

Interner Bericht
DESY F32-74/2
August 1974

DESY-Bibliothek
10. JKT. 1974

Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ an Wasserstoff

von

F. Janata

Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ an Wasserstoff

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereiches Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Friedrich Janata
aus Graz

Hamburg

1 9 7 4

Inhaltsverzeichnis

| | <u>Seite</u> |
|--|--------------|
| 1. Einleitung | 1 |
| 2. Kinematik | 3 |
| 2.1. Definitionen | 3 |
| 2.2. Wirkungsquerschnittsformel | 5 |
| 3. Experimentelle Durchführung | 8 |
| 3.1. Apparatur | 9 |
| 3.1.1. Primärer Elektronenstrahl | 9 |
| 3.1.2. Spektrometer | 11 |
| 3.1.3. Elektronik | 16 |
| 3.1.4. Flugzeitmessung | 19 |
| 3.2. Datenaufnahme | 23 |
| 3.3. Datenauswertung und Bestimmung der Wirkungsquerschnitte | 25 |
| 3.3.1. Trennung von π^+ , K^+ und p mit Hilfe der Flugzeit | 27 |
| 3.3.2. Akzeptanz | 31 |
| 3.3.3. Identifikation der $K^+\Lambda^-$ und $K^+\Sigma^0$ -Ereignisse | 35 |
| 3.3.4. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte | 37 |
| 3.3.5. Korrekturen und Fehler | 40 |

| | <u>Seite</u> |
|---|--------------|
| 4. Ergebnisse | 45 |
| 4.1. Beschreibung der Ergebnisse | 45 |
| 4.1.1. Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu}p \rightarrow K^+\Lambda$ | 54 |
| 4.1.2. Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu}p \rightarrow K^+\Sigma^0$ | 57 |
| 4.2. Diskussion der Ergebnisse | 60 |
| 4.2.1. Wirkungsquerschnittskomponente $d\sigma_L/dt$ | 60 |
| 4.2.2. Vergleich mit anderen Ergebnissen aus der Photo- und Elektroproduktion | 64 |
| 4.2.3. Vergleich mit einem Regge-Modell | 64 |
| 5. Zusammenfassung | 66 |
| Literaturangaben | 68 |

1. Einleitung

Die Photo- und Elektroproduktion pseudoskalarer Mesonen wurde an einer Reihe von Prozessen untersucht. Vor allem von den Reaktionen



liegen ausführliche Messungen vor. Erweitert werden diese Ergebnisse aus der Photo-
produktion durch entsprechende Experimente zur Elektroproduktion (die auch als
Photoproduktion mit virtuellen Photonen aufgefaßt werden kann - siehe 2.1.):



Die Analyse des experimentellen Materials zu den Reaktionen (1.1) und (1.2) hat die theoretischen Vorstellungen über die Photo- bzw. Elektroproduktion pseudoskalarer Mesonen geprägt. Von besonderer Bedeutung ist in diesem Zusammenhang das elektrische Borntermmodell (z. B. De72, Gu72, Be72), mit dessen Hilfe das Verhalten der Reaktionen (1.1) und (1.2) für den Fall gut beschrieben werden kann, daß das π^+ -Meson unter kleinen Winkeln gegenüber der Richtung des primären Photons erzeugt wird und daß die Schwerpunktsenergie W des Photon-Proton-Systems mehr als 2 GeV beträgt. Der wesentliche Punkt in diesem Modell ist, daß die Reaktion durch den Austausch eines π -Mesons zwischen Photon und Proton dominiert wird. Die Dominanz dieses Austauschmechanismus zeigt sich in der Elektroproduktion von $\pi^+ n$ (z. B. Br71, Dr71) besonders deutlich, und zwar durch das Überwiegen der Wirkungsquerschnittskomponente $d\sigma_{\perp}/dt$ (siehe 2.2.), die durch longitudinale virtuelle Photonen bestimmt wird.

Wenn man nun - motiviert durch SU(3) - von der Annahme ausgeht, daß die Photo- und Elektroproduktion pseudoskalarer Mesonen sich in einem einheitlichen Bild beschreiben lassen sollten, so würde man erwarten, daß sich die Modelle für die Reaktionen (1.1) und (1.2) von denen für die Reaktionen

$$\gamma p \rightarrow K^+ (\Lambda \text{ bzw. } \Sigma^0) \quad (1.3)$$

$$\gamma_{\nu} p \rightarrow K^+ (\Lambda \text{ bzw. } \Sigma^0) \quad (1.4)$$

nur im Detail, nicht aber im Prinzip unterscheiden (Le73). Im Vergleich mit den Prozessen (1.1) und (1.2) ist das experimentelle Material über die $K^+\Lambda$ - und $K^+\Sigma^0$ -Erzeugung gering. Am ausführlichsten ist die Photoproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ bei Photonenergien zwischen 5 und 16 GeV vermessen (Bo69). Daneben existieren einige Messungen der Reaktionen (1.3) an der Schwelle (z. B. Bl70, Fu70), d. h. bei einem W von ca. 1.6 GeV und etwas darüber (Fe72). Im W -Bereich zwischen 2 und 3 GeV existieren kaum experimentelle Daten.

Die theoretischen Erklärungsversuche der $K^+\Lambda$ - und $K^+\Sigma^0$ -Photoproduktion gehen in erster Linie von den Messungen bei hohen Photonenergien aus (Bo69). Die dabei anfänglich auftretenden Schwierigkeiten wurden dadurch überwunden, daß man entgegen der Analogie zu den Reaktionen (1.1) und (1.2) keine Dominanz eines K -Austausches annahm (Ca70, Mi71).

Die Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ ist zur Zeit noch kaum untersucht, erst drei Experimente befaßten sich bisher mit diesem Thema. Ein Experiment wurde bei CEA (Br72), ein anderes bei Cornell (Be74) und das dritte bei DESY (Az73) durchgeführt. Über das letztgenannte Experiment soll in der folgenden Arbeit berichtet werden.

Der Grund für die Durchführung dieses Experimentes ergibt sich aus der eben geschilderten Situation. Es sollte mitgeholfen werden, die Lücke zwischen den kleinen Energien, dem Anwendungsbereich von Multipolanalysen, und den höheren Energien, dem Gültigkeitsbereich der Regge-Theorie, zu schließen. Insbesondere sollte zur Frage des K -Austausches ein Beitrag geleistet werden. Denn spielt dieser Austauschmechanismus hier eine Rolle, so kann man analog zur π^+n -Elektroproduktion erwarten, daß er sich durch das Vorhandensein der Wirkungsquerschnittskomponente $d\sigma_L/dt$ deutlich zeigt (Le73).

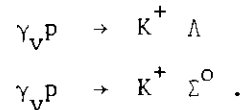
2. Kinematik

2.1. Definitionen

Der Ablauf der hier untersuchten Reaktionen ist in Abb. 2.1 schematisch dargestellt. Es wird davon ausgegangen, daß die Reaktionen im wesentlichen über den Austausch eines virtuellen Photons zwischen Elektron und Proton verlaufen.

Die Gültigkeit dieser Einphotonaustauschnäherung wurde im Falle der elastischen Elektron-Proton-Streuung durch Messungen bestätigt (siehe z.B. Ba72).

Unter der Voraussetzung des Einphotonaustausches kann man die Elektroproduktion auch als Photoproduktion mit virtuellen Photonen betrachten, also



Die Vierervektoren des einlaufenden und gestreuten Elektrons, des Targetprotons, des virtuellen Photons, des erzeugten K^+ -Mesons und des Rückstoßhyperons werden entsprechend mit e , e' , p , q , K^+ und Λ bzw. Σ^0 bezeichnet. e und p sind bekannt, e' und K^+ werden im vorliegenden Experiment ermittelt. Dadurch ist die Kinematik des Prozesses vollständig bestimmt.

Die Impulse der nachgewiesenen Teilchen, Elektron und Kaon, sind durch jeweils drei Größen festgelegt, so z.B. durch den Betrag, den Polarwinkel θ in bezug auf die Richtung des primären Elektrons und den Azimutwinkel ϕ in bezug auf die horizontale Ebene. Man mißt also den 6-fach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^6\sigma}{dp_{e'} d\cos\theta_{e'} d\phi_{e'} dp_K d\cos\theta_K d\phi_K} .$$

Da weder Primärelektronen noch Targetprotonen polarisiert sind, kann über $\phi_{e'}$ ohne weiteres integriert werden. Durch die Kenntnis des Rückstoßteilchens (Λ, Σ^0) sind wegen der Energie-Impuls-Erhaltung e' und K^+ korreliert. Dadurch vermin-

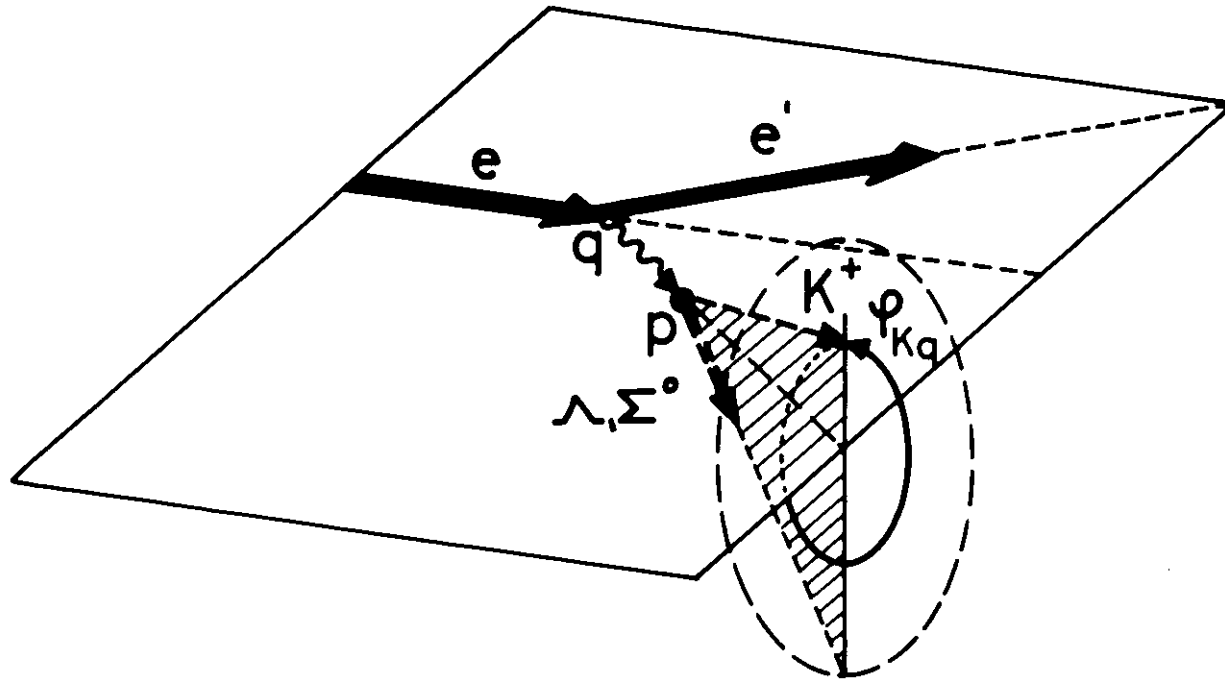


Abb. 2.1.

dert sich die Zahl der unabhängigen Variablen um eins. Aus diesen Gründen wird für die Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ an Protonen ein 4-fach statt eines 6-fach differentiellen Wirkungsquerschnitts angegeben.

Als Variablen werden die folgenden Größen gewählt:

$$q^2 = (e - e')^2 \quad \text{Massenquadrat des virtuellen Photons}$$

$$W = \sqrt{(q + p)^2} \quad \text{Schwerpunktsenergie des Systems aus virtuellem Photon und Targetproton}$$

$$t = (q - K^+)^2 \quad \text{Quadrat des Viererimpulsübertrags an das Proton}$$

$$\phi_{Kq} \quad \text{Azimutwinkel des } K^+ \text{-Mesons um die Richtung des virtuellen Photons, bezogen auf die } e-e' \text{-Streuebene}$$

Weiters treten noch auf:

$$m_x = \sqrt{(q + p - K^+)^2} \quad \text{Masse des unbeobachteten Systems (Rückstoßmasse)}$$

$$\epsilon = \left(1 + 2 \frac{\vec{q}^2}{|q^2|} \text{tg}^2 \frac{\theta_{e'}}{2} \right)^{-1} \quad \text{Grad der transversalen Polarisation des virtuellen Photons}$$

2.2. Wirkungsquerschnittsformel

Der 4-fach differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich in folgender Weise darstellen (Be64, He71):

$$\frac{d^4\sigma}{dW^2 dq^2 dt d\phi_{Kq}} = 2\pi\Gamma \frac{d^2\sigma_{\gamma V}}{dt d\phi_{Kq}}$$

$$\text{mit } \Gamma = \frac{\alpha}{4(2\pi)^2} \frac{1}{e_o^2 M_p^2 |q^2|} \frac{(W^2 - M_p^2)}{(1 - \epsilon)} \cdot$$

Γ beschreibt den Fluß der virtuellen Photonen. $\frac{d^2\sigma_{\gamma v}}{dt d\phi_{Kq}}$, der Wirkungsquerschnitt für die virtuelle Photoproduktion, kann weiter aufgespalten werden.

$$\frac{d^2\sigma_{\gamma v}}{dt d\phi_{Kq}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{d\sigma_u}{dt} + \varepsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + \sqrt{2\varepsilon(\varepsilon + 1)} \frac{d\sigma_I}{dt} \cos\phi_{Kq} + \varepsilon \frac{d\sigma_P}{dt} \cos 2\phi_{Kq} \right) \quad (2.1)$$

Die vier Wirkungsquerschnittskomponenten $d\sigma_u/dt$, $d\sigma_L/dt$, $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ sind Funktionen von W , q^2 und t .

$\frac{d\sigma_u}{dt}$ ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für unpolarisierte transversale virtuelle Photonen. Er kann daher auch als

$$\frac{d\sigma_u}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{\parallel}}{dt} + \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right)$$

dargestellt werden, wobei $d\sigma_{\parallel}/dt$ ($d\sigma_{\perp}/dt$) der differentielle Wirkungsquerschnitt für transversale virtuelle Photonen ist, die parallel (senkrecht) zur Erzeugungsebene polarisiert sind. Als Erzeugungsebene bezeichnet man die vom virtuellen Gamma und dem erzeugten K^+ -Meson aufgespannte Ebene.

$\frac{d\sigma_L}{dt}$ beschreibt die virtuelle Photoproduktion durch longitudinale Photonen.

$\frac{d\sigma_I}{dt}$ berücksichtigt die Interferenz zwischen den longitudinalen und den parallel zur Produktionsebene polarisierten transversalen virtuellen Photonen.

$\frac{d\sigma_P}{dt}$ trägt der transversalen Polarisation der virtuellen Photonen Rechnung.

Es gilt:

$$\frac{d\sigma_P}{dt} = \frac{1}{2} \left(\frac{d\sigma_{||}}{dt} - \frac{d\sigma_{\perp}}{dt} \right)$$

Für $q^2 \rightarrow 0$ gehen $d\sigma_u/dt$ und $d\sigma_p/dt$ in die entsprechenden differentiellen Wirkungsquerschnitte für reelle Photonen über, $d\sigma_L/dt$ und $d\sigma_I/dt$ gehen gegen Null.

Im vorliegenden Experiment wird die ϕ_{Kq} -Abhängigkeit des in Gleichung 2.1 angegebenen Wirkungsquerschnitts gemessen. Dadurch ist es möglich, $\frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$, $\frac{d\sigma_I}{dt}$ und $\frac{d\sigma_P}{dt}$ getrennt voneinander als Funktion von W , q^2 und t anzugeben.

3. Experimentelle Durchführung

Apparatur und Auswerteverfahren, die für das vorliegende Experiment verwendet wurden, sind bereits in anderen Arbeiten ausführlich beschrieben worden (Ka71, Ho71, Ra71, Da74). Im folgenden sollen neben einem kurzen Überblick über die hier verwendete experimentelle Methode nur Änderungen und Ergänzungen, die an der Apparatur und dem Verfahren der Datenanalyse vor allem im Hinblick auf eine optimale Trennung von π^+ , K^+ und p vorgenommen wurden, im Detail erläutert werden.

Vor der Durchführung dieses Experiments wurde mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode das Experiment simuliert. Dabei wurden die aus der Photoproduktion (Jo70) bekannten Wirkungsquerschnitte für die Erzeugung von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ an Protonen zugrundegelegt und die aus dem VDM-Modell vorhergesagte q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte angenommen.

Aus dieser Simulation und den Ergebnissen eines früheren Experimentes ergab sich, daß sich unter den nachgewiesenen Hadronen bei Energien der Primärelektronen von 4,0 und 4,9 GeV zirka 4 % K^+ -Mesonen befinden und die anderen 96 % zu zwei Dritteln π^+ -Mesonen und zu einem Drittel Protonen sind. Um für die Reaktion $\gamma_{\nu}p \rightarrow K^+X$ annähernd die gleiche Statistik zu erreichen, wie sie in einem früheren Experiment für $\gamma_{\nu}p \rightarrow \pi^+X$ vorlag, wäre bei gleichen Bedingungen eine etwa 15-fache Dauer des neuen Experimentes verglichen mit dem alten notwendig gewesen. Dies hätte mehr als 200 Acht-Stunden-Schichten Meßzeit bedeutet. Diese astronomisch anmutende Schichtzahl konnte aus zwei Gründen um einen Faktor vier verkleinert werden. Erstens wurden alle π^+ -Mesonen, die von einem Schwellen-Čerenkovzähler identifiziert wurden, durch ein Veto-Signal unterdrückt, wodurch sich die Totzeit der Apparatur verkürzt (siehe 3.1.3.). Als zweites ermöglichte die Einführung des sogenannten Flattops eine Verringerung der Meßzeit (siehe 3.1.1.). Jede der beiden Maßnahmen für sich brachte eine Verkürzung der Zeit um einen Faktor zwei.

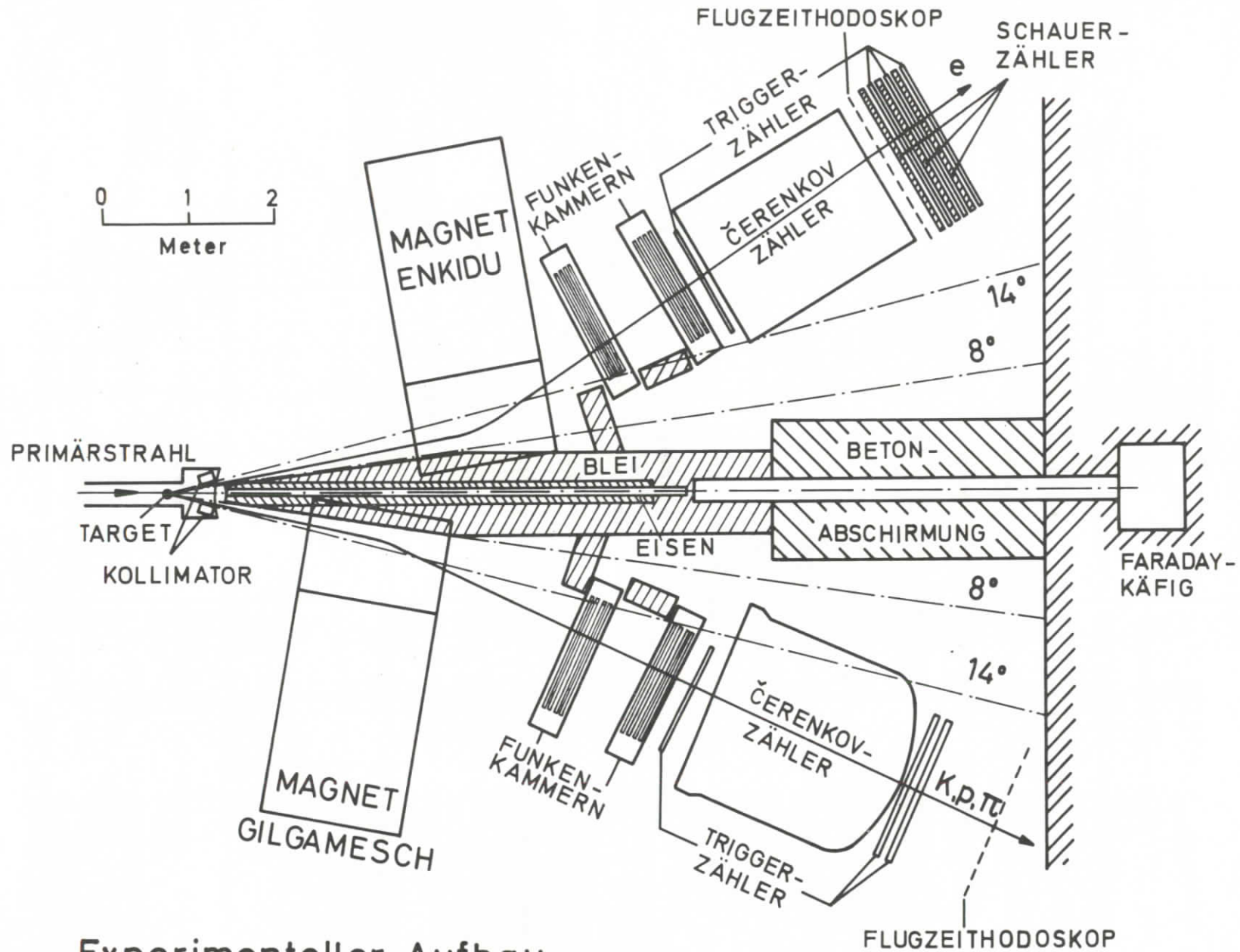
3.1. Apparatur

Der experimentelle Aufbau ist in Abb. 3.1 skizziert. Die Apparatur besteht aus zwei analog konzipierten Spektrometerarmen, die das gestreute Elektron (Elektronenarm) bzw. ein erzeugtes Hadron (Hadronenarm) nachweisen und identifizieren sollen. Zur Impulsbestimmung sind beide Arme mit je einem Ablenkmagneten und zwei optischen Funkenkammern ausgerüstet. Mit Hilfe von Schauer-, Čerenkov- und Flugzeitzählern werden die Teilchen identifiziert.

3.1.1. Primärer Elektronenstrahl

Im Synchrotron bei DESY werden die Elektronen 50 mal in der Sekunde auf die gewünschte Endenergie beschleunigt. Diesem Beschleunigungsrhythmus entsprechend werden die Ablenkmagnete, die die Elektronen entlang einer Kreisbahn führen, mit wachsender Elektronenenergie stärker erregt. Der Erregerstrom setzt sich aus einer Gleichstrom- und einer mit 50 Hz oszillierenden Wechselstromkomponente zusammen. Dies hat aber zur Folge, daß Elektronen der gewünschten Endenergie nur in einem sehr begrenzten Zeitintervall ($\approx 1,5$ ms) um das Maximum des Feldverlaufs zur Verfügung stehen. Addiert man nun im sogenannten Flattop-Betrieb zum Erregerstrom noch eine 200 Hz-Wechselstromkomponente in geeigneter Weise, so kann man während eines Zeitintervalls von 3 ms Elektronen erzeugen, deren Energie nicht mehr als $\pm 0,25$ % vom gewünschten Wert abweicht (He73).

Damit einzelne Ereignisse in der vorliegenden Apparatur zeitlich aufgelöst werden können, darf die Intensität des Primärstrahls, nämlich die Anzahl der Elektronen pro Puls geteilt durch die Spillzeit einen gewissen Wert nicht überschreiten. In einem früheren Experiment wurden 10^9 Elektronen pro Puls bei einer Spillzeit von zirka 1,5 ms auf das Target geschossen. Mit Hilfe des Flattops, der eine Spillzeit von 3 ms ermöglicht, können gegenüber früher zweimal



Experimenteller Aufbau

Abb. 3.1

soviel Elektronen pro Puls eingeschossen werden, wodurch die Meßzeit entsprechend kürzer wird. Daher ist es seit der Einführung des Flattops bei DESY möglich, auch Reaktionen mit sehr kleinen Wirkungsquerschnitten mit ausreichender statistischer Genauigkeit zu untersuchen.

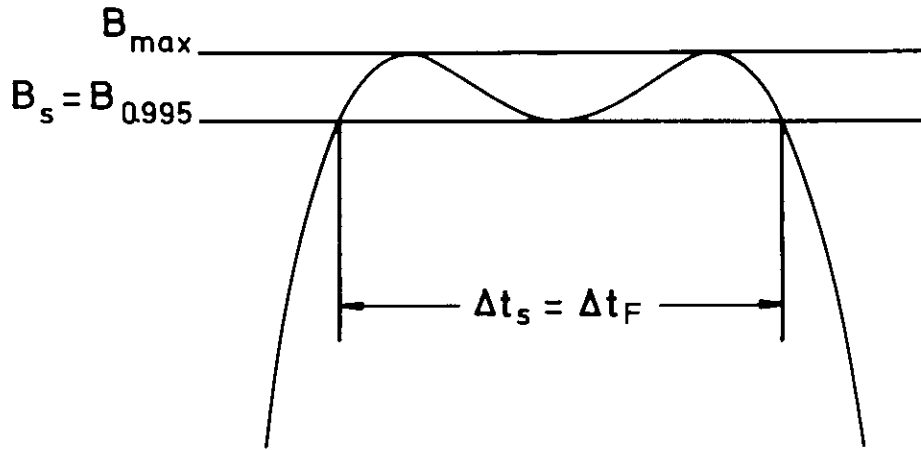
Aus Abb. 3.2 ist der Verlauf der Magnetfeldstärke in den Ablenkmagneten des Synchrotrons bei Flattop-Betrieb ersichtlich. Innerhalb der Spillzeit Δt_s weicht die Energie der Elektronen höchstens 0,5 % vom Maximalwert, der Höckerenergie, ab. Nur während dieser Zeit werden Elektronen aus dem Synchrotron ejiziert und zum Experiment weitergeleitet. Als Endenergie der Elektronen wird der Mittelwert zwischen der Höckerenergie und der Sattelenergie herangezogen. Dies ist für den Fall, daß Spillzeit Δt_s und Flattop-Zeit Δt_F nahezu gleich groß sind, sicherlich gerechtfertigt. Weichen aber das Amplitudenverhältnis der 200 Hz- und 50 Hz-Wechselstromkomponenten des Erregerstroms oder deren Phasenbeziehung von den der Abb. 3.2 a zugrundegelegten Sollwerten ab, stimmt die aus Höcker- und Sattelenergie ermittelte Endenergie mit der realen mittleren Endenergie nicht mehr überein (Abb. 3.2 b). Daher ist es notwendig, Amplitudenverhältnis und Phasenbeziehung ständig zu kontrollieren.

Der aus dem Synchrotron ausgelenkte primäre Elektronenstrahl wird auf ein 3 cm langes, mit flüssigem Wasserstoff gefülltes Target fokussiert und, durch ein Eisenrohr gegen das Feld der beiden Ablenkmagneten abgeschirmt, in einen Faradaykäfig geführt, in dem die Ladung des Primärstrahls gemessen wird.

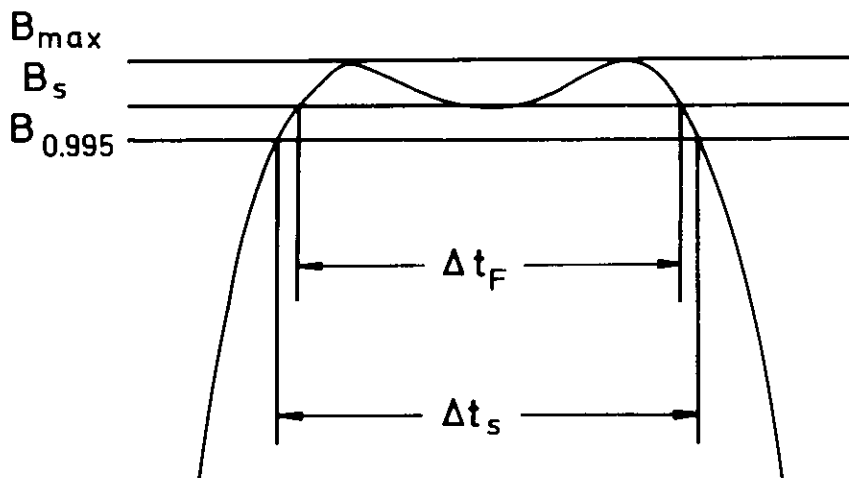
3.1.2. Spektrometer

Hinter dem Target befinden sich Kollimatoren, die nur Teilchen mit Winkeln zwi-

Zeitlicher Verlauf der Magnetfeldstärke bei Flattop-Betrieb



a



b

B_{\max} = Maximalfeld

B_s = Sattelfeld

$B_{0.995} = 0.995 \times B_{\max}$

Abb. 3.2

schen 8° und 14° relativ zur Richtung des Primärstrahles nach rechts und links in die beiden Spektrometerarme gelangen lassen.

Das Feld der Ablenkmagneten bewirkt, daß in den Elektronenarm nur negative Teilchen (e^- , π^-), in den Hadronenarm nur positive Teilchen (e^+ , π^+ , K^+ , p) treffen. Ort und Richtung der Teilchen werden in beiden Spektrometerarmen mit Hilfe von optischen Funkenkammern bestimmt. Da Vielfachstreuung die Ermittlung des Impulses aus dem Ort der Funkendurchbrüche ungenau werden läßt, wurde zur Herabsetzung der Vielfachstreuung zwischen Target und der ersten Funkenkammer der beiden Spektrometer je ein mit Helium gefüllter Sack aus dünner Folie angebracht.

Zusätzlich zu zwei Triggerzählern ist das Elektronenspektrometer mit einem Čerenkov- und einem Schauerzähler ausgerüstet. Sie identifizieren mit nahezu 100 %iger Wahrscheinlichkeit die Elektronen, während die π^- -Kontamination unter 0,5 % bleibt.

Der Hadronenarm besitzt neben drei Triggerzählern noch einen Čerenkovzähler, der mit Frigen R 12 gefüllt ist und unter einem Druck von 2,6 atü steht. Da, wie aus früheren Messungen bekannt ist (Ka71), weniger als 0,5 % der in den Hadronenarm gelangenden Teilchen Positronen sind, können diese vernachlässigt werden. π^+ -Mesonen mit Impulsen über 1,8 GeV/c werden zu fast 100 % vom Čerenkovzähler angezeigt. Zwischen Impulsen von 1,8 GeV/c und 1,6 GeV/c sinkt die Ansprechwahrscheinlichkeit des Čerenkovzählers für π^+ -Mesonen auf nahezu 0 % ab. Auf K^+ -Mesonen oder Protonen spricht der Čerenkovzähler im gesamten vom Hadronenarm akzeptierten Impulsbereich nicht an. π^+ -Mesonen mit Impulsen unter 1,8 GeV/c, die vom Čerenkovzähler nicht angezeigt werden, K^+ -Mesonen und Protonen werden mit Hilfe einer Flugzeitmessung von einander unterschieden. Zu diesem Zweck wurde den beiden Spektrometerarmen je ein Hodoskop aus

Szintillationszählern hinzugefügt.

Um die Zeit zu messen, die ein Teilchen zum Durchlaufen einer bestimmten Strecke benötigt, ist es üblich, am Anfang und am Ende dieser Strecke je einen Szintillationszähler anzubringen und die Zeitdifferenz zwischen dem Eintreffen der beiden Photomultiplier-Signale zu bestimmen. Dies würde im vorliegenden Fall jedoch bedeuten, daß unmittelbar nach dem Target ein Szintillationszähler angebracht werden müßte. Darunter würde aber die Genauigkeit der Bestimmung der Teilchenimpulse wegen der vom Szintillationsmaterial verursachten Vielfachstreuung leiden. Darüber hinaus würde der hohe elektromagnetische Untergrund unmittelbar nach dem Target eine so große Zählrate erzeugen, daß die zeitliche Auflösung einzelner Ereignisse unmöglich wäre. Man kann aber indirekt den Zeitpunkt bestimmen, zu dem das erzeugte positive Hadron das Target verläßt. Denn mißt man den Zeitpunkt, zu dem im Elektronenarm das koinzidente Elektron das Flugzeithodoskop zwischen Čerenkov- und Schauerzähler passiert, so kann daraus und mit Hilfe der Länge der Elektronenbahn eindeutig darauf rückgeschlossen werden, wann die Reaktion im Target stattgefunden hat.

Die Differenz zwischen den Laufzeiten von Teilchen verschiedener Masse aber gleichen Impulses und damit die Unterscheidungsmöglichkeit zwischen ihnen wächst natürlich mit der Länge der von den Teilchen durchlaufenen Strecke. Aus zwei Gründen sind dieser Streckenlänge im Experiment jedoch Grenzen gesetzt, und zwar erstens wegen des Zerfalls der K^+ -Mesonen und zweitens, weil mit wachsendem Abstand vom Target die Zählerfläche größer werden muß, will man nicht die durch die Öffnung des Magneten definierte Akzeptanz verringern. Die im vorliegenden Experiment gewählte Laufstrecke zwischen Target und Flugzeithodoskop am Ende des Hadronenspektrometers von 10,5 m ist ein Kompromiß zwischen den angeführten Punkten.

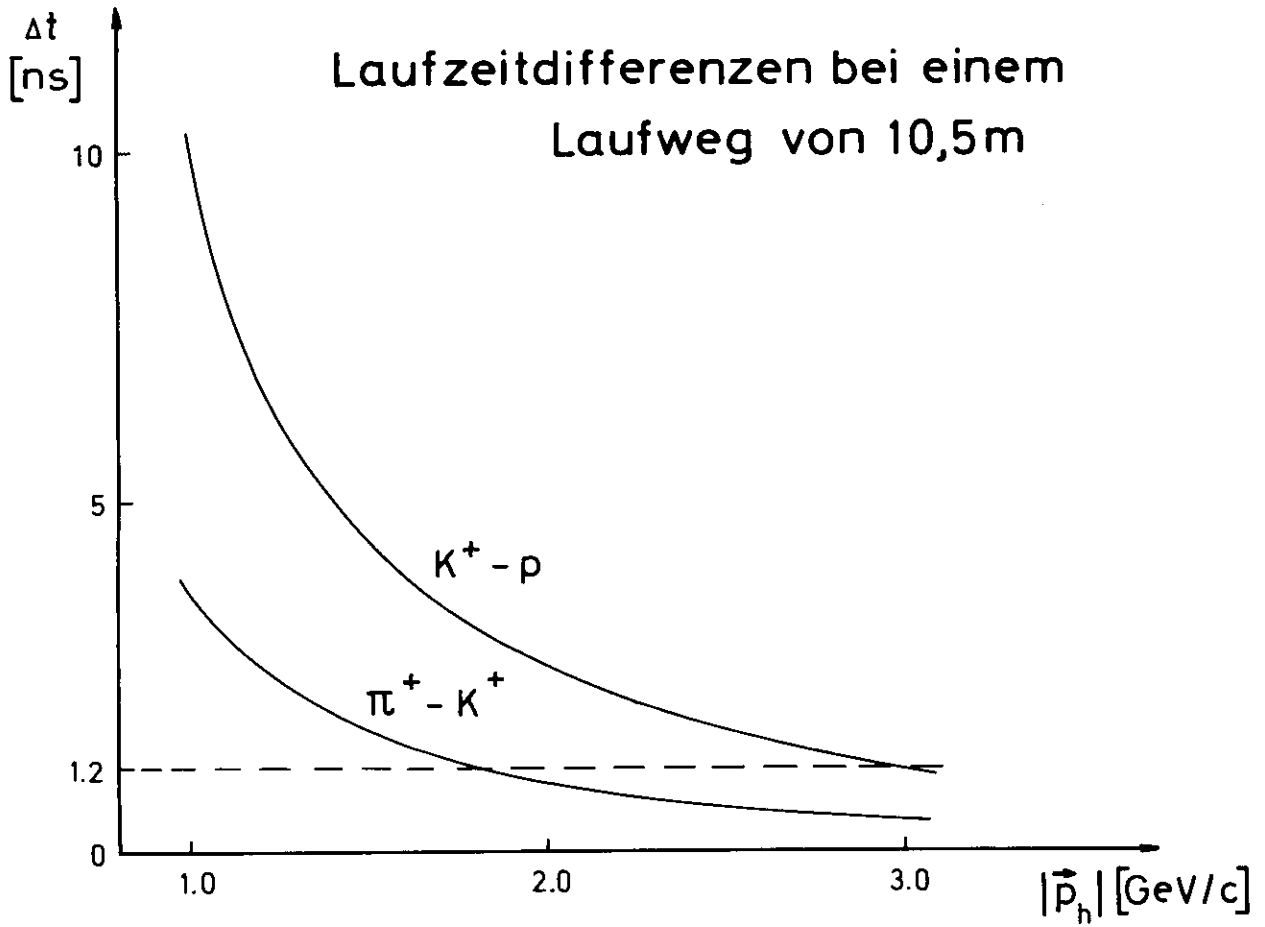


Abb. 3.3

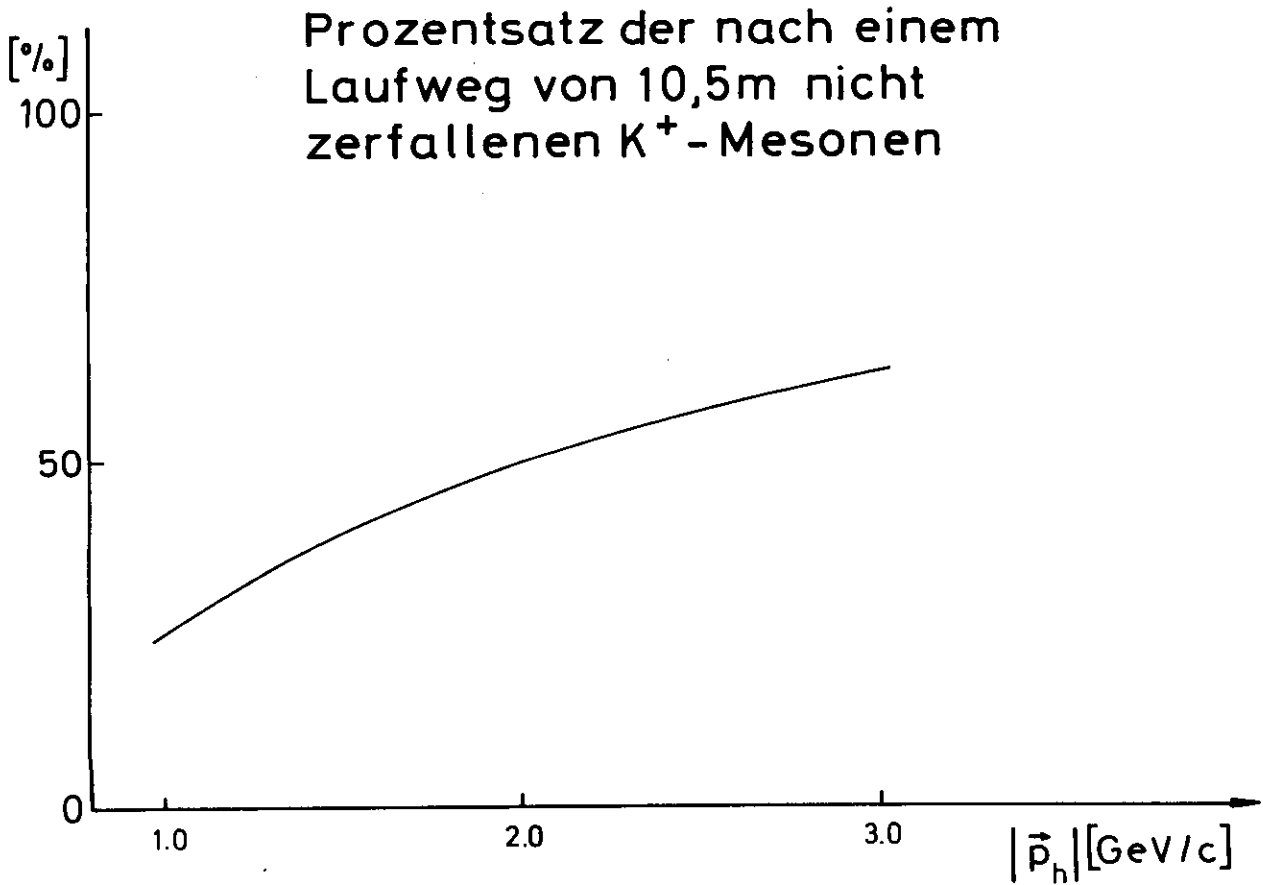


Abb. 3.4

Abb. 3.3 zeigt in Abhängigkeit vom Impuls die Laufzeitunterschiede von π^+ -Mesonen, K^+ -Mesonen und Protonen bei 10,5 m Laufstrecke. In Abb. 3.4 ist der Anteil der K^+ -Mesonen, die nach 10,5 m noch nicht zerfallen sind, ebenfalls in Abhängigkeit vom Impuls angegeben. Der Wertebereich des Impulses von 1,0 bis 3,0 GeV/c entspricht dem im Experiment realisierten Impulsbereich.

Das Flugzeithodoskop des Elektronenarmes besteht aus 16, das des Hadronenarms aus 20 gleichen Szintillationszählern von 60 cm Länge, 20 cm Breite und 1 cm Dicke. Ihre Nachweiswahrscheinlichkeit für geladene Teilchen beträgt im Mittel 99,5 %. Nähere Details über diese Zähler, besonders in bezug auf eine optimale Zeitauflösung, sind in Ju73 zu finden.

3.1.3. Elektronik

Die prinzipielle Anordnung der Elektronik ist in Ka71 dargestellt. Dort wird die Elektronik in drei Bereiche unterteilt, und zwar in den Hauptkoinzidenz-
kreis, den Kontrollkoinzidenz-
kreis und die Datenaufnahmeelektronik. Die beiden letzten Bereiche sind bis auf geringfügige Verbesserungen unverändert geblieben. Größere Änderungen wurden hingegen im Hauptkoinzidenz-
kreis vorgenommen, und außerdem wurde die für die Flugzeitmessung notwendige Elektronik hinzugefügt. Der Hauptkoinzidenz-
kreis entscheidet, welches Ereignis von der Apparatur für die spätere Auswertung aufgenommen werden soll. Das von ihm erzeugte Signal KoM steuert die Datenaufnahmeelektronik.

Abb. 3.5 zeigt die im vorliegenden Experiment benutzte Schaltung des Hauptkoinzidenz-
kreises. Die aus den Photomultipliern der einzelnen Trigger-, Schauer- und Čerenkovzählersegmente kommenden Signale werden zu Diskriminatoren geleitet, in denen mit Hilfe entsprechend eingestellter Schwellen Rauschimpulse von Signalen minimal ionisierender Teilchen bzw. im Falle des Schauerzählers Pionen von Elek-

Blockdiagramm des Hauptkoinzidenzkreises

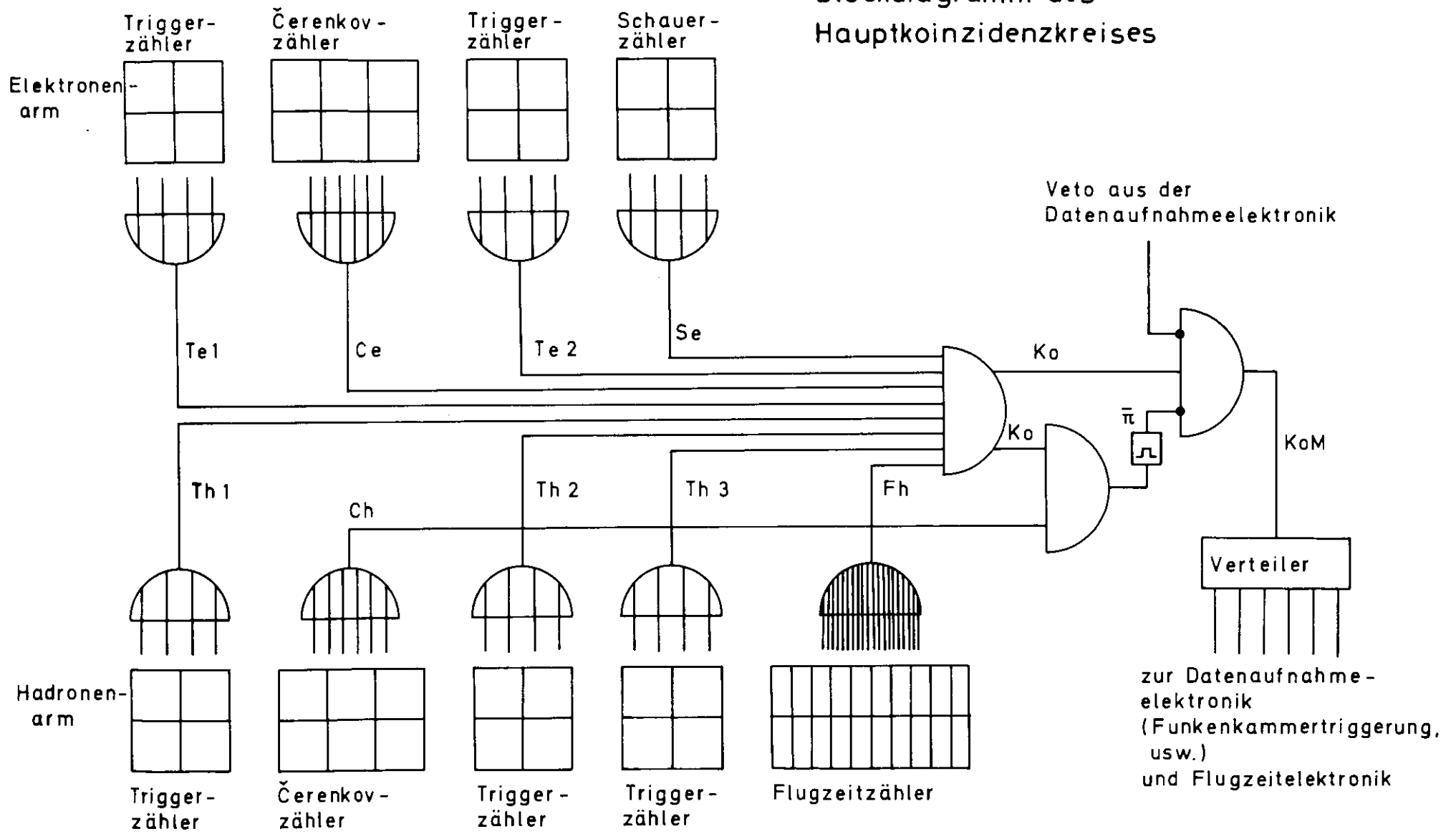


Abb. 3.5

tronen getrennt werden. Die aus den einzelnen Segmenten eines Zählers stammenden Signale werden nun logisch addiert (logisches OR).

Eine Koinzidenz aus den acht Signalen Te_1 , Te_2 , Ce , Se , Th_1 , Th_2 , Th_3 und Fh bedeutet, daß ein minimal ionisierendes Teilchen (Te_1 , Te_2), das darüber hinaus ein Elektron (Ce , Se) war, im Elektronenarm und ein anderes minimal ionisierendes Teilchen (Th_1 , Th_2 , Th_3 , Fh) zur gleichen Zeit im Hadronenarm registriert wurden. Würde man mit jedem Ko-Signal die Datenaufnahme in Gang setzen, so wäre nur etwa jedes 25. aufgenommene Ereignis vom gewünschten Typ, d.h. bei dem im Hadronenarm nachgewiesenen Teilchen handelt es sich um ein K^+ -Meson. Das bedingt nicht nur eine Vielzahl von unerwünschten Funkenkammerbildern, sondern auch eine Verlängerung der Meßzeit. Denn während der Datenaufnahme und der dadurch notwendigen Totzeit von etwa einer Sekunde, die durch Filmtransport, Aufladen der Funkenkammern und des Blitzlichts und anderes mehr verursacht wird, können die primären Elektronen nicht ausgenutzt werden. Bei der für die Apparatur optimalen Targetlänge und Intensität des Primärstrahls ergibt sich alle 0,6 Sekunden eine Koinzidenz zwischen einem Elektron und einem Hadron. Unter Verwendung des Ko-Signales als Haupttrigger würde also nur jedes zweite Ereignis mit einem K^+ -Meson, das in die vorliegende Apparatur fällt, registriert werden. Aus diesem Grunde wurde ein Veto eingebaut, das die Aufnahme jener Ereignisse verhindert, bei denen der Čerenkovzähler im Hadronenarm angesprochen hat. Dadurch werden Ereignisse mit π^+ -Mesonen von Impulsen über 1,8 GeV/c, also 45 % aller Ereignisse, unterdrückt. Die Totzeit ist somit kürzer als die mittlere Zeitspanne zwischen dem Eintreffen zweier Ereignisse.

Die acht Eingänge der Koinzidenz sind 20 ns lange Normimpulse. Der Ausgang Ko, das logische AND der Eingänge, hat eine der Überlappungszeit der Eingänge entsprechende Länge, und seine vordere Flanke wird durch den letzten der acht Ein-

gangsimpulse bestimmt. Wegen der großen Länge der Spektrometerarme und der großen Flächen, die die einzelnen Zähler überdecken, kann die zeitliche Lage des Ko-Signals stark variieren. Damit trotzdem in jedem Falle eines gleichzeitigen Ansprechens des Hadron-Čerenkovzählers das Ereignis auch tatsächlich unterdrückt wird, muß das Ch-Signal eine Länge von etwa 50 ns haben. Dies würde aber eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit für zufällige Vetos bedeuten. Um dies zu vermeiden, wird mit Hilfe einer Koinzidenz aus Ko und Ch nur in den Fällen ein 50 ns langes Vetosignal erzeugt, in denen neben dem Hadron, das vom Čerenkovzähler angezeigt wurde, zur gleichen Zeit auch ein Elektron registriert wurde.

3.1.4. Flugzeitmessung

Das Schema der für die Flugzeitmessung benutzten Elektronik ist in Abb. 3.6 dargestellt.

Jeder der 16 bzw. 20 Szintillationszähler, aus denen die beiden Flugzeit-Hodoskope bestehen, hat einen Photomultiplier. Sein Ausgangsimpuls wird mit Hilfe der sogenannten "constant fraction" umgeformt und über eine Zero-Crossing-Einheit einem TPC (time to puls-height converter) zugeleitet. Diese Methode erwies sich bei Vorversuchen (Ju73) als die beste, um die im Abstand der Anstiege zweier Multipliaerausgangssignale enthaltene Zeitinformation optimal bei gleichzeitiger Unterdrückung von Rauschsignalen in eine Impulshöhe umzuwandeln. Dieses analoge Signal wird mit Hilfe eines 128 Kanäle umfassenden ADC (analog to digital-converter) digitalisiert, vom Prozeßrechner ausgelesen und auf den sogenannten Klavieren angezeigt (siehe 3.2.).

Damit nicht Zeitdifferenzen zwischen unkorrelierten Teilchen gemessen werden, wird den Eingängen des TPC je ein Gate (KoSTART und KoSTOP) vorgeschaltet, das

Blockdiagramm der Elektronik für die Flugzeitmessung

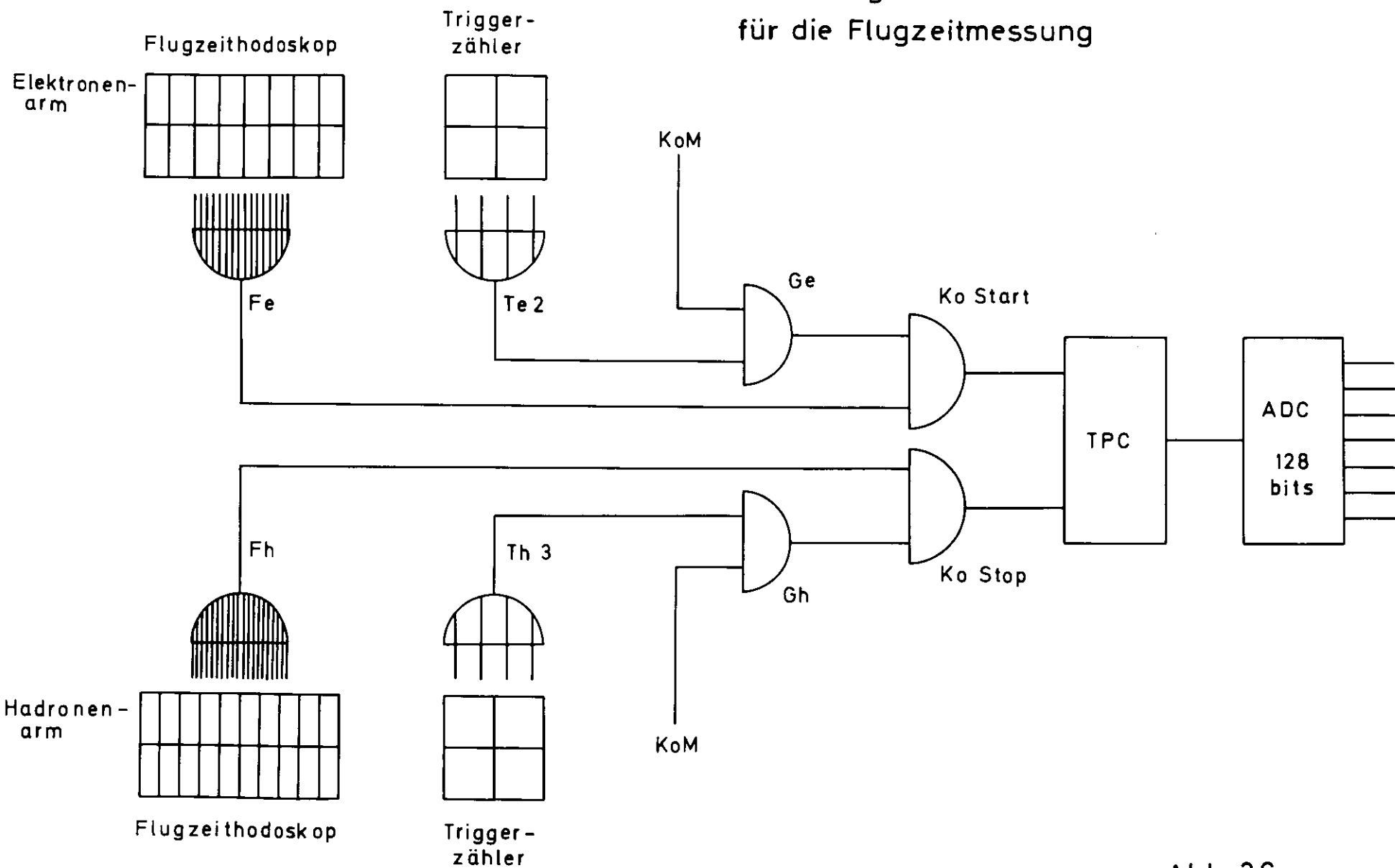


Abb. 3.6

nur im Falle einer Hauptkoinzidenz KoM geöffnet wird. Das KoM-Signal muß jedoch immer früher als das Flugzeitsignal bei KoSTART bzw. KoSTOP eintreffen, damit die im Anstieg des Flugzeitsignals steckende Information nicht verloren geht. Dies kann man durch ein entsprechend langes KoM-Signal erreichen. Damit würde aber die Wahrscheinlichkeit steigen, daß auch Signale von Untergrundteilchen die Flugzeit bestimmen. Mit Hilfe von Signalen aus den Zählern Te2 und Th3 die örtlich sehr nahe bei den Flugzeithodoskopen stehen, werden von den Koinzidenzeinheiten Ge und Gh Gatesignale erzeugt, deren vordere Flanke durch T=2 bzw. Th3 bestimmt und daher mit den Flugzeitsignalen korreliert sind. Diese Gatesignale können kurz sein, ohne daß dadurch die Gefahr einer Verfälschung der Flugzeitinformation besteht.

Um mit Hilfe der gemessenen Flugzeit π^+ , K^+ und p voneinander trennen zu können, muß man die Laufzeit (t_S) des Lichtes im Szintillator in Abhängigkeit vom Lichtweg und die Zeit (t_K) zwischen dem Eintritt des Lichts in den Lichtleiter und dem Eintreffen des Multipliersignals an der KoSTART bzw. KoSTOP für alle 36 Einzelzähler kennen (siehe 3.3.1).

In Ref. Ju73 ist die Messung der Laufzeit des Lichtes im Szintillator beschrieben. Das Ergebnis dieser Messung wurde an einer Reihe von Flugzeitzählern bestätigt und ist in Abb. 3.7 dargestellt.

Zur Bestimmung von t_K wird die in Abb. 3.8 angegebene Meßanordnung verwendet. Dabei müssen natürlich Kabelverbindungen und Elektronik der Flugzeitzähler gegenüber dem Experiment unverändert bleiben. Mit Hilfe des Betastrahlers Ru^{106} werden Koinzidenzen zwischen einem Testzähler mit einer Szintillatorfläche von $2 \times 2 \text{ cm}^2$ und jedem einzelnen der 36 Flugzeitzähler erzeugt. Der Testzähler wird vor jedem der Flugzeitzähler knapp oberhalb des Lichtleiters montiert. Mit Hilfe von TPC und ADC wird die Zeit t_i zwischen dem Eintreffen der Signa-

Laufzeit der Photonen im Szintillator
in Abhängigkeit vom Durchgangsort
des Teilchens

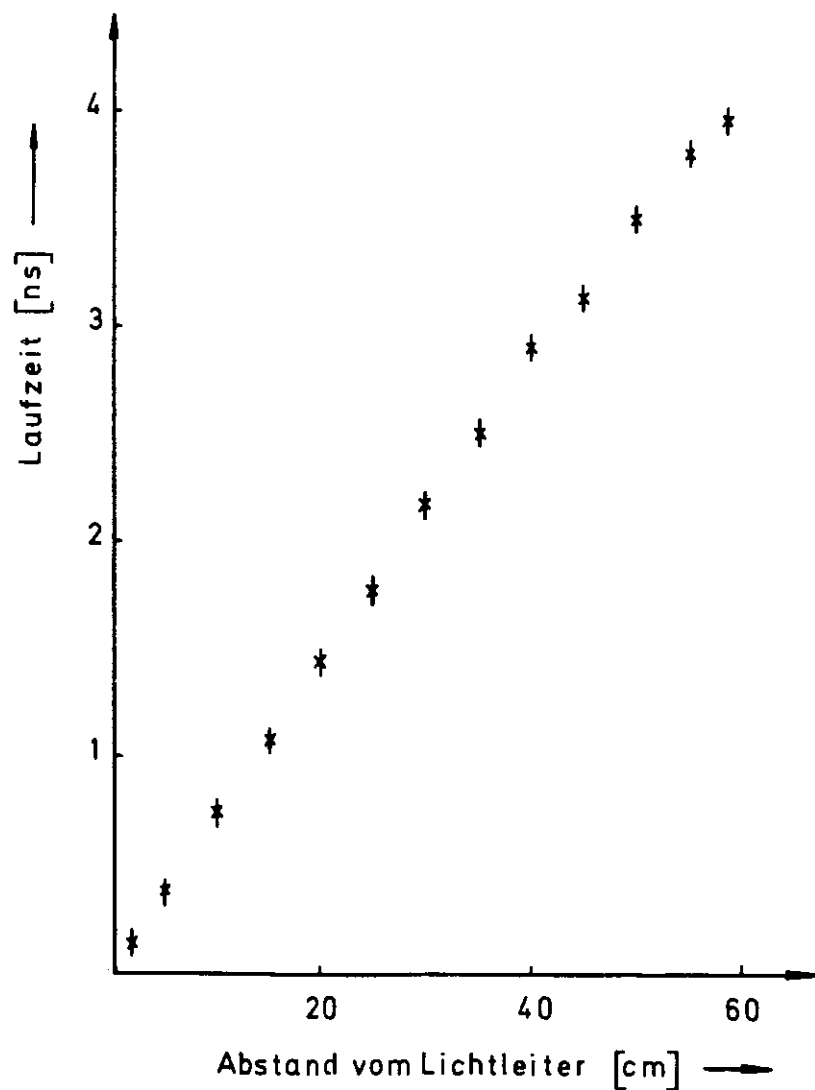


Abb. 3.7

Meßanordnung zur relativen Bestimmung
der Laufzeiten der Signale aus den
Flugzeitzählern

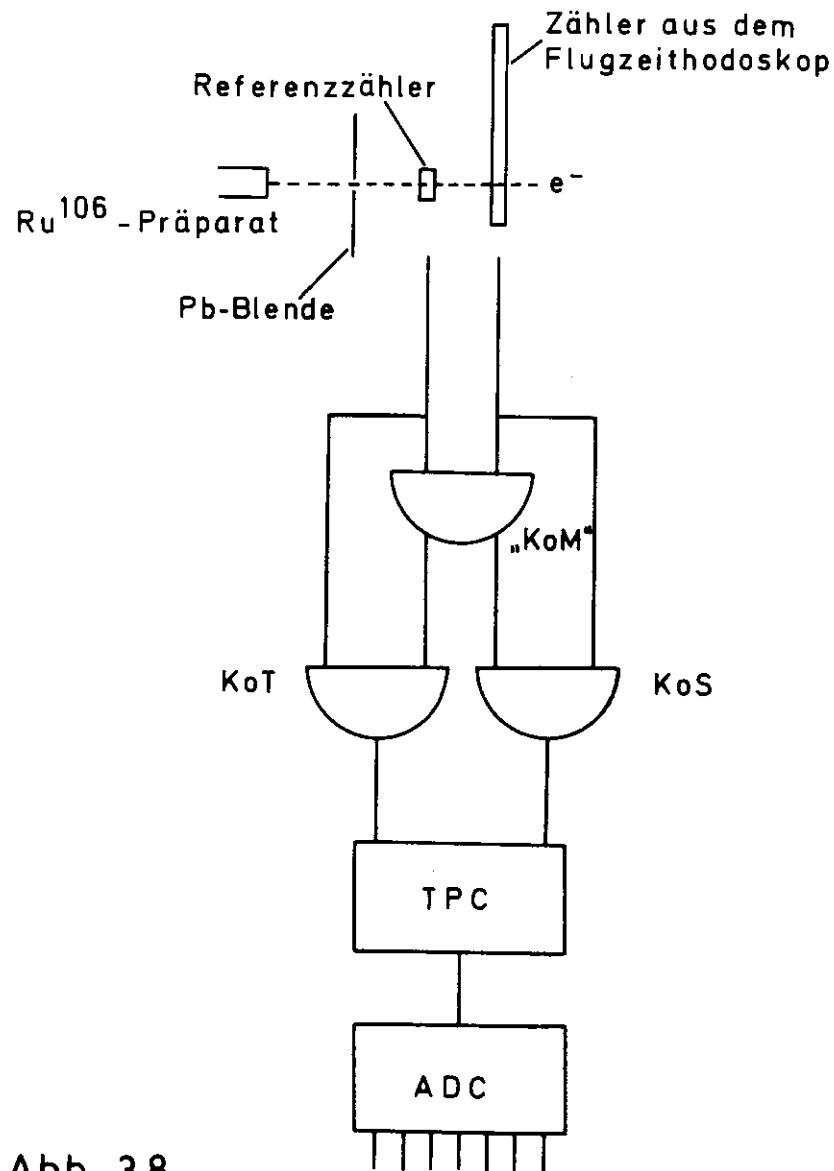


Abb. 3.8

le an KoS und KoT gemessen. Daraus lassen sich die Werte von t_K für die einzelnen Flugzeitähler relativ zueinander, d.h. bis auf eine unbekannte Konstante, bestimmen.

$$(t_K)_i = t_0 + t_i \quad i = 1, \dots, 36$$

3.2. Datenaufnahme

Die gesamte Information eines Ereignisses wird auf einer Fotografie festgehalten (Abb. 3.9). Der Funkendurchbruch entlang der Teilchenbahn wird direkt und über einen Spiegel auf dem Film abgebildet. Auf jedem Bild erscheinen ortsfeste Eichmarken, mit deren Hilfe später die Lage der Spuren im Raum festgestellt werden kann. Neben den Funkenkammern sind Bitreihen, die sogenannten Klaviere, angeordnet. Aus ihnen können die Flugzeit und die laufende Bildnummer abgelesen werden und außerdem, welche der insgesamt 84 Trigger-, Schauer- oder Cerenkovzählersegmente angesprochen haben.

Im vorliegenden Experiment wurden bei Primärenergien von 4,0 und 4,9 GeV über 600 000 derartige Bilder aufgenommen. Die Aufnahmezeit betrug 40 Bilder in der Minute.

Während der Datennahme wird durch eine Reihe von Maßnahmen das Verhalten aller für die Messung wichtigen Komponenten auf Konstanz hin überprüft.

Ein Prozeßrechner vom Typ CAE 90-10 liest am Beginn der Datenaufnahme die Erregerströme der Strahlführungs- und Ablenkmagnete und die durch Blitzdioden in den Szintillationszählern ausgelösten Photomultipliersignale als Sollwerte ein und speichert sie. Im Verlauf des Experiments werden alle 20 Minuten die Istwerte mit diesen Sollwerten verglichen. Falls die Abweichungen gewisse Toleranzen überschreiten, stellt der Operateur den Sollzustand wieder her.

Funkenkammerbild

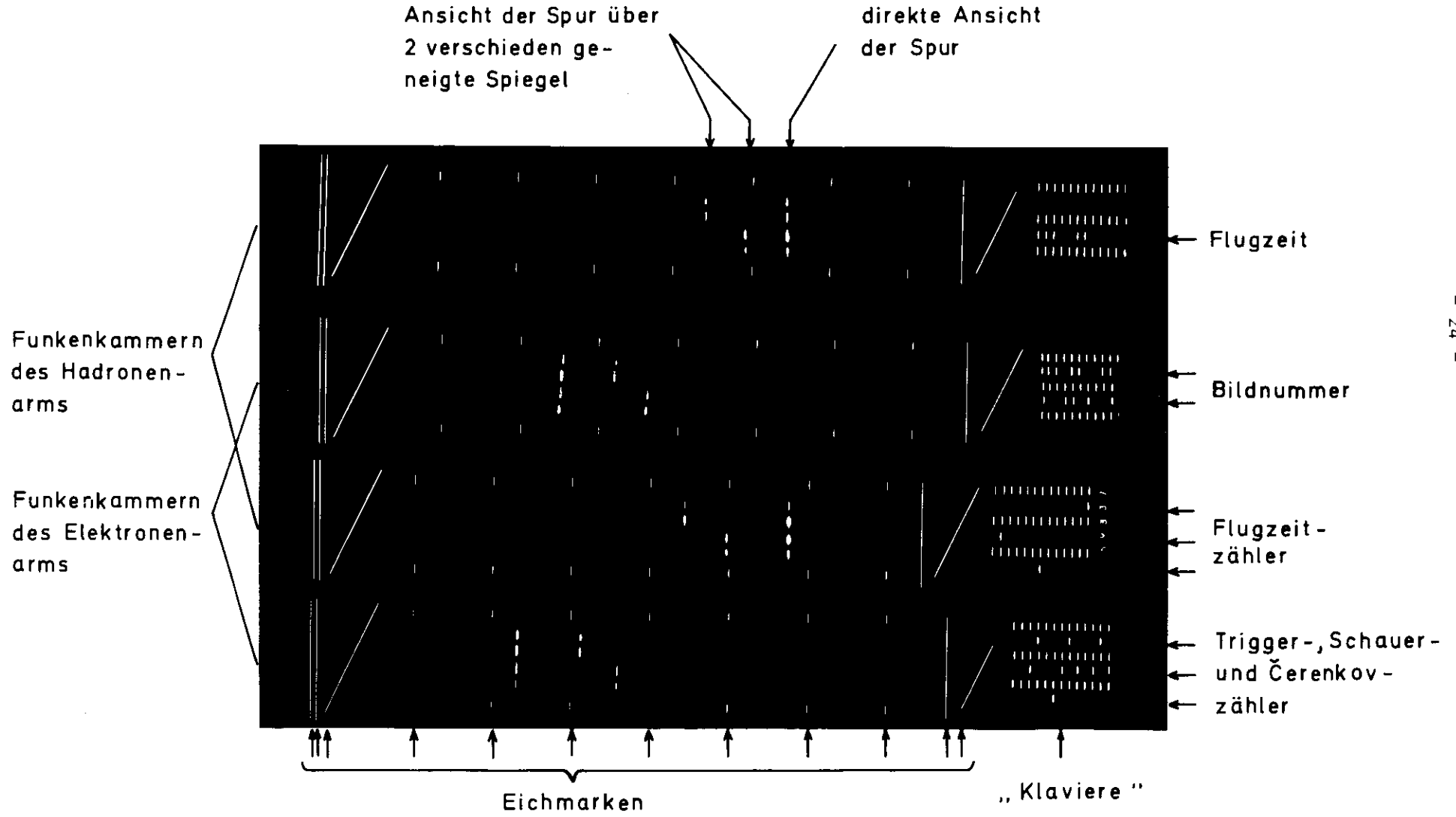


Abb. 3.9

Weiter speichert der Prozeßrechner bei jedem Ereignis, welche Zählersegmente angesprochen haben. Nach jeweils 50 Ereignissen wird diese Information zur IBM-Rechenanlage übertragen, die darüber eine Statistik erstellt. Diese bietet dem Operateur jederzeit einen Überblick über die Zählraten der einzelnen Zählersegmente und somit über mögliche Veränderungen ihrer Ansprechwahrscheinlichkeiten. Unabhängig vom Rechner werden Targetfüllstand und Intensität des Primärstrahls ständig angezeigt. Bei größeren Abweichungen vom Sollwert wird die Datennahme unterbrochen. Die ausreichende Füllung der Heliumsäcke wird automatisch gewährleistet. Die Qualität der Bilder kann ständig mit Hilfe einer Fernsehkamera überprüft werden.

Nach Aufnahme von 3.600 Bildern, wenn ein neuer Film eingelegt werden muß, werden die Rate der zufälligen Trigger und die für die Erzeugung eines Ereignisses notwendige Primärelektronenzahl ermittelt. Dafür werden die auf Sichtzählern angezeigten Einzel- und Koinzidenzzählraten herangezogen. Das Ergebnis wird mit denen früherer Filme verglichen.

Nach jeweils etwa 50 Filmen werden Ereignisse bei leerem Target aufgenommen. Die Wirkungsquerschnitte werden später auf Leertargeteffekte hin korrigiert (siehe 3.3.6).

3.3. Datenauswertung und Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Das Blockdiagramm in Abb. 3.10 soll einen Überblick über den Auswerteprozess vermitteln. Der Ablauf ist in mehrere Abschnitte gegliedert, wobei nach jedem dieser Schritte die Information auf Band gespeichert wird. Dies hat den Vorteil, daß bei etwaigen Fehlern im Programmablauf oder unvorhergesehenen Problemen, die die Wiederholung eines Schrittes notwendig machen, nicht auch alle vorhergehenden noch einmal durchlaufen werden müssen.

Schematische Darstellung des Auswerteprozesses

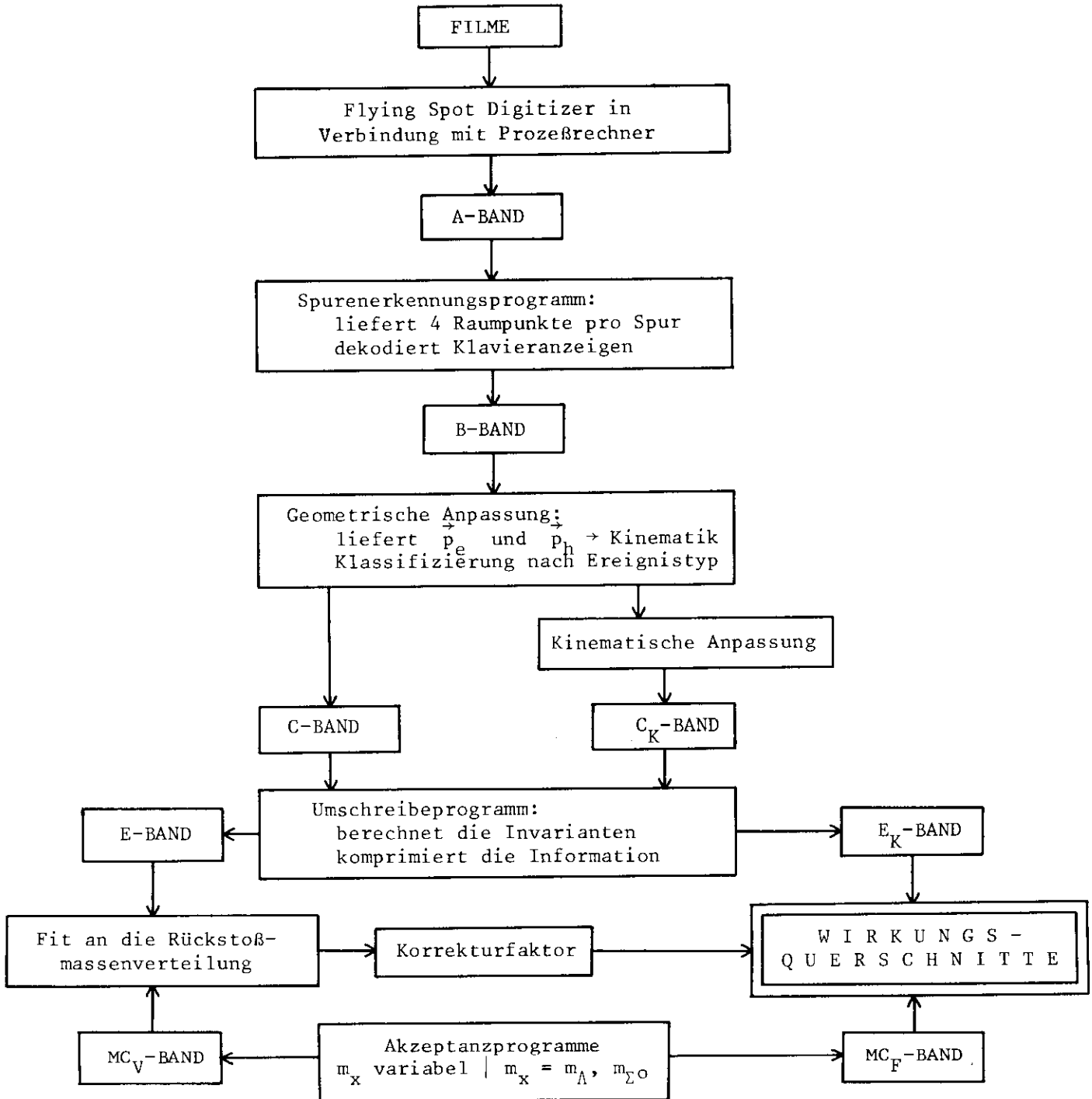


Abb. 3.10

Global läßt sich der Ablauf der Auswertung folgendermaßen beschreiben: Im ersten Schritt entstehen aus den hellen Stellen auf dem Film Zahlen auf dem A-Band, die den Ort der Helligkeiten auf dem Bild beschreiben (Be66). Im zweiten Schritt werden daraus die auf den Klavieren gesetzten Bits und pro fotografierte Spur je vier Raumpunkte ermittelt, die in Laborkoordinaten angegeben werden (Ho71). Im nächsten Schritt werden unter Zuhilfenahme der Magnetfelder und der Raumpunkte die Impulse (\vec{p}_e , \vec{p}_h) der registrierten Teilchen bestimmt. Aus den gesetzten Bits ergibt sich die Flugzeit, mit deren Hilfe das nachgewiesene Hadron identifiziert werden kann. Danach läßt sich die Reaktionskinematik vollständig berechnen. Als Ergebnis dieses Schrittes werden die Vierervektoren der beiden einlaufenden Teilchen, der nachgewiesenen Teilchen und des un beobachteten Systems auf das C-Band geschrieben. Im letzten Schritt werden die Invarianten (siehe 2.1.) berechnet.

Parallel zur Auswertung der Messungen wird das Experiment mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode simuliert. Daraus ermittelt man die Akzeptanz der Apparatur, d.h. die Wahrscheinlichkeit, mit der ein bestimmtes Ereignis in Abhängigkeit von den Variablen W , q^2 , t , ϕ_{Kq} und m_x in die vorliegende Apparatur fällt und von ihr registriert wird.

3.3.1. Trennung von π^+ , K^+ und p mit Hilfe der Flugzeit

Die ursprüngliche Information über die Flugzeit des Hadrons liegt als Zahl von Kanälen N_K vor. Daraus ermittelt man Δt_{gem} , die Zeitdifferenz in ns zwischen dem Eintreffen eines Signals bei KoSTART und eines anderen bei KoSTOP, mit Hilfe folgender Beziehung:

$$\Delta t_{gem} = (N_K - N_o) / N_1.$$

N_1 ist die Anzahl der Kanäle, die einer ns entsprechen, N_o die Anzeige am

ADC, wenn $\Delta t_{\text{gem}} = 0$. Im vorliegenden Experiment war $N_1 = 6$ Kanäle/ns.

Die Zeitspanne t_e (t_h) zwischen dem Ablauf der Reaktion im Target und dem Eintreffen eines Signals bei KoSTART (KoSTOP) setzt sich aus drei Teilen zusammen, und zwar aus der Flugzeit t_F des Teilchens vom Target zum Flugzeit-hodoskop, der Laufzeit t_S des Lichtes im Szintillator vom Ort des Teilchendurchgangs zum Lichtleiter und der für jeden einzelnen der 36 Flugzeit-zähler charakteristischen Zeit t_K , die zwischen dem Eintritt des Lichts in den Lichtleiter und dem Eintreffen des dadurch ausgelösten Signals am Eingang von KoSTART bzw. KoSTOP vergeht:

$$t_{e,h} = (t_F + t_S + t_K)_{e,h}.$$

Man kann daher auch schreiben

$$\Delta t_{\text{gem}} = t_h - t_e = t_{Fh} + t_{Sh} + t_{Kh} - t_{Fe} - t_{Se} - t_{Ke}$$

oder

$$t_{Fh} = \Delta t_{\text{gem}} - t_{Sh} - t_{Kh} + t_{Fe} + t_{Se} + t_{Ke}. \quad (3.1)$$

Aus dem Ort der Funken in den Funkenkammern und der Kenntnis der Felder der Ablenkmagnete kann für jedes Ereignis die Spur des Elektrons und des Hadrons rekonstruiert werden. Man kennt somit den Impuls der Teilchen (\vec{p}_e und \vec{p}_h), die Länge ihres Laufweges (l_e und l_h) zwischen Target und Flugzeit-zähler und auch die Koordinaten des Ortes, an dem das Teilchen die Flugzeit-zähler-ebene getroffen hat. Aus der letztgenannten Information lassen sich t_{Se} und t_{Sh} sowie t_{Ke} und t_{Kh} ermitteln.

In Gleichung 3.1 tritt die Differenz $t_{Ke} - t_{Kh}$ auf. Für die Bestimmung von

t_{Fh} reicht es daher aus, wenn t_{Ke} und t_{Kh} bis auf eine Konstante bekannt sind, da diese bei der Differenzbildung wegfällt. In Kapitel 3.1.4. wurde ein Verfahren beschrieben, mit dem die Zeit zwischen dem Durchgang eines Teilchens durch den Szintillator knapp oberhalb des Lichtleiters und dem Eintreffen des dadurch ausgelösten Signals bei KoSTART bzw. KoSTOP für alle 36 Flugzeitähler bis auf eine Konstante gemessen wurde. Das Ergebnis dieser Messung kann nun zur Bestimmung von $t_{Ke} - t_{Kh}$ verwendet werden. Dazu braucht man nur festzustellen, welche Flugzeitähler vom Elektron bzw. Hadron getroffen wurden.

$$t_{Ke} = t_o + t_m \quad m: \text{Nummer des getroffenen Zählers im Elektronenarm} \\ (m: 1, \dots, 16)$$

$$t_{Kh} = t_o + t_n \quad n: \text{Nummer des getroffenen Zählers im Hadronenarm} \\ (n: 17, \dots, 36)$$

Damit erhält man

$$t_{Ke} - t_{Kh} = t_m - t_n .$$

Um den getroffenen Flugzeitähler zu ermitteln, reicht im Prinzip die Kenntnis des Schnittpunktes der rekonstruierten Teilchenspur mit der Flugzeitodoskop-ebene aus. Da jedoch wegen Meßfehler und Vielfachstreuung die rekonstruierte Spur von der realen abweicht, wird zusätzlich noch die Information von den "Klavieren" herangezogen, auf denen die Zähler, die angesprochen haben, angezeigt werden. Mit Hilfe dieser Information kann zum Beispiel auch in den Fällen der getroffene Zähler festgestellt werden, in denen die rekonstruierte Spur nahe an der Grenzlinie zwischen zwei Flugzeitählern verläuft.

Für 18 % der Ereignisse ist entweder auf der Elektronen- oder auf der Hadronenseite eine eindeutige Zuordnung zwischen Teilchenspur und angezeigtem Flugzeitähler nicht möglich. Bei weitem die Hauptursache dafür sind Untergrundteilchen,

die zusätzlich andere Flugzeitähler treffen. Da nicht festgestellt werden kann, welches der Signale die Flugzeit bestimmt hat, können solche Ereignisse zur Auswertung nicht herangezogen werden. Es kann darauf jedoch ohne bias korrigiert werden, da alle Ereignistypen gleichermaßen davon betroffen sind.

Handelt es sich bei den im Hadronenarm nachgewiesenen Teilchen um K^+ -Mesonen, so kann durch Zerfälle, bei denen die Zerfallsprodukte größere Winkel gegenüber der Richtung des Kaons aufweisen, die Flugzeitinformation derart verändert werden, daß das K^+ als π^+ oder p fehlinterpretiert wird. Korrekturen, die diesem Effekt Rechnung tragen, werden mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms berechnet (siehe 3.3.5).

Als letztes bleibt in Gleichung 3.1 noch t_{Fe} zu bestimmen. Impuls \vec{p}_e und Laufweg l_e wurden bereits ermittelt. Somit kann t_{Fe} errechnet werden:

$$t_{Fe} = \frac{l_e}{c} \sqrt{1 + \frac{m_e^2 c^2}{|\vec{p}_e|^2}} \approx \frac{l_e}{c} \quad (\text{hier ausnahmsweise Einheiten des CGS-Systems})$$

Nun kennt man t_{Fh} . Mit Hilfe der Spurlänge l_h kann die Geschwindigkeit β_h und aus der Kenntnis des Impulses $|\vec{p}_h|$ schließlich das Quadrat der Masse des nachgewiesenen Hadrons ermittelt werden,

$$m_h^2 = |\vec{p}_h|^2 \left(\frac{1}{\beta_h^2} - 1 \right).$$

Man kann nun durch eine Anpassung an die experimentellen Daten genauere Werte für die t_i ($i = 1, \dots, 36$) gewinnen, als es mit Hilfe der Messungen mit dem ¹⁰⁶Ru-Präparat möglich ist. Dafür wählt man alle Ereignisse aus, bei denen ein Proton im Hadronenarm registriert wurde. Dies ist durch die Bedingungen

$0,5 \text{ GeV}^2/c^4 < m_h^2 < 1,26 \text{ GeV}^2/c^4$ und $|\vec{p}_h| < 1,8 \text{ GeV}/c$ mit Sicherheit gewährleistet. Mit dieser Anpassung wurde eine Auflösung in der Flugzeit von 1 ns FWHM erzielt.

Die Abb. 3.11a und 3.11b zeigen m_h^2 -Verteilungen aus zwei $|\vec{p}_h|$ -Bereichen.

Um π^+ -Mesonen, K^+ -Mesonen und Protonen voneinander zu trennen, werden Schnitte in der m_h^2 -Verteilung eingeführt. Optimale Schnitte müssen vom Impuls des Hadrons abhängig sein, da die relative Häufigkeit von π^+ , K^+ und p und die Breite der Verteilungskurven sich mit dem Impuls ändern. Welchen Prozentsatz der Hadronen man durch diese Schnitte verliert, wird durch Fits (siehe Abb. 3.11) an die m_h^2 -Verteilungen bei verschiedenen Hadronenimpulsen ermittelt. Es werden drei Gaußkurven mit den Mittelwerten m_π^2 , m_K^2 und m_p^2 und ein Polynom als Untergrund an die Daten angepaßt. Als Ergebnis der Fits erhält man diskrete Werte für die Breite σ_K der K^+ -Verteilung für verschiedene Beträge des Hadronenimpulses, wobei σ_K mit wachsendem $|\vec{p}_K|$ zunimmt. Diese σ_K -Werte werden mit Hilfe einer quadratischen Funktion $\sigma_K(|\vec{p}_K|)$ interpoliert. Der Anteil der Kaonen, der zwischen den ebenfalls impulsabhängigen Schnittgrenzen m_u^2 und m_o^2 liegt, ergibt sich als

$$A_K(|\vec{p}_K|) = \int_{m_u^2}^{m_o^2} \exp\left(-\frac{(m^2 - m_K^2)^2}{2 \sigma_K^2}\right) dm^2 \bigg/ \int_{-\infty}^{\infty} \exp\left(-\frac{(m^2 - m_K^2)^2}{2 \sigma_K^2}\right) dm^2 . \quad (3.2)$$

Jedes Ereignis wird bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes mit $1/A_K(|\vec{p}_K|)$ bewichtet.

3.3.2. Akzeptanz

Für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes muß man die Wahrscheinlichkeit

Anpassung an die aus der Flugzeit ermittelte Verteilung des Massenquadrats
der erzeugten Hadronen

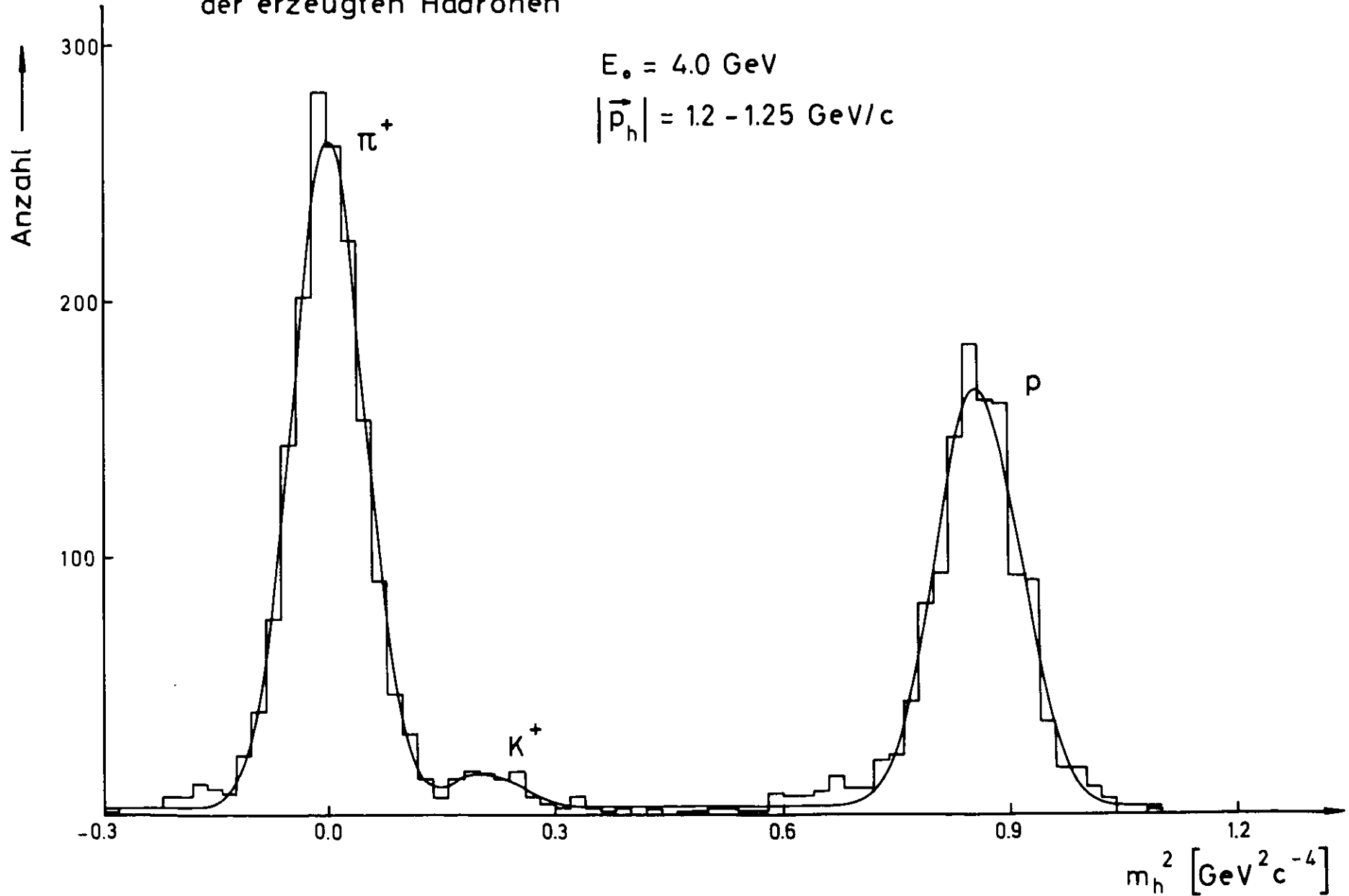


Abb. 3.11 a

Anpassung an die aus der Flugzeit ermittelte Verteilung des Massenquadrats der erzeugten Hadronen

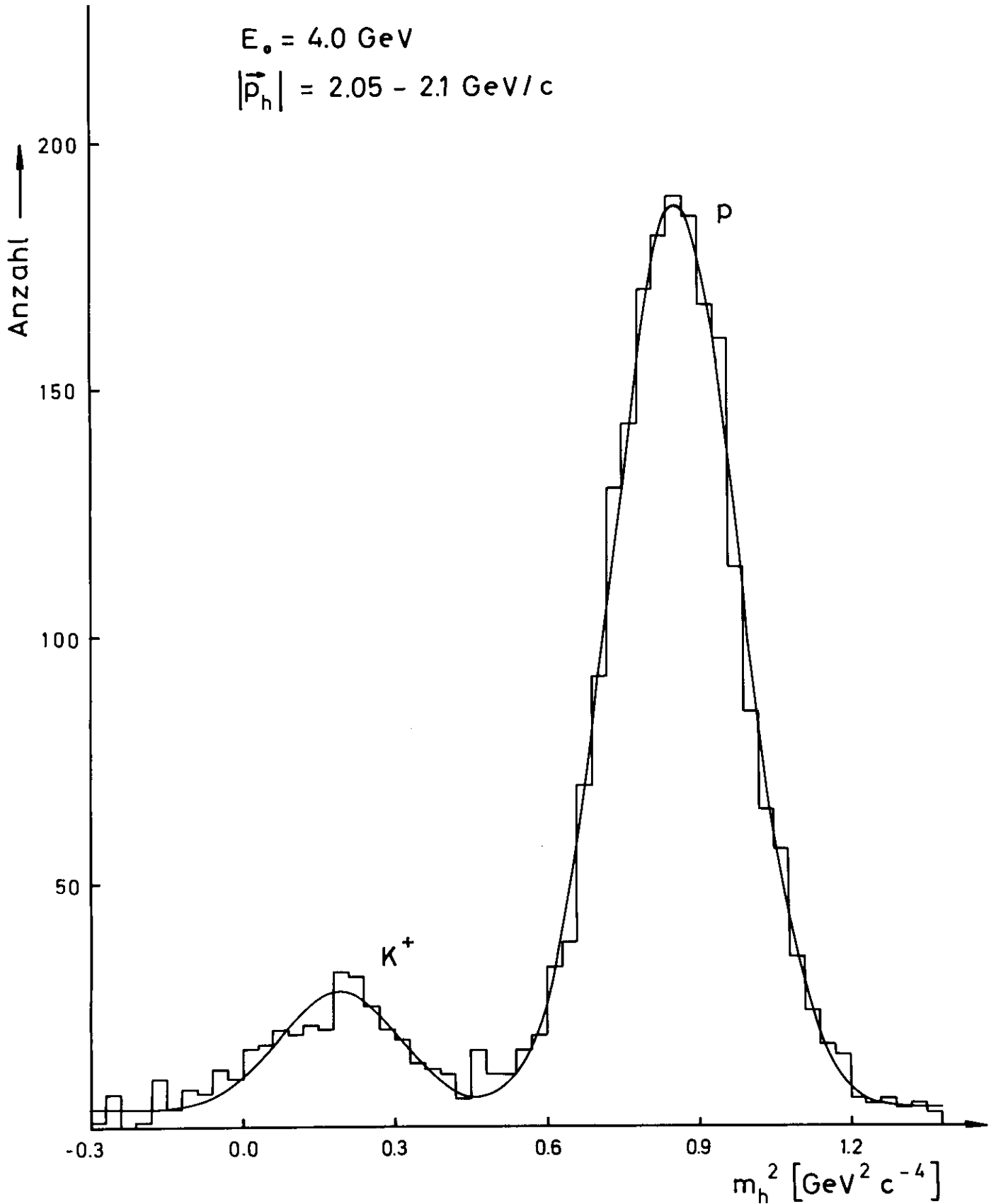


Abb. 3.11 b

kennen, mit der in Abhängigkeit von den Variablen W , q^2 , t , ϕ_{Kq} und m_x ein Ereignis von der Apparatur registriert wird. Dazu wird mit Hilfe der Monte-Carlo-Methode das Experiment simuliert.

Im Falle von stabilen Teilchen wie z.B. Elektronen und Protonen genügt es festzustellen, ob das Teilchen in den mit Zählern und Funkenkammern bedeckten Raumwinkel fällt oder nicht. Bei Teilchen, die zerfallen können, reicht diese einfache Ja-Nein-Entscheidung nicht aus; es muß darüber hinaus untersucht werden, mit welcher Wahrscheinlichkeit ein Ereignis über die Zerfallsprodukte des Hadrons registriert werden kann.

Ein K^+ -Meson kann in viele Endzustände zerfallen, aber nur sechs davon brauchen im vorliegenden Fall berücksichtigt zu werden: $K^+ \rightarrow \mu^+ \nu$ (63,5 %), $\pi^+ \pi^0$ (21,1 %), $\pi^+ \pi^- \pi^+$ (5,6 %), $e^+ \pi^0 \nu$ (4,9 %), $\mu^+ \pi^0 \nu$ (3,2 %), $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ (1,7 %).

Die beiden erstgenannten K^+ -Zerfälle, d.h. die 2-Teilchen-Zerfälle, werden im Akzeptanzprogramm mit all ihren Konsequenzen auf die Nachweisapparatur berücksichtigt, wobei vor allem das Verhalten des Čerenkovzählers von Bedeutung ist. Dieser spricht auf Myonen mit Impulsen oberhalb 1,2 GeV/c und auf Pionen mit Impulsen oberhalb 1,6 GeV/c mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit an; dies aber nur dann, wenn das μ^+ oder π^+ noch vor der Zählermitte entsteht und einen Winkel gegenüber der K^+ -Richtung aufweist, der kleiner als 14° ist.

Das Akzeptanzprogramm ergab, daß bei zwei Drittel der Fälle, in denen das K^+ in zwei Teilchen zerfällt, das Ereignis nicht registriert wird. Die vier oben genannten 3-Teilchen-Zerfälle werden sicherlich zu einer noch höheren Verlustrate führen, denn die Zerfallsprodukte haben im Mittel kleinere Impulse als im Falle der 2-Teilchen-Zerfälle und werden daher durch das Magnetfeld häufig aus der Apparatur gelenkt. Dazu kommt, daß fast alle Ereignisse, bei denen der K^+ -Zerfall zu einem e^+ führt, wegen des Čerenkovzählers unterdrückt werden. Nimmt man

trotzdem an, daß wie die 2-Teilchen-Zerfälle auch die 3-Teilchen-Zerfälle bei jedem dritten Mal registriert werden, so stammen 3 % aller K^+ -Trigger aus 3-Teilchen-Zerfällen.

Im Akzeptanzprogramm kann man daher davon ausgehen, daß kein 3-Teilchen-Zerfall von der Apparatur registriert wird. Die wegen dieser vereinfachenden Annahme notwendig werdende Korrektur wird in Kapitel 3.3.5. angegeben.

Zur Akzeptanzbestimmung wurden drei Gruppen von Ereignissen mit dem Monte-Carlo-Programm hergestellt, erstens mit $m_x = m_\Lambda$, zweitens mit $m_x = m_{\Sigma^0}$ und drittens mit $1 \text{ GeV}/c^2 \leq m_x \leq 1,6 \text{ GeV}/c^2$. Der Grund dafür wird in den nächsten Kapiteln deutlich. Die simulierten Ereignisse werden in den Variablen w , q^2 t und ϕ_{Kq} (bzw. m_x) isotrop erzeugt.

3.3.3. Identifikation der $K^+\Lambda^-$ und $K^+\Sigma^0$ -Ereignisse

Nach der Bestimmung der Dreierimpulse \vec{p}_e und \vec{p}_h und der Identifikation der nachgewiesenen Teilchen als Elektron und Kaon kennt man die Viererimpulse e , p , e' und K^+ . Aus diesen wird die Masse des unbeobachteten Systems, die Rückstoßmasse m_x , berechnet (siehe 2.1).

Abb. 3.12 zeigt die Rückstoßmassenverteilung der bei einer Primärenergie von 4,9 GeV aufgenommenen Ereignisse. Deutlich sind zwei getrennte Anhäufungen von Ereignissen um die Λ^- und die Σ^0 -Masse zu sehen, deren Breiten von der endlichen Meßgenauigkeit der Apparatur herrühren.

Durch Schnitte in der Rückstoßmassenverteilung werden die beiden Reaktionen $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+\Lambda^-$ und $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+\Sigma^0$ voneinander und von allen übrigen Ereignissen getrennt. Die Schnitte liegen für Λ^- bei 1,03 und 1,16 GeV/c^2 , für Σ^0 bei 1,16 und 1,25 GeV/c^2 .

Massenspektrum des unbeobachteten Systems

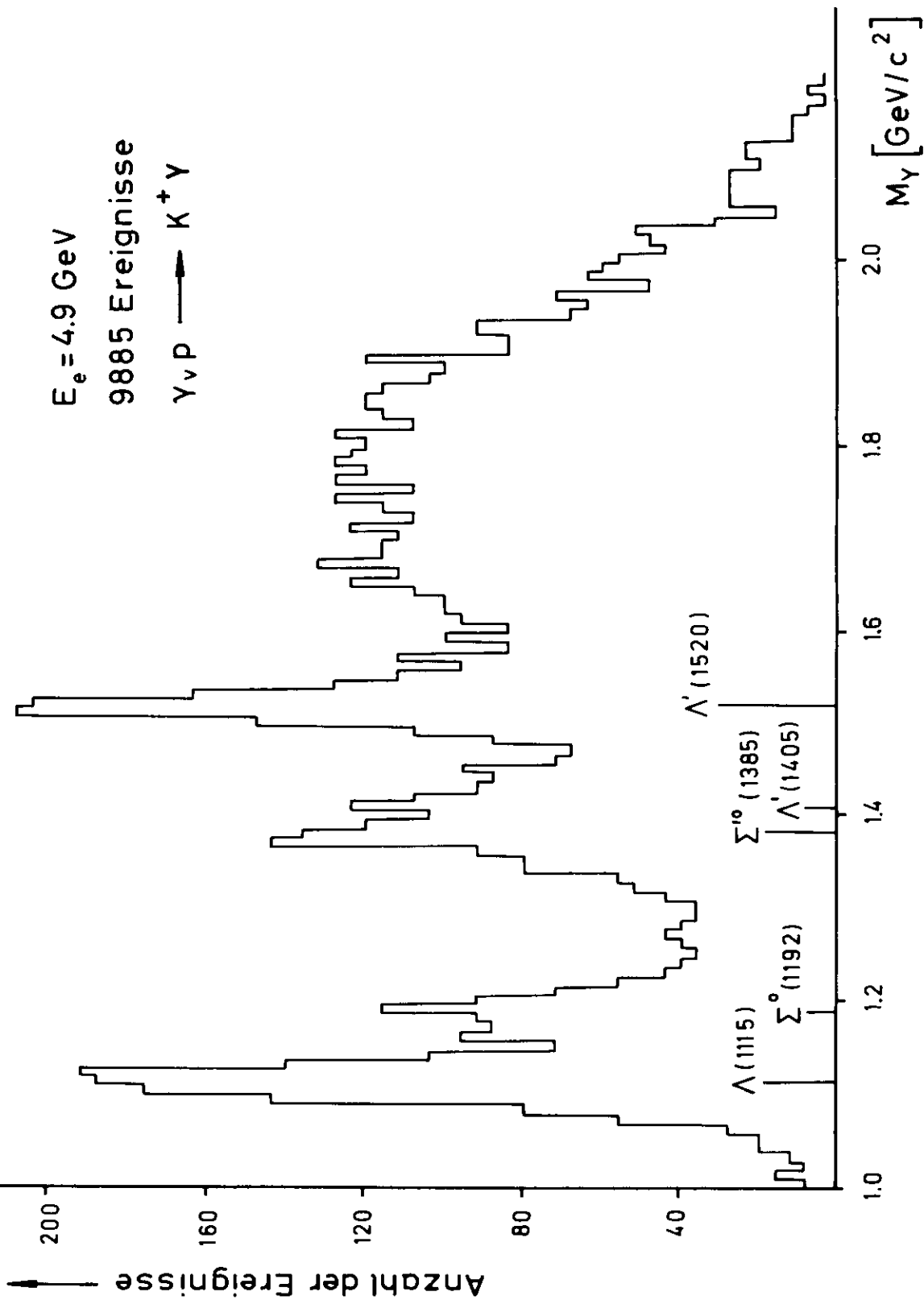


Abb. 3.12

Da man die Massen von Λ und Σ^0 genau kennt, ist die Kinematik der beiden hier untersuchten Reaktionen einfach überbestimmt. Für die durch die oben erwähnten Schnitte festgelegten Ereignisse wird eine kinematische Anpassung vorgenommen, wobei die Rückstoßmasse gleich der Λ - bzw. Σ^0 -Masse gesetzt wird. Aus den auf diese Weise bestimmten Impulsen werden die Invarianten neu berechnet.

3.3.4. Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte wird die Zahl $N_{ex}(\Delta V)$ der experimentellen Ereignisse bestimmt, die innerhalb des Volumenelements $\Delta V = \Delta W \Delta q^2 \Delta t \Delta \phi_{Kq}$ liegen. Analog ermittelt man - um die Akzeptanz der Apparatur zu berücksichtigen - die Zahl $N_{MC}(\Delta V)$ der bei fester Rückstoßmasse $m_x = m_\Lambda$ bzw. $m_x = m_{\Sigma^0}$ simulierten Ereignisse in demselben Bereich ΔV .

Der vierfach differentielle Wirkungsquerschnitt an einer Stelle $V_i = (W, q^2, t, \phi_{Kq})$ in dem gewählten Bereich ΔV ergibt sich dann aus folgender Beziehung:

$$\frac{d^4\sigma}{dW^2 dq^2 dt d\phi_{Kq}} (V_i) = \frac{N_{ex}(\Delta V)}{N_e \cdot N_T} \bigg/ \frac{N_{MC}(\Delta V)}{d_{MC}} \quad (3.3)$$

In dieser Formel bedeuten N_e die Zahl der eingeschossenen Elektronen, N_T die Zahl der Targetprotonen pro cm^2 und d_{MC} die Dichte der simulierten Ereignisse, nämlich den Quotienten aus der Gesamtzahl der Monte-Carlo-Ereignisse und dem Bereich, in dem diese erzeugt wurden. Mit Hilfe eines Iterationsverfahrens wird vom Wert in Gleichung 3.3 ausgehend der Wirkungsquerschnitt an der Stelle V_m , der Mitte des Intervalls ΔV , bestimmt. Näheres über dieses Verfahren zur

Anpassung an die bewichtete Rückstoßmassenverteilung



908 Ereignisse

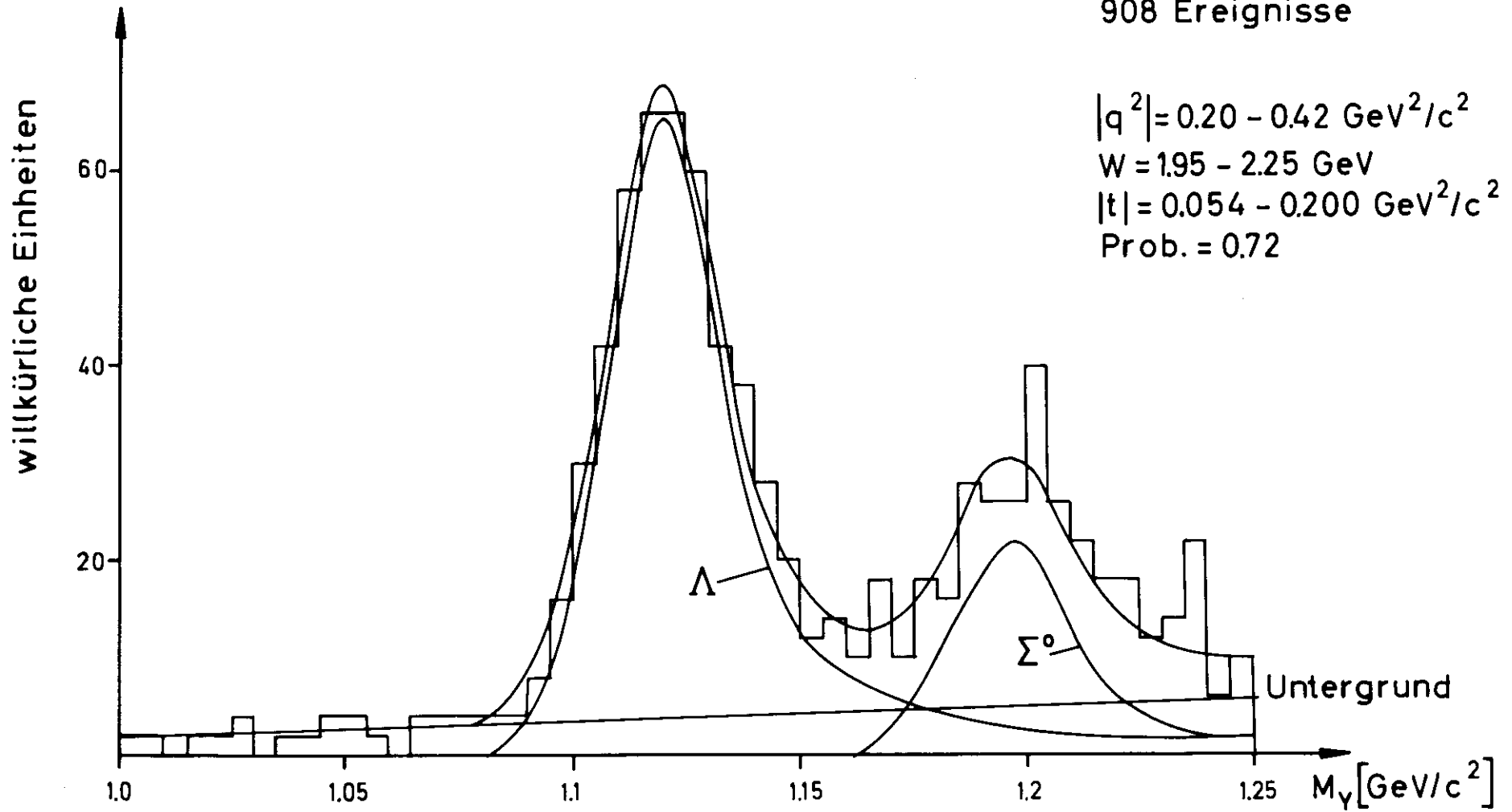
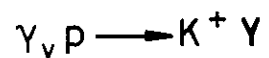


Abb. 3.13a

Anpassung an die bewichtete Rückstoßmassenverteilung



1109 Ereignisse

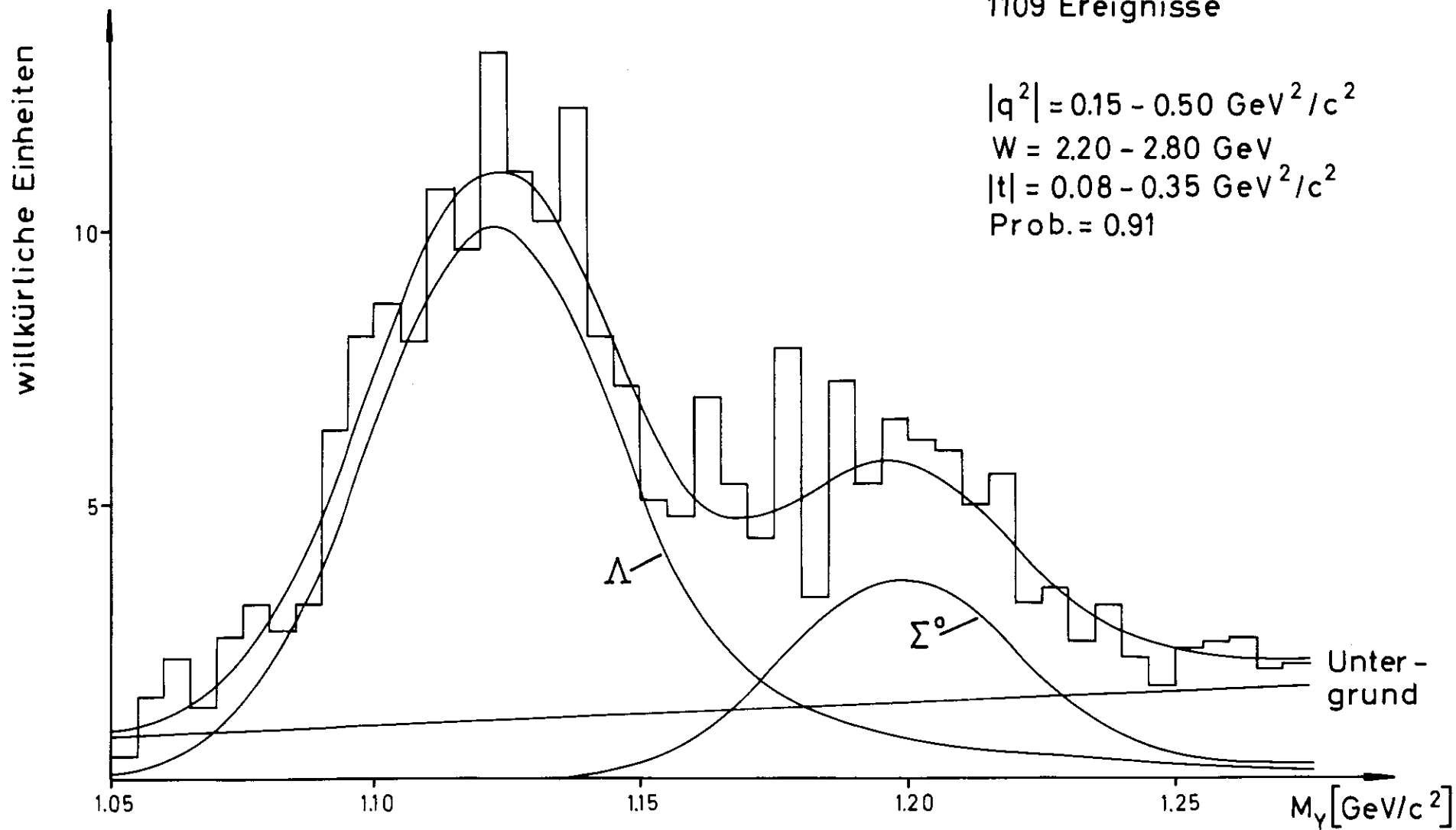


Abb. 3.13b

Ermittlung der Wirkungsquerschnitte ist in Ka71 zu finden.

Benutzt man die experimentellen Daten, bevor die kinematische Anpassung vorgenommen wurde, so kann man unter Heranziehen der bei variabler Rückstoßmasse simulierten Ereignisse den fünffach differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\frac{d^5\sigma}{dW^2 dq^2 dt d\phi_{Kq} dm_x}$$

bestimmen, indem man wie bei Gleichung 3.3 vorgeht. Der Wirkungsquerschnitt ist für zwei kinematische Bereiche als Funktion von m_x in den Abbildungen 3.13a und 3.13b dargestellt. An diese Verteilungen werden zwei mit einem Strahlenschwanz modifizierte Gaußkurven und eine lineare Untergrundfunktion angepaßt. Als Ergebnis dieser Anpassungen erhält man das Verhältnis von Untergrund- zu Λ - bzw. Σ^0 -Ereignissen und den Prozentsatz der durch die Schnitte in m_x verlorengegangenen Λ - und Σ^0 -Ereignisse.

Der Untergrund rührt von als Kaonen fehlinterpretierten Pionen und Protonen her. Die Form des Strahlungsschwanzes wurde so gewählt, daß der im Strahlungsschwanz oberhalb des Rückstoßmassenschnitts liegende Anteil der Ereignisse mit den berechneten Strahlungsverlusten (Ca65) übereinstimmt.

Anpassungen in der oben beschriebenen Art wurden an Rückstoßmassenverteilungen aus mehreren verschiedenen kinematischen Bereichen vorgenommen. Dabei zeigte sich, daß das Λ - bzw. Σ^0 -zu-Untergrund-Verhältnis im Rahmen der statistischen Fehler nicht signifikant von W , q^2 oder t abhängt.

3.3.5. Korrekturen und Fehler

An den gemessenen Wirkungsquerschnitten sind die in der folgenden Tabelle an-

geführten Korrekturfaktoren anzubringen.

| | Korrekturfaktor | | |
|---|-----------------|-----------------|-------------|
| 1 Targetwände | 0,943 | $\pm 0,004$ | |
| 2 Ansprechwahrscheinlichkeit der Triggerzähler | 1,037 | $\pm 0,008$ | |
| 3 Ansprechwahrscheinlichkeit des Elektron-Čerenkovzählers | 1,027 | $\pm 0,005$ | |
| 4 Ansprechen des Pion-Čerenkovzählers auf Kaonen | 1,02 | $\pm 0,01$ | |
| 5 Spalte zwischen Triggerzählersegmenten | 1,021 | $\pm 0,005$ | |
| 6 Technische Verluste bei der Auswertung | 1,432 | $\pm 0,003$ | |
| 7 Unauswertbarkeit der Flugzeitinformation | 1,222 | $\pm 0,003$ | |
| 8 Fehlinterpretation des Kaons aufgrund des Zerfalls | 1,10 | $\pm 0,01$ | } im Mittel |
| 9 Verluste durch Schnitte in der Rückstoßmassenverteilung | A | 1,04 | |
| | Σ^0 | 1,03 | |
| 10 Untergrund | A | 0,82 $\pm 0,04$ | |
| | Σ^0 | 0,48 $\pm 0,06$ | |
| 11 Strahlungskorrekturen | 1,15 | $\pm 0,03$ | |

Zu 1:

Die Korrektur für die Targetwände wird durch Leertargetmessungen bestimmt.

Zu 2 und 3:

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Trigger- und Čerenkovzähler ist durch Testmessungen bekannt und wird während des Experiments andauernd überprüft.

Zu 4:

Diese Korrektur ist notwendig, da Kaonen über Wechselwirkung mit der vor dem Čerenkovzähler befindlichen Materie Teilchen erzeugen können, auf die der Zähler anspricht, wodurch solche Ereignisse unterdrückt werden.

zu 5:

Die Segmente der Triggerzähler überlappen nur teilweise. Daher werden Teilchen, die zwischen zwei Zählersegmenten hindurchfliegen, nicht registriert.

zu 6 und 7:

Zur Ermittlung der Korrekturfaktoren, die den technischen Verlusten bei der Auswertung und der Unauswertbarkeit der Flugzeitinformation Rechnung tragen, muß man den Anteil der zufälligen Koinzidenzen kennen. Um diese zu bestimmen, wurde parallel zu KoM eine zweite Koinzidenzstufe eingerichtet, wobei alle Signale aus dem Hadronenarm um 200 ns gegenüber dem Elektronenarm verzögert sind. Durch eine Reihe von Testmessungen bei verschiedenen Primärintensitäten und Signallängen wurde festgestellt, daß mit dieser Schaltung die richtige Zufälligenrate gemessen wird. Weiters wurden Bilder aufgenommen und ausgewertet, wobei als Trigger die zufällige Koinzidenz verwendet wurde. Diese Tests ergaben, daß bei zufälligen Ereignissen die technischen Verluste bei der Auswertung fünfmal höher als bei echten Ereignissen sind und daß mehr als doppelt so oft die Flugzeitinformation nicht auswertbar ist. Die angegebenen Korrekturfaktoren wurden unter Berücksichtigung dieser Tatsachen ermittelt.

Der Anteil der zufälligen Trigger an der Gesamtzahl der Trigger beträgt 5 %. Aus den obigen Ausführungen geht hervor, daß nach der Auswertung der Anteil zufälliger Ereignisse unter 0,5 % sinkt. Durch die für die Ereignisklassifikation notwendigen Schnitte in der Flugzeit und der Rückstoßmassenverteilung wird der prozentuale Anteil der zufälligen Ereignisse noch weiter vermindert, so daß sich schließlich eine die zufälligen Trigger berücksichtigende Korrektur erübrigt.

zu 8:

Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Kaon wegen des Zerfalls nicht richtig identifiziert werden kann, wird mit Hilfe eines Monte-Carlo-Programms bestimmt.

Dabei muß wegen der unterschiedlichen Behandlung von 2- und 3-Teilchen-Zerfällen im Akzeptanzprogramm (siehe 3.3.2) auch bei der Bestimmung des Korrekturfaktors verschieden vorgegangen werden.

Die gemessenen Wirkungsquerschnitte müssen um den Prozentsatz, mit dem K^+ -Mesonen wegen eines 2-Teilchen-Zerfalls nicht richtig identifiziert werden können, erhöht werden, aber um den Prozentsatz, mit dem K^+ -Mesonen trotz eines 3-Teilchen-Zerfalls richtig erkannt werden, erniedrigt werden. Die Analyse der 2-Teilchen-Zerfälle ergibt, daß von den Ereignissen, bei denen das μ^+ oder π^+ aus dem Zerfall den Trigger auslöste, nur etwa 30 % als K^+ -Ereignisse klassifiziert werden. Im Falle der 3-Teilchen-Zerfälle ist dieser Prozentsatz sicherlich geringer. Da, wie im Kapitel 3.3.2. ausgeführt wurde, höchstens 3 % der K^+ -Trigger aus 3-Teilchen-Zerfällen stammen, ergeben sich 0,9 % als obere Schranke für die Wahrscheinlichkeit, daß ein K^+ -Trigger trotz eines 3-Teilchen-Zerfalls richtig identifiziert wurde. Daher ist in dem in der Tabelle unter 8 angegebenen Korrekturfaktor nur der Einfluß der 2-Teilchen-Zerfälle berücksichtigt.

Zu 9 und 10:

Die Verluste durch Schnitte in der Rückstoßmasse werden über Anpassungen an die Rückstoßmassenverteilung vermittelt. Der Untergrundanteil wird auf die gleiche Weise gefunden.

Zu 11:

Die Strahlungskorrekturen werden nach der Methode von de Calan und Fuchs (Ca65) berechnet.

Zu den Fehlern der oben angeführten Korrekturen addieren sich noch die Unsicherheiten bei der Bestimmung der Zahl der Primärelektronen (± 1 %) und der Protonendichte im Target ($\pm 0,3$ %). Das nach Gleichung 3.2 errechnete Gewicht jedes Ereignisses hat im Mittel einen Fehler von ± 3 %. Schließlich muß noch der Fehler

berücksichtigt werden, der durch das Verfahren zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts (Ka71) entsteht (± 3 %). Somit erhält man für $K^+\Lambda$ einen systematischen Fehler von ± 7 %, für $K^+\Sigma^0$ von ± 14 %.

Für die mit den oben angeführten Korrekturfaktoren versehenen Meßwerte wird im folgenden jedoch nur der statistische Fehler angegeben.

4. Ergebnisse

4.1. Beschreibung der Ergebnisse

Die nach der im vorangehenden Kapitel beschriebenen Methode ermittelten Wirkungsquerschnitte sind für die Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Lambda$ in den Tabellen Ia bis Ic und für die Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Sigma^0$ in den Tabellen IIa bis IIc zusammengefaßt. In den kinematischen Bereichen, in denen Ereignisse im gesamten ϕ_{Kq} -Bereich zwischen 0° und 360° gemessen wurden, werden $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$, $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ (in den Tabellen kurz mit $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_I und σ_P bezeichnet) voneinander getrennt als Funktionen von W , t und q^2 angegeben. In den übrigen Bereichen, in denen die ϕ_{Kq} -Variation nicht für eine Trennung der drei Wirkungsquerschnittskomponenten ausreicht, wird ein gemittelter Wirkungsquerschnitt $\overline{d\sigma}/dt$ bestimmt:

$$\begin{aligned} \frac{\overline{d\sigma}}{dt} = \frac{3}{2\pi} \int_{-\pi/3}^{\pi/3} 2\pi \frac{d\sigma_{\gamma\nu}}{dt d\phi_{Kq}} d\phi_{Kq} &= \frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt} + 0.826 \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \frac{d\sigma_I}{dt} + \\ &+ 0.413 \epsilon \frac{d\sigma_P}{dt} . \end{aligned}$$

Dieser gemittelte Wirkungsquerschnitt kann für den Fall, daß

$$\left| \frac{d\sigma_I}{dt} \right| , \quad \left| \frac{d\sigma_P}{dt} \right| \ll \frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$$

gilt, mit $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ gleichgesetzt werden.

Die Ergebnisse aus den kinematischen Bereichen mit voller ϕ_{Kq} -Akzeptanz sind in den Abbildungen 4.1 und 4.2 dargestellt. Es fällt auf, daß $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ die dominierende Wirkungsquerschnittskomponente ist, während $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ dem Betrag nach etwa 10 % von $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ ausmachen und innerhalb der statistischen Fehler meist mit Null verträglich sind.

Tabelle Ia W-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Lambda$

| W | $ q^2 $ | $ t $ | ϵ | $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ | σ_I | σ_P |
|-------------|-----------|-----------|------------|--------------------------------|------------|------------|
| 2.00 - 2.10 | .22 - .42 | .06 - .17 | .80 | 2.27 ± .22 | -.23 ± .20 | -.49 ± .40 |
| 2.10 - 2.20 | .22 - .42 | .06 - .17 | .74 | 1.84 ± .18 | -.16 ± .17 | .14 ± .28 |
| 2.00 - 2.16 | .21 - .33 | .06 - .15 | .79 | 2.11 ± .28 | - | - |
| 2.16 - 2.21 | .16 - .39 | .05 - .17 | .73 | 1.68 ± .16 | - | - |
| 2.21 - 2.24 | .17 - .37 | .05 - .17 | .70 | 1.35 ± .18 | - | - |
| 2.24 - 2.36 | .22 - .32 | .06 - .16 | .65 | .88 ± .10 | - | - |
| 2.10 - 2.22 | .46 - .60 | .08 - .22 | .81 | 1.18 ± .17 | -.20 ± .16 | .36 ± .25 |
| 2.22 - 2.34 | .46 - .60 | .08 - .22 | .76 | .84 ± .09 | -.06 ± .08 | -.08 ± .18 |
| 2.28 - 2.40 | .31 - .49 | .07 - .20 | .74 | .86 ± .08 | - | - |
| 2.40 - 2.44 | .29 - .51 | .07 - .20 | .70 | .84 ± .10 | - | - |
| 2.44 - 2.48 | .31 - .49 | .07 - .20 | .67 | .64 ± .10 | - | - |
| 2.48 - 2.60 | .34 - .46 | .07 - .20 | .61 | .53 ± .09 | - | - |

Tabelle Ib t-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Lambda$

| W | $ q^2 $ | $ t $ | ϵ | $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ | σ_I | σ_P |
|-------------|-----------|-----------|------------|--------------------------------|------------|------------|
| 2.00 - 2.20 | .22 - .42 | .06 - .11 | .74 | 1.84 ± .15 | .19 ± .13 | -.31 ± .29 |
| 2.00 - 2.20 | .22 - .42 | .11 - .17 | .77 | 1.82 ± .20 | -.18 ± .20 | .22 ± .36 |
| 2.12 - 2.40 | .11 - .29 | .06 - .08 | .69 | 1.15 ± .10 | - | - |
| 2.08 - 2.44 | .12 - .28 | .08 - .10 | .69 | 1.17 ± .10 | - | - |
| 2.12 - 2.44 | .13 - .27 | .10 - .12 | .68 | 1.14 ± .11 | - | - |
| 2.16 - 2.44 | .12 - .28 | .12 - .14 | .66 | 1.12 ± .12 | - | - |
| 2.20 - 2.48 | .14 - .26 | .14 - .17 | .63 | .85 ± .11 | - | - |
| 2.10 - 2.34 | .46 - .60 | .08 - .14 | .79 | .99 ± .09 | -.05 ± .09 | .35 ± .18 |
| 2.10 - 2.34 | .46 - .60 | .14 - .22 | .79 | .96 ± .33 | -.15 ± .33 | -.17 ± .47 |
| 2.24 - 2.52 | .30 - .50 | .07 - .10 | .72 | .85 ± .10 | - | - |
| 2.24 - 2.52 | .30 - .50 | .10 - .12 | .71 | .91 ± .10 | - | - |
| 2.28 - 2.60 | .29 - .51 | .12 - .14 | .70 | .61 ± .09 | - | - |
| 2.36 - 2.68 | .20 - .40 | .14 - .16 | .66 | .62 ± .09 | - | - |
| 2.36 - 2.64 | .20 - .40 | .16 - .18 | .64 | .57 ± .08 | - | - |
| 2.40 - 2.72 | .20 - .40 | .18 - .20 | .63 | .55 ± .08 | - | - |

Einheiten: W

GeV

q^2, t

GeV²/c²

Wirkungsquerschnitte

μb GeV⁻² c²

Tabelle Ic q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Lambda$

| W | $ q^2 $ | $ t $ | ϵ | $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ | σ_I | σ_P |
|-------------|-----------|-----------|------------|--------------------------------|----------------|----------------|
| 2.00 - 2.20 | .22 - .32 | .06 - .17 | .78 | 2.12 \pm .16 | .09 \pm .14 | -.36 \pm .28 |
| 2.00 - 2.20 | .32 - .42 | .06 - .17 | .76 | 1.84 \pm .18 | -.09 \pm .17 | .15 \pm .34 |
| 2.12 - 2.48 | .10 - .15 | .05 - .17 | .68 | .91 \pm .08 | - | - |
| 2.10 - 2.48 | .15 - .20 | .06 - .16 | .68 | 1.13 \pm .08 | - | - |
| 2.08 - 2.40 | .20 - .25 | .06 - .16 | .70 | 1.29 \pm .10 | - | - |
| 2.04 - 2.36 | .25 - .34 | .07 - .15 | .72 | 1.43 \pm .13 | - | - |
| 2.10 - 2.34 | .45 - .53 | .08 - .22 | .77 | .99 \pm .09 | -.05 \pm .09 | .35 \pm .18 |
| 2.10 - 2.34 | .53 - .60 | .08 - .22 | .77 | .96 \pm .33 | -.15 \pm .33 | -.17 \pm .47 |
| 2.48 - 2.76 | .15 - .20 | .17 - .33 | .59 | .31 \pm .04 | - | - |
| 2.48 - 2.76 | .20 - .25 | .17 - .33 | .58 | .43 \pm .05 | - | - |
| 2.36 - 2.64 | .25 - .31 | .06 - .22 | .66 | .61 \pm .06 | - | - |
| 2.32 - 2.64 | .31 - .36 | .08 - .20 | .67 | .71 \pm .08 | - | - |
| 2.24 - 2.60 | .36 - .41 | .07 - .21 | .70 | .78 \pm .08 | - | - |
| 2.20 - 2.60 | .41 - .48 | .08 - .20 | .70 | .74 \pm .08 | - | - |

Einheiten: W GeV
 q^2, t GeV^2/c^2
 Wirkungsquerschnitte $\mu\text{b GeV}^{-2} c^2$

Tabelle IIa W-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Sigma^0$

| W | $ q^2 $ | $ t $ | ϵ | $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ | σ_I | σ_P |
|-------------|-----------|-----------|------------|--------------------------------|------------|------------|
| 2.00 - 2.10 | .22 - .40 | .10 - .20 | .80 | 1.09 ± .16 | .06 ± .14 | -.02 ± .24 |
| 2.10 - 2.20 | .22 - .40 | .10 - .20 | .75 | .42 ± .08 | .03 ± .08 | -.13 ± .14 |
| 2.08 - 2.20 | .16 - .28 | .08 - .20 | .77 | .61 ± .09 | - | - |
| 2.20 - 2.26 | .12 - .32 | .08 - .20 | .71 | .53 ± .05 | - | - |
| 2.26 - 2.30 | .11 - .33 | .08 - .20 | .67 | .37 ± .05 | - | - |
| 2.30 - 2.40 | .13 - .31 | .08 - .20 | .62 | .34 ± .07 | - | - |
| 2.10 - 2.22 | .46 - .60 | .12 - .24 | .81 | .31 ± .13 | -.04 ± .13 | -.12 ± .16 |
| 2.22 - 2.34 | .46 - .60 | .12 - .24 | .76 | .25 ± .04 | -.01 ± .04 | .02 ± .08 |
| 2.36 - 2.48 | .24 - .38 | .10 - .20 | .70 | .24 ± .03 | - | - |
| 2.48 - 2.52 | .21 - .41 | .10 - .20 | .66 | .25 ± .04 | - | - |
| 2.52 - 2.56 | .18 - .44 | .10 - .20 | .64 | .25 ± .04 | - | - |
| 2.56 - 2.68 | .22 - .44 | .10 - .20 | .58 | .15 ± .03 | - | - |

Tabelle IIb t-Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Sigma^0$

| W | $ q^2 $ | $ t $ | ϵ | $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ | σ_I | σ_P |
|-------------|-----------|-----------|------------|--------------------------------|------------|------------|
| 2.00 - 2.20 | .21 - .40 | .10 - .15 | .78 | .62 ± .08 | -.04 ± .07 | -.03 ± .13 |
| 2.00 - 2.20 | .22 - .40 | .15 - .20 | .78 | 1.06 ± .24 | .21 ± .23 | .12 ± .34 |
| 2.16 - 2.40 | .11 - .27 | .08 - .10 | .68 | .39 ± .05 | - | - |
| 2.08 - 2.44 | .12 - .26 | .10 - .12 | .70 | .41 ± .05 | - | - |
| 2.08 - 2.48 | .10 - .28 | .12 - .14 | .68 | .45 ± .05 | - | - |
| 2.16 - 2.48 | .12 - .26 | .14 - .17 | .65 | .48 ± .05 | - | - |
| 2.24 - 2.44 | .11 - .27 | .17 - .20 | .63 | .28 ± .05 | - | - |
| 2.10 - 2.34 | .46 - .60 | .12 - .18 | .79 | .28 ± .04 | .02 ± .04 | -.04 ± .08 |
| 2.10 - 2.34 | .46 - .60 | .18 - .24 | .79 | .22 ± .16 | -.09 ± .16 | -.10 ± .21 |
| 2.28 - 2.52 | .22 - .44 | .10 - .12 | .71 | .28 ± .05 | - | - |
| 2.28 - 2.56 | .24 - .42 | .12 - .14 | .70 | .25 ± .04 | - | - |
| 2.36 - 2.64 | .21 - .45 | .14 - .16 | .65 | .22 ± .04 | - | - |
| 2.32 - 2.64 | .18 - .48 | .16 - .18 | .67 | .25 ± .04 | - | - |
| 2.40 - 2.68 | .21 - .45 | .18 - .20 | .64 | .19 ± .04 | - | - |

Einheiten: W

GeV

q^2, t

GeV^2/c^2

Wirkungsquerschnitte

$\mu\text{b GeV}^{-2} c^2$

Tabelle IIc q^2 -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Sigma^0$

| W | $ q^2 $ | $ t $ | ϵ | $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$ | σ_I | σ_P |
|-------------|-----------|-----------|------------|--------------------------------|----------------|----------------|
| 2.00 - 2.20 | .22 - .31 | .10 - .20 | .78 | .76 \pm .10 | -.07 \pm .09 | -.06 \pm .16 |
| 2.00 - 2.20 | .31 - .40 | .10 - .20 | .77 | .59 \pm .09 | -.02 \pm .08 | -.13 \pm .17 |
| 2.20 - 2.52 | .15 - .20 | .07 - .21 | .62 | .30 \pm .03 | - | - |
| 2.12 - 2.52 | .20 - .24 | .07 - .21 | .64 | .38 \pm .04 | - | - |
| 2.08 - 2.44 | .24 - .28 | .09 - .19 | .68 | .37 \pm .05 | - | - |
| 2.08 - 2.40 | .28 - .36 | .09 - .19 | .68 | .40 \pm .07 | - | - |
| 2.10 - 2.34 | .46 - .53 | .12 - .24 | .79 | .29 \pm .05 | .02 \pm .05 | .05 \pm .10 |
| 2.10 - 2.34 | .53 - .60 | .12 - .24 | .78 | .24 \pm .05 | -.06 \pm .05 | -.07 \pm .09 |
| 2.52 - 2.76 | .15 - .21 | .25 - .35 | .57 | .12 \pm .02 | - | - |
| 2.40 - 2.68 | .21 - .27 | .10 - .24 | .65 | .25 \pm .03 | - | - |
| 2.36 - 2.64 | .27 - .33 | .09 - .25 | .66 | .19 \pm .02 | - | - |
| 2.28 - 2.64 | .33 - .39 | .10 - .24 | .68 | .23 \pm .03 | - | - |
| 2.24 - 2.60 | .39 - .49 | .10 - .24 | .71 | .21 \pm .03 | - | - |

Einheiten: W GeV
 q^2, t GeV^2/c^2
 Wirkungsquerschnitte $\mu\text{b GeV}^{-2} c^2$

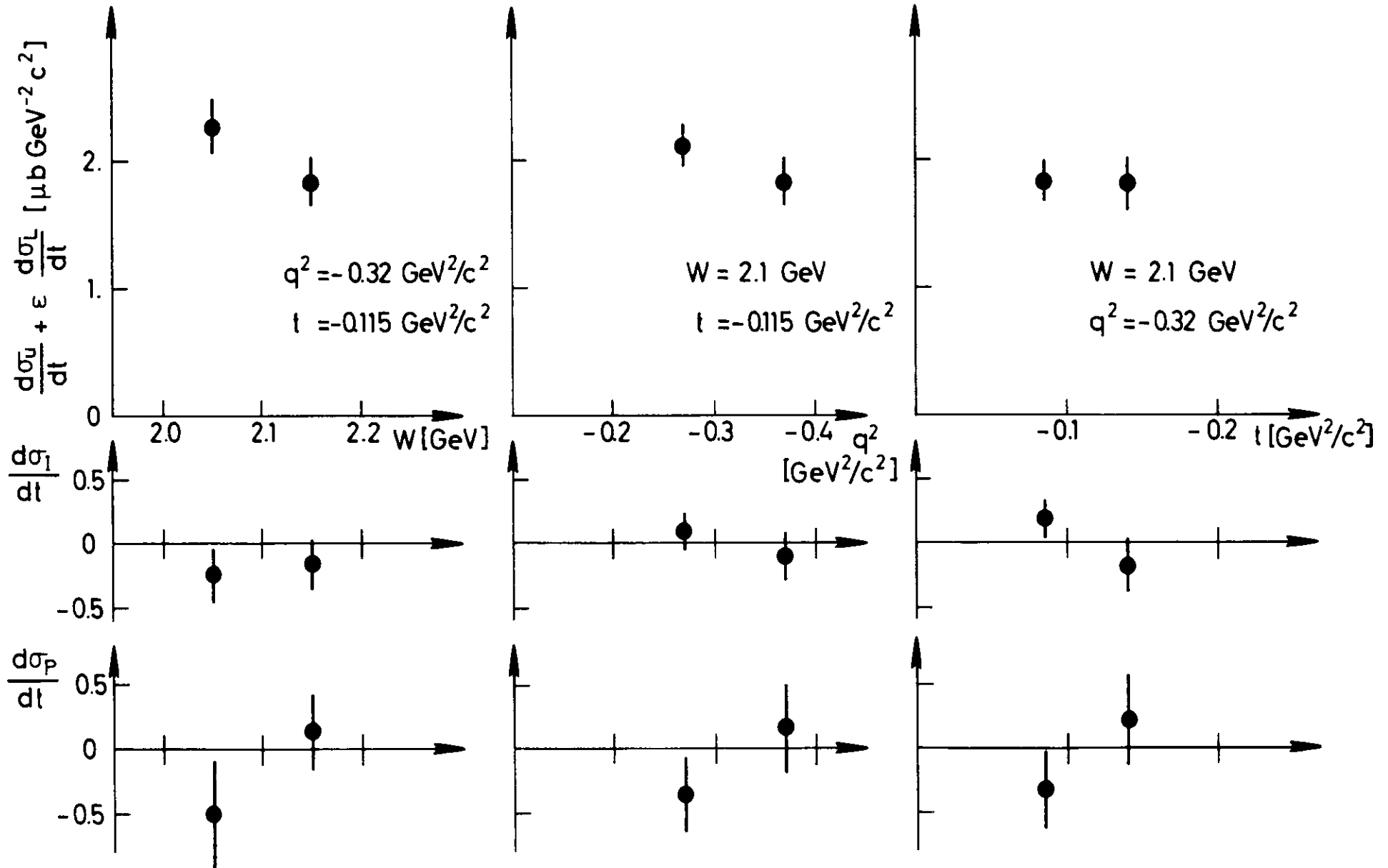


Abb. 4.1a

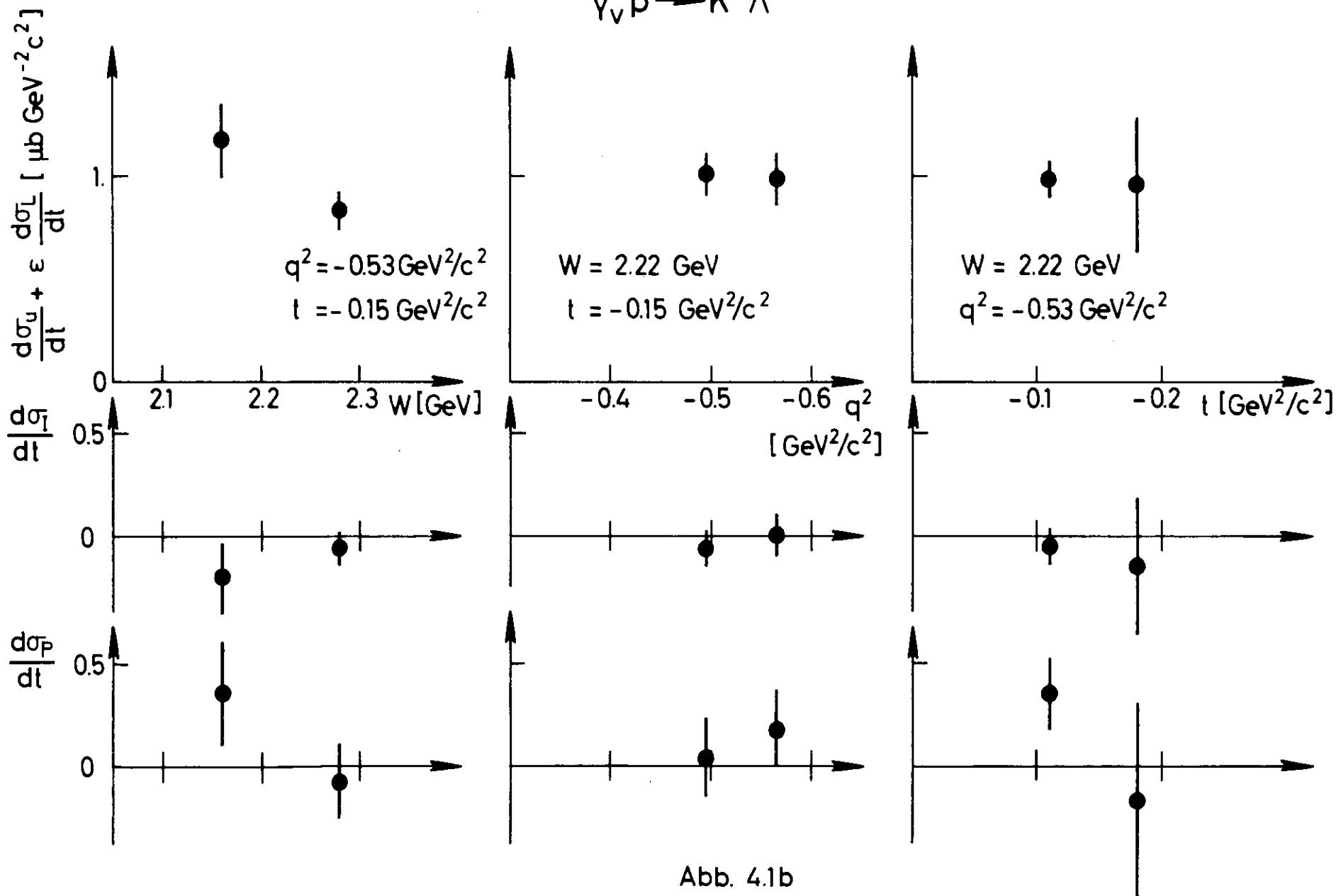


Abb. 4.1b

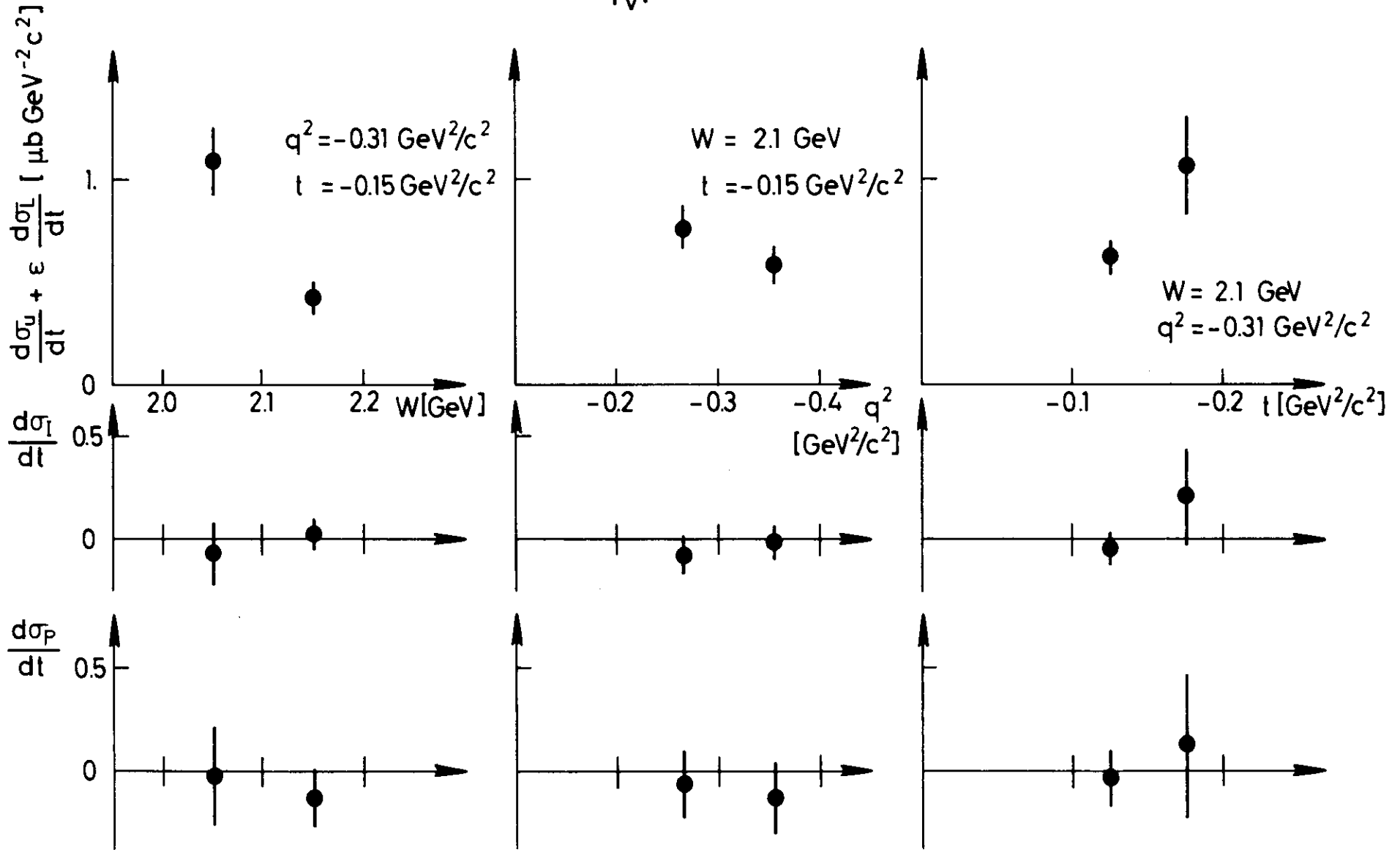


Abb. 4.2 a

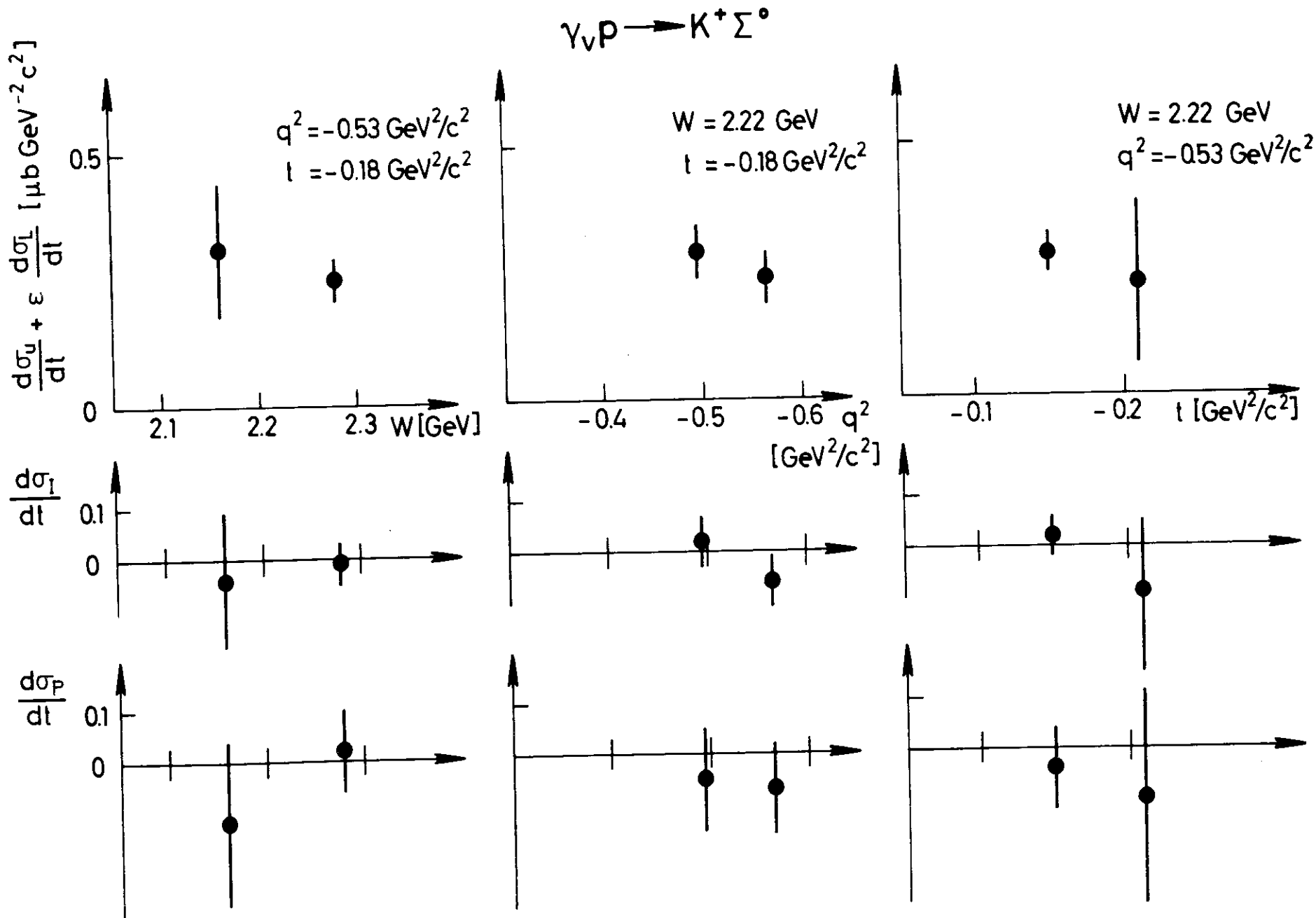


Abb. 4.2 b

Unter der Annahme, daß $|\frac{d\sigma_I}{dt}|$ und $|\frac{d\sigma_P}{dt}|$ auch in den kinematischen Bereichen, in denen Ereignisse nur aus dem ϕ_{Kq} -Intervall zwischen -60° und $+60^\circ$ vorliegen, sehr klein sind, scheint es gerechtfertigt, keinen Unterschied zwischen $\frac{d\sigma}{dt}$ und $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ zu machen. Daher werden die Werte für $\frac{d\sigma}{dt}$ in der Spalte " $\sigma_U + \epsilon \cdot \sigma_L$ " geführt.

In den beiden folgenden Kapiteln wird das Verhalten von $\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ in Abhängigkeit von W , t und q^2 für die beiden Reaktionen $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Lambda$ und $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Sigma^0$ besprochen.

4.1.1. Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+ \Lambda$

W-Abhängigkeit (Tabelle Ia und Abb. 4.3):

$\frac{d\sigma_U}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_L}{dt}$ zeigt einen deutlichen Abfall mit steigendem W , wobei dieser Abfall mit wachsendem W und $|q^2|$ schwächer wird. Dies verdeutlichen die Anpassungen der Funktion $A \cdot (W^2 - M_p^2)^{-\alpha}$ an die Daten. Die Ergebnisse dieser Anpassungen sind in Abb. 4.3 eingezeichnet. Man erhält bei $q^2 = -0.27 \text{ GeV}^2/c^2$ im W -Bereich zwischen 2.0 und 2.3 GeV $\alpha = 3.5 \pm 0.3$, hingegen ist $\alpha = 2.4 \pm 0.2$ im W -Bereich zwischen 2.3 und 2.6 GeV und bei einem q^2 -Wert von $-0.40 \text{ GeV}^2/c^2$.

t-Abhängigkeit (Tabelle Ib und Abb. 4.4):

Die in dieser Arbeit beschriebene Apparatur akzeptiert bevorzugt Ereignisse, bei denen die Richtungen von virtuellem Photon und K^+ -Meson im $\gamma_{\nu p}$ -Schwerpunktsystem kleine Winkel miteinander einschließen. Dies bedeutet, daß die Wirkungsquerschnitte bei t -Werten bis an t_{\min} heran gemessen werden. (t_{\min} ist das Quadrat des Impulsübertrages vom virtuellen Photon an das Proton für den Fall, daß das Kaon im $\gamma_{\nu p}$ -Schwerpunktsystem in Richtung des virtuellen Photons erzeugt wird.) Da die bei verschiedenem t gemessenen Wirkungsquerschnitte in etwas unterschiedlichen

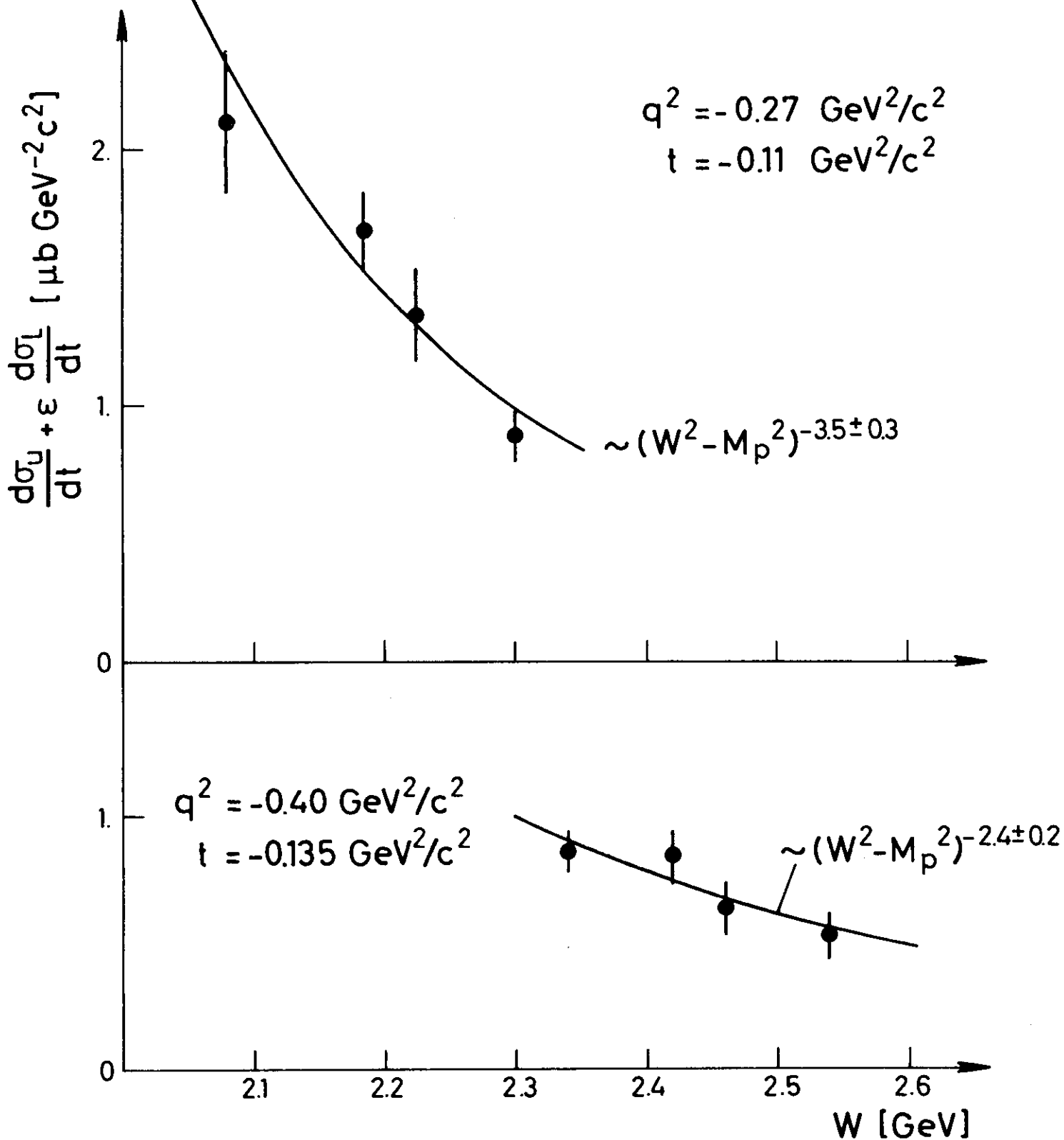


Abb. 4.3

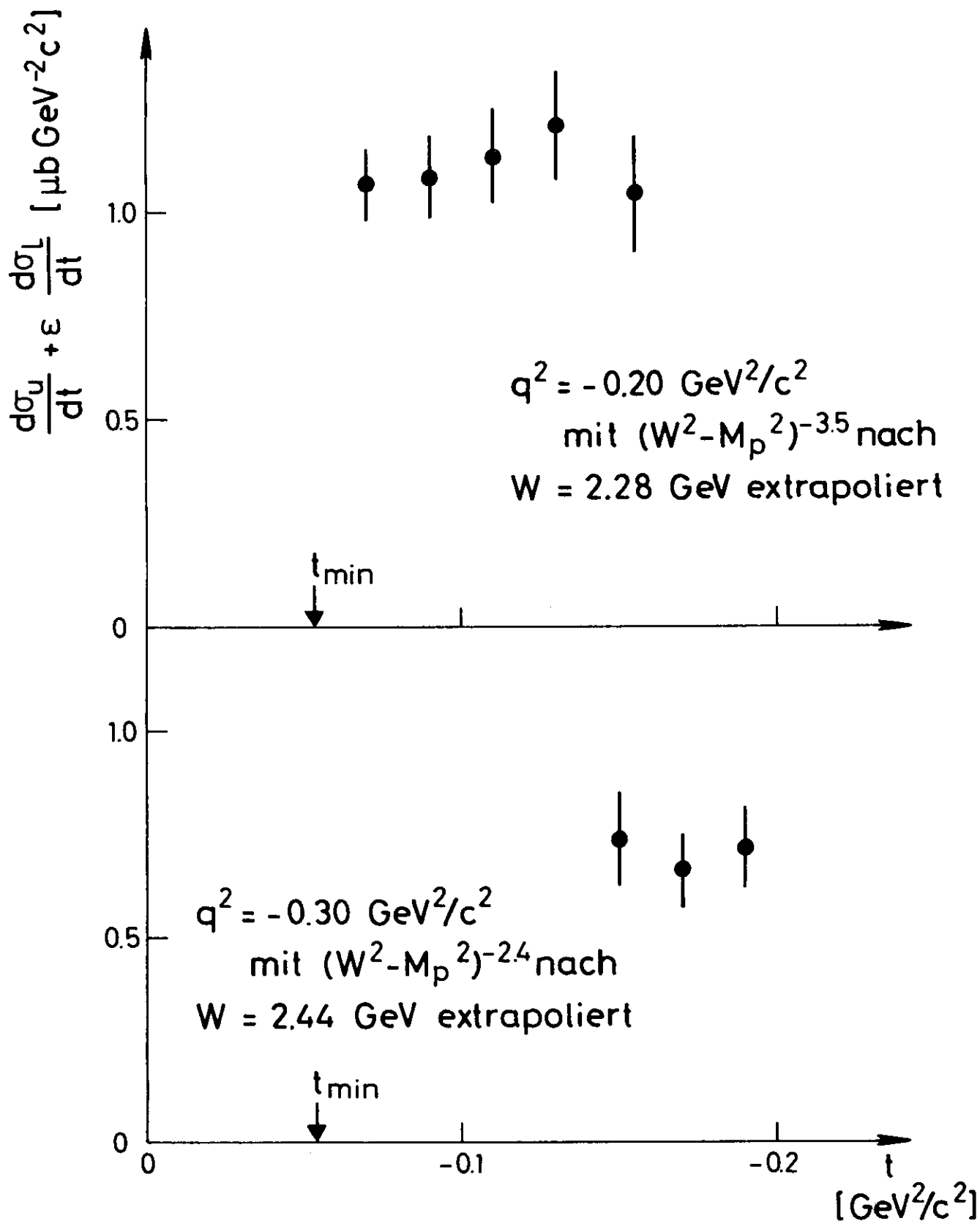


Abb. 4.4

W-Intervallen liegen, wurden sie für die graphische Darstellung mit Hilfe der vorher bestimmten W-Abhängigkeit zu einem gemeinsamen W-Wert geschoben. Der sich so ergebende Verlauf des Wirkungsquerschnitts zeigt keine signifikante Abhängigkeit von t .

q^2 -Abhängigkeit (Tabelle Ic und Abb. 4.5):

Die in Abb. 4.5 dargestellten Daten wurden bei leicht unterschiedlichen W- und t -Werten ermittelt. Daher wurde, wie schon im Falle der Abb. 4.4, eine Extrapolation in W mit Hilfe der gemessenen W-Abhängigkeit vorgenommen. Hingegen erübrigte sich eine Extrapolation in t wegen der schwachen t -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts.

Ausgehend von dem in der Photoproduktion ($q^2 = 0$) gemessenen Wert (Fe72) fällt der Wirkungsquerschnitt mit wachsendem $|q^2|$ sehr flach ab. Zum Vergleich sind in Abb. 4.5 der q^2 -Verlauf des totalen transversalen Wirkungsquerschnitts und die von einem einfachen Vektormeson-Dominanz-Modell (Sa69) für $d\sigma_u/dt$ nahegelegte q^2 -Abhängigkeit angegeben, jeweils normiert auf den Wert aus der Photoproduktion. Die gemessenen Wirkungsquerschnitte liegen deutlich über den beiden Kurven.

4.1.2. Differentielle Wirkungsquerschnitte für $\gamma_p \rightarrow K^+\Sigma^0$

W-Abhängigkeit (Tabelle IIa und Abb. 4.6):

Wie im Falle der $K^+\Lambda$ -Erzeugung ist auch hier ein Abfall des Wirkungsquerschnitts mit W zu beobachten, der in verschiedenen kinematischen Bereichen unterschiedliche Steilheit aufweist. Die Anpassungen der Funktion $A \cdot (W^2 - M_p^2)^{-\alpha}$ an die Daten ergeben $\alpha = 2.9 \pm 0.3$ im Bereich kleinerer W- und $|q^2|$ -Werte und $\alpha = 2.2 \pm 0.2$ im Bereich höherer W- und $|q^2|$ -Werte.

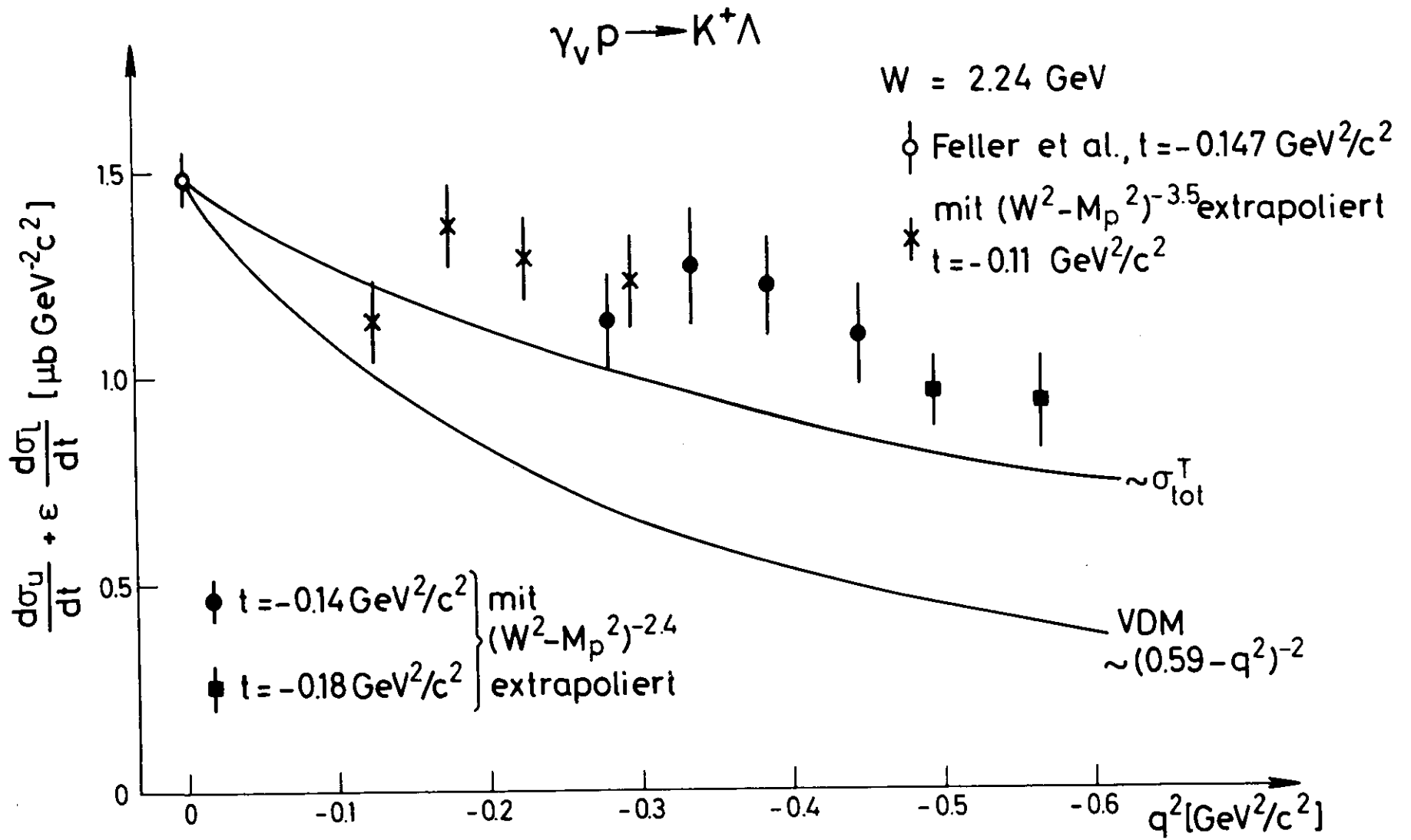


Abb. 4.5

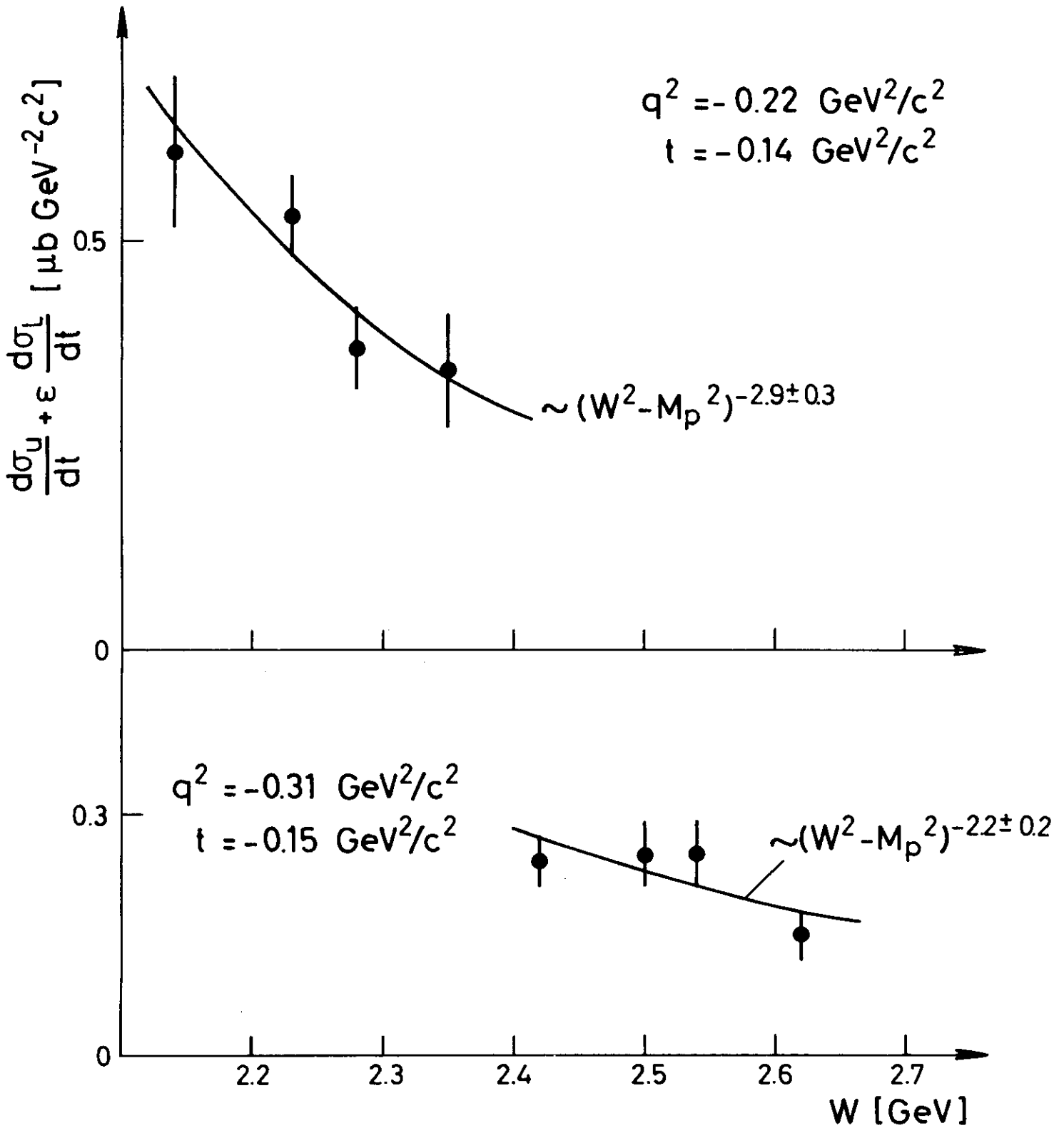


Abb. 4.6

t -Abhängigkeit (Tabelle IIb und Abb. 4.7):

Für die Darstellung der Wirkungsquerschnitte in Abb. 4.7 wurden die gemessenen Werte mit den oben angegebenen Abhängigkeiten in W extrapoliert. Analog zur Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ ist im Rahmen der statistischen Fehler eine ausgeprägte Struktur des Wirkungsquerschnitts in Abhängigkeit von t nicht zu erkennen.

q^2 -Abhängigkeit (Tabelle IIc und Abb. 4.8):

Für die Abb. 4.8 waren ebenfalls Extrapolationen in W notwendig. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit wachsendem $|q^2|$ ab. Der Verlauf ist mit der vom Vektormeson-Dominanz-Modell für $d\sigma_u/dt$ angegebenen q^2 -Abhängigkeit, normiert auf den Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt, vergleichbar.

4.2. Diskussion der Ergebnisse

4.2.1. Wirkungsquerschnittskomponente $d\sigma_L/dt$

Bei der näheren Betrachtung der Ergebnisse steht vor allem, wie schon in der Einleitung angedeutet wurde, die Frage nach dem etwaigen Vorhandensein der Wirkungsquerschnittskomponente $d\sigma_L/dt$ im Vordergrund. Diese Frage kann aber erst eindeutig beantwortet werden, wenn Messungen bei verschiedenen Werten von ϵ vorliegen, so daß $d\sigma_u/dt$ und $d\sigma_L/dt$ voneinander getrennt bestimmt werden können. Dennoch geben die vorliegenden Daten unter Zuhilfenahme gewisser Annahmen einigen Aufschluß über den Beitrag longitudinaler Photonen zum Wirkungsquerschnitt.

Theoretische Modelle zur Elektroproduktion sagen im allgemeinen einen monotonen Abfall von $d\sigma_u/dt$ mit wachsendem $|q^2|$ voraus. Dies wird gestützt durch experimentelle Ergebnisse, so z. B. durch die Messungen von $\gamma_{\nu p} \rightarrow \rho^0 p$ (Ec73). In diesem Fall ist es wegen der Helizitätserhaltung im s -Kanal möglich, mit Hilfe

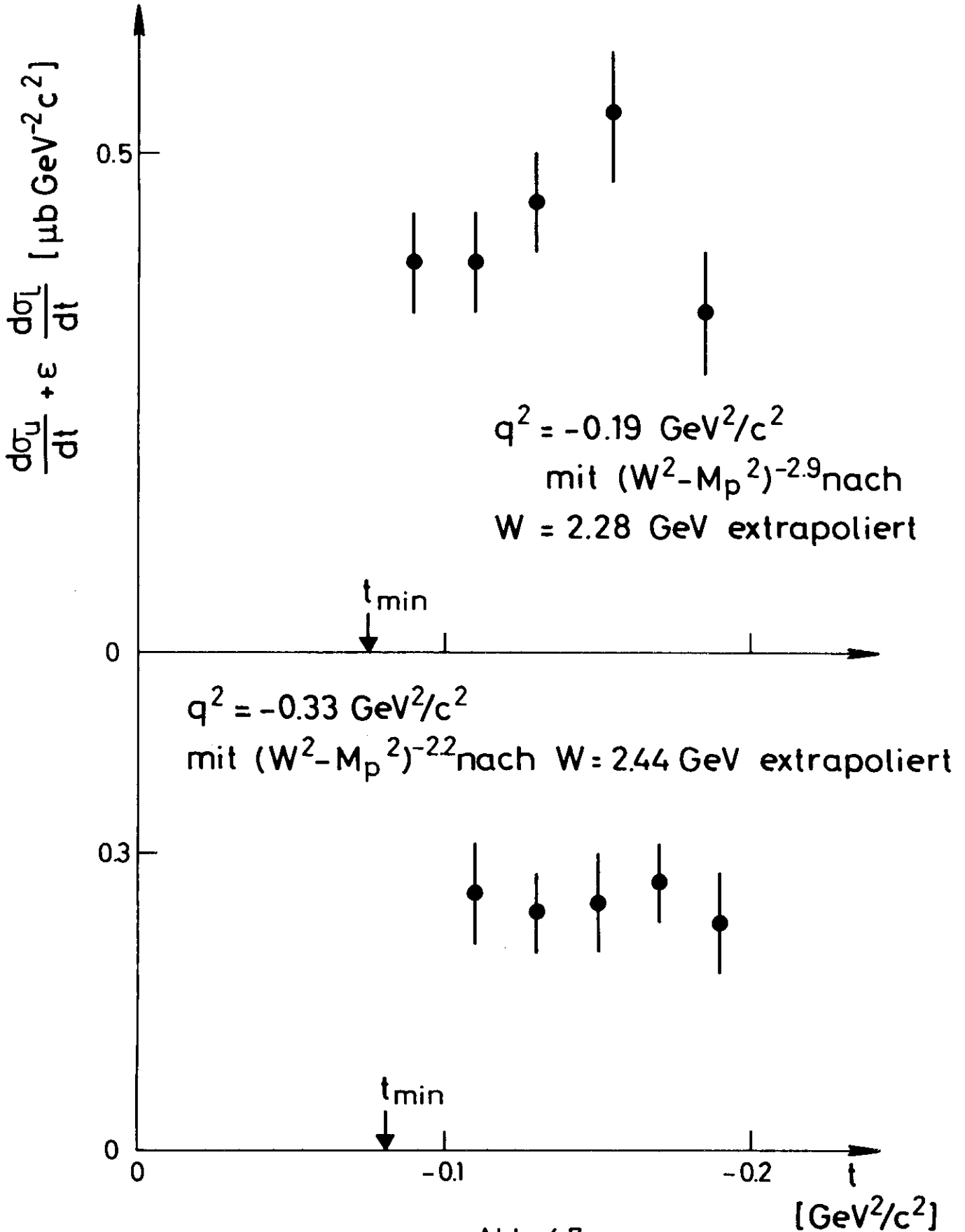


Abb. 4.7

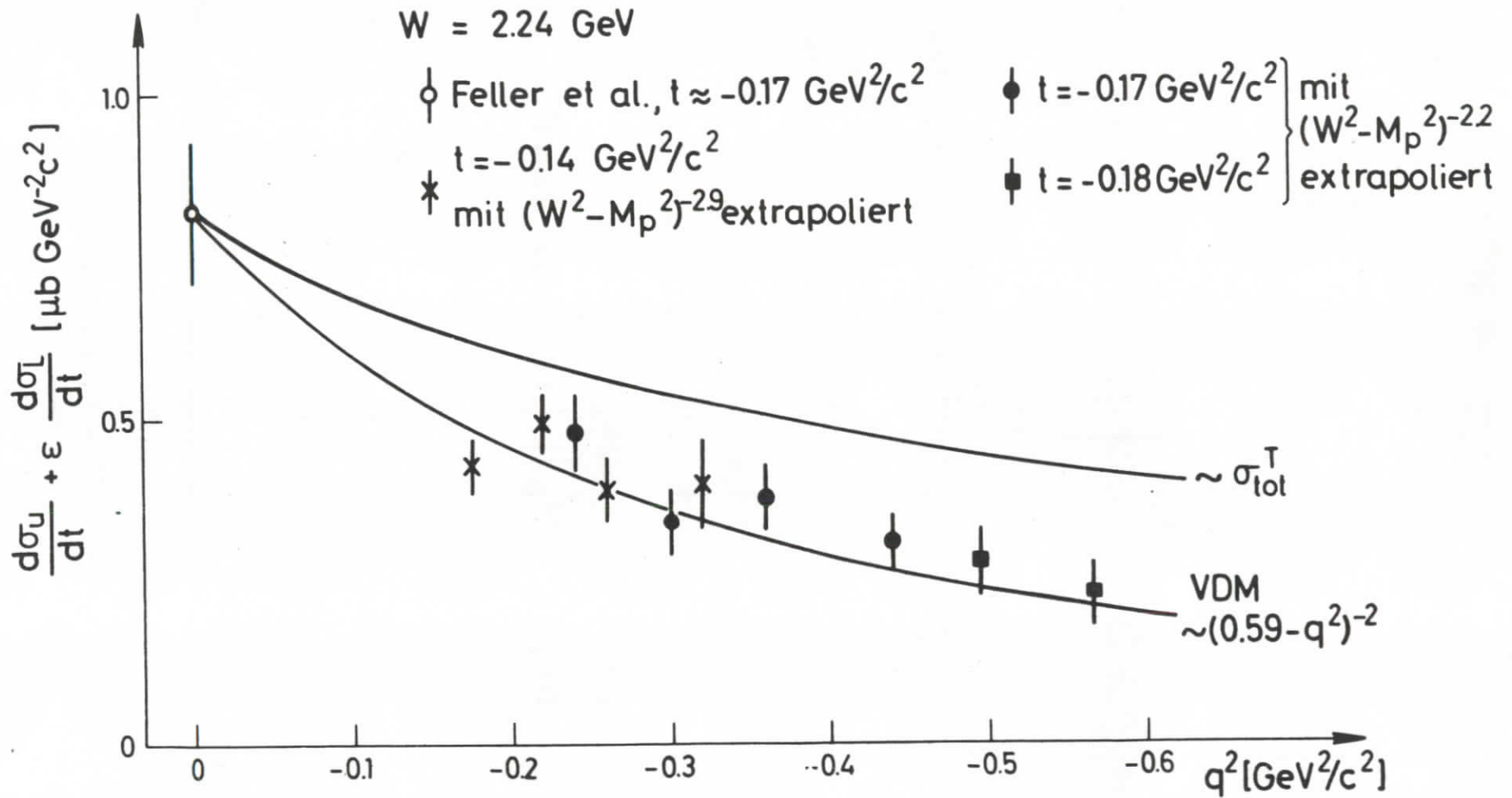


Abb. 4.8

der Zerfallswinkelverteilung der π -Mesonen die transversale und longitudinale Wirkungsquerschnittskomponente voneinander zu trennen. Der q^2 -Verlauf der transversalen Komponente kann mit der Vektormeson-Dominanz-Vorhersage beschrieben werden.

Es erscheint daher plausibel, auch im vorliegenden Fall $d\sigma_u/dt \sim (m_\rho^2 - q^2)^{-2}$ anzunehmen. Unter dieser Voraussetzung kann man schließen, daß für die Reaktion $\gamma_{\nu p} \rightarrow K^+\Lambda$ $d\sigma_L/dt$ etwa gleich groß wie $d\sigma_u/dt$ im Bereich $|q^2| < 0.6 \text{ GeV}^2/c^2$ ist. Selbst die Annahme, daß sich $d\sigma_u/dt$ in Abhängigkeit von q^2 wie der totale transversale Wirkungsquerschnitt verhält, weist auf das Vorhandensein einer longitudinalen Wirkungsquerschnittskomponente hin. Hingegen hat es den Anschein, daß im Falle der $K^+\Sigma^0$ -Erzeugung longitudinale Photonen kaum zum Wirkungsquerschnitt beitragen.

Dieses Ergebnis läßt sich untermauern, wenn man davon ausgeht, daß $d\sigma_L/dt$ analog zur π^+ n-Elektroproduktion durch den K-Austausch im t-Kanal bestimmt wird. Denn unter dieser Voraussetzung ist $d\sigma_L/dt$ den Kopplungskonstanten g_{KNA}^2 bzw. $g_{KN\Sigma}^2$ proportional. Aus SU(3)-Vorhersagen und Analysen von Meßergebnissen (Eb70) geht hervor, daß $g_{KN\Sigma}^2$ um vieles kleiner ist als g_{KNA}^2 . Spielt nun der K-Austausch eine Rolle, so müßte der Wirkungsquerschnitt für die $K^+\Sigma^0$ -Erzeugung erheblich kleiner als der für die $K^+\Lambda$ -Erzeugung sein. Die vorliegenden Daten zeigen ein solches Verhalten. Hingegen ist in der Photoproduktion (Bo69), deren Analyse (Ca70, Mi71) keinen dominanten K-Austausch ergab, das Verhältnis von $K^+\Sigma^0$ - zu $K^+\Lambda$ -Wirkungsquerschnitten etwa gleich eins, bei $W < 3.5 \text{ GeV}$ (Jo70, Fe72, Bu73) liegt es zwischen einhalb und eins. Es ist somit immer größer als in der Elektroproduktion (siehe auch Br72).

4.2.2. Vergleich mit anderen Ergebnissen aus der Photo- und Elektroproduktion

Vergleicht man die hier gewonnenen Wirkungsquerschnitte mit Ergebnissen aus der Photoproduktion (Bo69, Bu73), so zeigt sich in dem vom vorliegenden Experiment überstrichenen t -Intervall überall der gleiche praktisch konstante Verlauf des Wirkungsquerschnitts mit t .

Dagegen ist das hier gefundene W -Verhalten, vor allem das der $K^+\Lambda$ -Erzeugung, steiler als in der Photoproduktion (Bo69, Fe72). Unter der Annahme eines merk- baren Beitrages von $d\sigma_L/dt$ rührt diese Steilheit zu einem gewissen Teil aber davon her, daß hier ϵ , das als Faktor vor $d\sigma_L/dt$ steht, mit wachsendem W kleiner wird. Diese Überlegung kann aber nicht die Diskrepanz zu dem bei CEA (Br72) für die Elektroproduktion gefundenen W -Verhalten erklären.

Die eben erwähnten bei CEA gemessenen Wirkungsquerschnitte zur $K^+\Lambda$ -Elektropro- duktion liegen etwa 25 % über den hier vorgelegten Daten. Dies ist jedoch eben- falls durch unterschiedliche ϵ -Werte in den beiden Experimenten in Verbindung mit dem Vorhandensein eines Beitrages von $d\sigma_L/dt$ zum Teil erklärbar. Trotz der differierenden Details ist aber das wichtigste Ergebnis der $K^+\Lambda$ - und $K^+\Sigma^0$ -Elek- troproduktion, nämlich der durch das unterschiedliche q^2 -Verhalten des Λ - und Σ^0 -Wirkungsquerschnitts nahegelegte Hinweis auf einen Beitrag von $d\sigma_L/dt$ zur $K^+\Lambda$ -Erzeugung, in allen drei bisher durchgeführten Experimenten (Br72, Az73, Be74) zu finden.

4.2.3. Vergleich mit einem Regge-Modell

Levy, Majerotto und Read (Le73) entwickelten ein Modell zur Beschreibung der Photoproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$, wobei sie nicht oder nicht genau bekannte Parameter durch Anpassung an die Daten von Boyarski et al. (Bo69) bestimmten. Dieses Modell beschreibt den Verlauf des Photoproduktions-Wirkungsquerschnitts

in Abhängigkeit von t gut, ergibt jedoch für kleine W zu niedrige Werte für den Wirkungsquerschnitt. Die Autoren sind daher der Meinung, daß ihr für die Elektroproduktion erweitertes Modell bei W ungefähr gleich 2.2 GeV keine guten quantitativen Voraussagen machen sollte. Darüber hinaus bestünde das Problem, inwieweit die Regge-Theorie bei derart niedrigen Energien überhaupt Gültigkeit besitzt.

Trotz dieser Einschränkungen soll ein Vergleich zwischen diesem Modell und den gemessenen Daten versucht werden. Dabei ist zu bemerken, daß das Modell das Größenordnungsverhältnis zwischen $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ im Falle der $K^+\Lambda$ -Erzeugung und $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ für die $K^+\Sigma^0$ -Erzeugung wiedergibt. Auch wird vom Modell in Übereinstimmung mit obigen Überlegungen zum Experiment für die $K^+\Lambda$ -Produktion ein größerer Beitrag des longitudinalen virtuellen Photons vorhergesagt als für die $K^+\Sigma^0$ -Produktion.

Die zum Teil relativ großen Beträge für $|d\sigma_I/dt|$ und $|d\sigma_P/dt|$, die das Modell ergibt, können vom Experiment nicht bestätigt werden. $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ wird für die $K^+\Lambda$ -Erzeugung vom Modell um etwa einen Faktor zwei zu klein errechnet, worauf auch die Autoren bei ihrem Vergleich mit den CEA-Daten bereits hingewiesen haben.

5. Zusammenfassung

Die Elektroproduktion von $K^+\Lambda$ und $K^+\Sigma^0$ an Protonen wurde mit Funkenkammer-spektrometern großer Akzeptanz untersucht. Das gestreute Elektron und das erzeugte K^+ -Meson wurden in Koinzidenz nachgewiesen. Die Identifizierung des Kaons erfolgte mit Hilfe einer Flugzeitmessung.

Es wurden Wirkungsquerschnitte in den folgenden kinematischen Bereichen ermittelt: $|q^2| = 0.1 - 0.6 \text{ GeV}^2/c^2$, $W = 2.0 - 2.7 \text{ GeV}$, $|t| = |t_{\min}|$ bis $|t_{\min}| + 0.15 \text{ GeV}^2/c^2$. In einem Teil dieses Bereiches konnten mit Hilfe der ϕ_{Kq} -Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnitts die Wirkungsquerschnittskomponenten $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$, $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ voneinander getrennt werden. Für den übrigen kinematischen Bereich wurde ein von $\phi_{Kq} = -60^\circ$ bis $\phi_{Kq} = +60^\circ$ gemittelter Wirkungsquerschnitt angegeben, der aber in guter Näherung mit $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ gleichgesetzt werden kann.

$d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ ist in beiden Reaktionen die dominierende Wirkungsquerschnittskomponente. $d\sigma_I/dt$ und $d\sigma_P/dt$ sind innerhalb der statistischen Fehler fast immer mit Null verträglich, ihr Betrag macht im Mittel etwa 10 % von $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ aus. Ausgehend vom jeweiligen Photoproduktions-Wirkungsquerschnitt fällt mit wachsendem $|q^2|$ der $K^+\Lambda$ -Wirkungsquerschnitt sehr flach, der $K^+\Sigma^0$ -Wirkungsquerschnitt dagegen steiler, und zwar wie $\sim (m_p^2 - q^2)^{-2}$, ab. Dies kann als Hinweis auf einen merkbaren Beitrag von $d\sigma_L/dt$ zur $K^+\Lambda$ -Erzeugung und damit auf das Vorhandensein des K-Austausches aufgefaßt werden. Der Verlauf von $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_L/dt$ in Abhängigkeit von t ist innerhalb der statistischen Fehler mit einer konstanten Funktion verträglich. Der Wirkungsquerschnitt fällt mit wachsendem W relativ steil ab.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit einem Regge-Modell ergibt zwar keine quantitative Übereinstimmung, doch werden die Größenordnungsverhältnisse zwischen $d\sigma_u/dt$ und $d\sigma_L/dt$ für die $K^+\Lambda$ - bzw. $K^+\Sigma^0$ -Erzeugung qualitativ ganz gut wiedergegeben.

Literaturangaben

- Az73 T. Azemoon et al., Konferenzbeitrag zum VI. International
Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies,
Bonn 1973
- Ba72 B. Bartoli, F. Felicetti, V. Silvestrini, Riv. Nuovo Cimento 2,
241 (1972)
- Be64 S.M. Berman, Phys. Rev. 135, 1249 (1964)
- Be66 U. Becker, K.H. Höhne, J. Weber, DESY 66/25 (1966)
- Be72 F.A. Berends, R. Gastmans, Phys. Rev. D5, 204 (1972)
- Be74 C.J. Bebek, et al., Phys. Rev. Lett. 32, 21 (1974)
- Bl70 A. Bleckmann et al., Zeitschr. f. Physik 239, 1 (1970)
- Bo69 A.M. Boyarski et al., Phys. Rev. Lett. 22, 1131 (1969)
- Br71 C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 26, 987 (1971)
- Br72 C.N. Brown et al., Phys. Rev. Lett. 28, 1086 (1972)
- Bu73 H. Burfeindt et al., Konferenzbeitrag zum VI. International
Symposium on Electron and Photon Interactions at High Energies,
Bonn, 1973
- Ca65 C. de Calan, G. Fuchs, Nuovo Cimento 38, 1594 (1965)

- Ca70 A. Capella, J. Tran Thanh Van, Nuovo Cimento Lett. 4, 1199 (1970)
- Da74 I. Dammann, Dissertation, Interner Bericht DESY F32-74/1 (1974)
- De72 R.C.E. Devenish, D.H. Lyth, Phys. Rev. D5, 47 (1972)
- Dr71 C. Driver et al., Nucl. Phys. B30, 245 (1971)
- Eb70 G. Ebel et al., Springer Tracts in Mod. Phys. 55, 239 (1970)
- Ec73 V. Eckardt et al., Nucl. Phys. B55, 45 (1973)
- Fe72 P. Feller et al., Nucl. Phys. B39, 413 (1972)
- Fu70 T. Fujii et al., Phys. Rev. D2, 439 (1970)
- Gu72 F. Gutbrod, G. Kramer, DESY 72/30 (1972)
- He71 K. Heinloth, Vorlesung anlässlich der Herbstschule für Hochenergiephysik, Maria Laach, 1971
- He73 G. Hemmie, Interner Bericht DESY S1-73/2 (1973)
- Ho71 G. Hofmann, Dissertation, Interner Bericht DESY F32-71/2 (1971)
- Jo70 P. Joos, Compilation of Photoproduction Data above 1.2 GeV, DESY-HERA 70-1 (1970)
- Ju73 G. Julga, Diplomarbeit, Hamburg 1973
- Ka71 P. Karow, Dissertation, Interner Bericht DESY F32-71/1 (1971)

- Le73 N. Levy, W. Majerotto, B.J. Read, Nucl. Phys. B55, 493 und 513 (1973)
- Mi71 C. Michael, R. Odorico, Phys. Lett. 34B, 422 (1971)
- Ra71 J. Rathje, Dissertation, Interner Bericht DESY F32-71/3 (1971)
- Sa69 J.J. Sakurai, Phys. Rev. Lett. 22, 981 (1969)

Den Herren Professoren E. Lohrmann und G. Weber bin ich für die Förderung dieser Arbeit zu Dank verpflichtet. Allen Mitgliedern der Gruppe F32 möchte ich für die hervorragende Zusammenarbeit und Hilfestellung während des Experimentes danken. Darüber hinaus gilt vor allem mein Dank den Herren T. Azemoun, D. Lüke, G. Specht und D. Schmidt für viele klärende Gespräche, Frau R. Siemer für das Schreiben der Arbeit und Frau B. Nissen für das Anfertigen der Abbildungen. Allen anderen Gruppen bei DESY, die die Durchführung und Auswertung des Experiments überhaupt erst ermöglichten, sei ebenfalls an dieser Stelle herzlich gedankt.

Die dieser Arbeit zugrundeliegenden Messungen entstanden im Rahmen des Experimentierprogramms der Gruppe F32 am Deutschen Elektronen-Synchrotron DESY in Hamburg.

Ich versichere, daß ich diese Arbeit selbständig angefertigt und ausschließlich zitierte Arbeiten als Quellen herangezogen habe.

LEBENS LAUF

=====

Geburtsdatum: 25.8.1946 in Graz/Österreich

Eltern: Dr. Fritz Janata und Dr. Gertrud Janata geb. Kurz

Schulbildung: Volksschule: 1952 bis 1956 in Hallein bei Salzburg
Gymnasium: 1956 bis 1964 in Wien
Abitur am 29.5.1964
Physikstudium: 1964 bis 1970 an der Technischen Hochschule in Wien
1. Staatsprüfung (entspricht Vordiplom)
am 8.4.1967
Diplomarbeit aus theoretischer Physik über
das Thema "Phasenübergänge"
2. Staatsprüfung (Diplom) am 16.11.1970

Berufliche Tätigkeit: Vom 15.3.1971 bis 24.4.1974 wissenschaftlicher Mitarbeiter
beim Deutschen Elektronen-Synchrotron in Hamburg, Mitarbeit
an Experimenten zur Elektroproduktion oberhalb des Resonanz-
bereiches
Seit 25.4.1974 wissenschaftlicher Assistent an der Gesamt-
hochschule Wuppertal

Familienstand: Verheiratet seit 11.12.1970 mit Eva Janata geb. Ponweiser