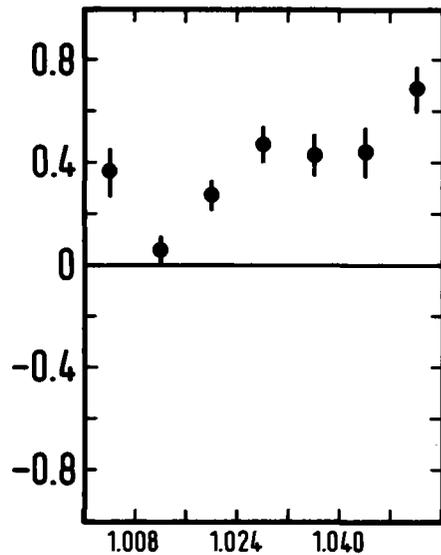


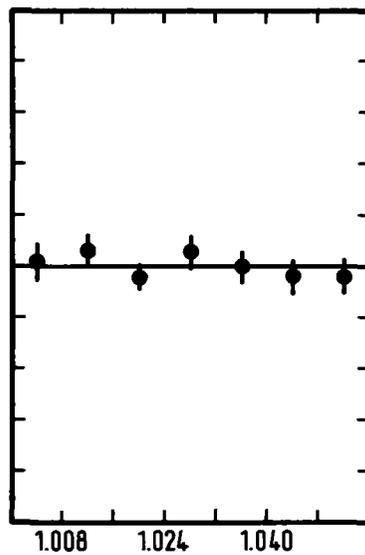
Abb: 9

SCHS

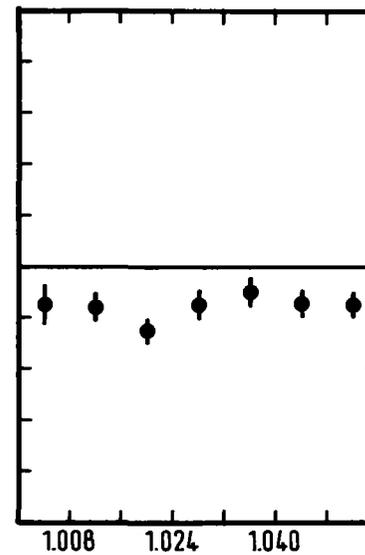
Q_{00}



Q_{1-1}



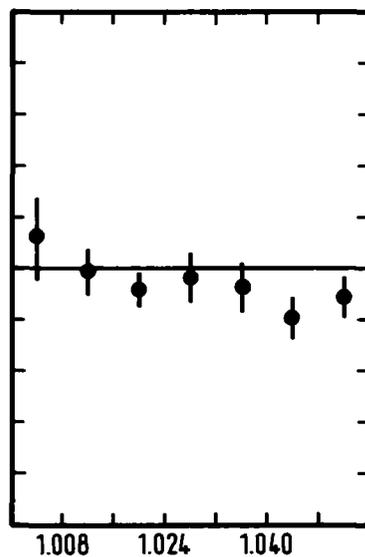
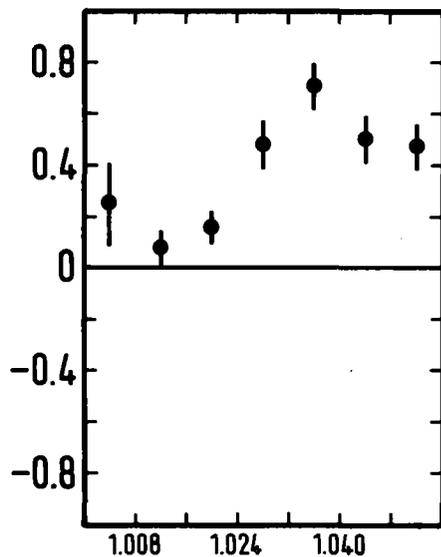
Re Q_{10}



|T-TMIN|
(GeV/c)²

0-0.04

M_{KK} [GeV/c²] →

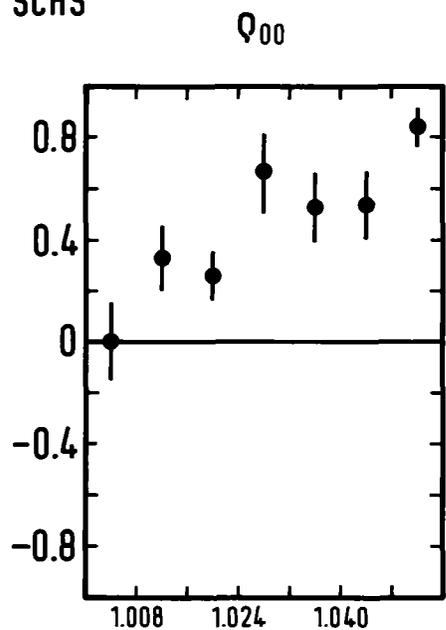


0.04-0.08

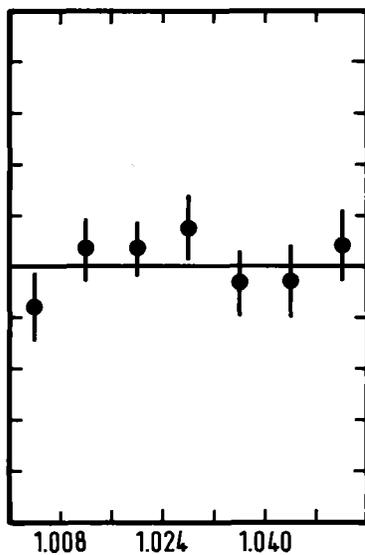
M_{KK} [GeV/c²] →

Abb : 10

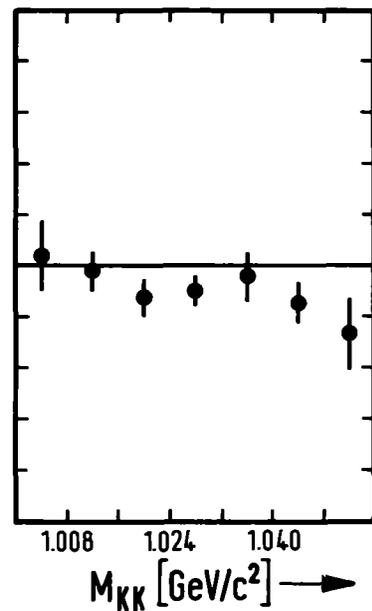
SCHS



Q_{1-1}

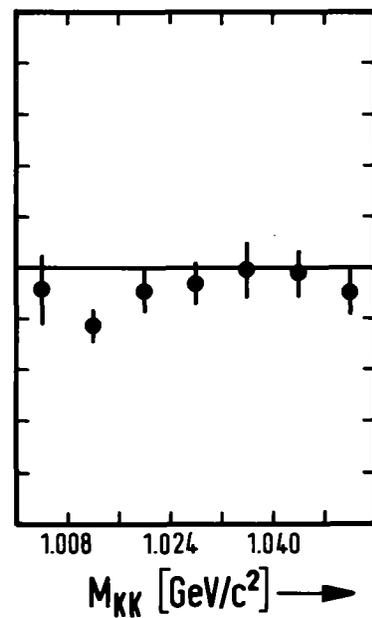
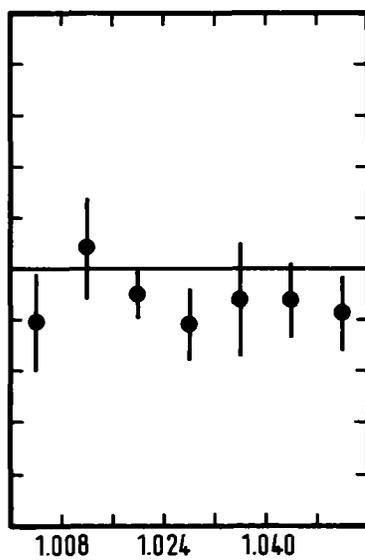
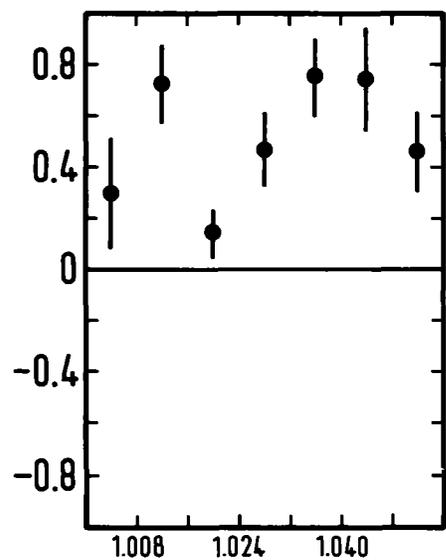


Re Q_{10}



$|T-TMINI|$
(GeV/c)²

0.08-0.12



0.12-0.16

Abb : 11

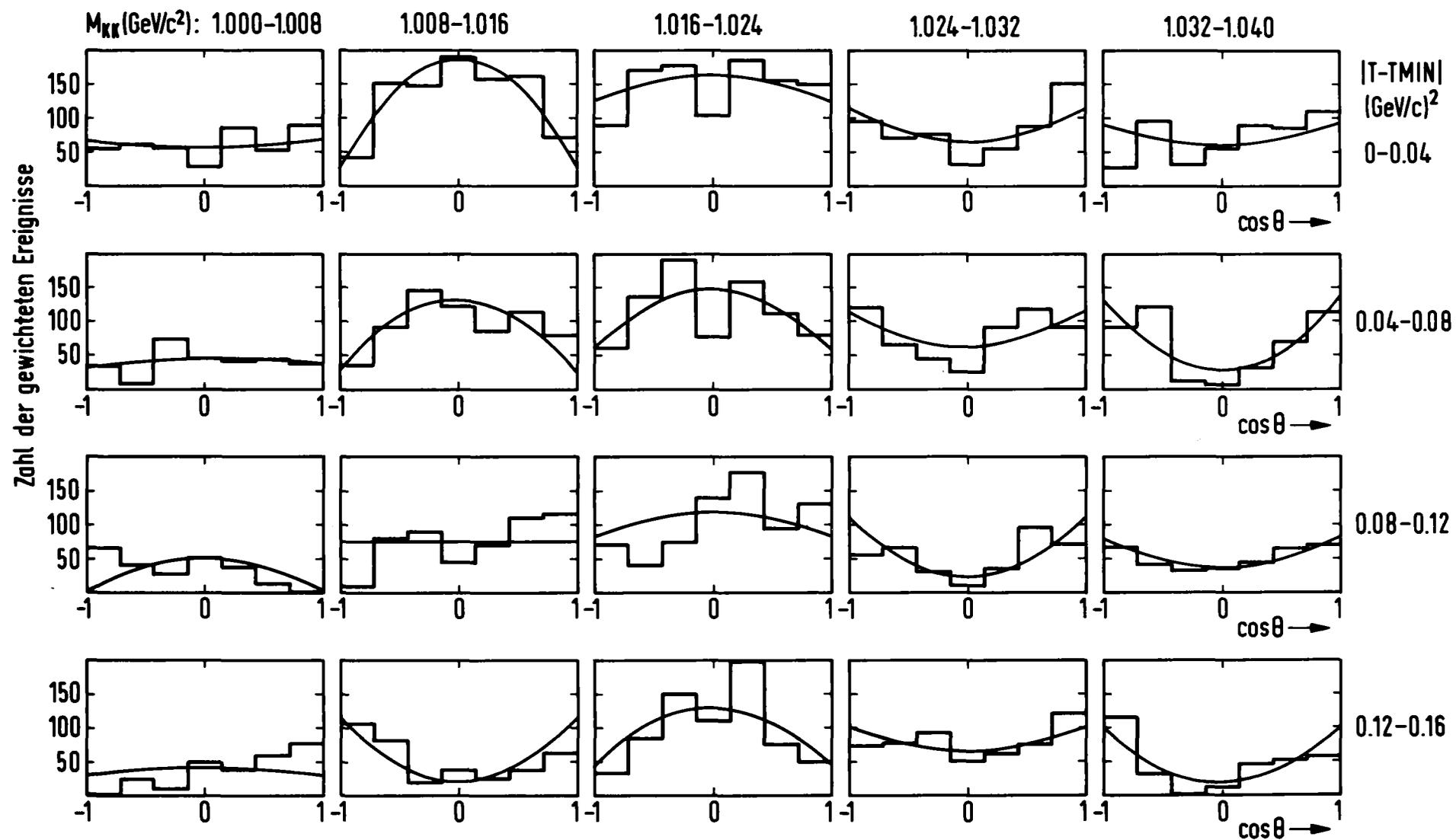
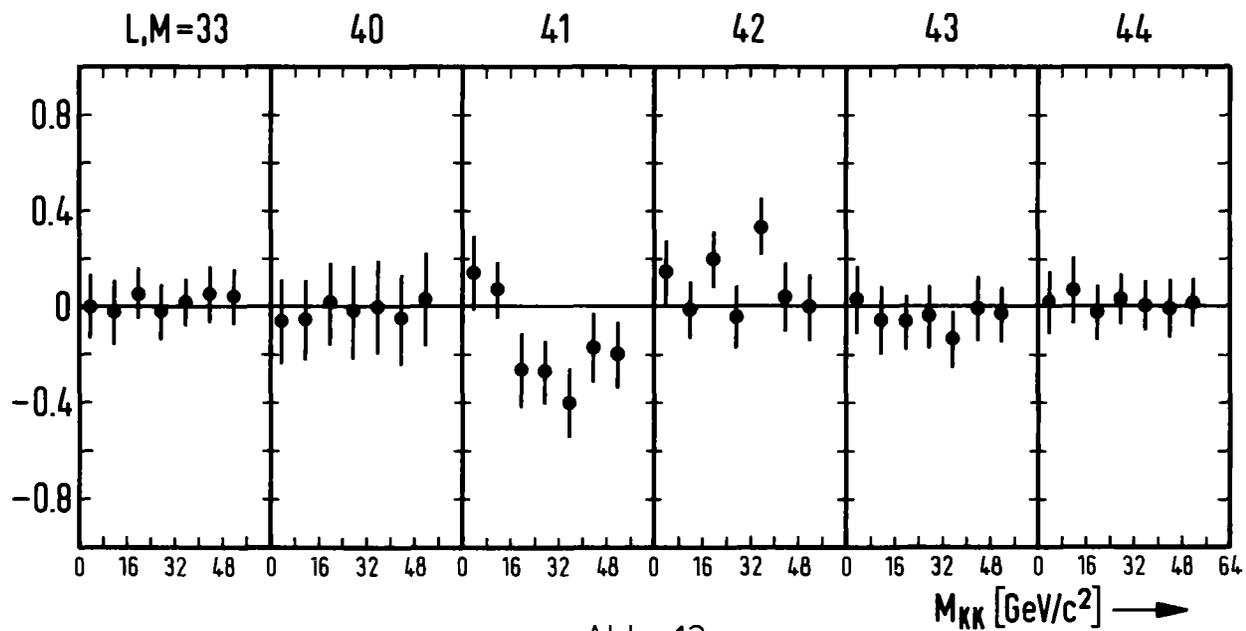
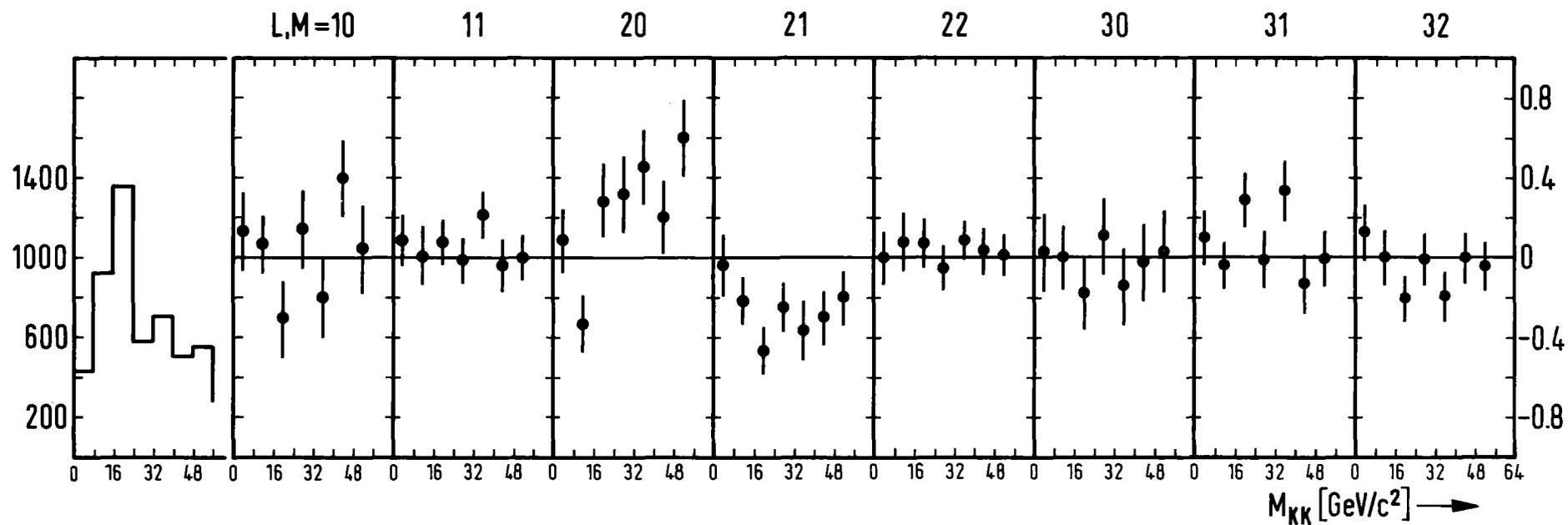
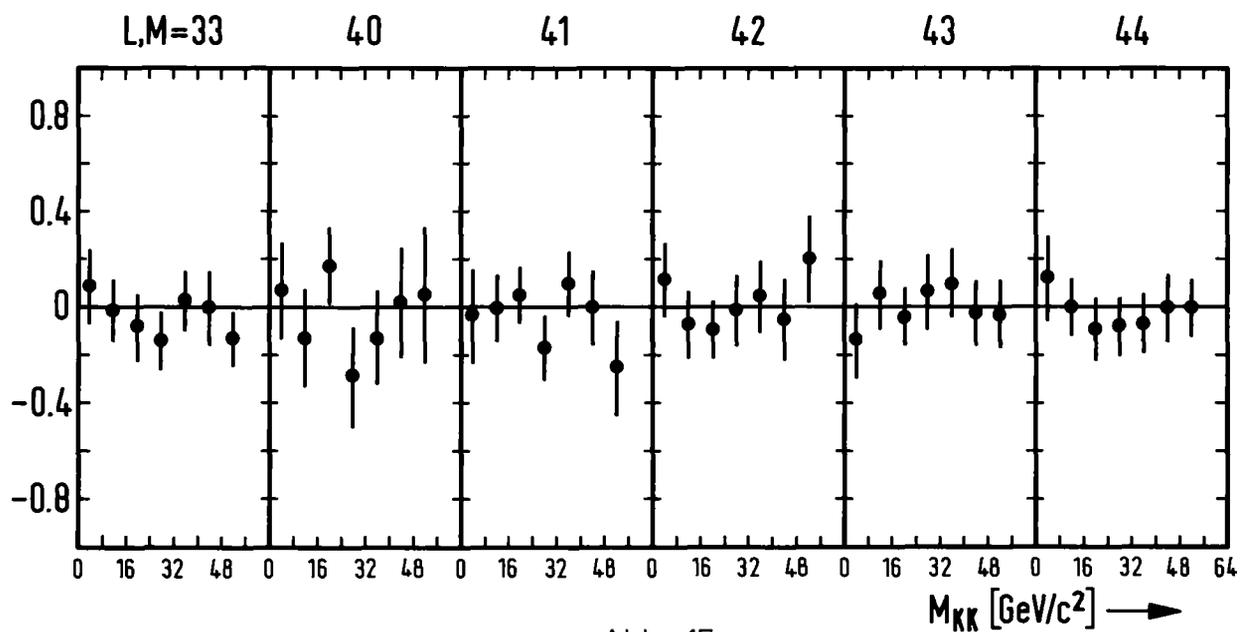
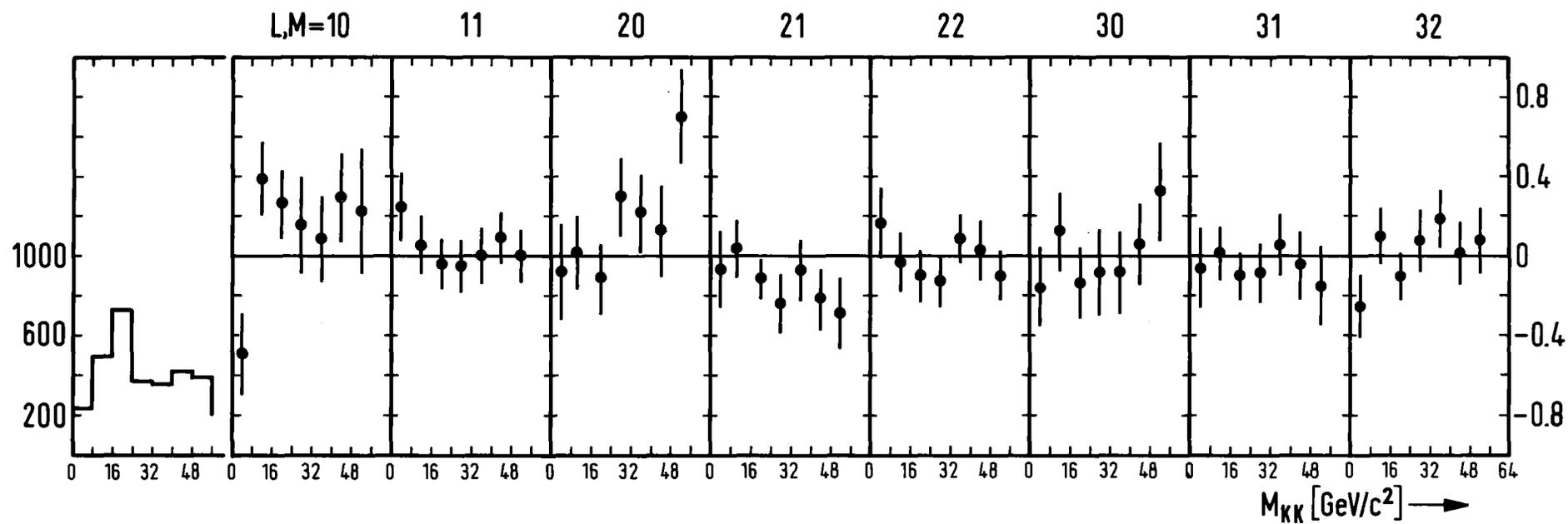


Abb : 12



$0 \leq |T-TMIN| \leq 0.04 [(GeV/c)^2]$
 $1.2 \leq M_X \leq 1.8 [GeV/c^2]$
 SCHS

Abb : 13



$$0.08 \leq |T - T_{MIN}| \leq 0.12 \quad [(GeV/c)^2]$$

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \quad [GeV/c^2]$$

SCHS

Abb : 15

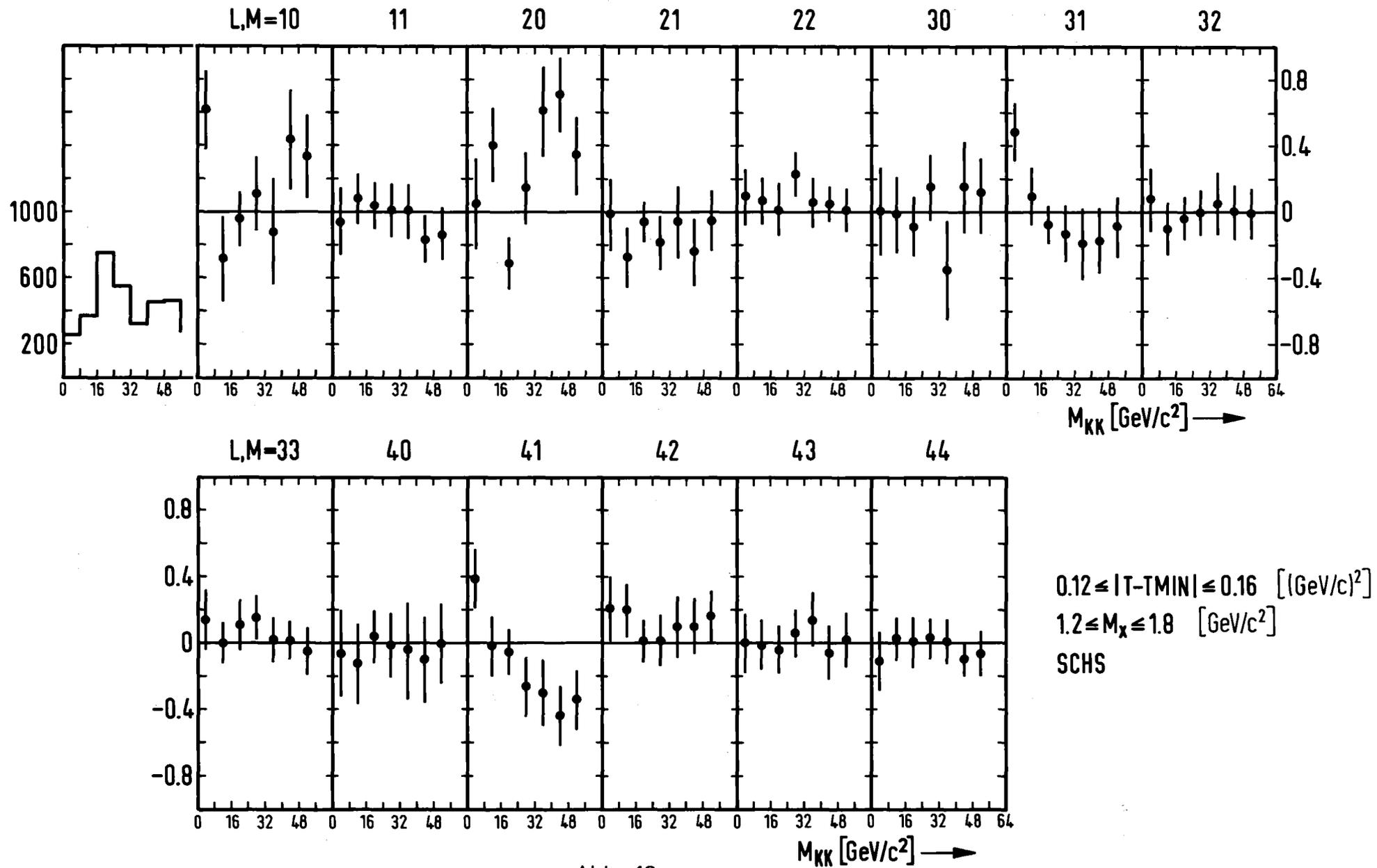
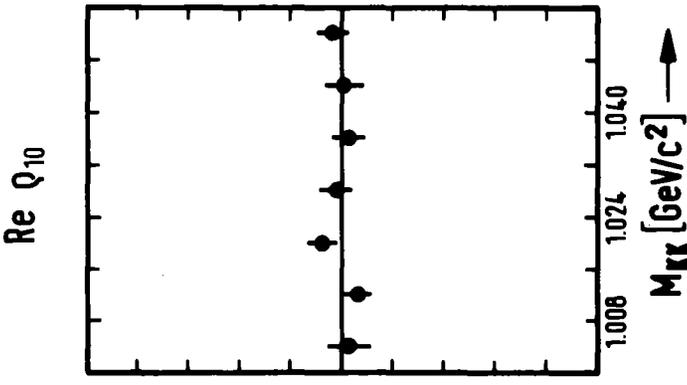
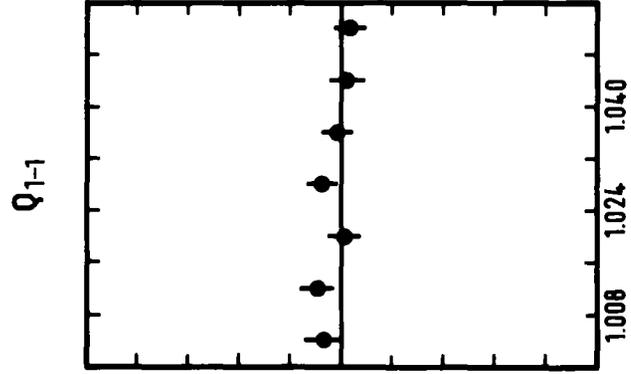
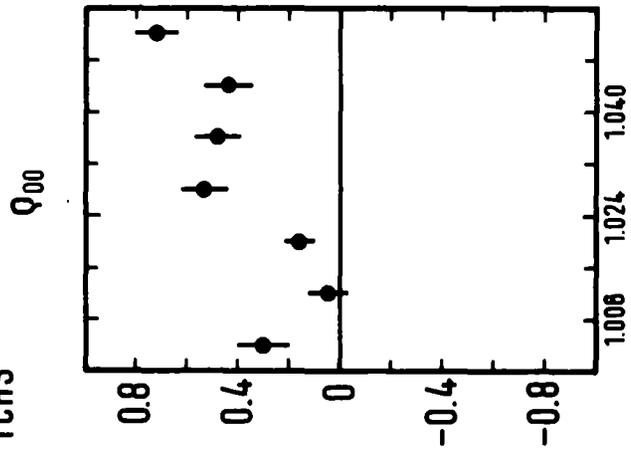
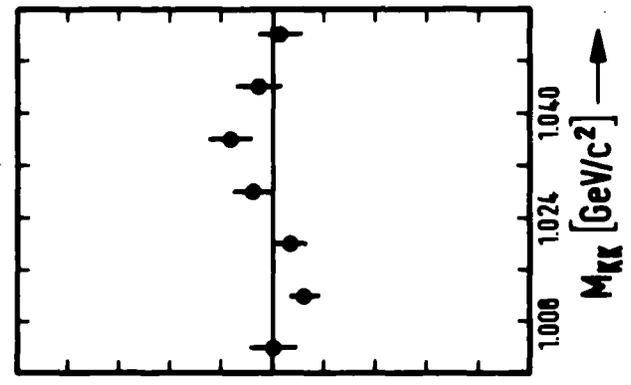
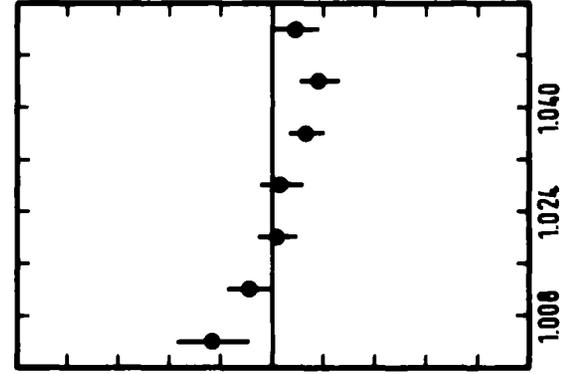
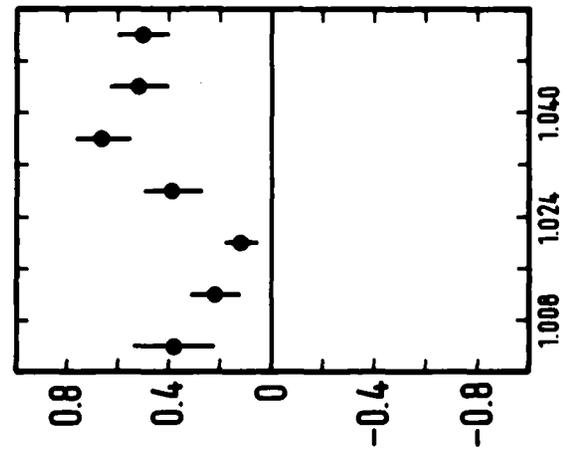


Abb : 16

TCHS



$|T-TMIN|$
(GeV/c)²
0-0.04



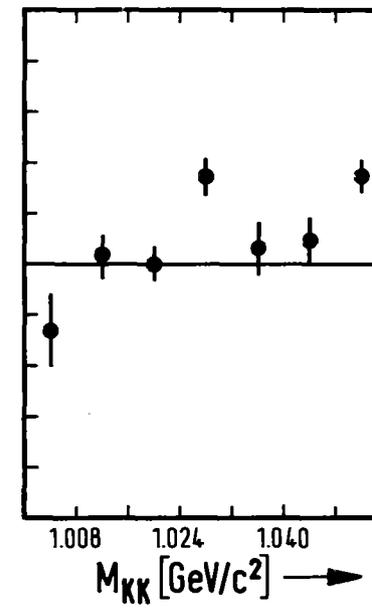
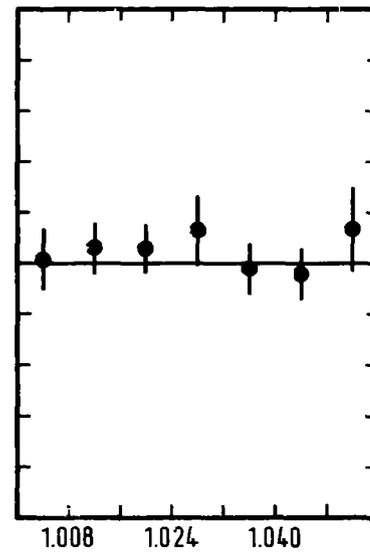
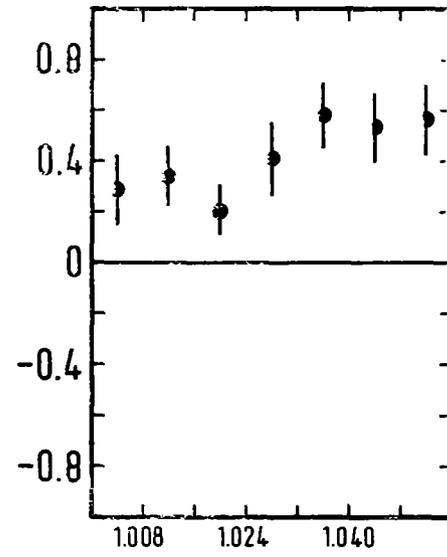
0.04-0.08

TCHS

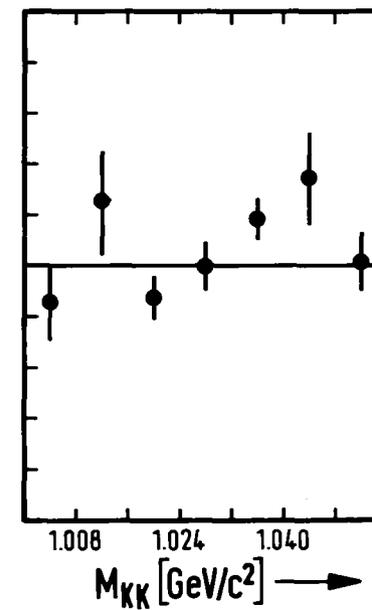
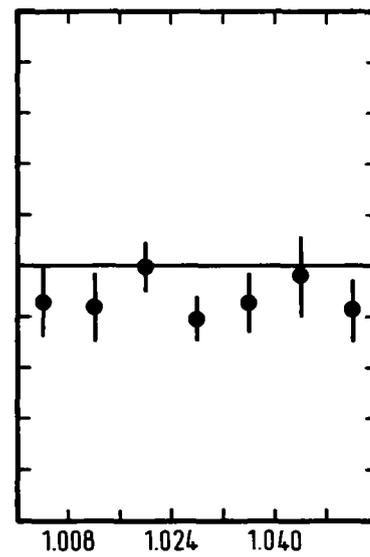
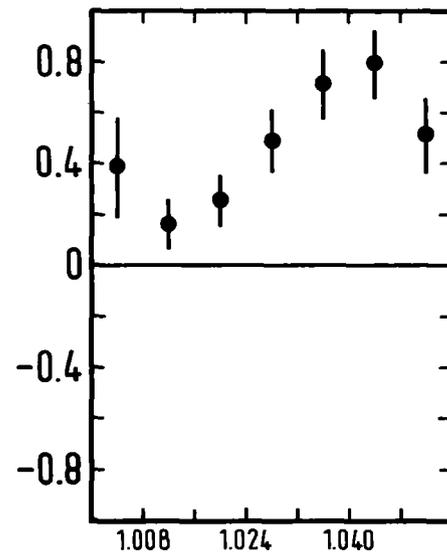
Q_{00}

Q_{1-1}

Re Q_{10}



$|\Gamma-TMIN|$
(GeV/c)²
0.08-0.12



0.12-0.16

Abb : 18

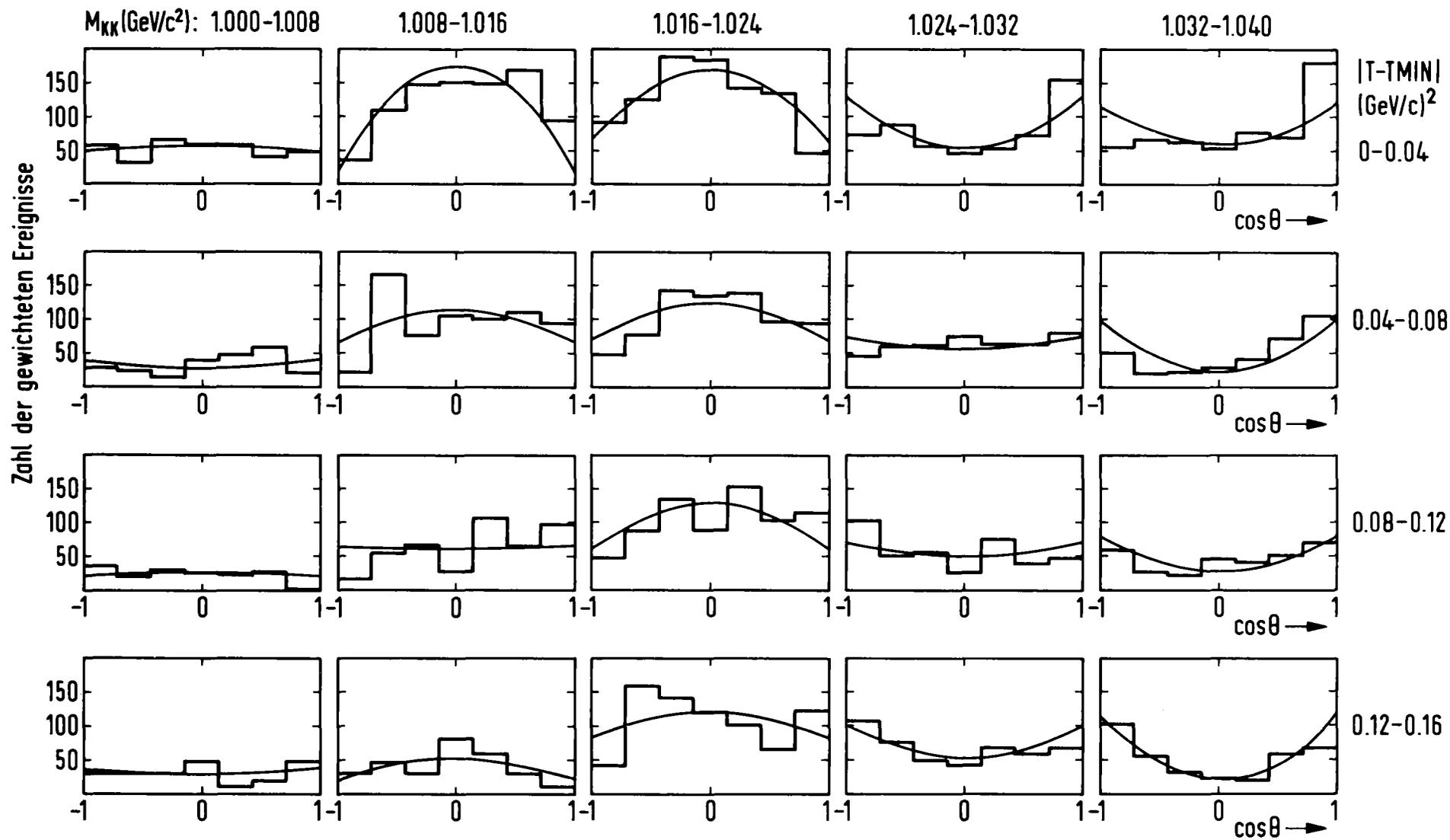


Abb : 19

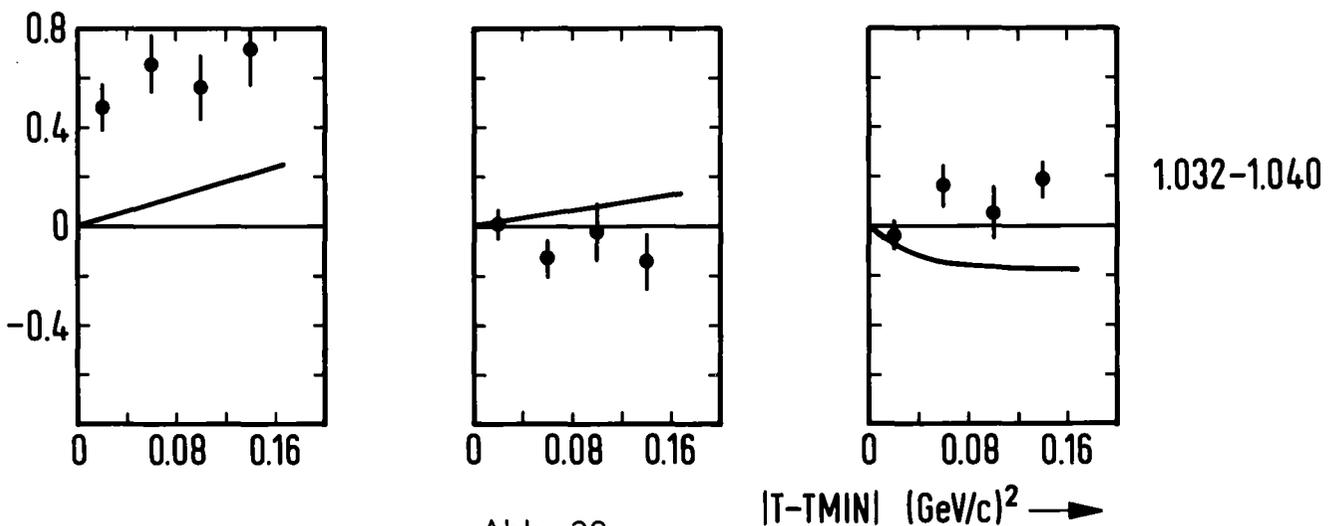
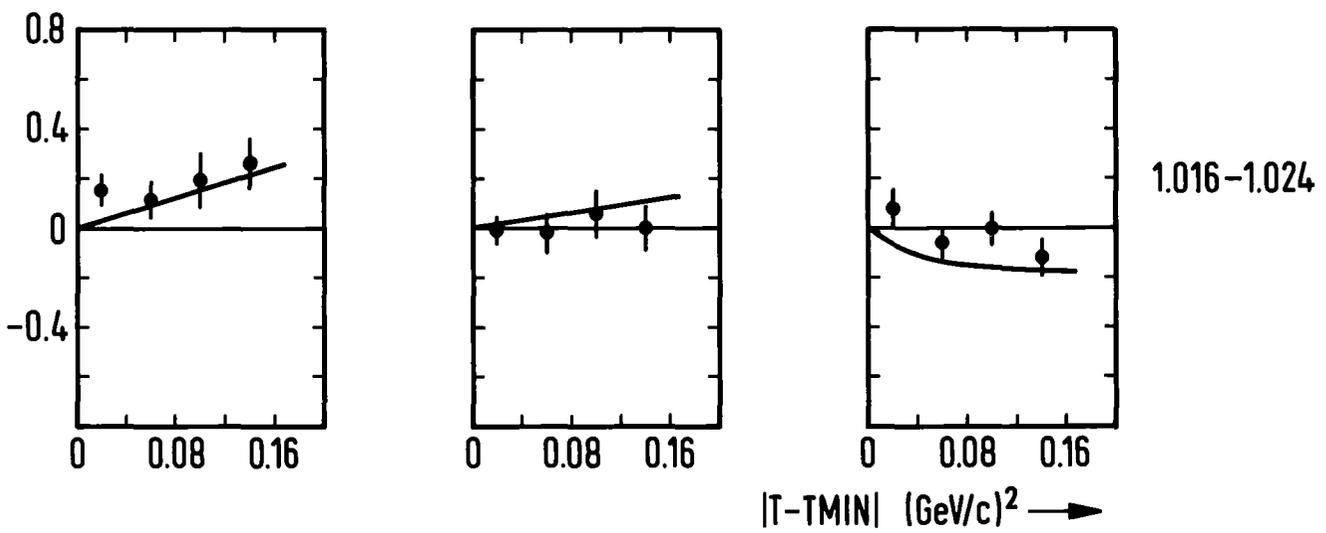
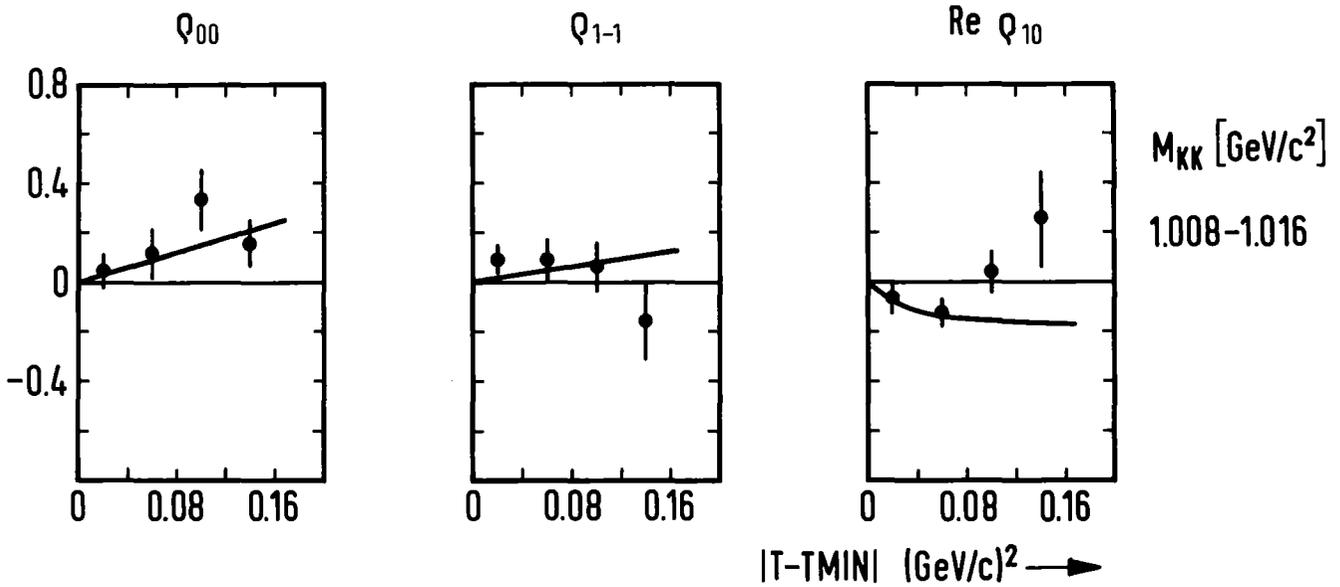
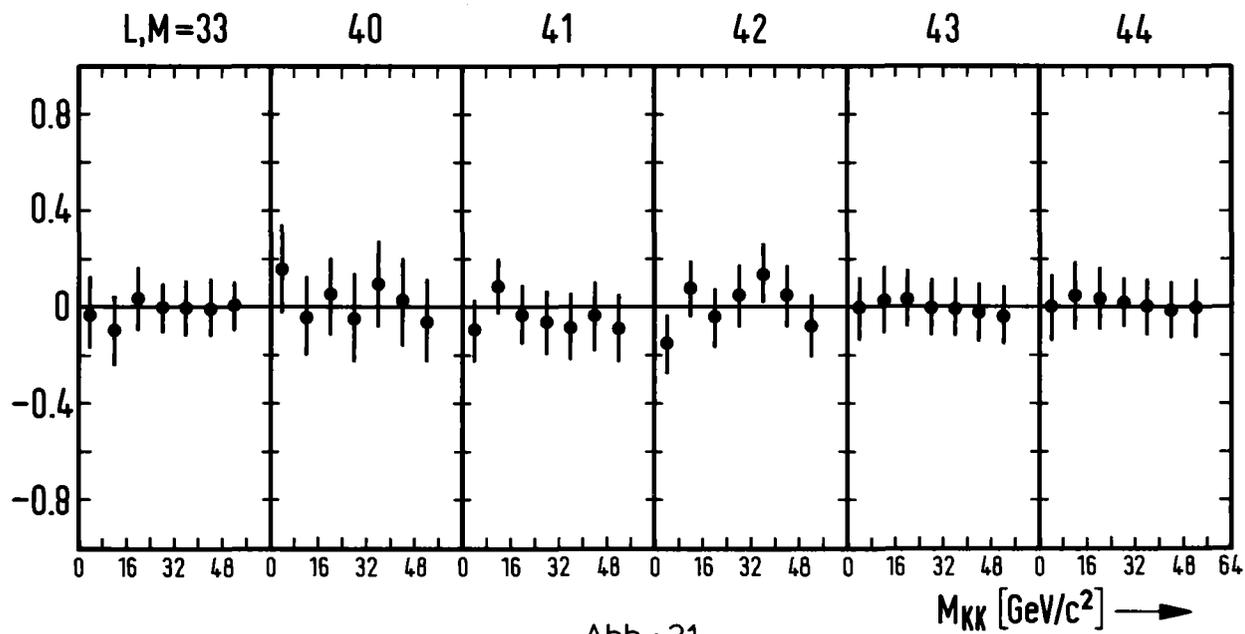
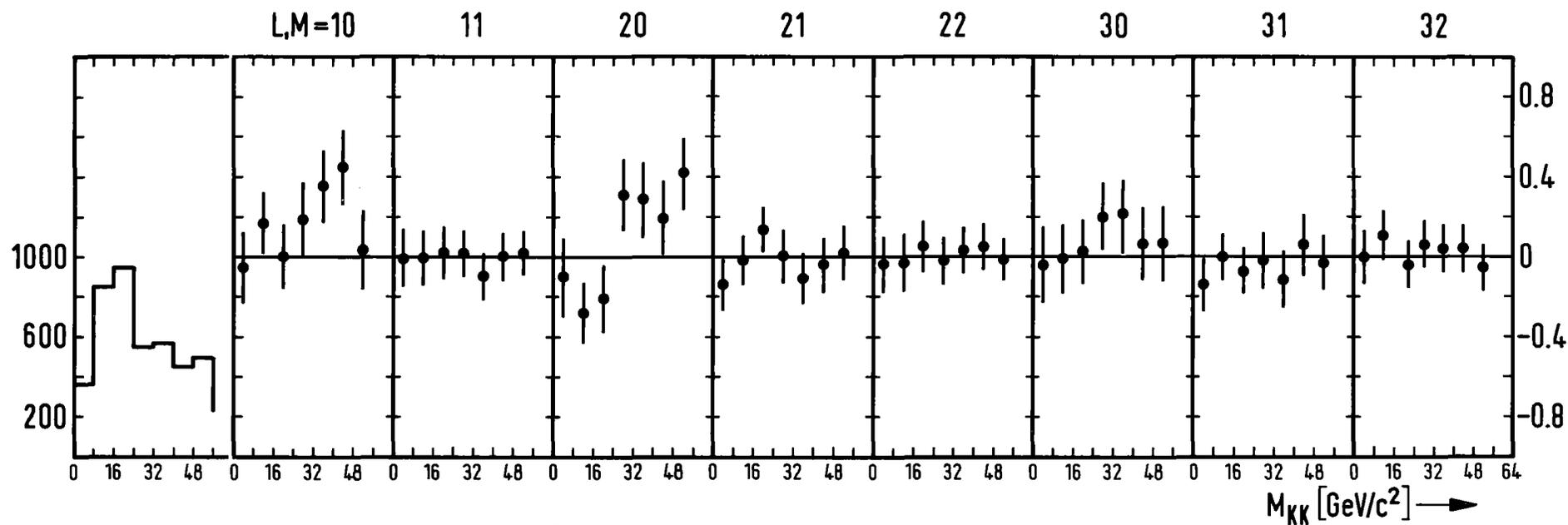
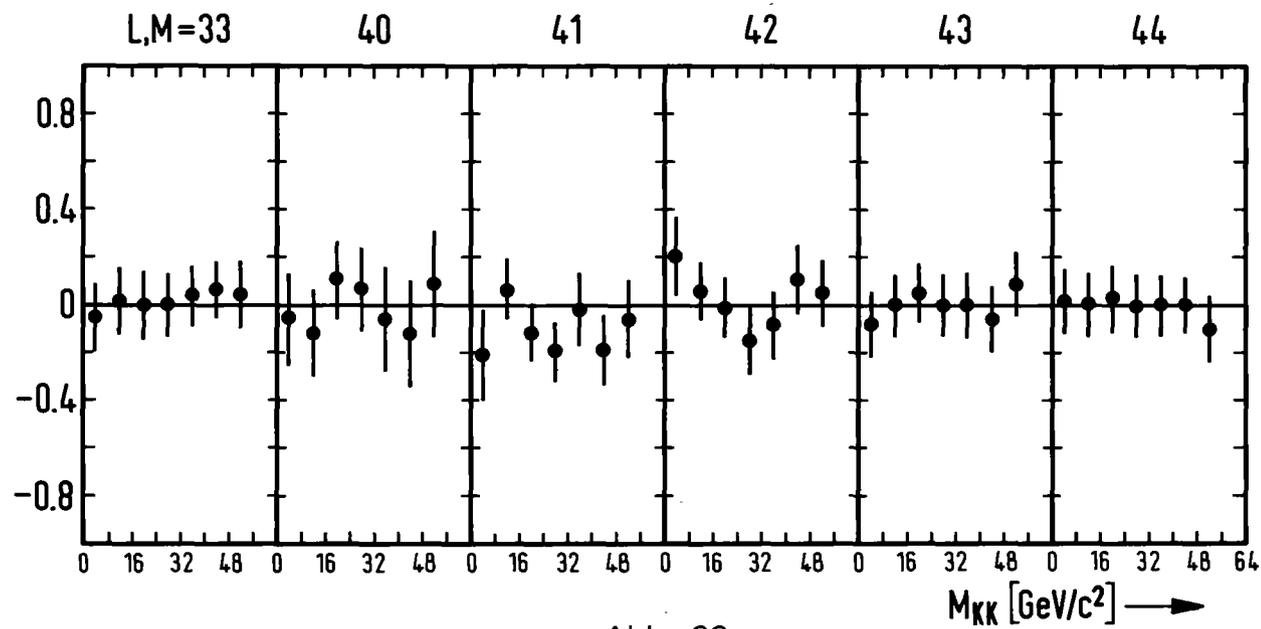
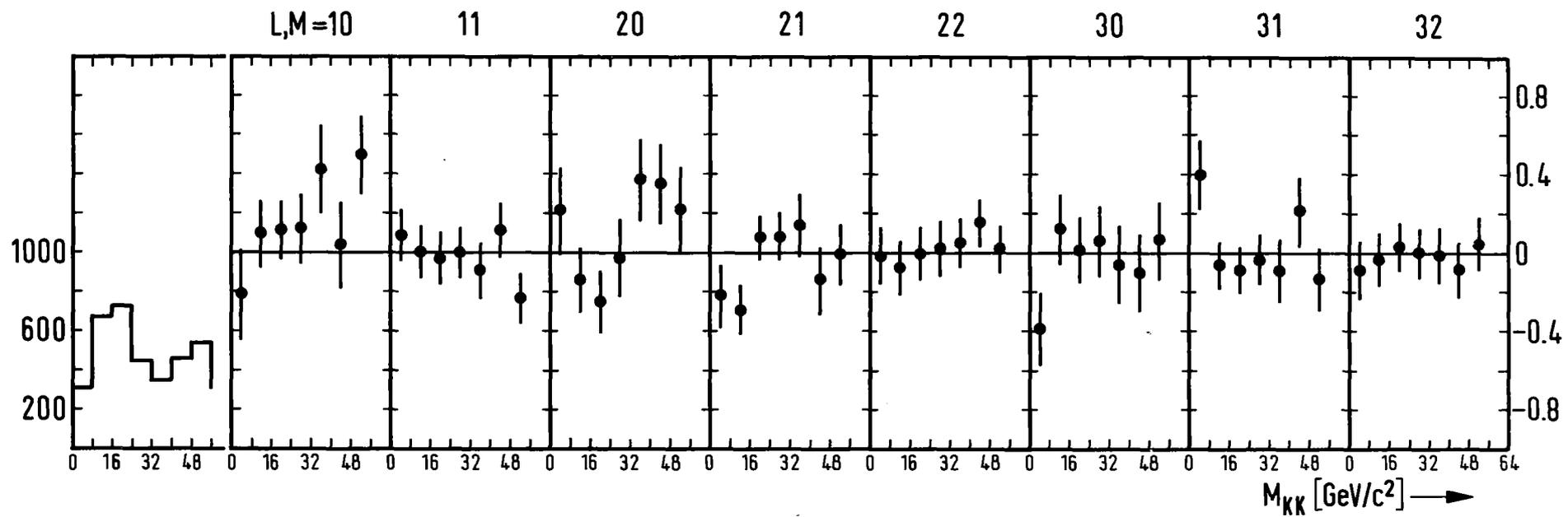


Abb : 20



$0 \leq |T-TMINI| \leq 0.04 [(\text{GeV}/c)^2]$
 $1.2 \leq M_x \leq 1.8 [\text{GeV}/c^2]$
 TCHS

Abb : 21

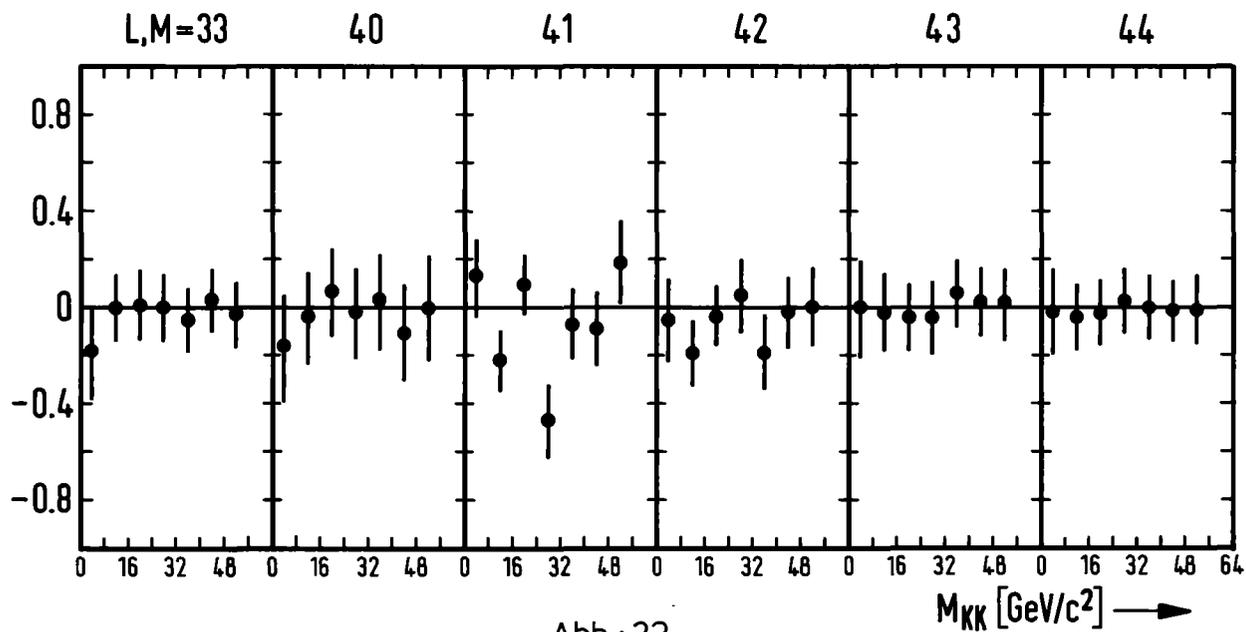
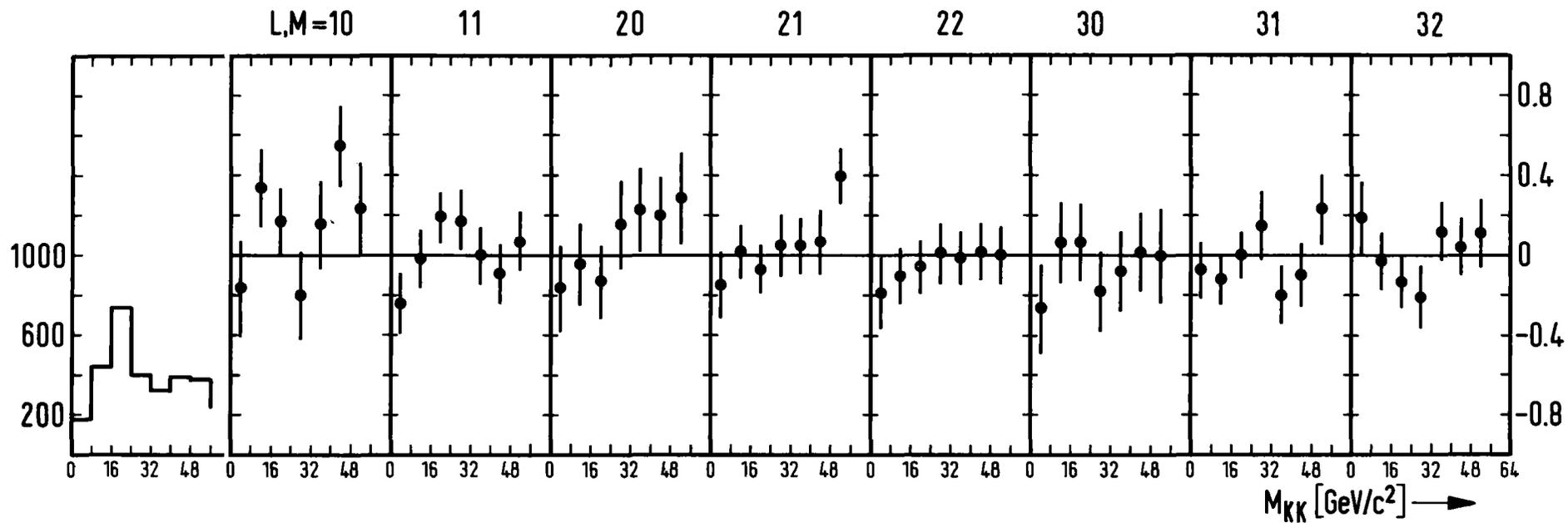


$$0.04 \leq |T - T_{MIN}| \leq 0.08 [(GeV/c)^2]$$

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 [GeV/c^2]$$

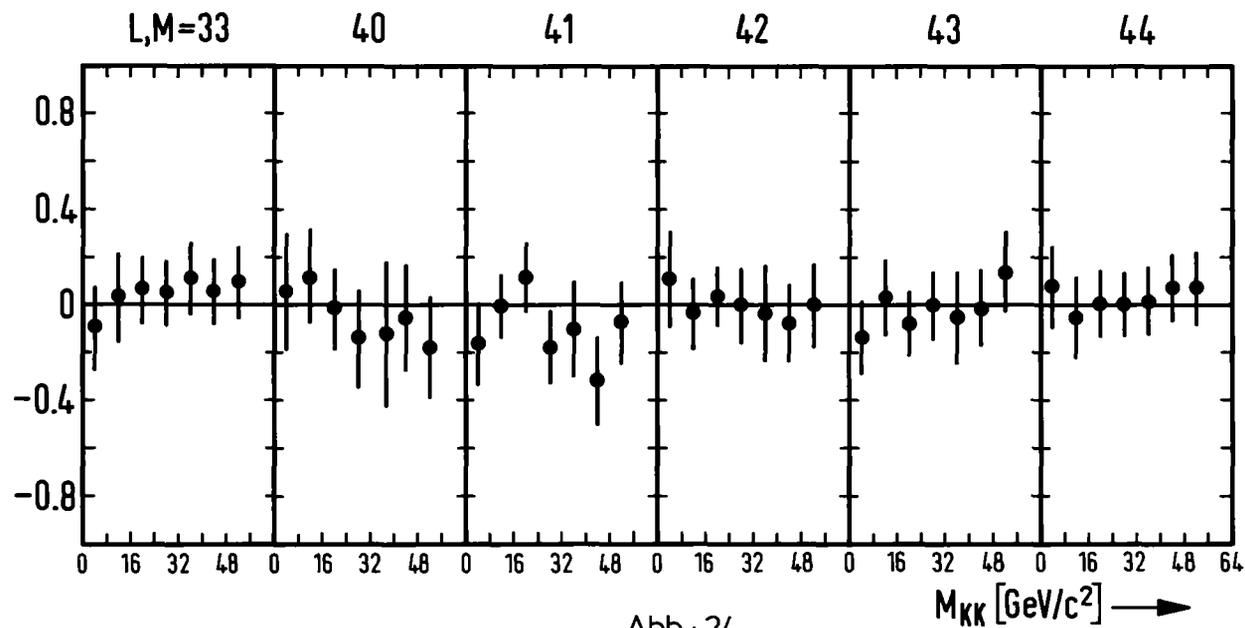
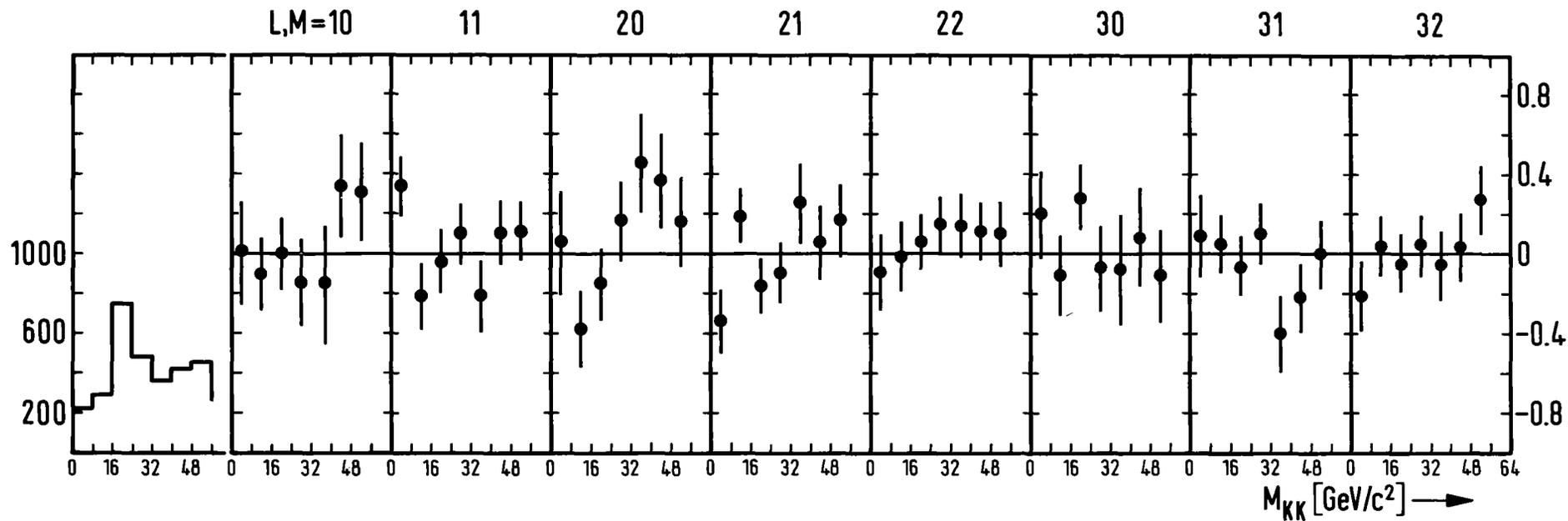
TCHS

Abb : 22



$0.08 \leq |T - T_{MIN}| \leq 0.12 \text{ [(GeV/c}^2\text{)}^2]$
 $1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ [GeV/c}^2]$
 TCHS

Abb : 23



$$0.12 \leq |T-TMIN| \leq 0.16 \quad [(GeV/c)^2]$$

$$1.2 \leq M_x \leq 1.8 \quad [GeV/c^2]$$

TCHS

Abb : 24

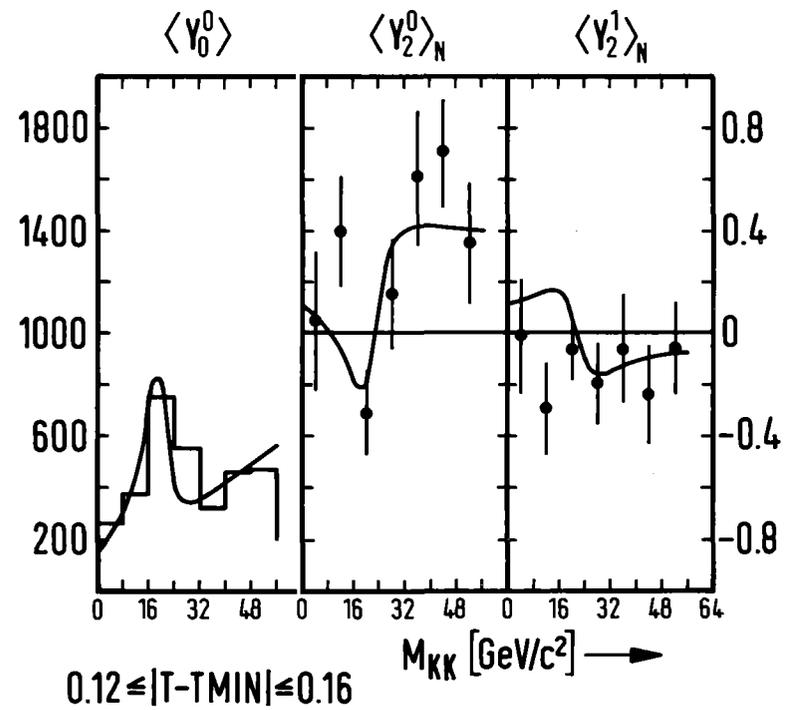
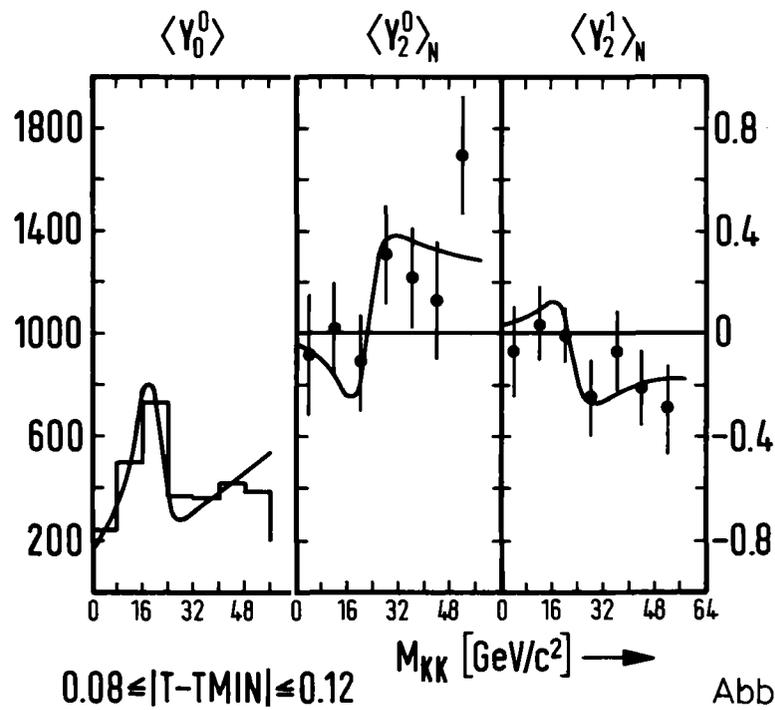
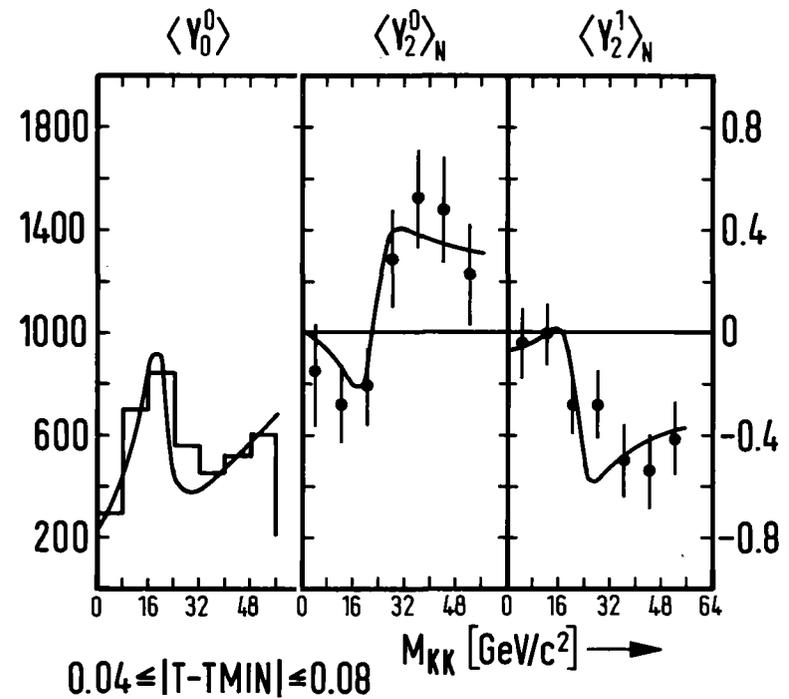
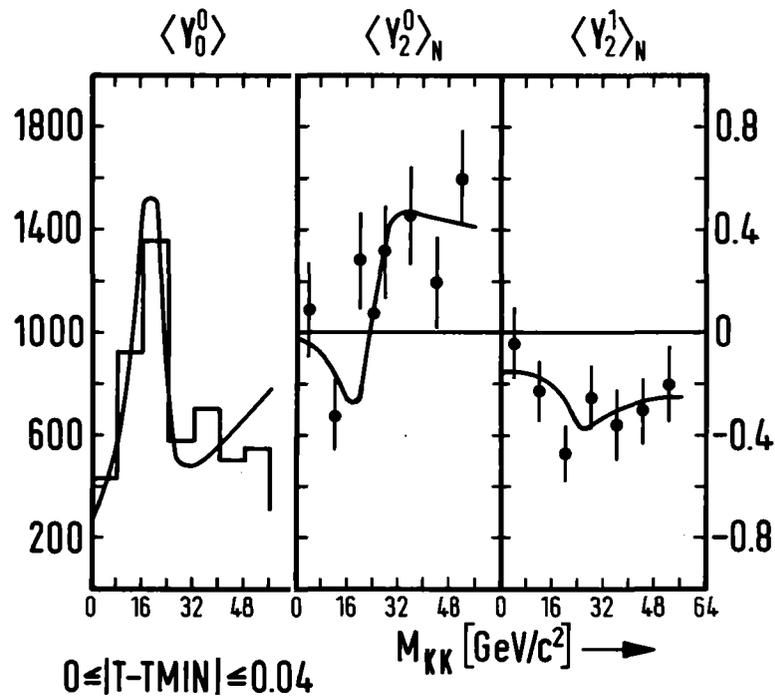


Abb : 25

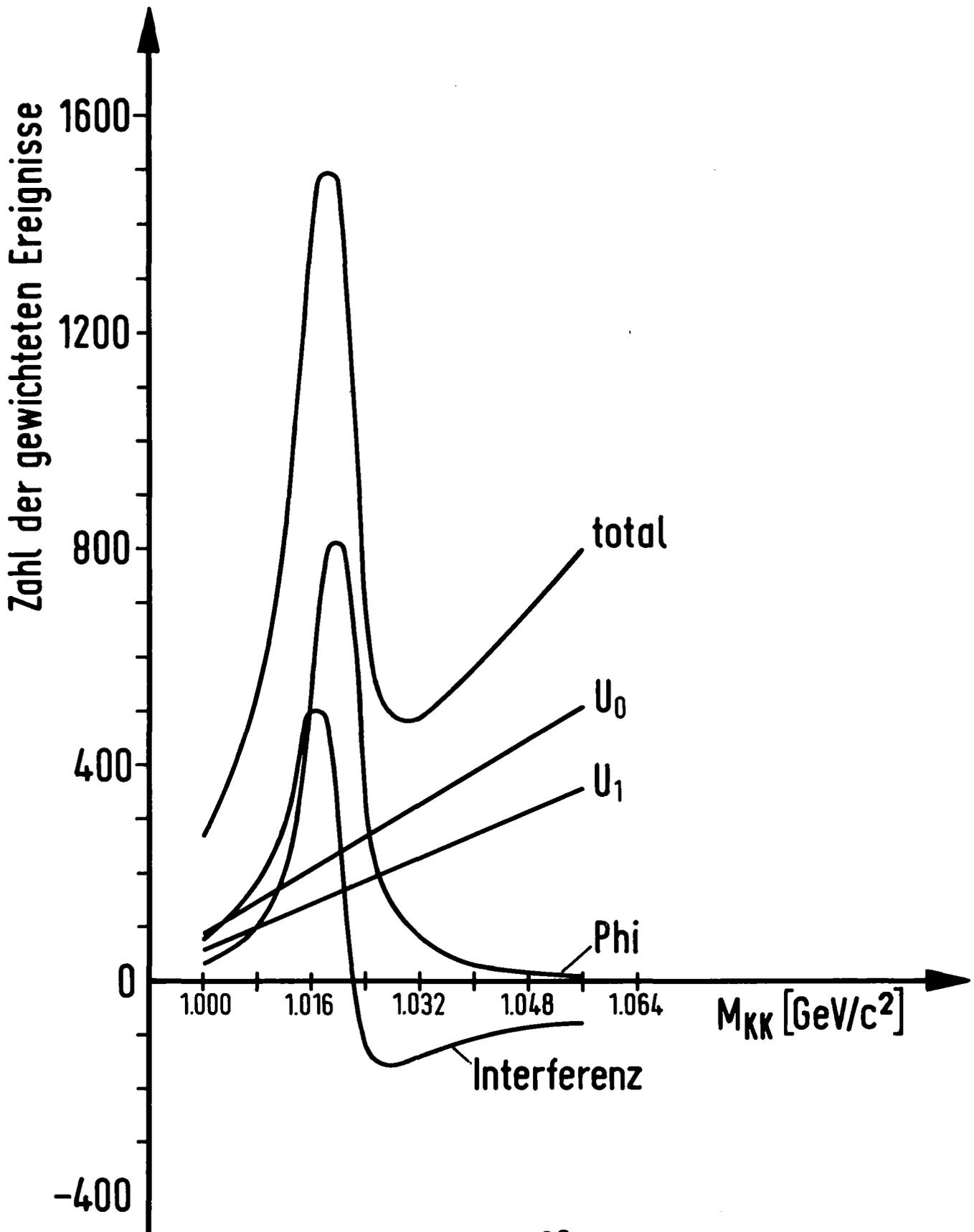


Abb : 26

$$\frac{d\sigma}{dM_x dt} \left[\frac{\mu b}{\text{GeV}^3} \right]; 1.2 \leq M_x \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2$$

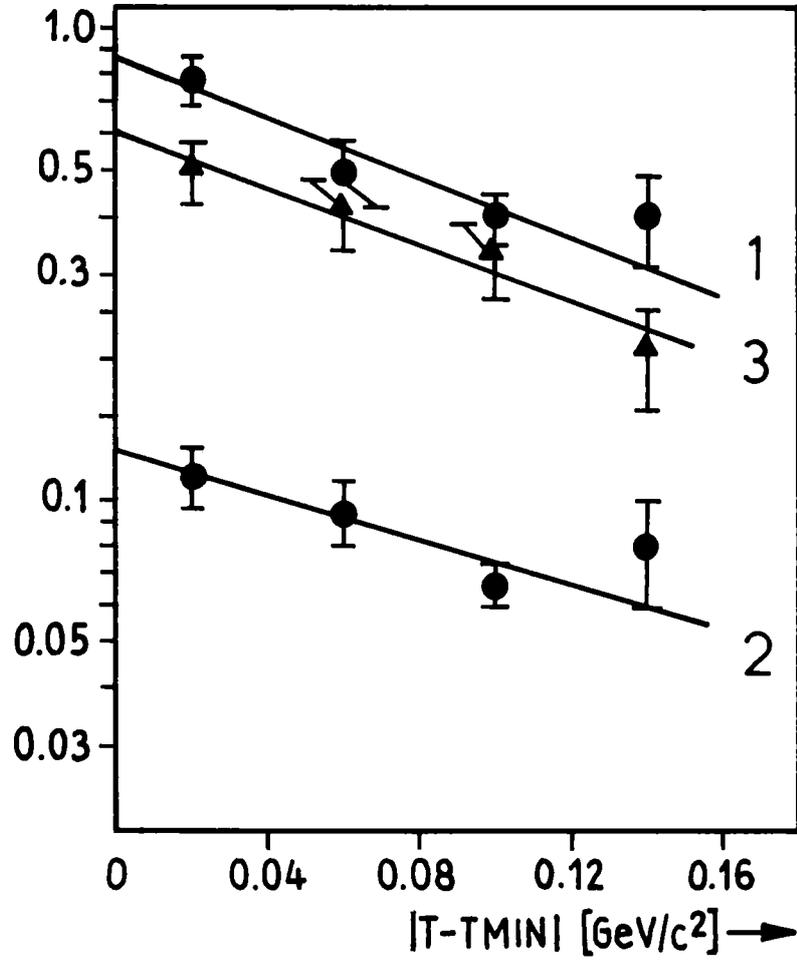


Abb: 27

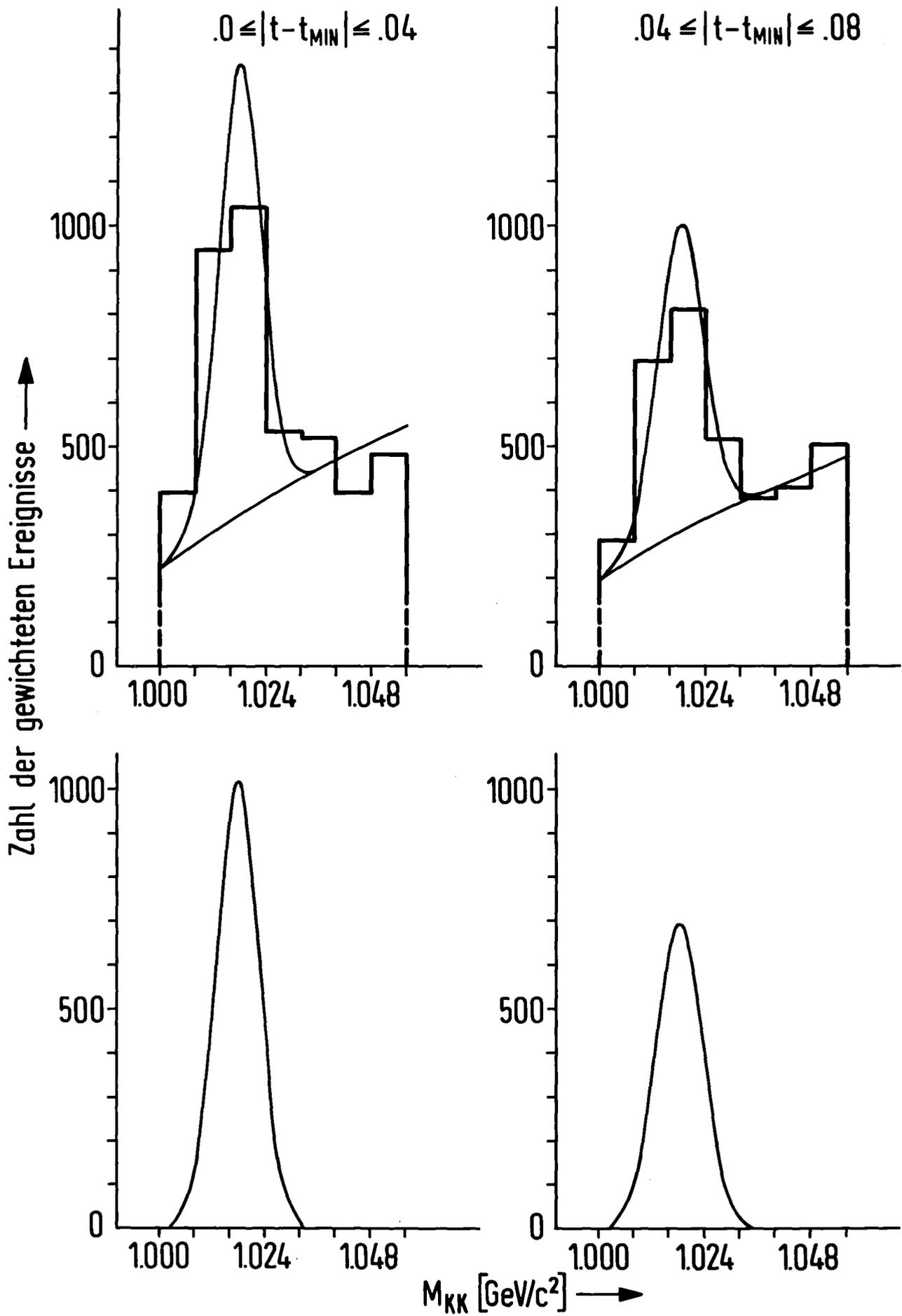


Abb: 28

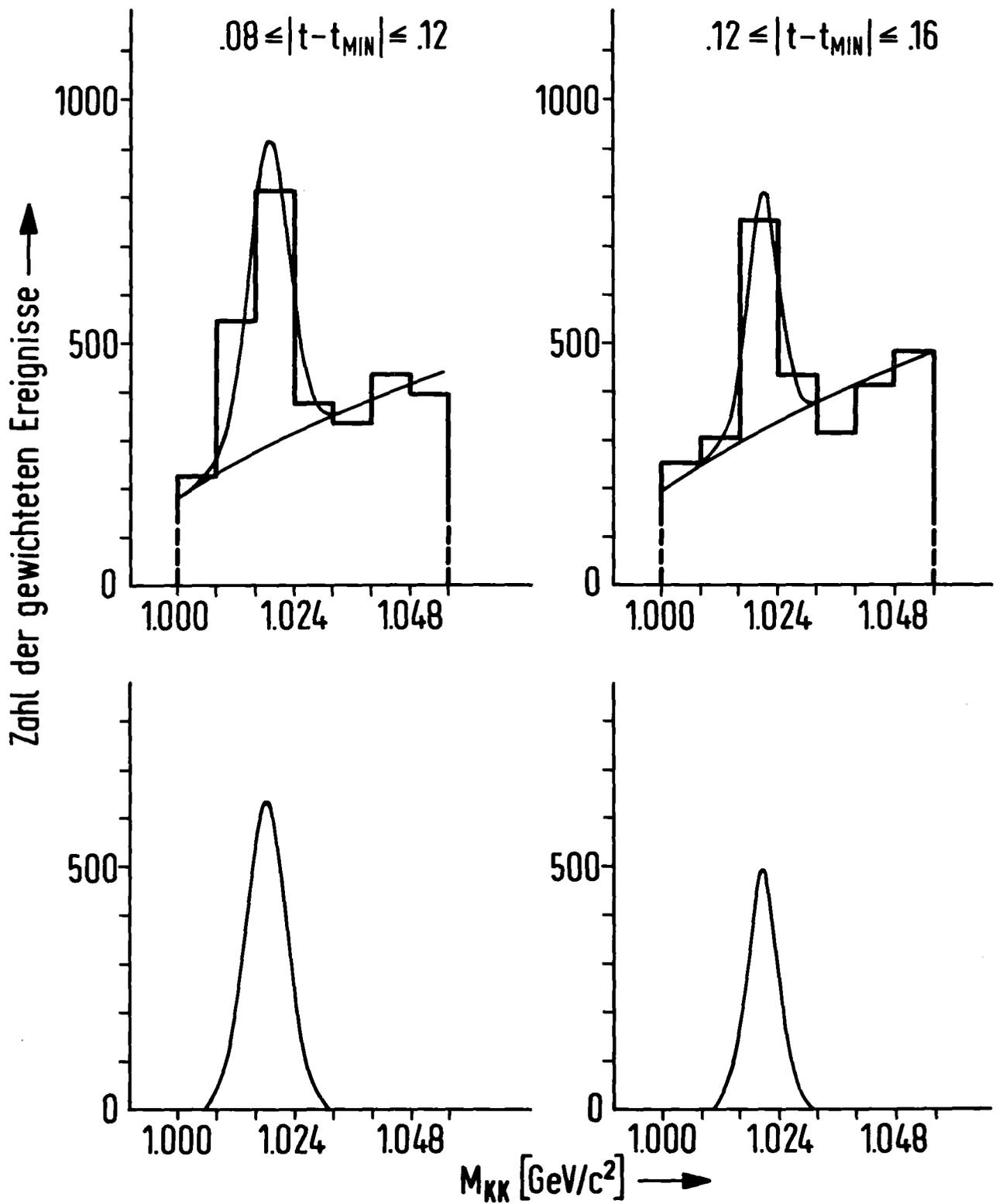


Abb : 29