

KfK 2736
Dezember 1978

**Messung des differentiellen
Wirkungsquerschnittes der
Reaktion $\pi^- p \rightarrow \eta n$ bei
Pionimpulsen von
15, 25 und 40 GeV/c**

M. Krüger
Institut für Kernphysik

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

INSTITUT FÜR KERNPHYSIK

KfK 2736

Messung des differentiellen Wirkungsquerschnittes
der Reaktion $\pi^- p \rightarrow \eta n$ bei Pionimpulsen
von 15, 25 und 40 GeV/c *

Manfred Krüger

* von der Fakultät für Physik der Universität Karlsruhe genehmigte
Dissertation

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

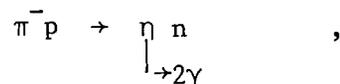
Diese Arbeit wurde mit Sondermitteln des Bundesministeriums für Forschung
und Technologie gefördert.

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

ZUSAMMENFASSUNG

Berichtet wird über die Untersuchung der Reaktion



die bei den Pionimpulsen von 15, 25 und 40 GeV/c in einem Hochstatistikexperiment gemessen wurde. Zum Nachweis der γ -Quanten vom η -Zerfall wurde ein Spektrometer aus Eisenplatten und Szintillationszählern verwendet.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion konnten bei 25 und 40 GeV/c bis zu sehr hohen Viererimpulsüberträgen ($-t \approx 3$ bzw. 4 $(\text{GeV}/c)^2$) bestimmt werden. Beim Übergang von mittleren zu hohen Viererimpulsüberträgen ($-t \approx 1$ $(\text{GeV}/c)^2$) wird eine drastische Änderung im Verlauf der Wirkungsquerschnitte beobachtet.

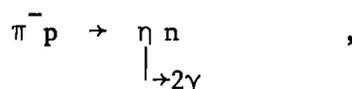
Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden im Rahmen des Regge-Pol-Modells interpretiert. Der aus den Daten ermittelte Trajektorienverlauf wird bis $-t \approx 1.1$ $(\text{GeV}/c)^2$ gut mit einer Geraden in $-t$ beschrieben, die für $t > 0$ nahezu durch den A_2 -Punkt verläuft. Bei hohen Impulsüberträgen weichen die Trajektorienwerte jedoch stark von diesem linearen t -Verhalten ab. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Erzeugung werden mit den differentiellen Wirkungsquerschnitten von Ladungsaustauschreaktionen im Rahmen der SU(3)-Symmetrie in Summenregeln verknüpft. Die aufgrund der Summenregeln zu erwartende t -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte wird von den Daten bestätigt.

In einem Impact Parameter Modell werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte bei mittleren und hohen Impulsüberträgen interpretiert. Der Imaginärteil des Impact Parameters, der aus den Wirkungsquerschnitten bestimmt wird, zeigt die gleiche Energieabhängigkeit, wie sie auch bei anderen Reaktionen gefunden wurde.

Measurement of the Differential Cross Section of the Reaction
 $\pi^- p \rightarrow \eta n$ at Pion-Momenta of 15, 25 and 40 GeV/c

ABSTRACT

We report on a study of the reaction



which was measured in a high statistics experiment at pion-momenta of 15, 25 and 40 GeV/c. For the detection of the γ 's from η -decay a spectrometer consisting of iron-plates and scintillation counters was used.

The differential cross sections of this reaction at 25 and 40 GeV/c could be determined up to very high four-momentum transfers ($-t \approx 3$ and 4 (GeV/c)², resp.). In the region of medium to high momentum transfers ($-t \approx 1$ (GeV/c)²) a break in the behaviour of the differential cross sections is observed.

The differential cross sections are interpreted within the framework of the Regge pole model. The trajectory determined from the data is well described by a linear dependence in $-t$ up to $-t \approx 1.1$ (GeV/c)² and goes nearly through the A_2 point for $t > 0$. However at high momentum transfers the trajectory deviates strongly from this linear t -dependence.

The differential cross sections of the η -production are connected with the differential cross sections of charge exchange reactions by sum rules within the framework of SU(3)-symmetry. The t -dependence of the cross sections expected from application of the sum rules is confirmed by the data.

The differential cross sections at medium and high momentum transfers are interpreted within an impact parameter model. The imaginary part of the impact parameter determined from the cross sections shows the same energy dependence as it was found from the study of other reactions.

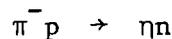
INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. EINLEITUNG	1
2. AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS	4
2.1 Das Meßprinzip	4
2.2 Beschreibung der Apparatur	5
2.2.1 Der Strahl	5
2.2.2 Die Wechselwirkungszone	7
2.2.3 Nachweis der Endzustände	9
2.3 Datennahme und Kontrolle des Experiments	11
3. ANALYSE DER DATEN	13
3.1 Die Rohdatenanalyse	13
3.1.1 Eichung des γ -Detektors	13
3.1.2 Kontrolle der Detektorelektronik	14
3.1.3 Die γ -Schauer-Erkennung	15
3.1.4 Rekonstruktion des vollständigen Ereignisses - kinematischer Fit	18
3.2 Analyse der 2γ -Ereignisse	19
3.3 Korrekturen	27
3.3.1 t-unabhängige Korrekturen	30
3.3.2 t-abhängige Korrekturen	38
3.4 Störreaktionen	42
3.4.1 Inklusive η -Erzeugung	44
3.5 Das Auflösungsvermögen des γ -Detektors	53
3.5.1 Ortsauflösung	54
3.5.2 Energieauflösung	57
4. DIE WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER ETAPRODUKTION	61
4.1 Die totalen Wirkungsquerschnitte	61
4.2 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte	63
4.3 Theoretische Deutung der Daten	71

	Seite
4.3.1 Das Regge-Modell	71
4.3.2 SU(3)-Summenregeln	77
4.3.3 Das Impact Parameter Modell	80
5. ZUSAMMENFASSUNG	84
ANHANG A: Eichung des γ -Detektors	86
A.1 Relativeichung der Zähler	86
A.2 Absoluteichung des γ -Detektors	97
Anhang B: Kinematische Größen	98
LITERATURVERZEICHNIS	101

1. EINLEITUNG

Unter Prozessen, die durch die starke Wechselwirkung bestimmt werden, nehmen Ladungsaustauschreaktionen eine ausgezeichnete Stellung ein. Insbesondere sind Prozesse, wie die hier untersuchte Reaktion



von Interesse, da aufgrund der beteiligten Teilchen die ausgetauschten Quantenzahlen eindeutig festgelegt sind. Für phänomenologische Modellansätze, auf die man bei der starken Wechselwirkung (WW) angewiesen ist, stellen diese relativ einfachen Reaktionen daher ein wichtiges Prüffeld dar.

Im Rahmen der phänomenologischen Deutung von Hochenergiereaktionen wurde eine Anzahl von Modellvorstellungen entwickelt, die insbesondere die Beschreibung der Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von den Variablen s und $-t$ zum Ziel haben. Die relativistisch invarianten Größen s und $-t$ bezeichnen hierbei das Quadrat der Schwerpunktsenergie bzw. das Quadrat des Viererimpulsübertrages. Die Modelle erfassen jeweils Teilaspekte der Eigenschaften der Ladungsaustauschreaktionen.

Über die Energieabhängigkeit der Wirkungsquerschnitte macht das Regge-Pol-Modell¹⁾ eine Aussage. Bei hohen Energien sollten die Amplituden der s -Kanal-Streuung durch den Austausch eines Poles im t -Kanal dominiert werden (s. Fig. 1). Aufgrund der übertragenen Quantenzahlen im t -Kanal kann dieser Pol mit beobachtbaren Teilchen in Verbindung gebracht werden. Im Falle der obigen Reaktion können im t -Kanal die Quantenzahlen $I=1$, $G=-1$ und $J^P = 2^+, 4^+, \dots$ ($I =$ Isospin, $G = G$ -Parität, $J =$ Spin, $P =$ Parität) ausgetauscht werden. Mit $J^P = 2^+$ sind dies die Quantenzahlen des A_2 -Mesons. Man spricht daher von A_2 -Austausch, der diese Reaktion dominieren sollte. In diesem Austauschbild wird ein einfaches Potenzverhalten der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie vorhergesagt.

Auf der Klassifizierung von Teilchen mit gleichem Spin und gleicher Parität basiert das Konzept der $SU(3)$ -Symmetrie²⁾. Aufgrund von Ladung, Isospin und Hyperladung ergeben sich die Anordnungsschemata der Teilchen in

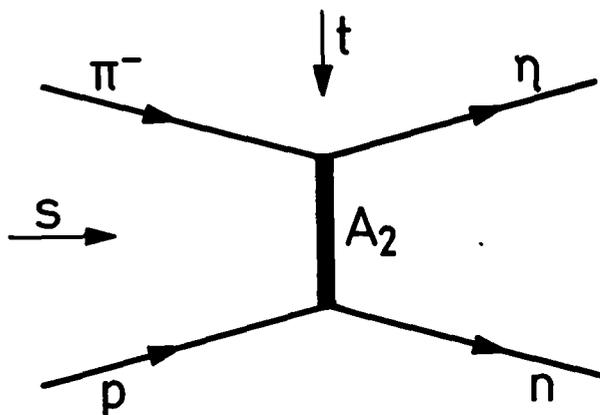


Fig. 1.1: Regge-Pol Austausch im t-Kanal

Multipletts. Das η -Meson gehört dem Meson-Oktett mit $J^P = 0^-$ an, dessen weitere Mitglieder π^\pm , π^0 , K^\pm , K^0 und \bar{K}^0 sind. Mit Hilfe von SU(3)-Symmetrie können in dieser Darstellung die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \eta n$, $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $K^- p \rightarrow K^0 n$ und $K^+ n \rightarrow K^0 p$ verknüpft werden, was zu sogenannten Summenregeln führt. Die Summenregeln enthalten keine freien Parameter.

Die Interpretation der differentiellen Wirkungsquerschnitte bei mittleren bis hohen Impulsüberträgen ist innerhalb eines Impact Parameter Modells³⁾ möglich. Die Impact Parameter Darstellung der Streuamplituden führt zu einer Beschreibung der Wirkungsquerschnitte, die durch einen einzigen komplexen Pol bestimmt wird. Mit Hilfe dieses Pols sollten nicht nur die differentiellen Wirkungsquerschnitte der obigen Reaktion beschreibbar sein, sondern auch die Wirkungsquerschnitte einer Anzahl weiterer Reaktionen.

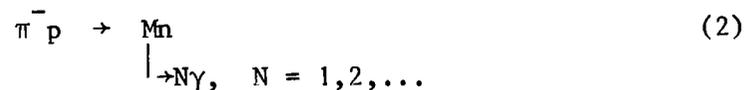
In dem vorliegenden Experiment wurden die η 's über den 2γ -Zerfall nachgewiesen, d.h. es wurde ausschließlich die Reaktion

$$\pi^- p \rightarrow \eta n \quad (1)$$

|
→ 2γ

gemessen (wir werden sie im folgenden häufig als Etaproduktion bezeichnen). Diese Reaktion wurde in der Vergangenheit mehrfach, meistens bei kleineren Energien untersucht. Zum Nachweis der γ -Quanten des η 's wurden in der Regel optische Funkenkammern verwendet. Bei diesem Experiment diente ein Spektrometer aus Szintillationszählern zum Nachweis der γ -Quanten. Die Vorteile dieser neuen Meßtechnik bestehen in dem guten Orts- und Energieauflösungsvermögen dieses Detektors, sowie der Möglichkeit der Messung hoher Ereigniszahlen und der Auswertung der Ereignisse mit dem Computer. Der Detektor wies zudem eine große empfindliche Fläche auf. Diese experimentellen Fakten ermöglichten die Messung der differentiellen Wirkungsquerschnitte mit guter Statistik über einen großen Bereich des Viererimpulsübertrages $-t$. Die oben erwähnten Modelle können daher aufgrund dieser Messung bei hohen Energien sehr gut untersucht werden, wobei insbesondere der Bereich hoher Impulsüberträge bei der Etaproduktion zum ersten Mal studiert werden kann.

Dieser Arbeit liegt ein Hochstatistikexperiment zugrunde, in dem neutrale Endzustände der Reaktion



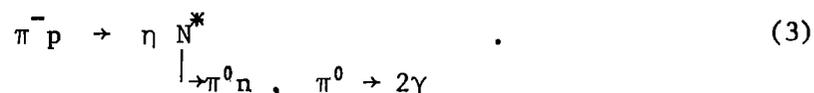
gemessen wurden. Das Experiment wurde in Kollaboration mit Gruppen aus Karlsruhe, Pisa, Serpukhov und Wien in den Jahren 1972-75 am 76 GeV Protonenbeschleuniger in Serpukhov (UdSSR) durchgeführt.

2. AUFBAU UND DURCHFÜHRUNG DES EXPERIMENTS

2.1 Das Meßprinzip

In dem hier beschriebenen Experiment wurden sowohl der Anfangszustand der Reaktion (1) als auch die Richtungen und Energien der γ -Quanten gemessen. Die kinematischen Größen des Neutrons lassen sich dann mit Energie- und Impulssatz ausrechnen. Dieser Prozeß ist damit kinematisch vollständig bestimmt.

Zur Ermittlung des Anfangszustandes werden die negativen Strahlteilchen (mit definiertem Impuls) nach der Teilchenart untersucht und ihre Richtung gemessen. Sie treffen auf ein Target mit flüssigem Wasserstoff, in dem sie Čerenkov-Licht aussenden. Der Trigger stellt die Bedingung, daß nur neutrale Teilchen im Endzustand vorhanden sind. In diesem Fall kann man aus der Höhe des Čerenkov-Lichts den Wechselwirkungsort bestimmen. Die beiden γ -Quanten der Reaktion (1) werden bei diesen hohen Energien fast ausschließlich nach vorne emittiert. Weitere, im Targetbereich zur Seite emittierte γ 's sind ein Indiz für inelastische Reaktionen, wie



Zur Registrierung dieses Untergrundes ist das Target von einem Zählersystem umgeben, das aus Blei- und Szintillatorplatten aufgebaut ist.

Die in Vorwärtsrichtung fliegenden γ 's werden mit einem Hodoskopspektrometer nachgewiesen, das aus Eisenplatten und Szintillationsstäben besteht.

Aus den elektromagnetischen Schauern der im Eisen konvertierenden γ 's werden deren Orte und Energien bestimmt. Mit diesen beiden Größen besitzt man Kenntnis über die Masse des zerfallenden Teilchens und dessen Streuwinkel im Bezug auf die Richtung des Strahlteilchens.

Der γ -Detektor ermöglicht die Aufnahme hoher Ereignisraten innerhalb kurzer Zeiten, so daß insbesondere die differentiellen Wirkungsquerschnitte (WQ) über viele Größenordnungen und mit sehr guter Genauigkeit vermessen werden können.

2.2 Beschreibung der Apparatur

In der folgenden Beschreibung der Apparatur behandeln wir deren wesentlichste Aspekte. Einzelne Meßtechniken werden teilweise etwas ausführlicher erwähnt, sofern bei der weiteren Diskussion darauf direkt Bezug genommen wird. Detailliertere Beschreibungen sind in der zitierten Literatur zu finden. Der Aufbau der Apparatur ist in Fig. 2.1 schematisch wiedergegeben.

2.2.1 Der Strahl

Der Strahl⁴⁾, an dem dieses Experiment durchgeführt wurde, besteht aus negativen Sekundärteilchen, die durch Beschuß eines internen Beryllium-Targets mit den auf 70 GeV/c beschleunigten Protonen des Serpukhov-Synchrotrons erzeugt werden. Die Teilchen werden, innerhalb der Breite von $\frac{\Delta p}{p} = 0.5\%$, impulsselektiert. Ein System von Führungsmagneten transportiert den Strahl über eine Strecke von 150 m in den Meßbereich der Apparatur.

Quadrupollinsen (L_{25}, L_{26} in Fig. 2.1) fokussieren den Strahl auf das Target, der im Targetbereich einen Durchmesser von ca. 1 cm aufweist. Szintillationszähler (S_1-S_7, S_H) bilden das Strahlteleskop, das zur Definition des Strahls und zur Messung der Monitorrate dient. Die Ermittlung der Teilchenart erfolgt mit vier Gas-Schwellen-Cerenkov-Zählern ($C_1^V-C_4^V$), wobei zwischen π^- , K^- , \bar{p} und e^- unterschieden werden kann; bei 40 GeV/c waren sie anteilmäßig zu ca. 96.2, 2, 0.3 und 0.3% im Strahl vorhanden (μ^- : 1.2%). Die Richtung der einlaufenden Teilchen wird mit zwei Proportionalkammern (PC1, PC2) und einem Szintillationshodoskop (SHO) gemessen; die Genauigkeit beträgt 0.3 mrad.

Die Meßläufe wurden bei Strahlintensitäten bis zu $10^6 \pi^-/s$ durchgeführt. Bei einer durchschnittlichen Spilllänge von 1.4 s ergab dies eine Rate von ca. 100 neutralen Ereignissen pro Spill (bei 40 GeV/c).

Zur Eichung des γ -Detektors wurden Meßläufe durchgeführt, bei denen der Strahl aus Müonen bestand. Hierbei wurden Müonen verwendet, die bei π^- -Zer-

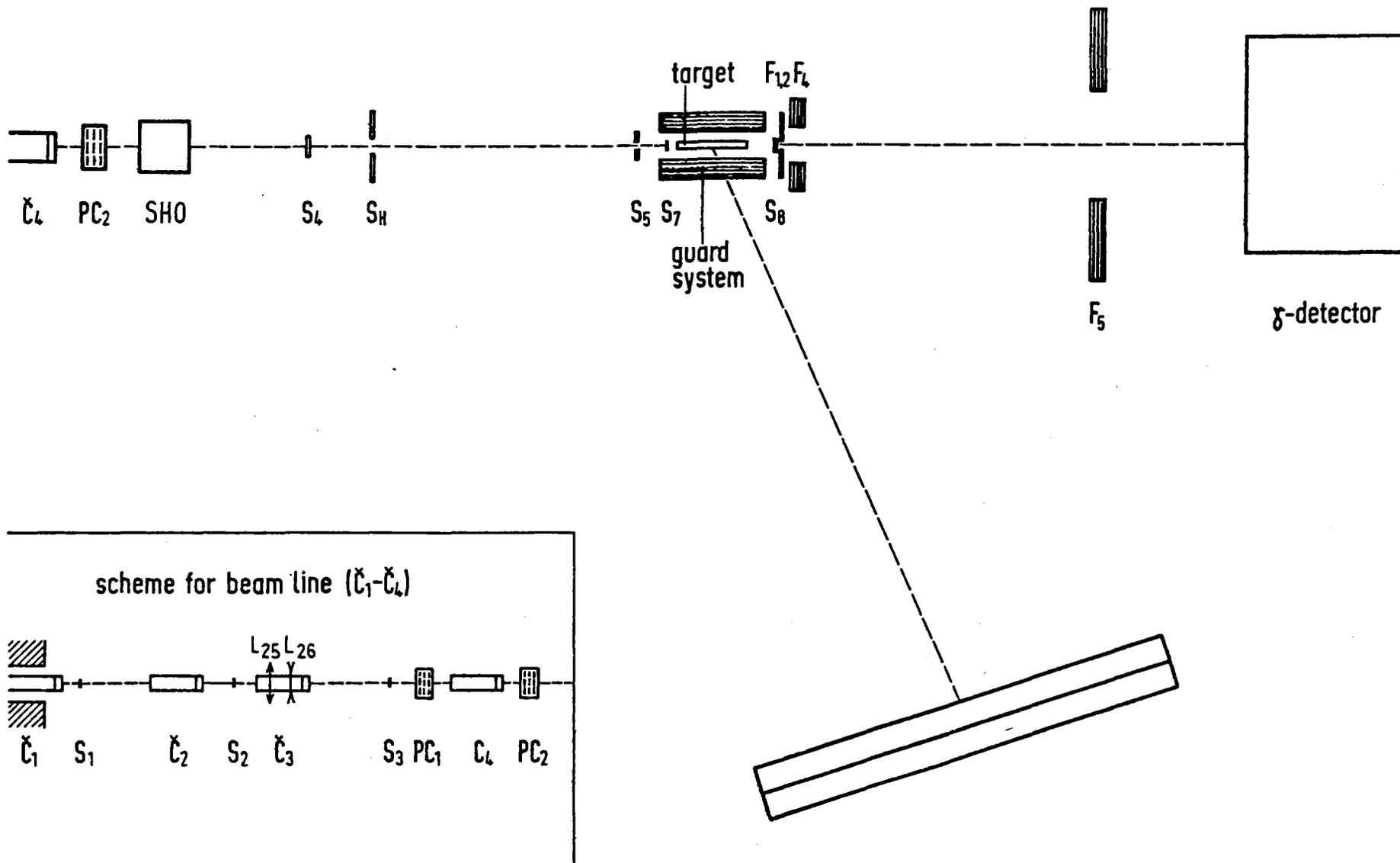


Fig. 2.1: Schematische Darstellung des Experimentaufbaus

fällen ($\pi^- \rightarrow \mu^- \nu_\mu$) im vorderen Bereich der Transportstrecke entstanden sind. Die Müonen werden mit einem der letzten Magnete (in Fig. 2.1 nicht eingezeichnet; er steht strahlaufwärts vor \check{C}_1) so abgelenkt, daß nur sie zur Meßapparatur gelangen, während die nicht zerfallenen, energiereicheren π^- die Apparatur nicht erreichen. Die Linsen L_{25}, L_{26} defokussieren den Müonstrahl derart, daß die gesamte empfindliche Fläche des γ -Detektors überstrichen wird.

2.2.2 Die Wechselwirkungszone

Als Wechselwirkungszone bezeichnen wir einen Bereich, der neben dem Target selbst auch alle Zähler einschließt, die zur Selektion neutraler Endzustände dienen. D.h. außerhalb dieser Zone werden nur neutrale Teilchen nachgewiesen.

Das (Čerenkov-) Target⁵⁾ besteht aus einem Zylinder aus aluminisiertem Mylar von 40 cm Länge und 2.5 cm Durchmesser, der mit flüssigem Wasserstoff gefüllt ist. Ein- und Austrittsfenster des Targets werden von 0.12 mm starker Mylarfolie gebildet. Hinter dem Austrittsfenster befindet sich ein Spiegel, der das Čerenkov-Licht, das von den einlaufenden Teilchen im Wasserstoff emittiert wird, auf einen Photomultiplier lenkt. Im Falle einer neutralen WW wird aus der gemessenen Lichtintensität, die ein Maß für das vom π^- durchlaufene Wegstück ist, die z-Koordinate des WW-Ortes bestimmt; die Genauigkeit beträgt ± 4 cm⁶⁾.

Vier Zählerblöcke, die seitlich um das Target herum angeordnet sind, bilden das Guard-System. Jeder der Blöcke ist sandwichartig aus sechs Szintillator- und fünf Bleiplatten (von je 1 r.l.) aufgebaut. Dieses Guard-System besitzt zwei Funktionen:

- i) die innerste Szintillatorschicht (S_{in}) stellt einen Antizähler gegen geladene Teilchen dar, dessen Signal bei der Triggerentscheidung miteingeschlossen ist;

- ii) die zweite Funktion besteht in der Registrierung von γ -Quanten aus Untergrundreaktionen (wie der Reaktion (3)). Hierzu dienen die weiteren 20 Szintillationszähler (je 5 pro Block), mit denen die im Blei konvertierenden γ 's nachgewiesen werden. Die Pulshöhen der Zähler werden bei jedem Ereignis ausgelesen und der späteren Analyse zugänglich gemacht. Gleichzeitig werden sie elektronisch zu einer Ja/Nein-Information für das Ansprechen dieser Zählergruppe verarbeitet (Guard-Pattern). Diese Signale sind nicht in die Triggerbedingung miteinbezogen*.

Zur Eichung der Guard-System-Zähler wurden Mionen der Höhenstrahlung benutzt.

Da das bei der Etaproduktion entstehende Neutron ebenfalls mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit im Guard-System wechselwirkt, wird ein Bruchteil guter Ereignisse verworfen. Dieser Ereignisverlust wird mit der "Neutron-Korrektur" berücksichtigt.

Die Wechselwirkungszone wird von den Szintillationszählern S_8 und $F_{1,2}$ abgeschlossen; deren Signale sind in der Triggerbedingung für neutrale Endzustände enthalten, die durch folgende Koinzidenz definiert wird:

$$(S_1 \sim S_7) \bar{S}_H \bar{S}_{in} \bar{S}_8 \bar{F}_{1,2}$$

Neben diesem Haupttrigger zur Untersuchung von neutralen Endzuständen, wurden weitere Triggerbedingungen verwendet, mit denen in regelmäßigen Abständen Kontroll- oder Korrekturmessungen durchgeführt wurden. Die wichtigsten waren der μ -Trigger (zur Eichung des γ -Detektors), der Trigger auf π^- -Teilchen, die das Target vollständig durchlaufen (zur Messung der δ -ray-Korrektur) und der Trigger auf e^- (zur Justierung der Koordinatensysteme der Apparatur).

* Mit einer Ausnahme: Beim Meßlauf 40 GeV/c 3 m wurden 75% der Ereignisse mit einer erweiterten Triggerbedingung, die das Ansprechen der Guard-Zähler einschloß, genommen. Hierdurch konnte der Datenumfang reduziert werden, da Untergrundereignisse, die mit relativ großem Wirkungsquerschnitt produziert werden (insbesondere $\pi^- p \rightarrow \pi^0 N^*$), unterdrückt wurden.

2.2.3 Nachweis der Endzustände

In Vorwärtsrichtung emittierte γ -Quanten werden mit einem Schauerdetektor nachgewiesen, sofern sie das Target innerhalb eines Raumwinkels verlassen, der durch die Antizähler F_4 und F_5 fest vorgegeben ist. Diese sind Sandwichzähler aus Blei und Szintillationsmaterial, deren Signal registriert werden; ihre kreisförmigen Öffnungen haben Durchmesser von 21 bzw. 62 cm.

Der γ -Detektor⁷⁾ (Fig. 2.2) ist ein Hodoskopspektrometer, der die räumliche Verteilung elektromagnetischer Schauer mißt.

Zur Ausbildung der Schauer enthält er insgesamt 36 hintereinander angeordnete Eisenplatten, zwischen denen sich Szintillationsstäbe zur Messung der Schauer befinden. Diese, in Strahlrichtung sandwichartige Struktur ist in vier Blöcke (Module) unterteilt, mit denen die Entwicklung eines Schauers in der Tiefe verfolgt wird. In jedem Modul wird ein Schauer in drei Richtungen (X,U,V-"Ebenen") gemessen, die zueinander einen Winkel von 120° bilden.

Die ersten drei Module haben die gleiche Zählerstruktur: in jeder Ebene (z.B. X-Ebene) eines Moduls liegen 64 Zähler nebeneinander; von jedem Zähler gehen drei Szintillationsstäbe aus, die durch Lichtleiter zusammengefaßt sind; die Stäbe sind 1.5 cm breit, 1 cm dick (in Strahlrichtung) und maximal 100 cm lang. In Strahlrichtung folgen die Szintillationsstäbe der X,U,V-Ebenen aufeinander, was sich periodisch wiederholt. Vor jeder Lage Szintillator befindet sich eine Eisenplatte von 1 cm Dicke. Insgesamt enthalten die ersten drei Module 576 Zähler (1728 Szintillationsstäbe); die gesamte Eisendicke beträgt hier 27 cm (15 r.l.).

Der vierte Modul des Detektors ist als Kalorimeterteil ausgelegt, zur Messung der Ausläufer der elektromagnetischen Schauer. Im Unterschied zu den ersten drei Modulen besitzt er nur 3·8 Szintillationsstäbe pro Richtung, die je 12.5 cm breit sind. Er wurde bei der Datennahme nur selten eingesetzt.

Der nutzbare Bereich des Detektors, in dem sich die Stäbe der drei Ebenen X,U,V überdecken, hat eine sechseckige Querschnittsfläche mit einem inneren Durchmesser von 100 cm.

Aus der Verteilung der γ -Schauer auf die Hodoskopelemente im Detektor und aus deren Pulshöhen werden die Auftreffpunkte der γ 's auf der Detektorober-

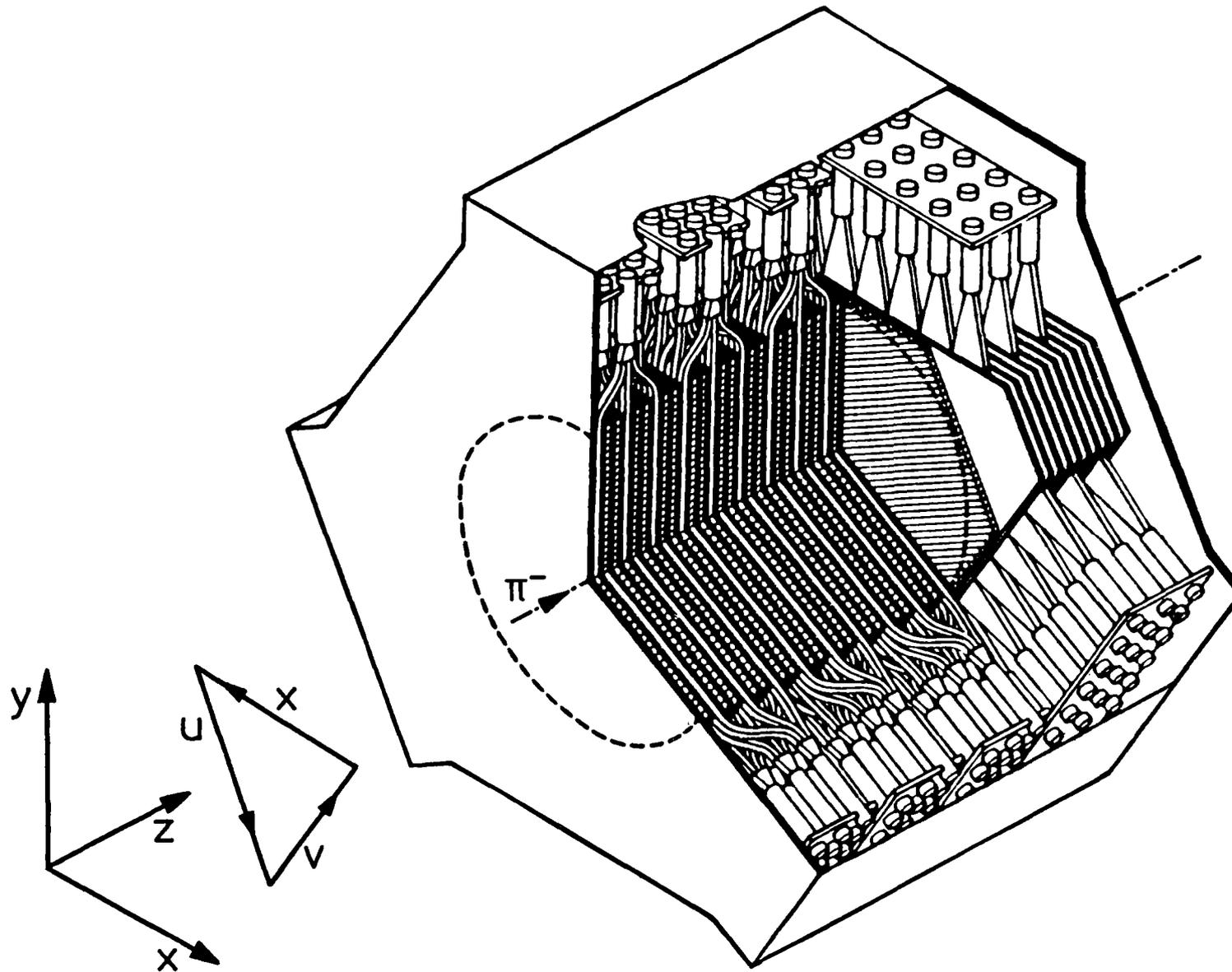


Fig. 2.2: Darstellung der Zähleranordnung im γ -Detektor, mit Dreiecks- und kartesischem Koordinatensystem.

fläche und deren Energie bestimmt. Das Auflösungsvermögen bezüglich dieser Größen wurde aus den η -Daten ermittelt (Abschnitt 3.5).

Der Detektor konnte bis zu 15 m vom Target entfernt werden. Entsprechend wurden die Antizähler (F_4, F_5) versetzt. Eine Kontrolle des exakten Abstandes des Detektors vom Target ist, bei bekanntem Strahlimpuls, mit Hilfe der η -Massenverteilung möglich (Gl. (B1) bzw. (B2) in Anhang B). Bei den einzelnen Meßläufen stimmte die η -Masse innerhalb von $\pm 0.3\%$ mit dem tabellierten Wert von 548.8 MeV überein.

Das Neutron im Endzustand konnte in ca. 2% aller Fälle mit einem Zähler aus Szintillatorblöcken nachgewiesen werden. Dieser Nachweis wurde bei der Auswertung der vorliegenden Daten jedoch nicht verwendet.

2.3 Datennahme und Kontrolle des Experiments

Die elektronische Aufbereitung der Signale der Zähler zur Bereitstellung an den Rechner erfolgt, wenn das Ereignis die Triggerbedingung erfüllt hat. Die Pulshöhen der Zähler werden über deren ADC (Analog-zu-Digital-Konverter) digitalisiert. Allein von den Zählern des γ -Detektors fallen 648 ADC-Inhalte an; weitere kommen von den Guard-Zählern und der Pulshöhenmessung des \check{C} -Lichts im Target. Zur Festlegung des Nullpunkts wird vor dem Spill für jeden ADC ein Pedestal ausgelesen, so daß der "physikalische" ADC-Inhalt durch die Differenz ADC - Pedestal gegeben ist. Die ADC-Inhalte werden zusammen mit den registrierten Signalen (vom ersten \check{C} -Zähler bis hin zu den F-Zählern) und einigen Zählraten (z.B. dem Monitor = Summe der zwischen zwei Ereignissen eingelaufenen π^-) an ein CAMAC-System übergeben. Dieses regelt den Datentransfer zum Prozeßrechner (Telefunken TR86). Der Rechner liest die Inhalte der CAMAC-Zähler aus und legt diese Information auf Platte ab. In der Spillpause werden die Daten der Ereignisse auf Magnetband übertragen.

Zur Verfolgung des Experimentablaufs wurden vom Rechner wichtige Einzelinformationen der Apparatur zu Spektren und Statistiken verarbeitet, die mit den Geräten der Peripherie, insbesondere einem Bildschirmsichtgerät, abrufbar waren. So war es unter anderem möglich, die Strahlqualität (Kontamination von K^- etc.) zu prüfen, die Funktion der Strahlkammern und insbesondere die des γ -Detektors zu kontrollieren. Für den γ -Detektor konnten sowohl die Ansprechhäufigkeit der einzelnen Zähler als auch Ereignisse selbst dargestellt werden. Der Ablauf des Experiments war daher jederzeit kontrollierbar.

3. ANALYSE DER DATEN

3.1 Die Rohdatenanalyse

Die Rohdatenanalyse ist in Form einer Programmkette aufgebaut, in der aus den experimentellen Grundinformationen die zentralen Größen bestimmt werden, die zur eigentlichen Analyse benötigt werden. Die vier Hauptteile dieser Kette bauen aufeinander auf, wobei sich die Untersuchungen in den ersten drei Schritten auf den γ -Detektor konzentrieren, während im vierten Schritt die gesamte Information zusammengefaßt, d.h. das volle Ereignis behandelt wird. Hierbei spielt neben dem physikalischen auch der technische Aspekt der Reduzierung des Datenumfangs eine wesentliche Rolle, da nach dieser Analyse die verbleibende Ereignismenge mit weniger Computerzeit bearbeitet werden kann.

Wir unterscheiden in diesem Abschnitt zwischen "Eichereignissen", die mit dem μ -Trigger genommen wurden und π^-p -Ereignissen, bei denen auf neutrale Endzustände getriggert wurde.

3.1.1 Eichung des γ -Detektors

Zur Eichung des γ -Detektors wurden zwischen der eigentlichen Datennahme Messungen durchgeführt, bei denen der Strahl aus negativen Müonen bestand. Da diese minimalionisierenden Teilchen keine elektromagnetischen Schauer ausbilden, sondern in jedem getroffenen Szintillator eine definierte Energie abgeben, lassen sich alle Zähler separat eichen. Diese Art der Eichung ist auch für die Außenbereiche des Detektors möglich, da der Müonen-Strahl defokussiert war (vgl. Abschnitt 2.2.1).

Nach dem gleichen Prinzip wie bei den π^-p -Ereignissen wurden die gemessenen Pulshöhen dieser Eichereignisse ausgelesen und auf Magnetband geschrieben. Sie wurden mit einem speziellen Analysenprogramm ausgewertet. Mit dieser Analyse wird für jeden der 576 Zähler des Detektors eine Eichkonstante ermittelt. Da die Meßläufe mit Müonen in Abständen von wenigen Tagen durch-

geführt wurden, stehen für die Analyse der π^- p-Ereignisse immer aktuelle Eichkonstanten zur Verfügung, mit denen auch eventuelle Veränderungen des Detektors berücksichtigt werden.

Diese Methode stellt eine Relativeichung der Zähler untereinander dar. Sie ist in Anhang A beschrieben. Zur Absoluteichung des Detektors wurden dagegen die γ -Ereignisse selbst benutzt, was aufgrund der Kinematik der Reaktion (1) möglich ist (vgl. Anhang A).

Als Beiprodukt der Müon-Eichung konnte die Lichtabsorption in den Szintillationsstäben in Abhängigkeit vom Lichtweg ermittelt werden. Hierbei ergab sich, daß die Lichtschwächung im Extremfall, wenn das Licht am äußersten Ende des Stabes entsteht, ca. einen Faktor 10 beträgt (siehe Anhang A).

3.1.2 Kontrolle der Detektorelektronik

Bei dieser Kontrolle wurden die Zähler des Detektors auf Fehlfunktionen bzw. Instabilitäten untersucht⁸⁾. Trotz der on line-Überwachung des Experiments können sie noch vorhanden sein, wenn sie z.B. nur kurzzeitig auftreten.

Ermittelt werden hierbei sowohl die fehlerhaften ADC's der einzelnen Zähler als auch deren Pedestalverhalten. Ursachen hierfür können defekte Photomultiplier, eine nicht konstante Hochspannung oder auch direkte Bitfehler der Scaler sein. Diese fehlerhaften Daten wurden von der weiteren Analyse ausgeschlossen. Das ist notwendig, da z.B. durch zeitweise gesetzte ADC's Ereignisse simuliert werden können, wodurch insbesondere die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte verfälscht werden kann.

3.1.3 Die γ -Schauer-Erkennung

Die Auswertung der Daten des γ -Detektors für π^+p -Ereignisse wurde mit einem Schauer-Erkennungsprogramm⁹⁾ durchgeführt, das sowohl die Anzahl der Schauer (γ 's) für jedes Ereignis ermittelt, als auch deren Orte und Energien im Detektor bestimmt. Es verwendet die vorausgegangenen Ergebnisse, d.h. die Pulshöhen liegen in geeichter Form vor, und nur die Ereignisse werden bearbeitet, bei denen keine Instabilitäten in der Elektronik festgestellt wurden. Die Grundstruktur des Programms entspricht bis zu einem gewissen Grad dem der Müon-Eichung, wobei hier natürlich die Pulshöhen der Ereignisse anderen Bedingungen unterliegen, da sie von elektromagnetischen Schauern herrühren. Das Schema des Programmablaufs wollen wir im folgenden kurz umreißen.

Da die γ -Schauer in den drei Ebenen X,U,V gemessen werden, werden im ersten Schritt die " γ -Kandidaten" jeder Ebene getrennt ermittelt. Hierzu werden der 1. und 2. Modul einer Ebene nach Pulshöhenmaxima untersucht, wobei nur jene Pulshöhen in Betracht kommen, die über einem Schwellenwert (ADC_{min}) liegen. Im 3. Modul sind die Schauer schon relativ weit aufgefächert, so daß diese Information für die Schauererkennung nicht mehr sehr nützlich ist. Dem Schauerverhalten in longitudinaler Ausbreitungsrichtung wird mit einem, gegenüber dem 1. Modul, erhöhten Schwellenwert im 2. Modul Rechnung getragen. Mit der Einführung dieser Schwelle wird erreicht, daß im weiteren Verlauf hauptsächlich die Signale elektromagnetischer Schauer bearbeitet werden (z.B. sind die Signale hadronischer Schauer typisch 1/10 der elektromagnetischen). Die Positionen der Maxima beider Module (Stabnummern, in denen die Maxima auftreten) werden verglichen, um die Anzahl der γ -Kandidaten einer Ebene festzustellen: 1X40, 2X40 ergeben 1 Kandidaten X40; 1X28, 2X41 ergeben 2 Kandidaten X28 und X41 (zur Notation vgl. Skizze in Anhang A).

Zur Koordinaten- und Energiebestimmung eines Kandidaten werden alle drei Module herangezogen, wobei die transversale Ausdehnung des Schauers durch die Pulshöhen von 5 benachbarten Zählern (Maximum ± 2) erfaßt wird. Die Ebenenkoordinate des Kandidaten wird als Schwerpunkt des Schauers berechnet, die Energie ergibt sich aus der Summation der 3×5 Pulshöhen des Kandidaten. Mit Kenntnis der beiden weiteren Ebenenkoordinaten des Schauers wird dieser

Energieinhalt später bezüglich der Lichtabsorption in den Szintillationsstäben korrigiert.

Analog werden die γ -Kandidaten der beiden verbleibenden Ebenen ermittelt.

Die Kandidaten der drei Ebenen werden zu γ 's kombiniert, wobei für Kandidaten, die zum selben Schauer gehören, die "Dreiecksbedingung"

$$X_{\text{Det}} + U_{\text{Det}} + V_{\text{Det}} = \text{const.} \quad (4)$$

innerhalb einer vorgegebenen Genauigkeit von ca. einer Stabbreite erfüllt sein muß. $X_{\text{Det}}, U_{\text{Det}}, V_{\text{Det}}$ bezeichnen hierbei die Ebenenkoordinaten der Kandidaten, aus denen, nach Ausgleich der Abweichung von der Dreiecksbedingung, die kartesischen Koordinaten berechnet werden. Die Anzahl der richtigen Kombinationen gibt die Zahl der γ 's für ein Ereignis an; treten ein oder mehrere nicht kombinierbare Kandidaten auf, so erhält das Ereignis eine zusätzliche Kennzeichnung (EP: Extra-Pulshöhen).

Die Ergebnisse dieser Auswertung werden für Ereignisse, bei denen mindestens eine γ -Kombination vorliegt, auf Magnetband geschrieben; die Originalinformationen über ein Ereignis werden hierbei nur soweit erhalten, wie es für die spätere Analyse notwendig ist.

Komplikationen bei der Schauererkennung sind für den Fall zweier γ 's, die vom η -Zerfall herrühren, selten, da bei allen hier vorliegenden Energien und Detektorentfernungen die beiden γ -Schauer meistens in allen drei Ebenen voneinander getrennt sind. Für komplizierte Topologien, bei denen häufig überlagerte Schauer auftreten (z.B. 4 γ 's aus $\pi^0\pi^0$ Endzuständen) verfügt das Programm über entsprechend verfeinerte Methoden.

In Fig. 3.1 ist die Topologie eines 2γ -Ereignisses schematisch dargestellt. In den drei Ebenen X,U,V sind in jedem Modul die Pulshöhen der Zähler eingezeichnet. Die sich in einem Punkt schneidenden Geraden symbolisieren die Koordinaten der γ -Kandidaten. Aus dieser Darstellung ist jedoch auch ersichtlich, daß es 2γ -Topologien geben muß, bei denen zwar die Schauer in zwei Ebenen voneinander getrennt sind, in der dritten jedoch nicht: ein weiteres "Zusammenrücken" der Schauer in der V-Ebene würde diesen Fall er-

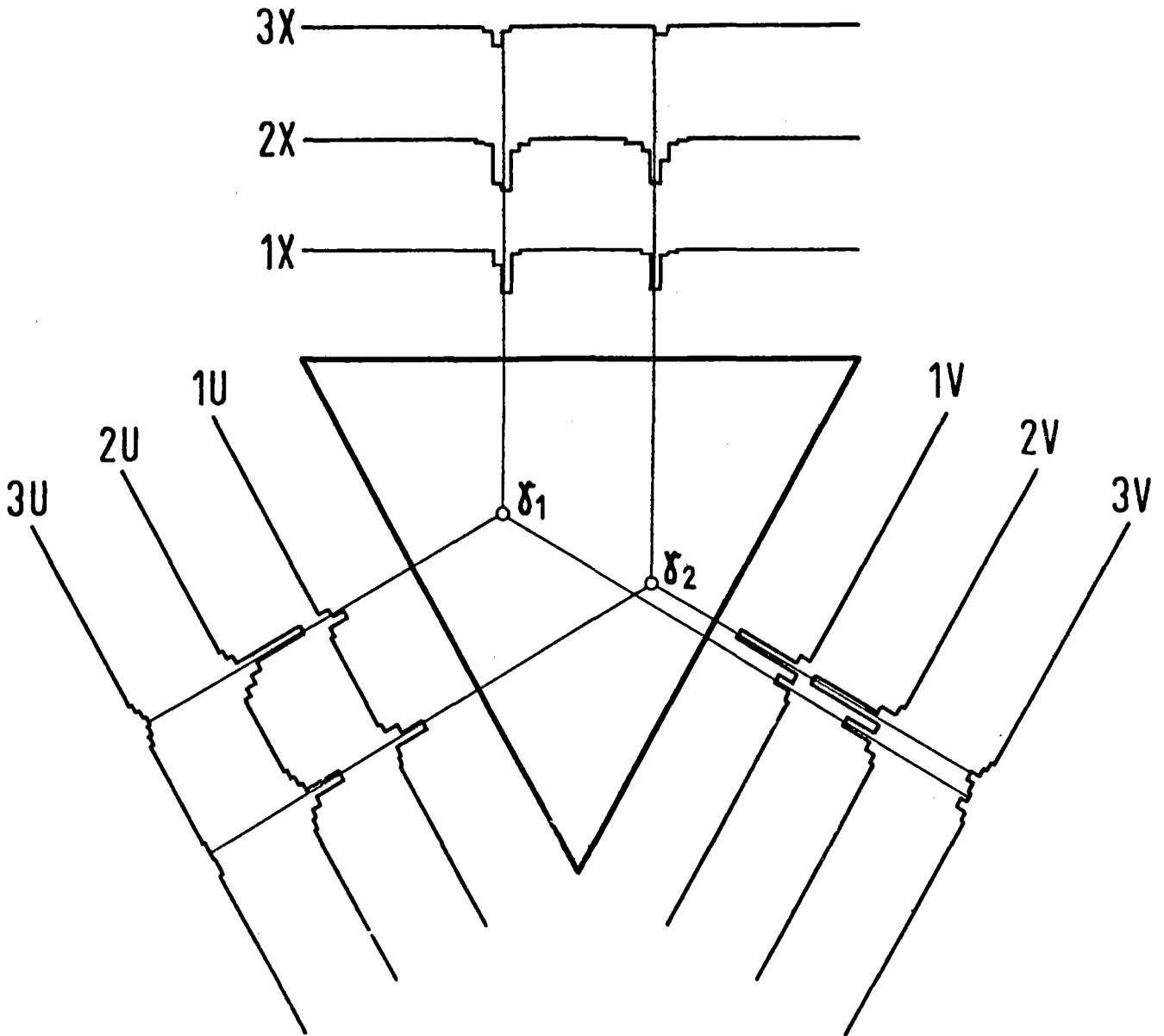


Fig. 3.1: Schematische Darstellung der Pulshöhenverteilungen eines 2γ -Ereignisses im Detektor. Die sich in den Punkten γ_1 und γ_2 schneidenden Geraden symbolisieren die γ -Kandidaten jeder Ebene; unter Verwendung der Dreiecksbeziehung (4) wurden die zusammengehörenden Kandidaten ermittelt und zu γ 's kombiniert (Meßlauf 40 GeV/c 14m).

geben (wobei sich gleichzeitig die Lage der beiden anderen Kandidaten verändert). Da bei diesen Topologien die γ -Kandidaten zweier Ebenen nicht immer mit dem unaufgelösten Schauer der dritten Ebene kombinieren, wird von zwei γ 's nur eines richtig erkannt. Solche Ereignisse erscheinen in der Klasse der $1\gamma+EP$ Ereignisse. Hauptsächlich Ereignisse dieser Topologie sind es, die die Effektivität des Programmes für η -Ereignisse begrenzen.

Quantitativ wurde die Effektivität sowohl mit Hilfe von Monte-Carlo generierten Ereignissen bestimmt als auch mit gescannten Ereignissen; die Ergebnisse dieser Untersuchungen werden in Abschnitt 3.3.1 besprochen.

Zum Scannen (Durchmustern) von Ereignissen wurde ein interaktives Display-System (IBM 2250) verwendet, bei dem die Ereignisse - ähnlich wie in Fig. 3.1 - an einem Bildschirm dargestellt werden. Die Ergebnisse des γ -Erkennungsprogrammes dienen hierbei als Bearbeitungsvorschlag; mit einem Lichtgriffel und der Tastatur können sie verändert werden (z.B. durch Hinzufügen nicht erkannter γ 's). Die gescannten Ereignisse werden ebenfalls auf Magnetband gespeichert.

3.1.4 Rekonstruktion des vollständigen Ereignisses - Kinematischer Fit

Im letzten Schritt der Rohdatenanalyse wird das vollständige Ereignis bearbeitet. Aus den Größen des Anfangszustandes - Strahlimpuls, Strahlrichtung und Vertexpunkt - und den Größen des Endzustandes - Koordinaten und Energien der γ 's - wird das Ereignis kinematisch rekonstruiert.

Bei der Verknüpfung von Anfangs- und Endzustand muß notwendigerweise die Ausrichtung des Koordinatensystems der Strahlkammern gegenüber dem des γ -Detektors bekannt sein. Die Kontrolle und Korrektur dieser Apparaturjustierung wurde sowohl mit Hilfe von π^0 -Ereignissen als auch mit Elektronen des e^- -Triggers durchgeführt¹⁰⁾.

Zur Richtungsbestimmung des Strahlteilchens werden die Signale der beiden Proportionalkammern und des Strahlhodoskops analysiert. Nach Rekonstruktion der Durchstoßorte in jedem dieser drei Elemente ergibt sich aus deren Kombination die Strahlrichtung. Falls hierzu nicht genügend Bestimmungsstücke

vorliegen, aufgrund defekter oder nicht gesetzter Drähte, wird der Strahl auf die mittlere Strahlachse - $(X,Y) = (0,0)$ - gelegt. Zusätzlich wird für die Rekonstruktion der Strahlrichtung ein Ja/Nein-Index gesetzt.

Die z-Koordinate des Vertexpunktes wird aus der Pulshöhe des Čerenkov-Lichtes im Wasserstofftarget ermittelt. Zur Eichung der Pulshöhen wurde nach jedem neutralen Trigger das Licht von einem π^- gemessen, das das Target vollständig durchlaufen hat.

Der kinematische Fit¹¹⁾ stellt einen 1C-Fit (1 Constraint) dar, bei dem angenommen wird, daß das Rückstoßteilchen ein Neutron ist. Die genannten Meßgrößen liegen dem Fit als Startwerte zugrunde. Sie werden bei der Anpassung variiert, wobei versucht wird, Energie- und Impulssatz, unter Berücksichtigung des Constraints, zu erfüllen. Das hierbei definierte χ^2 ist ein Maß für die Güte der Anpassung, d.h. es drückt den Grad der Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den kinematisch erwarteten Werten aus.

Die Ergebnisse des Fits werden wiederum, zusammen mit allen für die weitere Analyse wichtigen Informationen, auf Magnetband geschrieben.

3.2 Analyse der 2γ -Ereignisse

Die eigentliche Analyse der Daten wird mit den kinematisch rekonstruierten Ereignissen durchgeführt. Hierbei müssen sie einer Anzahl von Analysenbedingungen genügen, mit denen sowohl bisher noch nicht ausgenutzte Meßinformationen als auch die Ergebnisse der Rohdatenanalyse berücksichtigt werden.

Ereignisse, deren Anfangs- und Endzustand der Reaktion



entsprechen, werden mit Hilfe der folgenden Bedingungen ausgewählt:

- i) der Čerenkov-Zähler für das π^- muß angesprochen haben
- ii) das Guard-Pattern darf nicht gesetzt sein; d.h. es dürfen keine, z.B. vom N^* -Zerfall herrührenden, γ 's im Antisystem des Targets vorhanden sein
- iii) die Antizähler in Vorwärtsrichtung (F-Zähler) dürfen kein Signal zeigen
- iiii) im Detektor müssen 2 γ 's nachgewiesen worden sein; insbesondere darf das Ereignis keine EP-Kennzeichnung für weitere Pulshöhen aufweisen.

An die gemessenen (bzw. daraus abgeleiteten) Größen der Ereignisse werden weitere Bedingungen gestellt, um eine Ereignismenge zu erhalten, die experimentell möglichst gut bestimmt ist und bei der noch vorhandene Störeffekte der Apparatur ausgeschaltet sind. Diese Bedingungen (oder auch Schnitte) sind die folgenden:

Definierte Strahlrichtung

Die Strahlrichtung muß aus der Information der Kammern und des Strahlhodoskops rekonstruierbar gewesen sein. Dies ist notwendig, um den Viererimpulsübertrag im Koordinatensystem des individuellen Ereignisses berechnen zu können.

Bei den Meßläufen 15 und 25 GeV/c wurde diese Bedingung mit Hilfe des Ja/Nein-Indexes geprüft. Bei 40 GeV/c mußten hingegen die Strahlkoordinaten verwendet werden (vgl. Abschnitt 3.1.4), da dieser Index nicht zur Verfügung stand.

Diese Bedingung wird nur bei der Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte verwendet.

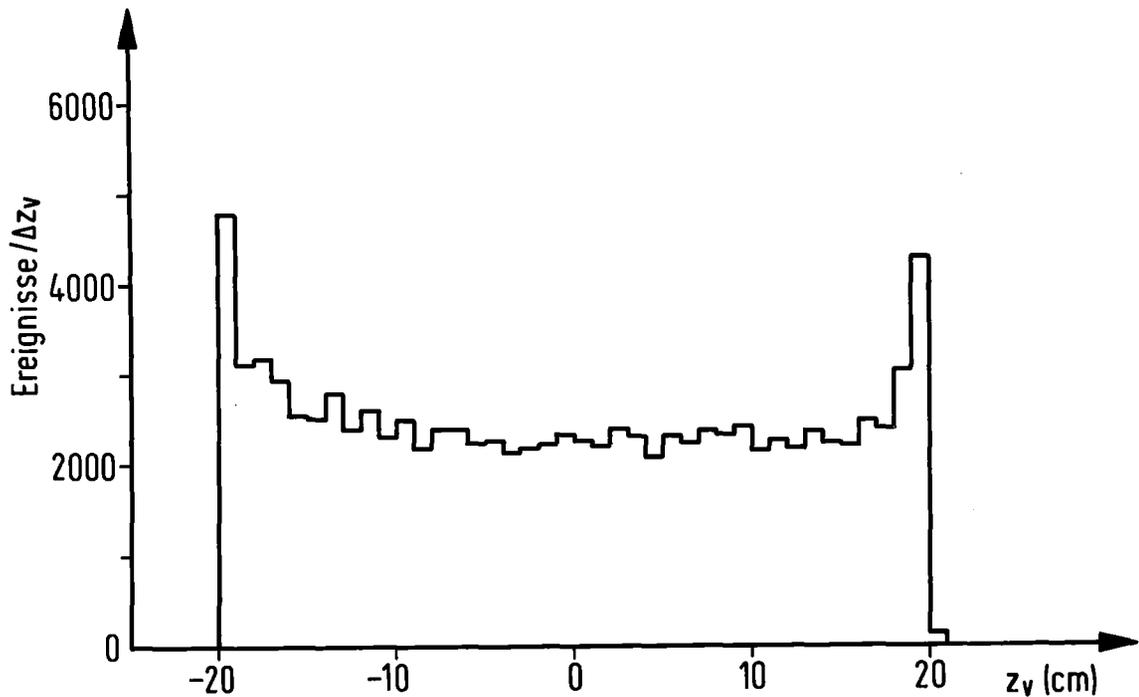


Fig. 3.2: Häufigkeitsverteilung der z -Koordinate des WW-Ortes von η -Ereignissen. Die Überhöhungen an den Targetenden (-20 cm, $+20$ cm) kommen durch Störereignisse zustande; siehe Text (Meßlauf 40 GeV/c 3 m).

Wechselwirkung mit Protonen des flüssigen Wasserstoffs

Ein Bruchteil der 2γ -Ereignisse rührt nicht von der WW der π^- mit den Protonen des flüssigen Wasserstoffs im Target her, sondern wird an den Targetfenstern und den Strahlzählern S_7 und S_8 erzeugt. Die Verteilung der z -Koordinate des WW-Ortes (z_v) zeigt daher an den Enden des Targets (-20 cm, $+20$ cm) einen Überschuß an Ereignissen, Fig. 3.2. Diese Untergrundereignisse können außerdem die Form der differentiellen Wirkungsquerschnitte verfälschen. Zur Bestimmung der differentiellen Wirkungsquerschnitte werden sie daher abgetrennt, indem ein Schnitt in der z -Koordinate gemacht wird; es werden nur Ereignisse berücksichtigt, deren WW-Ort im Intervall $[-18$ cm, $+18$ cm] liegt.

Zum direkten Nachweis dieser Störereignisse dienen Meßläufe, bei denen das Target leer war. Die Ergebnisse dieser Messungen werden in Abschnitt 3.3.1 besprochen.

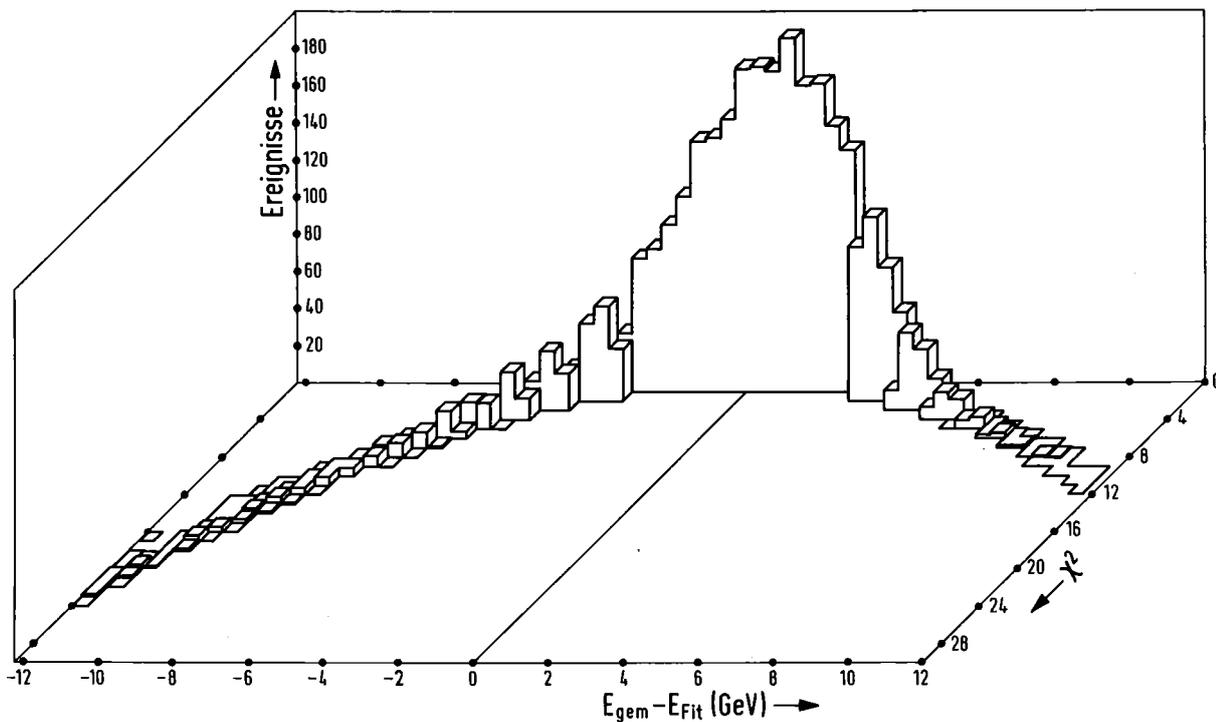


Fig. 3.3: Häufigkeitsverteilung von η -Ereignissen in Abhängigkeit von der Differenz der gemessenen (E_{gem}) und gefitteten (E_{Fit}) η -Energie und dem χ^2 des kinematischen Fits (Meßlauf 40 GeV/c 3m).

χ^2 -Schnitt

Ereignisse, die nicht oder nur unzureichend der Kinematik der Reaktion (5) entsprechen, werden mit dem χ^2 -Schnitt abgetrennt. Die Hauptursache für das Fitverhalten dieser Ereignisse stellen schlecht gemessene γ -Energien, die bei der Anpassung als Startwerte zugrunde gelegt werden, dar. Der Zusammenhang zwischen χ^2 - und Energievariation des Fits ist in Fig. 3.3 dargestellt. In Abhängigkeit von der Differenz der gemessenen und gefitteten η -Energie ist die Anzahl der Ereignisse aufgetragen und korrespondierend die χ^2 -Skala des Fits. Im Bereich negativer Energiedifferenzen und großer χ^2 -Werte treten hier auch verstärkt Ereignisse auf, deren gemessene Energie zu gering ist. Diese Ereignisse können von γ 's herrühren, die erst in tieferen Eisschichten des Detektors zu konvertieren begonnen haben

und daher ihre Energie nicht vollständig abgeben konnten ("Energie-Leck"). Hierauf weisen auch die etwas unterschiedlichen Verluste an guten Ereignissen beim χ^2 -Schnitt hin, die bei der höchsten Energie (40 GeV) größer sind als bei den anderen Meßläufen (siehe Tabelle 1).

Ereignisse, deren $\chi^2 > 5$ ist, werden bei diesem Schnitt verworfen.

Schnitt in der "Momenten-Masse"

Die Methode der Momente ermöglicht die Bestimmung der Masse des zerfallenden Teilchens und des Viererimpulsübertrages aufgrund der räumlichen Pulshöhenverteilung im Detektor, wobei die Topologie des Ereignisses nicht bekannt sein muß. D.h. eine Rekonstruktion der einzelnen γ -Schauer ist bei dieser Methode nicht notwendig.

Für das Massenquadrat gilt in guter Näherung die Beziehung ¹⁰⁾

$$m_{\text{mom}}^2 \approx \frac{2}{3} \frac{E^2}{L^2} \{ \overline{x^2} + \overline{u^2} + \overline{v^2} \} - (\overline{x}^2 + \overline{u}^2 + \overline{v}^2) \quad , \quad (6)$$

mit

$$\overline{x^2} = \frac{\sum x_i^2 P_{x_i}}{\sum P_{x_i}} \quad , \quad \overline{x} = \frac{\sum x_i P_{x_i}}{\sum P_{x_i}} \quad .$$

P_{x_i} bezeichnet die Pulshöhe des Zählers mit der Koordinate (Stabnummer) x_i ; die Summationen erstrecken sich über alle Zähler einer Ebene, deren Pulshöhen einen Mindestwert überschreiten. Da dieser Mindestwert kleiner ist als der Schwellenwert ADC_{min} bei der Schauererkennung, ist m_{mom} auf zusätzliche Pulshöhen sensitiv. Durch die Forderung

$$m_{\text{mom}} = m \pm 33\% \quad ,$$

wobei m die aus den Fitgrößen berechnete Masse ist, werden Ereignisse mit zusätzlichen Pulshöhen weitgehendst ausgeschlossen.

Schnitt in $\cos \theta_{cm}$

Mit θ_{cm} bezeichnen wir den Zerfallswinkel im Schwerpunktsystem des Ursprungsteilchens, der von der Bewegungsrichtung dieses Teilchens und dem (im Laborsystem) energieärmeren γ eingeschlossen wird. In Fig. 3.4 ist die Verteilung des Kosinus dieses Winkels für η -Ereignisse aufgetragen.

$\cos \theta_{cm} = 0$ entspricht hier dem symmetrischen Zerfall, bei dem im Laborsystem beide γ -Quanten mit der gleichen Energie emittiert werden. Mit $\cos \theta_{cm} \rightarrow 1$

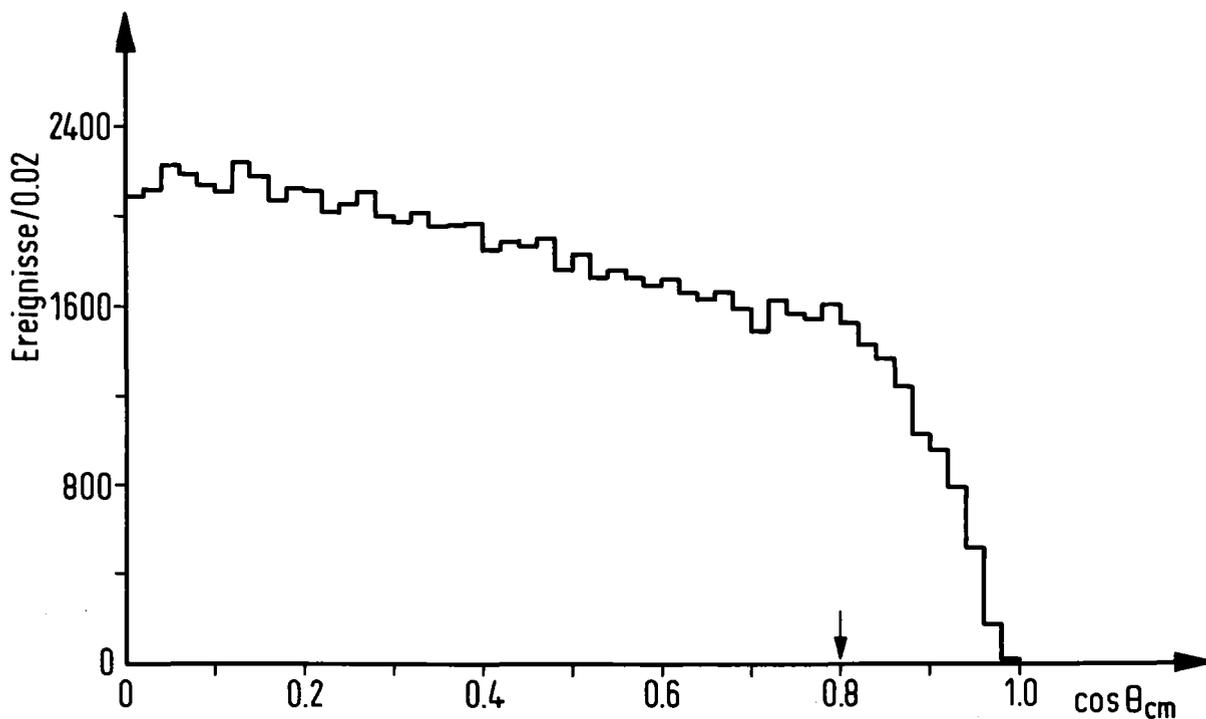


Fig. 3.4: $\cos \theta_{cm}$ -Verteilung von η -Ereignissen (40 GeV/c 3m). Der Pfeil markiert den $\cos \theta_{cm}$ -Schnitt.

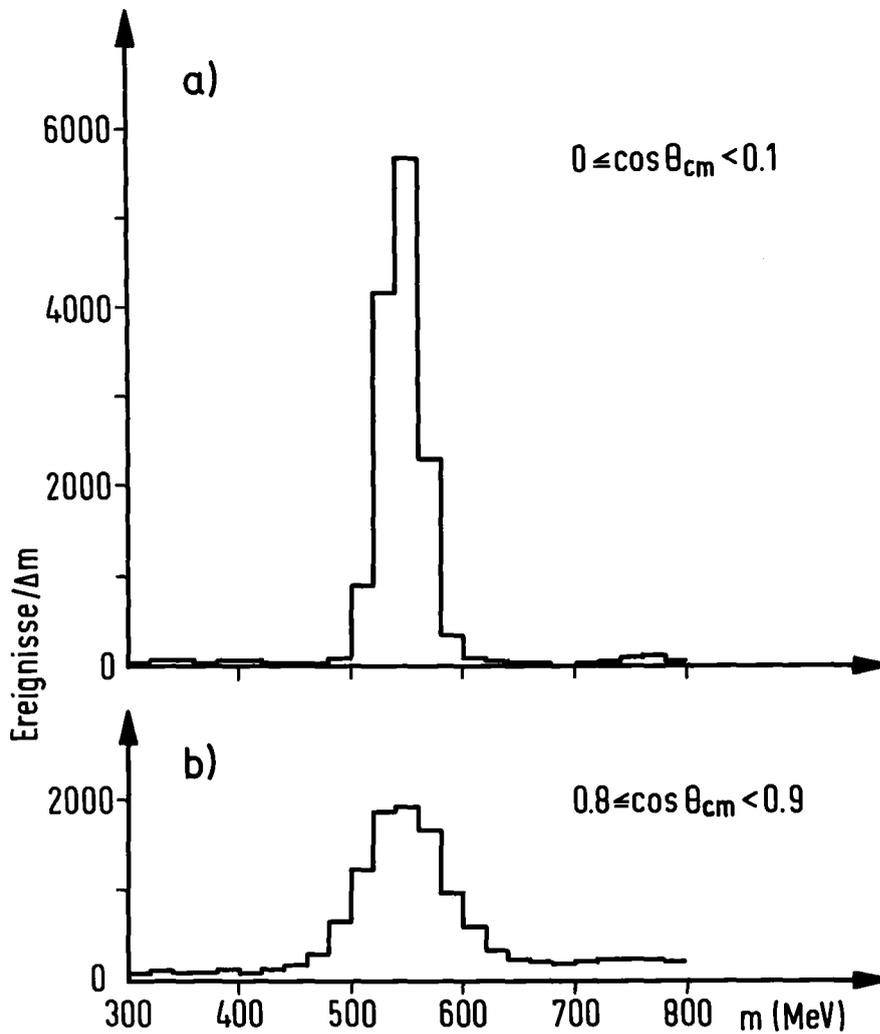


Fig. 3.5: Massenverteilungen von 2γ -Ereignissen aus zwei verschiedenen $\cos \theta_{cm}$ -Bereichen (40 GeV/c 3 m).

wächst die Asymmetrie des Zerfalls, d.h. die Energie eines der beiden γ 's geht gegen null. Im letzteren Fall verschlechtert sich die Energiemessung, was z.B. durch eine verbreiterte Massenverteilung zum Ausdruck kommt. Diese ist in Fig. 3.5b für Ereignisse aus dem Bereich $\cos \theta_{cm} = 0.8 - 0.9$ angegeben; im Vergleich zur Verteilung symmetrischer Ereignisse in Fig. 3.5a ($\cos \theta_{cm} = 0 - 0.1$) weist sie gleichzeitig einen starken Untergrund auf (vgl. auch Abschnitt 3.5.2).

Für die Wirkungsquerschnitte wurden nur Ereignisse mit $\cos \theta_{cm} < 0.8$ berücksichtigt.

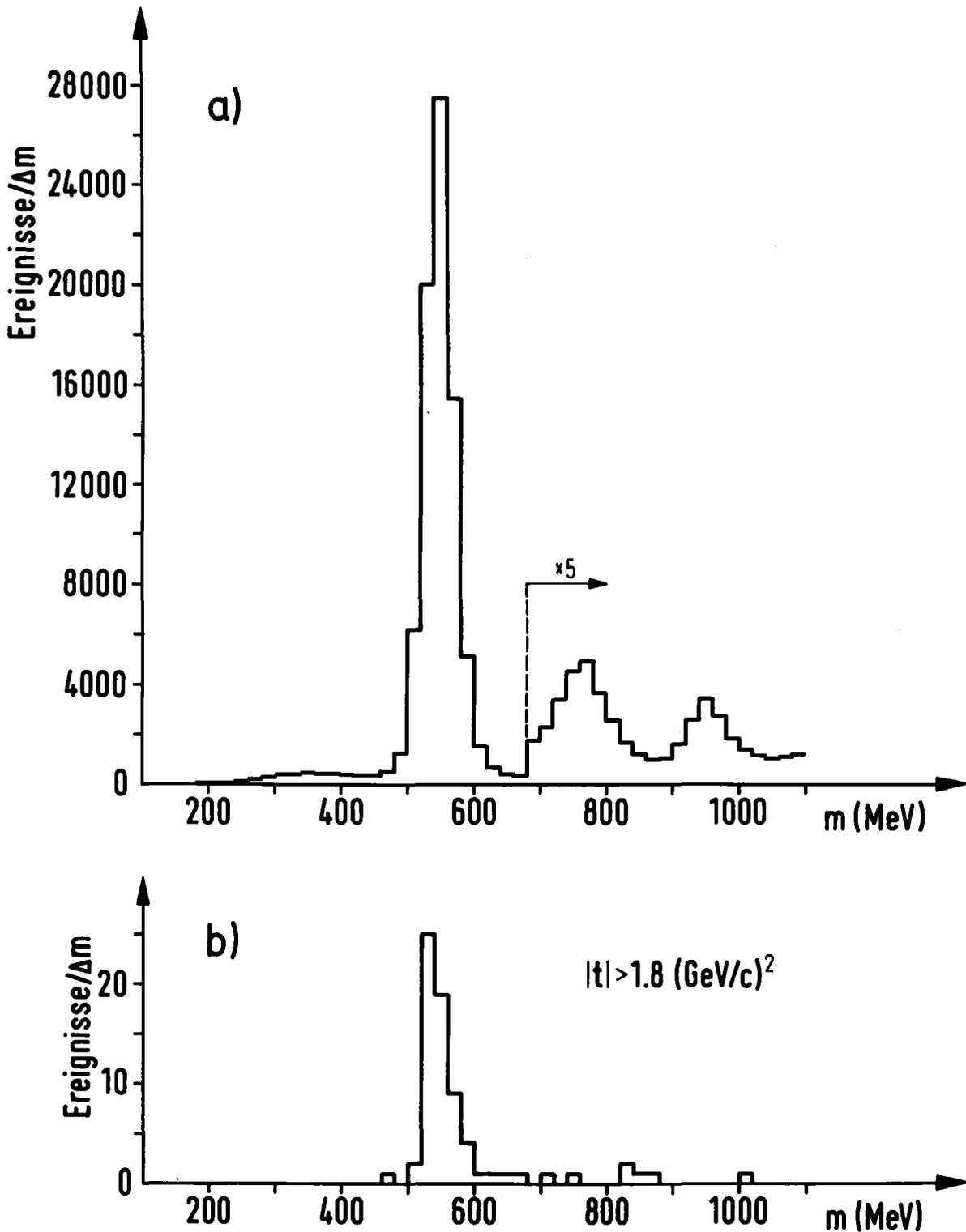


Fig. 3.6: Massenverteilungen der 2γ -Ereignisse, die alle Auswahlbedingungen (vgl. Text) erfüllt haben; Meßlauf 40 GeV/c 3m.

- a) Ereignisse des ganzen t -Bereichs; neben dem η^- und dem η'^- -Signal ($\eta'^- \rightarrow 2\gamma$; 958 MeV) tritt hier auch das ω ($\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$; 783 MeV) auf, da es bei diesem Meßlauf teilweise als 2-Schauer (= " 2γ ")-Ereignis gemessen wurde; Ereignisse im π^0 -Bereich wurden gesondert analysiert.
- b) Ereignisse mit hohen Viererimpulsüberträgen.

Massenverteilungen für 2γ -Ereignisse des Meßlaufs 40 GeV/c 3m, die alle oben genannten Kriterien erfüllt haben, sind in Fig. 3.6 aufgetragen. Fig. 3.6a enthält Ereignisse des ganzen gemessenen $|t|$ -Bereichs; bei 550 MeV zeigt sich das sehr ausgeprägte η -Signal. Die Gesamtstatistik beträgt bei diesem Meßlauf ca. 76 000 η -Ereignisse. In Fig. 3.6b wurden Ereignisse mit $|t| > 1.8$ (GeV/c)² ausgewählt. Auch bei diesen hohen Impulsüberträgen ist das η -Signal sehr klar vorhanden. Der Untergrund unter der η -Massenverteilung ist in beiden Fällen gering (s. Abschnitt 3.4).

Neben dem η -Signal treten in Fig. 3.6a auch die Signale von η' ($\rightarrow 2\gamma$) und ω ($\rightarrow \pi^0\gamma$) bei 960 bzw. 780 MeV auf. Das ω erscheint hier ebenfalls als "2 γ -Ereignis", da bei diesem Meßlauf teilweise (zu ca. 40%) die Schauer der zwei γ 's vom π^0 im Detektor nicht aufgelöst werden können und als 1-Schauer gemessen werden. Die gleiche Problematik liegt beim π^0 ($\rightarrow 2\gamma$) vor, das aufgrund seines kleinen Öffnungswinkels bei diesem Detektorabstand zu ca. 80% als 1-Schauer-Ereignis auftritt. Die Ereignisse des π^0 -Bereichs wurden daher mit einem modifizierten (1-Schauer-) Erkennungsprogramm analysiert¹⁰⁾.

Zur Definition von η -Ereignissen führen wir schließlich einen Massenschnitt ein: Ereignisse, deren Masse innerhalb des Bereichs 500 - 620 MeV liegt, werden bei der Berechnung der Wirkungsquerschnitte zugrunde gelegt.

Wenn nicht anders erwähnt, wird die Masse hier stets nach der Beziehung (B1) (Anhang B) und mit den gefitteten Energien und Orten berechnet; wir bezeichnen sie dann mit m .

3.3 Korrekturen

Die mit den genannten Analysenbedingungen erhaltenen η -Daten müssen mit Korrekturen versehen werden, die die Verluste guter Ereignisse als auch noch vorhandenen Untergrund berücksichtigen.

Ereignisverluste treten sowohl bei der Analyse selbst auf (insbesondere durch die Analysenschnitte) und kommen andererseits auch durch apparative Effekte zustande. Ebenfalls apparativer Natur sind die Untergrundereignisse, die an den Targetfenstern erzeugt werden und deren Korrektur hier behandelt wird; weitere mögliche Untergrundquellen, die aber zu anderen physikalischen Prozessen gehören (d.h. keine η n-Endzustände sind) werden in Abschnitt 3.4 separat diskutiert.

Zum großen Teil konnten die Korrekturen direkt aus den π^- p-Daten oder mit gesondert durchgeführten Meßläufen bestimmt werden. In Fällen, in denen dies nicht möglich war, wurden sie aus bekannten Reaktionen oder mit Modellrechnungen ermittelt.

Da sich die tatsächliche Ereignisrate (N^i) aus der analysierten Rate (N_{exp}^i) und der Verlustrate (ΔN^i) zusammensetzt ($N^i = N_{\text{exp}}^i + \Delta N^i$), wird jede Einzelkorrektur durch

$$C_i = 1 - \frac{\Delta N^i}{N^i} = \frac{N_{\text{exp}}^i}{N^i} \quad (7)$$

definiert. Das Produkt aller C_i ergibt die Gesamtkorrektur.

Sofern die Korrekturen aus Spektren ermittelt wurden, konnten diese zur Bestimmung der Fehler der Korrekturen herangezogen werden, wobei der statistische Fehler und die Untergrundunsicherheit berücksichtigt wurden; andernfalls wurden die Fehler abgeschätzt. Durch quadratische Addition aller Einzelfehler ergibt sich der Fehler der Gesamtkorrektur.

Wir unterscheiden im folgenden t-unabhängige Korrekturen und t-abhängige und beschränken uns in der Diskussion auf jene, deren Ursachen bisher noch nicht erwähnt wurden oder deren Verhalten nicht der Erwartung entsprach.

In Tabelle 1 sind die Korrekturen zu den einzelnen Meßläufen zusammengefaßt.

TABELLE 1: Korrekturen zur Normierung der Wirkungsquerschnitte; Definition nach Gl. (7). Die Korrektur für das Ansprechvermögen der Strahlkammern wird nur bei den diff. WQ's zugrunde gelegt (sonst $\equiv 1$), vgl. Text. Bei t-abhängigen Korrekturen ist der gemittelte Wert angegeben.

Korrektur	Meßlauf			
	15.3	25	40 (3 m)	40 GeV/c (14 m)
$\cos \theta_{cm}$ -Schnitt	0.800	0.800	0.800	0.800
χ^2 -Schnitt	1.000	0.990	0.982	0.985
2 γ +EP-Ereignisse	0.932	0.946	0.952	0.848
m_{mon} -Schnitt	1.000	0.981	0.977	0.995
Massenschnitt	0.963	0.985	0.979	0.971
Effektivität des Erkennungsprogramms für 2 γ -Ereignisse	0.876	0.876	0.876	0.876
Ansprechvermögen der Strahlkammern	0.712	0.897	0.808	0.837
N^* -Kontamination	1.010	1.010	1.010	1.010
Leer-Target-Ereignisse	1.051	1.051	1.051	1.051
1- γ -Konversion	0.920	0.920	0.920	0.920
δ -rays	0.950	0.950	0.950	0.950
π^- -Absorption in H ₂	0.980	0.980	0.980	0.980
Randoms in S ₈	0.933	0.933	0.933	0.933
n-Konversion (Verlust im Trigger)	0.970	0.970	0.970	0.970
n-Korrektur (Verlust bei der Analyse)	0.910	0.910	0.910	0.910

3.3.1 t-unabhängige Korrekturen

Die $\cos \theta_{\text{cm}}$ -Verteilung

Da das η in seinem Ruhesystem isotrop zerfällt, sind diese Ereignisse bezüglich der Variablen $\cos \theta_{\text{cm}}$ gleichverteilt. Infolge des $\cos \theta_{\text{cm}}$ -Schnittes (0.8) müssen die Daten daher um 20% korrigiert werden.

Zusätzlich treten aber auch im Bereich $\cos \theta_{\text{cm}} = 0 - 0.8$ Ereignisverluste auf, was bereits aus dem Verlauf der Zerfallswinkelverteilung ersichtlich ist (Fig. 3.4), die in diesem Bereich nicht die erwartete Konstanz zeigt.

Diese Verluste rühren einerseits vom Massenschnitt her, der den Abfall der Verteilung ebenfalls verstärkt: da sich die Massenauflösung mit wachsendem $\cos \theta_{\text{cm}}$ etwas verschlechtert (vgl. Fig. 3.5), die Grenzen des Schnittes aber fest gewählt sind, nimmt die Anzahl der abgetrennten Ereignisse mit $\cos \theta_{\text{cm}}$ zu. Dieser Anteil wird mit der "Massenkorrektur" berücksichtigt.

Hauptsächlich entstehen diese Verluste jedoch bei der Schauererkennung. Um die Effektivität des Erkennungsprogramms zu ermitteln, wurden von einem Monte-Carlo-Programm generierte Ereignisse herangezogen und außerdem gescannte Ereignisse ausgewertet. Das Monte-Carlo-Programm¹²⁾ simuliert den Zerfall des η -Mesons in zwei γ -Quanten und deren Schauerverteilungen im Detektor. Aus dem Vergleich der Daten und Verteilungen dieser Ereignisse vor und nach der Analyse kann auf die Effektivität des Erkennungsprogramms geschlossen werden. Diese Untersuchungen ergaben, daß im Bereich $\cos \theta_{\text{cm}} = 0 - 0.8$ 12.4% ($\pm 0.5\%$) der generierten η -Ereignisse (zum Meßlauf 40 GeV/c 3 m) nicht rekonstruiert wurden. Der nahezu lineare Abfall der experimentellen $\cos \theta_{\text{cm}}$ -Verteilung wurde bei den analysierten Monte-Carlo-Ereignissen ebenfalls gefunden. Die fehlenden 2γ -Ereignisse werden vom Erkennungsprogramm hauptsächlich als 1γ +EP-Ereignisse klassifiziert, wobei die Extrapulshöhen (EP) vom zweiten γ herrühren. Deren Nichtkombinierbarkeit ist auf eine Topologie zurückzuführen, bei der die Schauer der beiden γ 's in einer Ebene nicht getrennt sichtbar sind, während in den beiden anderen Ebenen jeweils zwei Pulshöhenmaxima zur Kombination vorliegen (vgl. Fig. 3.1). Die Häufigkeit des Auftretens dieser Topologie nimmt mit wachsendem $\cos \theta_{\text{cm}}$ zu (d.h. mit wachsender Asymmetrie des Zerfalls), da die Überdeckung des nie-

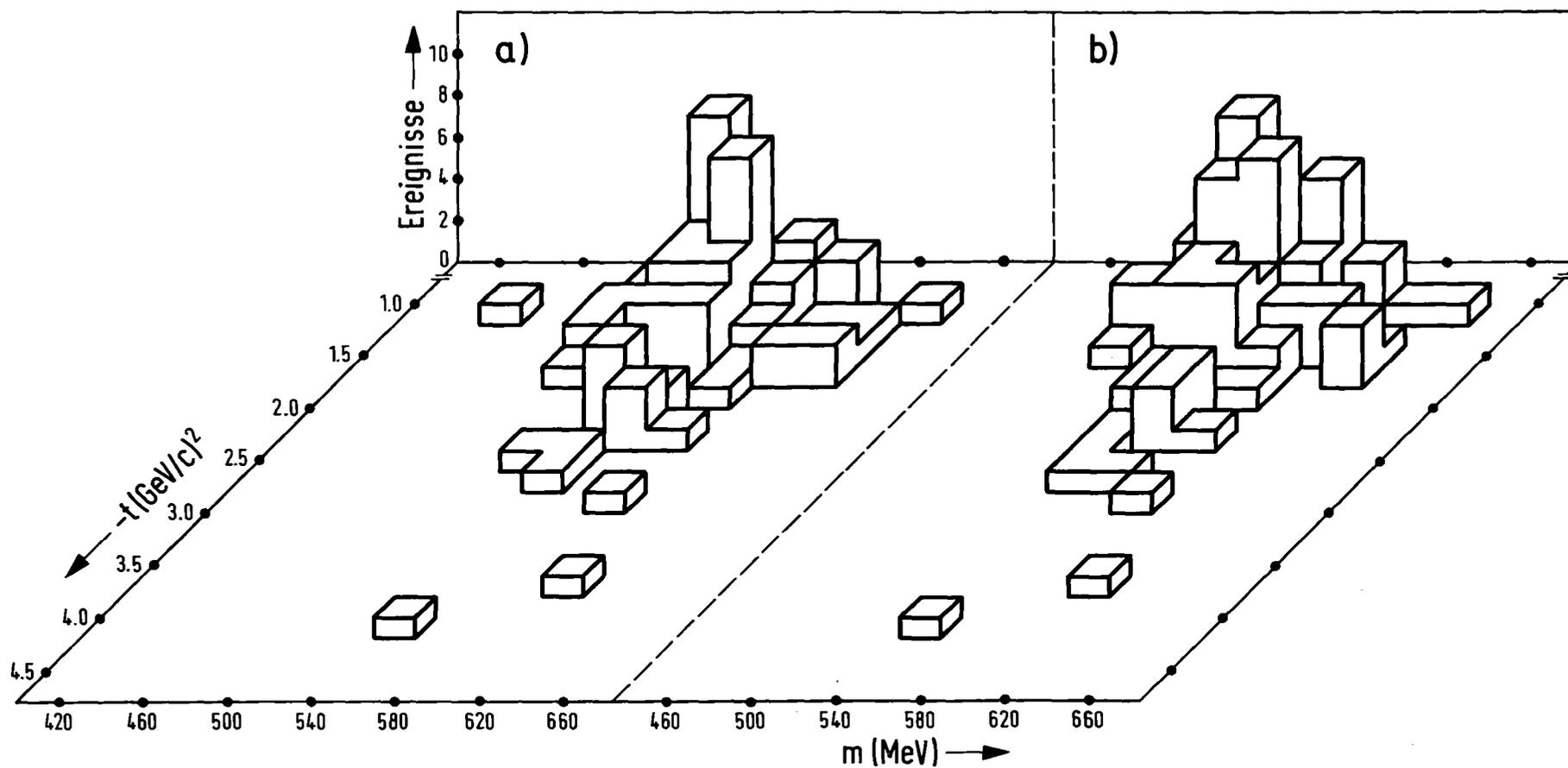


Fig. 3.7: Massenverteilungen von 2γ -Ereignissen im η -Bereich in Abhängigkeit vom Viererimpulsübertrag $-t$ ($|t| \geq 1$ (GeV/c^2)), bei $40 \text{ GeV}/c$ $3m$ (Teilstatistik).

- a) Ereignisse, die mit dem Erkennungsprogramm rekonstruiert wurden;
- b) gescannte Ereignisse.

derenergetischen Schauers durch den hochenergetischen (in einer Ebene) wahrscheinlicher wird.

Aufgrund der Ereignisse, die am Bildschirm durchgemustert wurden, ist ebenfalls eine Aussage über die Effektivität des Erkennungsprogrammes möglich. Bis auf die visuelle Schauererkennung, bei der γ -Kombinationen verändert oder hinzugefügt werden können, ist der Analysenablauf bei den gescannten Ereignissen identisch mit dem der normalen Analyse. Unterschiedliche Resultate bei gescannten und automatisch (d.h. mit dem Erkennungsprogramm) bearbeiteten Ereignissen sind daher auf das Erkennungsprogramm zurückzuführen. Die hier untersuchten Ereignisse (Meßlauf 40 GeV/c 3 m) stellen eine Unter- menge dar, da nur η -Ereignisse bei großen Impulsüberträgen ($|t| \geq 1 \text{ (GeV/c)}^2$) gescannt wurden. Die Schauer-Topologie ist jedoch von t unabhängig, so daß die Ergebnisse allgemein gelten. Ca. 30% der Gesamtstatistik wurde zugrunde gelegt. Aus dem Vergleich der gescannten und automatisch bearbeiteten Ereignisse des gleichen Meßzeitraums ergab sich, daß 14.4% ($\pm 2.9\%$) der η -Ereignisse vom Erkennungsprogramm nicht rekonstruiert werden konnten. Dieser Wert bestätigt gut das Ergebnis der Monte-Carlo-Untersuchung. In Fig. 3.7 sind die Ereignisse der Scan-Analyse denen der automatischen Bearbeitung gegenübergestellt. Aufgetragen ist die Anzahl der Ereignisse in Abhängigkeit von der Masse und dem Viererimpulsübertrag $-t$ (ab $|t| \geq 1 \text{ (GeV/c)}^2$). Aus der Darstellung in Fig. 3.7a ist insbesondere auch ersichtlich, daß das η -Signal bei sehr hohen Impulsüberträgen deutlich vorhanden ist, was durch den Scan von Ereignissen, Fig. 3.7b, sehr gut bestätigt wird.

2 γ +EP-Ereignisse

Zur Klasse der 2 γ +EP-Ereignisse, die mit der 2 γ -Bedingung in Abschnitt 3.2 verworfen wurden, gehören sowohl Ereignisse, bei denen die nichtkombinierbaren Pulshöhen (EP) von weiteren γ 's (geringer Energie) herrühren, als auch Ereignisse, deren zusätzliche Pulshöhen Fluktuationen darstellen. Wir bezeichnen diese Extra-Pulshöhen im folgenden als " γ -artig" bzw. "nicht- γ -artig". Bezüglich der Ereignisse mit "nicht- γ -artigen" Extra-Pulshöhen müssen die WQ's korrigiert werden.

Die 2 γ +EP-Ereignisse wurden nach dem gleichen Analysenprinzip wie die 2 γ -Ereignisse behandelt. Da auch diese Ereignisse hauptsächlich durch die Ei-

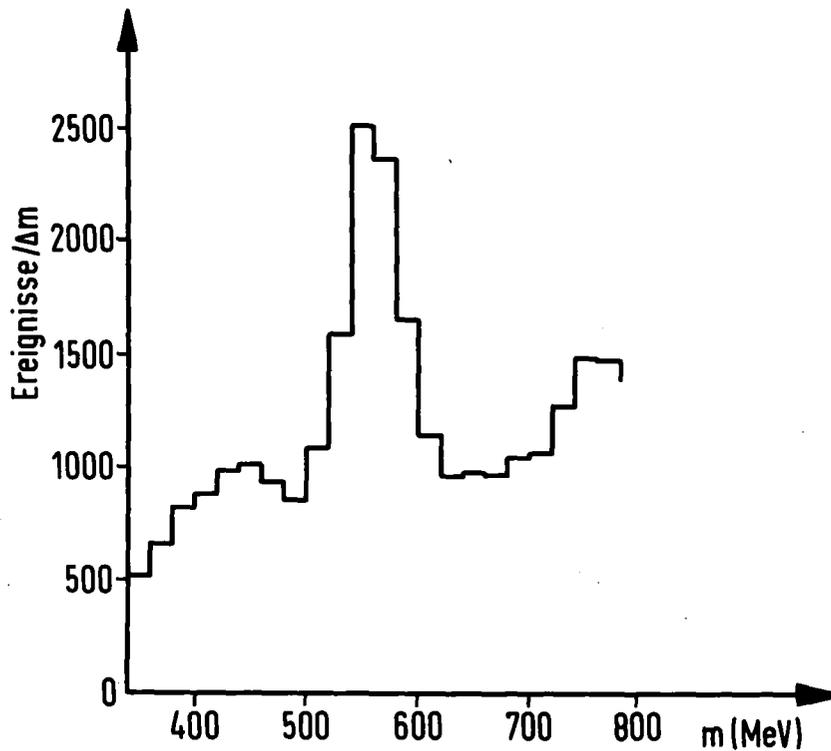


Fig. 3.8: Massenverteilung von 2γ -Ereignissen, bei denen zusätzliche, nichtkombinierbare Pulshöhen im Detektor vorhanden waren ($2\gamma+EP$ -Ereignisse; $40 \text{ GeV}/c \text{ } 3m$).

genschaften der beiden rekonstruierten γ 's bestimmt sind, wird hierbei nachgeprüft, ob diese γ 's den Kriterien der reinen 2γ -Ereignisse genügen; ein Hauptkriterium bildet der kinematische Fit.

Fig. 3.8 zeigt die Massenverteilung dieser Ereignisse, die die Analyse durchlaufen haben, für den Meßlauf $40 \text{ GeV}/c \text{ } 3m$. Der hohe Untergrund und das relativ starke ω -Signal weisen darauf hin, daß die zusätzlichen Pulshöhen auch von weiteren γ 's herrühren können (der π^0 -Bereich wurde bei diesem Meßlauf herausgeschnitten und gesondert analysiert, vgl. Fig. 3.6). Nach Subtraktion des Untergrundes der Massenverteilung erhält man die Anzahl der Korrekturergebnisse im η -Massenbereich, wobei die Annahme eingeht, daß bei diesen resultierenden Ereignissen die Extra-Pulshöhen "nicht- γ -artig" sind.

Folgende Punkte stützen diese Annahme. Nach Abzug des Untergrundes zeigen die $2\gamma+EP$ -Ereignisse die gleiche $\cos \theta_{cm}$ -Verteilung wie die reinen 2γ -Ereignisse, während die $\cos \theta_{cm}$ -Verteilung der Untergrundereignisse im Bereich $\cos \theta_{cm} \rightarrow 1$ (asymmetrischer Zerfall) stark überhöht ist. Beim Durchmustern

von $2\gamma+EP$ -Ereignissen des Meßlaufs 40 GeV/c 14 m wurde zwischen " γ -artigen" und "nicht- γ -artigen" Extra-Pulshöhen unterschieden. Aufgrund der dort gefundenen Ereignisse mit "nicht- γ -artigen" Extra-Pulshöhen konnte die Korrektur der 3m-Messung (gleicher Energie) sehr gut bestätigt werden (s. unten). Die Extra-Pulshöhen (der Korrekturereignisse) treten in gleichem Maße auch bei anderen 2γ -Resonanzen auf: bei π^0+EP -Ereignissen, deren Massenverteilungen nahezu untergrundfrei sind, ergeben sich Korrekturen von der gleichen Größenordnung¹⁰⁾.

Bei der Ermittlung der EP-Korrektur für den Meßlauf 40 GeV/c 14 m ergab sich die in Fig. 3.9a dargestellte t -Abhängigkeit - mit dem sehr hohen integralen Wert von ca. 15% - während bei allen anderen Meßläufen t -unabhängige Korrekturen gefunden wurden.

Um Aufschluß über die Ursachen der t -Abhängigkeit und des hohen Wertes der Korrektur zu erhalten, wurden die $2\gamma+EP$ -Ereignisse dieser Messung am Bildschirm gescannt, wobei die Extra-Pulshöhen nach " γ -artig" und "nicht- γ -artig" klassifiziert wurden.

Als " γ -artig" wurden jene Pulshöhen angesehen, die selbst in einer oder zwei Ebenen einen Schauer bildeten und für die ähnliche Partner in anderen Ebenen vorhanden waren, so daß sie am Bildschirm kombiniert werden konnten. 10% ($\pm 1.5\%$) aller gescannten $2\gamma+EP$ -Ereignisse waren von diesem Typ. Dieser Anteil stimmt gut mit dem Untergrundanteil von 9% überein, den das Massenspektrum der $2\gamma+EP$ -Ereignisse dieses 14m-Meßlaufs aufweist.

Bei den Ereignissen mit "nicht- γ -artigen" Extra-Pulshöhen waren oft einzelne Zähler gesetzt, deren korrespondierende Zähler in anderen Ebenen (im Sinne der Dreiecksbeziehung (4)) kein Signal oder Signale äußerst geringer Intensität zeigten; letztere könnten von minimalionisierenden Teilchen herühren. 28% der gescannten Ereignisse waren von diesem Typ. Mit diesen Ereignissen errechnet sich eine EP-Korrektur von 5.2% ($\pm 0.5\%$), die gut der Korrektur bei 40 GeV/c 3m ($4.8\% \pm 0.4\%$) entspricht und daher direkt die dort gemachte Annahme bestätigt.

Den größten Anteil bei den gescannten $2\gamma+EP$ -Ereignissen - 60% - bildeten jedoch Ereignisse, bei denen die Schauerverteilung durch eine, an ihrer Flanke aufgesetzte Pulshöhe gestört war. Aufgrund des großen Detektorabstandes von 14 m sind bei dieser Messung die γ 's von η -Ereignissen im Randge-

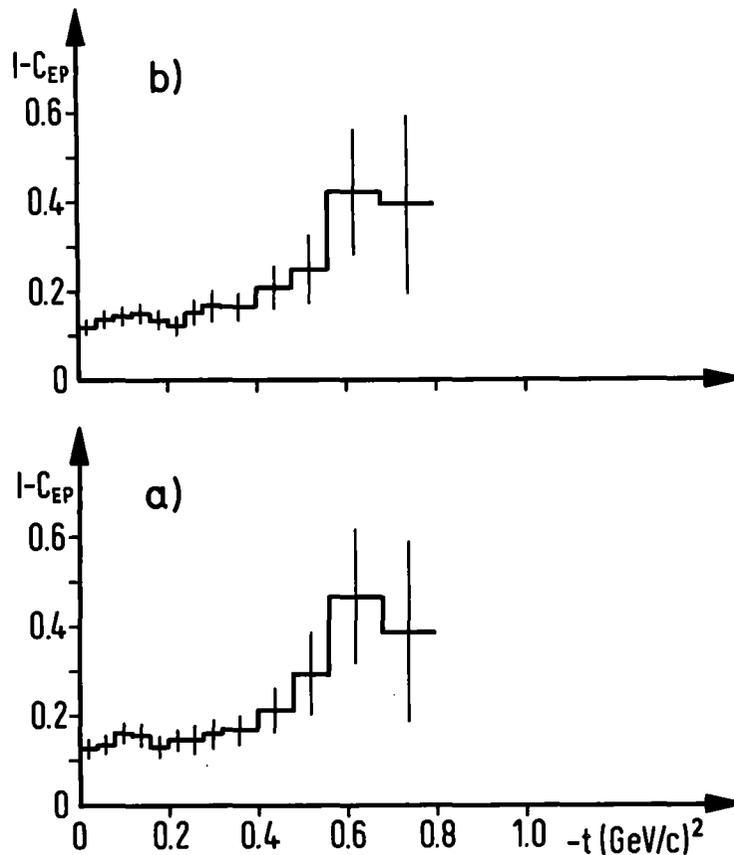


Fig. 3.9: Untersuchung der t -Abhängigkeit der EP-Korrektur beim Meßlauf 40 GeV/c 14m. a) Korrekturverlauf aufgrund von η -Ereignissen, die vom Erkennungsprogramm rekonstruiert wurden. b) Korrekturverlauf aufgrund gescannter η -Ereignisse.

biet des Detektors lokalisiert, wobei sie sehr dicht am Photomultiplier der einzelnen Zähler konvertieren. Da die Energieeichung der Zähler zum Rand des Detektors etwas schlechter wird (wegen der geringeren Müon-Statistik und des stärkeren Einflusses der Absorption), könnten diese Extra-Pulshöhen auf unzulänglicher Eichung beruhen. Sie zählen daher ebenfalls zu den "nicht- γ -artigen" Pulshöhen. 2% der gescannten Ereignisse waren nicht klassifizierbar, da deren Extra-Pulshöhen als niederenergetische γ 's oder auch als Fluktuationen interpretiert werden konnten.

Unter Verwendung aller gescannten Ereignisse mit "nicht- γ -artigen" Extra-Pulshöhen ergibt sich das in Fig. 3.9b aufgetragene t -Verhalten der EP-Korrektur, das innerhalb der Fehler die Ergebnisse der Analyse mit der automatischen γ -Erkennung sehr gut reproduziert. Die EP-Korrektur wurde daher in diesem Fall t -abhängig durchgeführt.

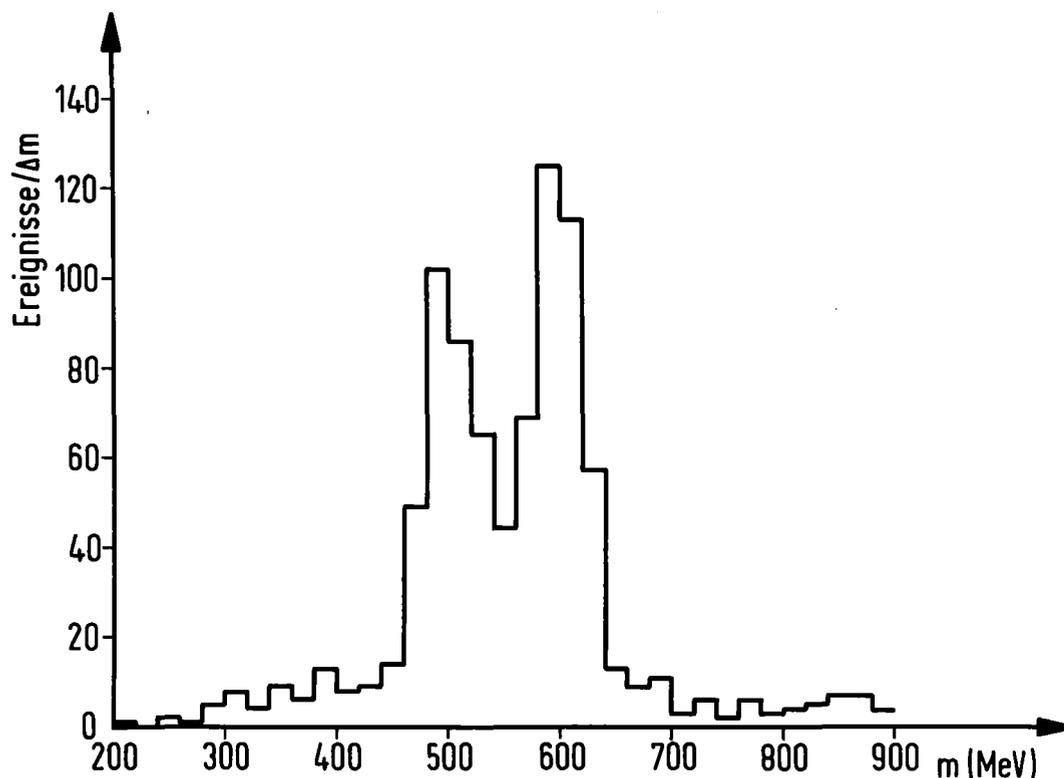


Fig. 3.10: Massenverteilung von 2γ -Ereignissen der Leer-Target-Messung (40 GeV/c 3m).

Leer-Target-Ereignisse

Ereignisse, die von der WW der π^- an den Targetfenstern, dem letzten Strahlzähler S_7 und dem Antizähler S_8 herrühren, werden weder durch die Triggerbedingung noch von Antizählern unterdrückt und sind daher bei der gemessenen Ereignismenge als Untergrund vorhanden. Meßläufe mit leerem Target dienen zum direkten Nachweis dieser Untergrundereignisse.

Ein Ergebnis der Analyse des Meßlaufs 40 GeV/c 3 m ist in Fig. 3.10 dargestellt und zeigt die charakteristische "gespaltene" η -Massenverteilung der Leer-Target-Ereignisse. Da der WW-Ort dieser Ereignisse nicht gemessen werden kann, wird für ihn, bei der Berechnung des Öffnungswinkels, die Targetmitte angenommen. Die η -Ereignisse werden dann, entsprechend ihrem tatsächlichen WW-Ort, in zwei Massenbereiche abgebildet. Ereignisse, die am Austrittsfenster des Targets und in S_8 entstehen, erscheinen bei 500 MeV, während die vom Eintrittsfenster und S_7 im Bereich von 600 MeV auftreten. Mit den Leer-Target-Ereignissen bestimmt sich der relative Anteil der Ereignisse, die bei der Messung mit vollem Target als Untergrund auftreten, zu 6%.

Die Leer-Target-Ereignisse zeigten nicht die gleiche t -Verteilung wie Ereignisse des vollen Targets, wobei Unterschiede hauptsächlich im Bereich mittlerer Impulsüberträge ($|t| = 0.3 - 0.8 \text{ (GeV/c)}^2$) auftraten. Aufgrund der geringen Statistik der Leer-Target-Ereignisse ist eine t -abhängige Korrektur mit Hilfe dieser Ereignisse jedoch nur unzureichend durchzuführen. Deshalb wurden die Fensterereignisse bei der Bestimmung der differentiellen WQ's mit einem Schnitt in der z -Koordinate des WW-Ortes entfernt, mit dem 70% dieser Ereignisse erfaßt werden. Der verbleibende Anteil wurde t -abhängig korrigiert. Die totalen WQ's wurden dagegen ohne diesen Schnitt ermittelt und mit der Leer-Target-Rate korrigiert.

Die bei 40 GeV/c ermittelte Korrektur wurde für die anderen Meßläufe übernommen, da für die vorliegende Arbeit nicht alle Leer-Target-Messungen vollständig ausgewertet waren. Mögliche Abweichungen der Korrekturen bei 15 und 25 GeV/c berücksichtigen wir als zusätzliche Unsicherheit von 2% beim Fehler dieser Korrekturen.

Ansprechvermögen der Strahlkammern

Aufgrund der Analysenbedingung der ''definierten Strahlrichtung'', die bei der Ermittlung der differentiellen WQ's gestellt wurde, müssen die ausgeschlossenen Ereignisse mit einer Korrektur berücksichtigt werden. Diese ergibt sich direkt aus dem Vergleich der Ereignismengen mit und ohne rekonstruierter π^- -Richtung. Die Korrekturen der einzelnen Meßläufe geben daher das Ansprechvermögen der Kammern und des Strahlhodoskops wieder, deren Signale bei der Rekonstruktion kombiniert wurden. Bei 40 GeV/c trifft dies allerdings nur näherungsweise zu, da hier wegen des Koordinatenschnittes ($x, y \neq 0, 0$) auch Ereignisse mit rekonstruiertem Strahl abgetrennt worden sind.

Verluste neutraler Ereignisse im Vetosystem

Ereignisse, die von einer neutralen WW herrühren, können ebenfalls im Vetosystem direkt oder über geladene Sekundärteilchen Signale erzeugen und infolge der Triggerbedingung unterdrückt werden. Prozesse, die derartige

Verluste verursachen, sind die frühzeitige Konversion eines γ -Quants, die Bildung von δ -rays und die Konversion des Neutrons im Vetosystem.

Die γ -Quanten müssen vom WW-Ort aus sowohl den Wasserstoff des Targets als auch den Zähler S_8 durchfliegen, so daß sie in diesem Bereich konvertieren können. Da die Antizähler dieses Bereichs (einschließlich $F_{1,2}$) mit in den Trigger einbezogen sind, führt das, von Positron oder Elektron, erzeugte Signal zum Verwerfen des Ereignisses. Die Häufigkeit der " l - γ -Konversion" läßt sich aus der Menge der vorhandenen Materie bestimmen.

δ -rays (oder Anstoß-Elektronen) treten auf, wenn bei Stößen des π^- mit der Atomhülle Elektronen aus dieser entfernt werden. Aufgrund des e^- -Signals wird das Ereignis vom Trigger hiermit bereits als geladen klassifiziert, obwohl dieser "Endzustand" nicht von der eigentlichen WW des π^- herrührt. Eine mögliche neutrale WW des weiterfliegenden π^- wird daher vom Trigger nicht erkannt. Der Bruchteil der Ereignisse, die durch δ -rays verloren gehen, wird bei der Analyse des Guard-Systems aus Meßläufen mit durchgehendem π^- (π^- -Trigger) ermittelt¹³).

Durch die WW des Neutrons im Guard-System können ebenfalls gute Ereignisse verloren gehen; erzeugt das Neutron bereits in der ersten Szintillations-schicht ein Signal, so wird das Ereignis vom Trigger verworfen (falls es in den weiteren Szintillationsschichten ein Signal auslöst, geht das Ereignis bei der Analyse verloren; s. Neutron-Korrektur). Die Korrektur bezüglich dieser Ereignisse ist t -abhängig und wurde bei einer Analyse der Pulshöhen des Guard-Systems ermittelt (s. unten).

3.3.2 t -abhängige Korrekturen

Im folgenden erwähnen wir zwei Korrekturen, die auf Effekten beruhen, bei denen die t -Abhängigkeit von vornherein klar ist. Weitere mögliche t -abhängige Korrekturen wurden bereits beschrieben bzw. werden bei der Diskussion des inelastischen Untergrunds ($\eta\pi + X$) in Abschnitt 3.4.1 behandelt.

Die Neutron-Korrektur

Durch die Analysenbedingung ii) in Abschnitt 3.2 wurden Ereignisse verworfen, bei denen Pulshöhen in den Zählern des Guard-Systems vorhanden waren. In erster Linie rühren diese Pulshöhen von γ -Quanten aus inelastischen Reaktionen (wie der Reaktion (3)) her, für deren Erkennung das Guard-System konzipiert war. Da das Neutron aus der Etaproduktion jedoch ebenfalls im Szintillator-Material oder in den Bleiplatten wechselwirken kann, stammen die Pulshöhen teilweise auch von Neutronen. Mit der Guard-System-Bedingung wird daher auch ein Bruchteil guter Ereignisse abgetrennt. Weitere Ereignisse gehen durch die Triggerbedingung verloren (n-Konversion in der 1. Szintillatorschicht). Da die Wechselwirkungswahrscheinlichkeit von der kinetischen Energie des Neutrons abhängt, ergibt sich ein t-abhängiger Ereignisverlust.

Diese Korrektur (einschließlich der Triggerkorrektur für n-Konversion) wurde bei einer gesonderten Analyse des Guard-Systems mit π^0 -Ereignissen bestimmt, bei der zwischen n- und γ -artigen Signalen unterschieden wird. Kriterien dieser Unterscheidung sind die Signalverteilungen von Neutronen oder γ 's in Abhängigkeit der durchlaufenen Schichtdicken und die Korrelation der Signale mit der Neutronrichtung (die aufgrund der π^0 -Richtung bekannt ist). In Ref. 10 wird diese Methode detailliert beschrieben. Die Ergebnisse zeigen gute Übereinstimmung mit Rechnungen, die mit Hilfe von Neutron-Wirkungsquerschnitten durchgeführt wurden.

Akzeptanz-Korrektur

Ereignisverluste durch eine zu geringe räumliche Nachweiswahrscheinlichkeit des γ -Detektors (Akzeptanz) traten lediglich bei den Meßläufen 15 GeV/c 5 m und 40 GeV/c 14 m auf. Da diese Messungen bei relativ großen Abständen des Detektors vom Target durchgeführt wurden, treffen nicht alle γ 's auf den Detektor. Bei festem Detektorabstand hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit für 2γ -Ereignisse von deren Labor-Öffnungswinkel θ und dem Impulsübertrag $-t$ ab; sie wurde analytisch und mit einem Monte-Carlo-Programm bestimmt.

Bei der analytischen Rechnung gehen wir von 2γ -Ereignissen bei festem t und

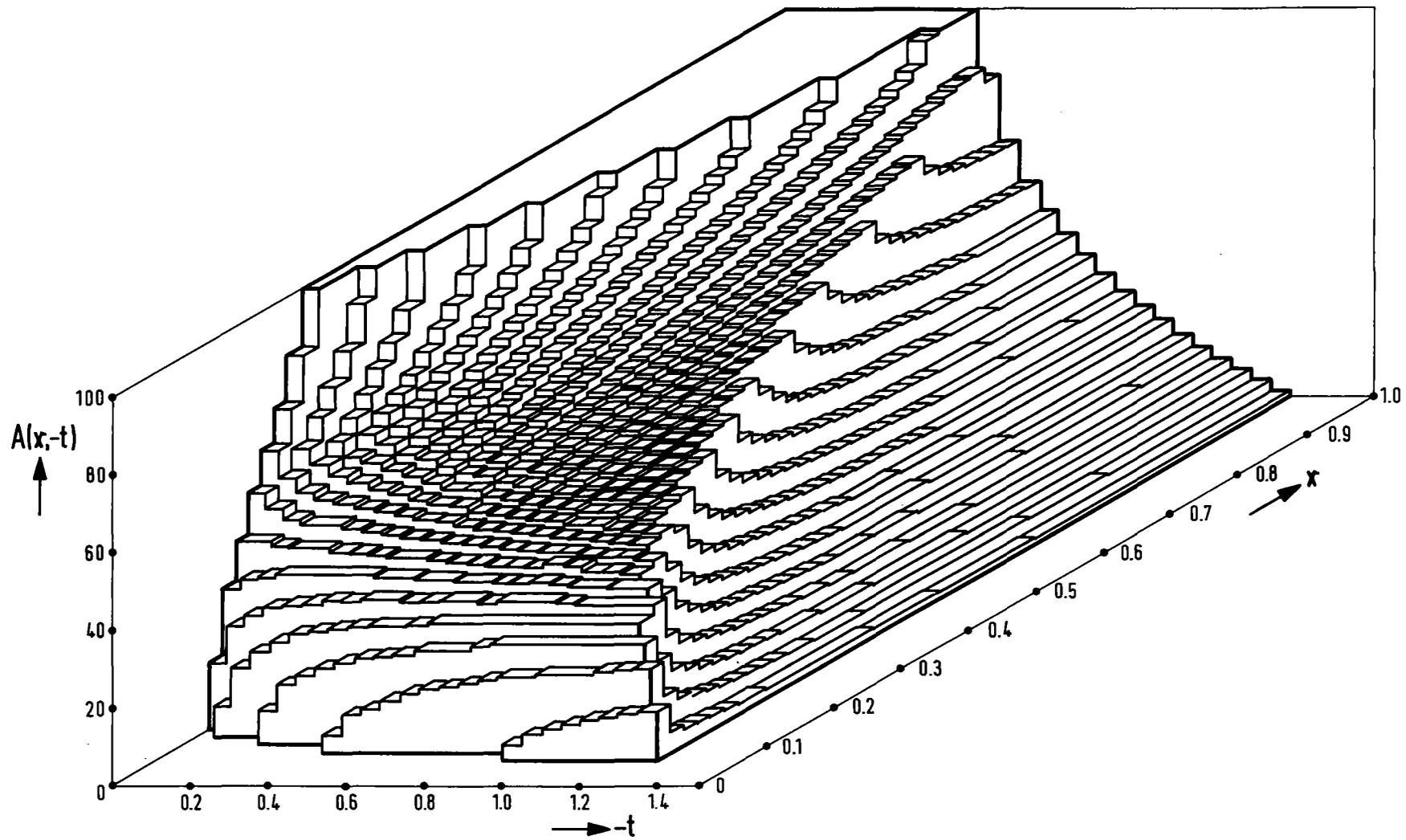


Fig. 3.11: Räumliche Akzeptanz für η -Ereignisse beim Meßlauf 40 GeV/c 14m als Funktion des Viererimpulsübertrages $-t$ und dem Energieverhältnis $X (= E_1/E_2 \leq 1)$ der beiden γ 's. $A(X, -t)$ ist der Prozentsatz der Ereignisse, bei denen beide γ 's auf den Detektor treffen (Ergebnis der analytischen Rechnung).

θ aus, deren Auftreffpunkte auf der Detektoroberfläche - aus dem Viererimpulsübertrag und der Projektion des Öffnungswinkels auf den Detektor - in einfacher Weise bestimmbar sind. Durch Rotation der γ -Orte um den Azimutwinkel erhält man die Auftreffwahrscheinlichkeit bezüglich $-t$ und θ . Deren θ -Integration ergibt die Akzeptanz in Abhängigkeit von $-t$.

Mit einem Monte-Carlo-Programm wurde die Erzeugung und der Zerfall von η -Ereignissen, gemäß der Reaktion (1), simuliert. Aufgrund der Flugrichtungen der beiden γ 's im Laborsystem wird geprüft, ob sie auf den Detektor auf-treffen. Die Akzeptanz ergibt sich aus dem Verhältnis der nachgewiesenen zu den generierten Ereignissen.

In Fig. 3.11 ist die durch analytische Rechnung ermittelte Akzeptanz in Abhängigkeit von $-t$ und vom Energieverhältnis X der beiden γ 's ($X = E_1/E_2 \leq 1$) für den Meßlauf 40 GeV/c 14 m dargestellt (θ und X sind über die Beziehung $\theta = 0.5 \theta_{\min} (1+X) X^{-1/2}$ miteinander verknüpft)*. $A(X, -t)$ bezeichnet den Bruchteil der auf den Detektor auftreffenden η -Ereignisse. Bei diesem Meßlauf ist die Akzeptanz nur bei kleinen $|t|$ und für symmetrisch zerfallene Ereignisse ($X \approx 1$) 100%. Bei großen Impulsüberträgen ist die Akzeptanz dagegen auch für symmetrische Zerfälle klein, während sie für asymmetrische Zerfälle ($X \rightarrow 0$) etwas zunimmt. In Fig. 3.12 ist die über θ integrierte Akzeptanz in Abhängigkeit von $-t$ aufgetragen. Die punktierte und die gestrichelte Kurve wurden analytisch bestimmt, wobei im ersten Fall Ereignisse des ganzen $\cos \theta_{\text{cm}}$ -Bereichs betrachtet wurden, im zweiten dagegen nur Ereignisse mit $\cos \theta_{\text{cm}}$ zwischen 0 und 0.8, so daß der $\cos \theta_{\text{cm}}$ -Schnitt der Analyse berücksichtigt ist. Hier wird wiederum deutlich, daß die Akzeptanz für asymmetrische Zerfälle mit $|t|$ etwas zunimmt. Aus diesem Grund verläuft die punktierte Kurve, bei der die asymmetrischen Zerfälle mitberücksichtigt wurden, erst bei größeren $|t|$ oberhalb der gestrichelten Kurve.

Die mit dem Monte-Carlo-Programm bestimmte Akzeptanz ist ebenfalls in Fig. 3.12 eingetragen. Sowohl deren Normierung als auch die t -Abhängigkeit stimmen sehr gut mit dem Ergebnis der analytischen Rechnung überein.

Bei 40 GeV/c 3 m und 25 GeV/c 3 m zeigen die entsprechenden Rechnungen, daß bis zu den höchsten gemessenen t -Werten keine Akzeptanzverluste auftreten.

* siehe Anhang B

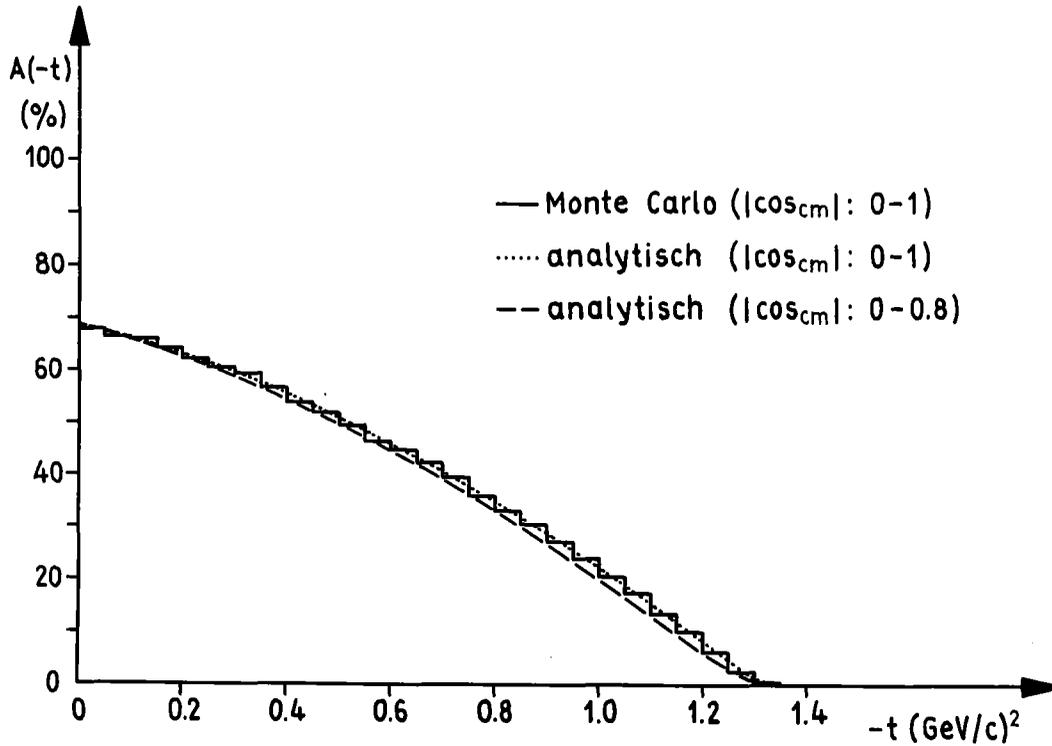


Fig. 3.12: Akzeptanzverlauf für η -Ereignisse bei 40 GeV/c 14m in Abhängigkeit von $-t$; über θ wurde integriert. Für den Fall, daß Ereignisse des ganzen $\cos \theta_{\text{cm}}$ -Bereichs betrachtet werden, sind die Ergebnisse der analytischen und der Monte-Carlo-Rechnung angegeben; gestrichelte Kurve: Akzeptanz für Ereignisse mit $|\cos \theta_{\text{cm}}| < 0.8$.

3.4 Störreaktionen

Wir diskutieren in diesem Abschnitt den Einfluß von Untergrundreaktionen, deren Endzustände ebenfalls neutral aber keine (oder keine reinen) η -Endzustände sind. Die Ereignisse der betrachteten Reaktionen bilden, hinsichtlich ihres Auftretens im η -Massenbereich und ihrer Abtrennung, zwei Gruppen. Untergrundereignisse, die ein kontinuierliches Massenspektrum ergeben (hadronischer Untergrund bzw. $2\pi^0$ - und ω -Untergrund), können direkt absubtrahiert werden. η -Ereignisse aus inelastischen Reaktionen können dagegen als Untergrund innerhalb der Massenverteilung elastisch erzeugter η 's selbst auftreten (N^* -Ereignisse und η 's aus inklusiver Produktion);

zur Bestimmung dieses Anteils sind gesonderte Untersuchungen notwendig.

Ereignisse, bei denen Hadronen anstatt γ 's auf den Detektor treffen, sind selten, da wegen des neutralen Triggers nur wenige Reaktionen beitragen können (z.B. $\pi^- p \rightarrow K^0 \Lambda$), deren Wirkungsquerschnitte außerdem klein sind. Diese Ereignisse werden zum größten Teil schon vom Schauererkennungsprogramm ausgesondert. Aufgrund der geringeren Pulshöhen hadronischer Schauer (ca. 1/10 der elektromagnetischen), ihrer breiteren Verteilung und der oft erst nach mehreren Schichten Eisen beginnenden Schauerentwicklung, ist die Rekonstruktionswahrscheinlichkeit für ein 2-Schauer-Ereignis hadronischen Typs sehr klein. Dennoch rekonstruierte 2-Schauer-Ereignisse weisen häufig Extrapulshöhen auf. Diese Eigenschaften konnten hauptsächlich beim Scannen von Ereignissen gut verfolgt werden. Generell ist die im Detektor deponierte Energie hadronischer Ereignisse sehr verschieden von der elastischer 2γ -Ereignisse, so daß sie im Bereich kinematisch schlecht angepaßter Ereignisse (bei großen χ^2 -Werten) auftreten können. Ereignisse, die alle Analysenbedingungen passiert haben, tragen zum kontinuierlichen Massenuntergrund bei, der subtrahiert wurde.

Der Fall, daß zusätzliche (hadronische) Signale neben zwei γ -Schauern im Detektor auftreten, ist schon bei der Diskussion von 2γ +EP-Ereignissen behandelt worden.

Ein weiterer Beitrag zum kontinuierlichen Untergrund kommt von den Ausläufern der ω -Massenverteilung und von $2\pi^0$ -Endzuständen. Der Einfluß vom ω , das hier wegen zweier nichtaufgelöster Schauer erscheint, ist bei den einzelnen Meßläufen sehr unterschiedlich, da das Verhältnis von 2-Schauer zu 3-Schauer Ereignissen von der Energie und der Detektorentfernung abhängt. Beim $2\pi^0$ -Untergrund handelt es sich um 2γ -Ereignisse, bei denen die beiden anderen γ 's sehr niederenergetisch sind, so daß sie vom Erkennungsprogramm nicht gefunden wurden. Die Ausläufer der π^0 -Massenverteilung tragen wenig zum Untergrund bei.

Der Anteil des kontinuierlichen Untergrundes im η -Massenbereich hängt vom betrachteten t -Bereich ab. Die Untergrundsubtraktion wurde daher t -abhängig durchgeführt. Der Untergrund betrug bei 40 GeV/c 3 m ca. 3% bei kleinen bis mittleren Impulsüberträgen und durchschnittlich ca. 8% im Gebiet großer Impulsüberträge ($|t| > 1$ (GeV/c)²). Bei allen weiteren Meßläufen ist dieser

Untergrund mehr als ein Faktor 2 geringer.

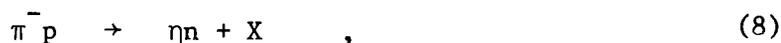
Einer der häufigsten Untergrundprozesse, bei denen ebenfalls η 's im neutralen Endzustand auftreten und die daher leicht Ereignisse der Etaproduktion simulieren können, stellen inelastische Reaktionen wie die Reaktion (3) dar. Zur Registrierung der zusätzlichen, vom N^* -Zerfall kommenden γ -Quanten war das Target von einem Guard-System umgeben, so daß diese inelastischen Ereignisse abgetrennt werden konnten.

Zur Abschätzung der Häufigkeit der ηN^* -Ereignisse wurden die 2γ -Ereignisse mit den normalen Bedingungen analysiert (den kinematischen Fit eingeschlossen), wobei zusätzlich jedoch Pulshöhen im Guard-System vorhanden sein mußten. Beim Meßlauf 25 GeV/c ergab sich ein Verhältnis der Raten $\eta n / \eta N^* = 2/1$.

Der Bruchteil von N^* -Ereignissen, die vom Guard-System nicht nachgewiesen wurden, wurde bei einer separaten Untersuchung des Guard-Systems ermittelt (Ref. 14); diese ergab eine Korrektur der η -Daten von 1% bezüglich der N^* -Kontamination.

3.4.1 Inklusive η -Erzeugung

Als weiteren inelastischen Prozeß untersuchen wir im folgenden den Einfluß inklusiv erzeugter η 's auf die Etaproduktion, d.h. wir betrachten Ereignisse der Reaktion



wobei das η als einziges Teilchen im Endzustand gemessen wurde. Vom Restsystem X wissen wir lediglich, daß es neutral ist und weder im Detektor wechselwirkt (keine EP) noch in den Antizählern. Insbesondere hat bei diesen Ereignissen das Guard-System nicht angesprochen (keine N^* -Erzeugung); es könnte sich hierbei z.B. um ein $K^0 \bar{K}^0$ -System handeln.

Um die Existenz inklusiver Ereignisse aufzuzeigen, müssen die 2γ -Ereignisse mit modifizierten Analysenbedingungen untersucht werden. Dies betrifft hauptsächlich die kinematische Anpassung, bei der angenommen wird, daß neben den elastisch erzeugten γ 's nur noch das Neutron im Endzustand vorliegt, die γ 's also den größten Teil der Endenergie besitzen. Im Falle der Reaktion (8) weisen die γ 's jedoch eine zu geringe Energie auf, da das System X einen wesentlichen Teil der Energie forttragen kann. Inklusiv erzeugte Ereignisse zeichnen sich daher durch ein schlechtes Fitverhalten aus, sie treten bei großen χ^2 -Werten auf und werden mit dem χ^2 -Schnitt abgetrennt. Die Abtrennung ist jedoch dann nicht vollständig, wenn sich diese Ereignisse in den Bereich elastischer Ereignisse fortsetzen; mit den bisherigen Methoden der Analyse ist eine Unterscheidung zwischen inklusiv und elastisch erzeugten η 's nicht möglich.

Um den Einfluß der Ausläufer niederenergetischer Ereignisse ermitteln zu können, werden für diese Untersuchungen die nichtgefitteten Größen der Ereignisse verwendet; d.h. die effektive Masse des zerfallenden Teilchens wird mit den gemessenen Orten und Energien der γ 's berechnet. Der χ^2 -Schnitt wird nicht angewendet. Ebenso entfällt der Schnitt in der Momenten-Masse (m_{mom}), der auf zusätzliche (aber geringe) Pulshöhen sensitiv ist, die auch von Teilchen aus X erzeugt werden könnten. Alle weiteren Bedingungen zur Ereignisdefinition werden auch hier benutzt. Man erhält dann auch das Spektrum niederenergetischer Ereignisse, mit dessen Kenntnis in den Bereich elastischer Ereignisse extrapoliert werden kann. Bei der t -Berechnung legen wir jedoch gefittete Größen zugrunde, um den Untergrundeinfluß in den aktuellen t -Bereichen, korrespondierend zu den t -Bereichen der differentiellen WQ's, zu ermitteln.

Mit dieser modifizierten Analyse erhält man Ereignisverteilungen wie sie in Fig. 3.13 für zwei verschiedene t -Bereiche angegeben sind (Meßlauf 40 GeV/c 3 m). In Abhängigkeit von der Summe der nachgewiesenen γ -Energien ($E_{\gamma\gamma}$) und der effektiven Masse (m_{eff} , mit gemessenen Werten berechnet) ist die Ereignisdichte aufgetragen. Zwei Bereiche sind in dieser Auftragung zu unterscheiden:

Im Bereich A häufen sich elastisch erzeugte η -Ereignisse. Deren Masse (vgl. Gl. (B1) in Anhang B) zeigt eine Proportionalität zur gemessenen Gesamtenergie, da der Öffnungswinkel von der nachgewiesenen Energie nicht abhängt. Da

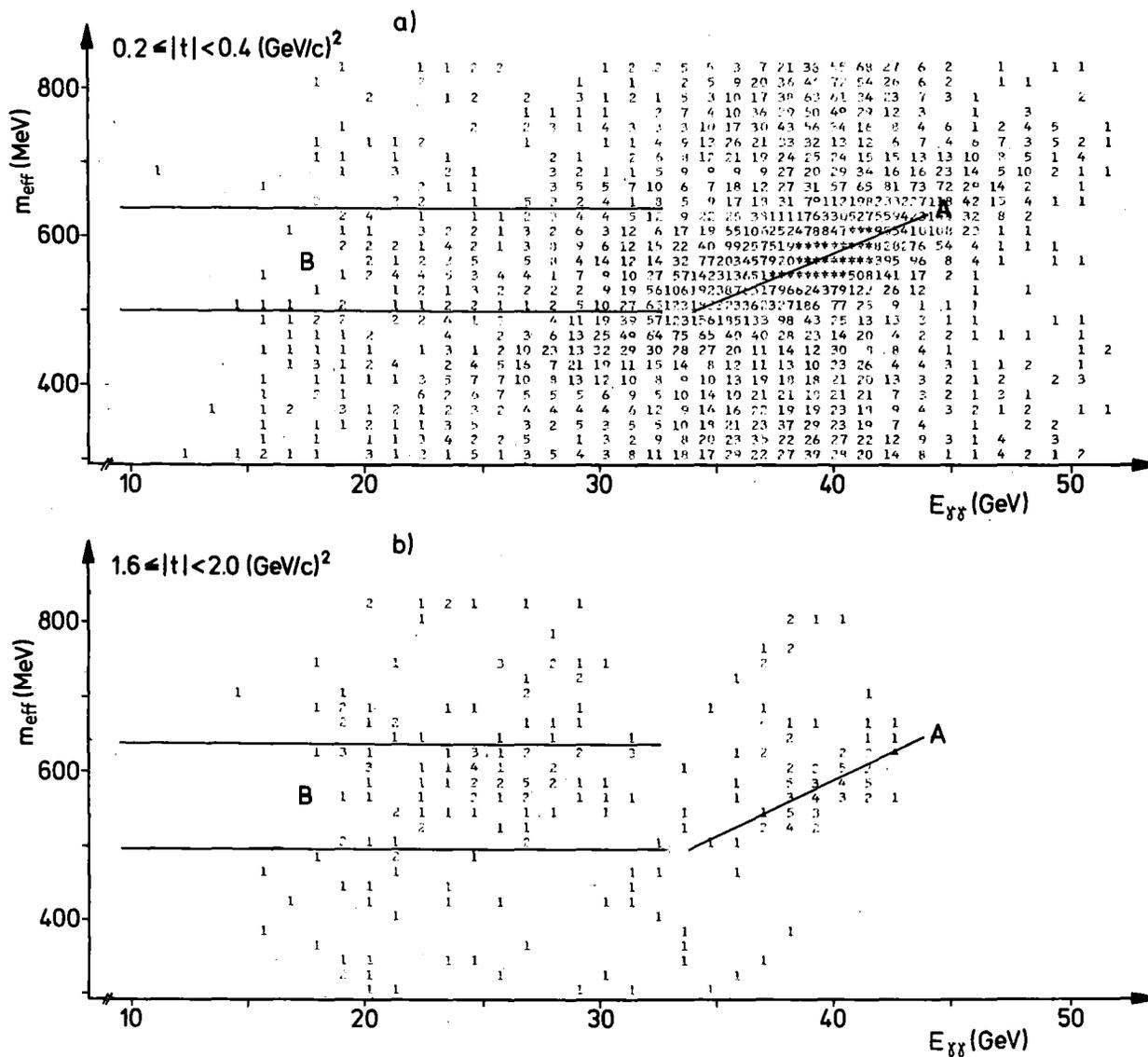


Fig. 3.13: Ereignisdichte in Abhängigkeit von der effektiven Masse und der im Detektor nachgewiesenen Gesamtenergie der beiden γ -Quanten, bei kleinen (a) und hohen (b) Impulsüberträgen. Bereich A: elastisch erzeugte η -Ereignisse; Bereich B: niederenergetische η 's aus inklusiver Erzeugung. Meßlauf 40 GeV/c 3m.

er sehr genau gemessen ist, wird die Ausdehnung dieses Bereichs durch die Meßunsicherheit der Energie, Eichfluktuationen eingeschlossen, bestimmt.

Der Bereich B - ausgeprägter bei großen $|t|$ in Fig. 3.13b zu erkennen - wird von inklusiv erzeugten η 's bevölkert. Diese Ereignisse haben die richtige effektive Masse des η 's, obwohl ihre gemessene Energie zu klein ist. Am Vertex müssen daher weitere Teilchen gebildet worden sein, die die Restenergie fortgetragen haben.

Die mögliche Verfälschung des elastischen η -Signals durch den inklusiven Prozeß wird in Fig. 3.14 deutlicher, in der die Ereignisse des η -Massenbandes (Bereiche A und B) auf die Energieachse projiziert sind. Die Verteilung der niederenergetischen η 's reicht, im Falle hoher $|t|$, dicht an die elastische Verteilung (bei $E_{\gamma\gamma} = 40$ GeV) heran, so daß nicht ausgeschlossen werden kann, daß ihre Ausläufer sich in den elastischen Bereich fortsetzen.

Fig. 3.15 zeigt die entsprechenden Darstellungen für den Meßlauf 25 GeV/c 3 m. Aufgrund der besseren Trennung zwischen inklusiven und elastischen η 's ist hier der Untergrundeinfluß geringer. Bei 15 GeV/c 5 m und 40 GeV/c 14 m treten niederenergetische η 's zu weniger als 0.5% auf, so daß ihr Einfluß vernachlässigbar ist. Die quantitative Untersuchung dieses Untergrundes war daher nur für die Meßläufe 25 GeV/c und 40 GeV/c 3 m notwendig.

Zur quantitativen Erfassung des Anteils inklusiver Ereignisse im Spektrum elastisch erzeugter η 's verwenden wir zwei Methoden, die zwei Extremfälle der Untergrundsubtraktion darstellen. Dabei machen wir hauptsächlich von der Form der gemessenen Energiespektren Gebrauch; die Subtraktion ist daher unabhängig von einer expliziten Annahme über die Natur des Systems X.

Die 1. Methode ("down") dient zur Bestimmung einer unteren Grenze für die Anzahl der aus der Etaproduktion stammenden Ereignisse. Das gesamte Spektrum wird hierbei aus zwei Anteilen zusammengesetzt. Für die Verteilung der inklusiv erzeugten η 's nehmen wir eine Rechteckform an, die sich, bei einer gewissen Minimalenergie E_I beginnend (s. Fig. 3.14a), bis in den Bereich elastischer Ereignisse erstreckt. Diese Verteilung wird mit der Auflösung des elastischen Anteils gefaltet. Für deren Form legen wir die elastische Verteilung (N_0) aus dem Bereich kleiner Impulsüberträge ($0 < |t| < 0.2$ (GeV/c)²) zugrunde, da hier der inklusive Untergrund vernachlässigbar

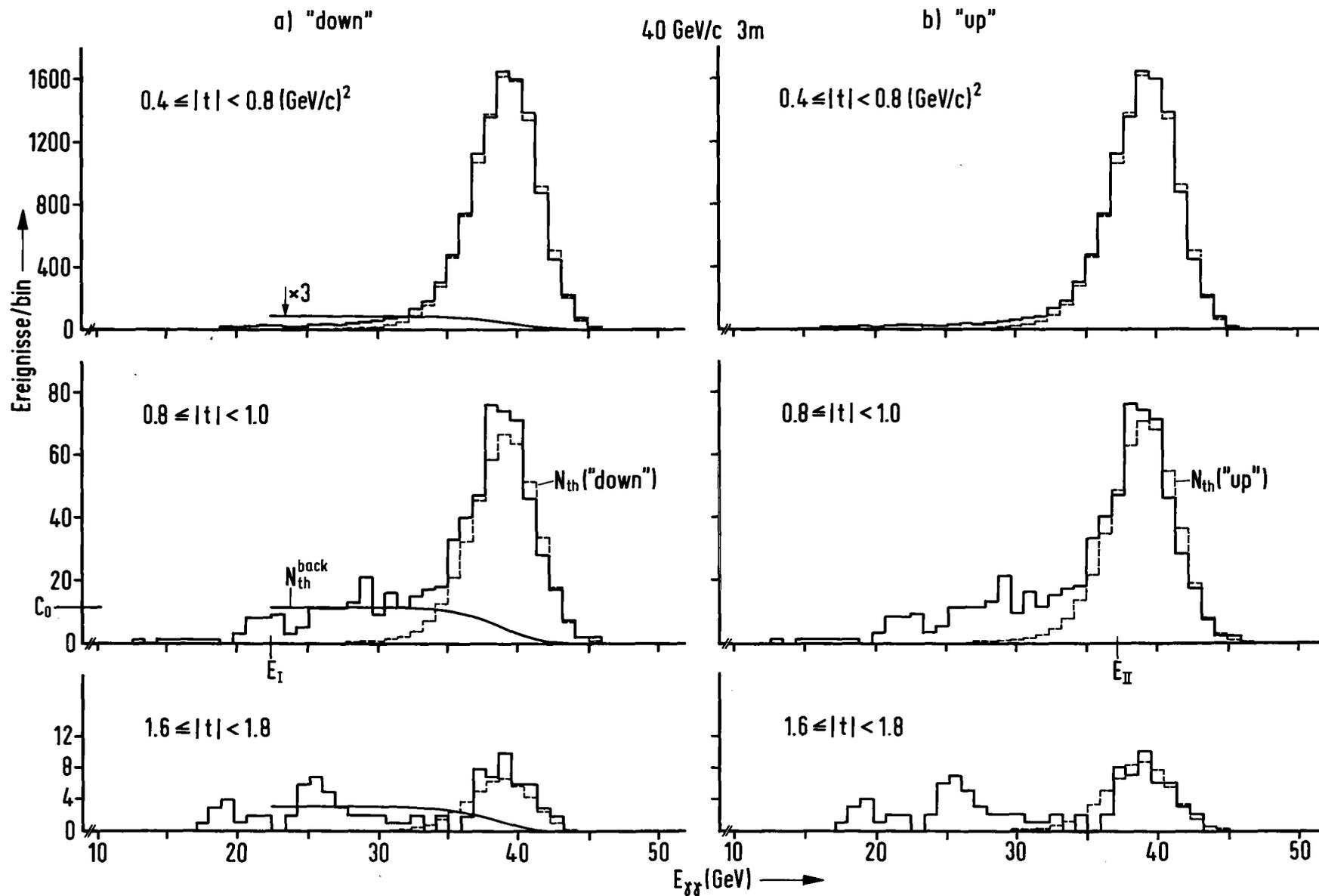


Fig. 3.14: Energieverteilungen der Ereignisse des η -Massenbandes (Bereich A und B in Fig. 3.13) für verschiedene t -Intervalle, bei 40 GeV/c 3m. Das gemessene Spektrum ist jeweils durchgezogen. a) Ergebnisse der Methode "down": N_{th}^{back} und N_{th} ; b) N_{th} der Methode "up".

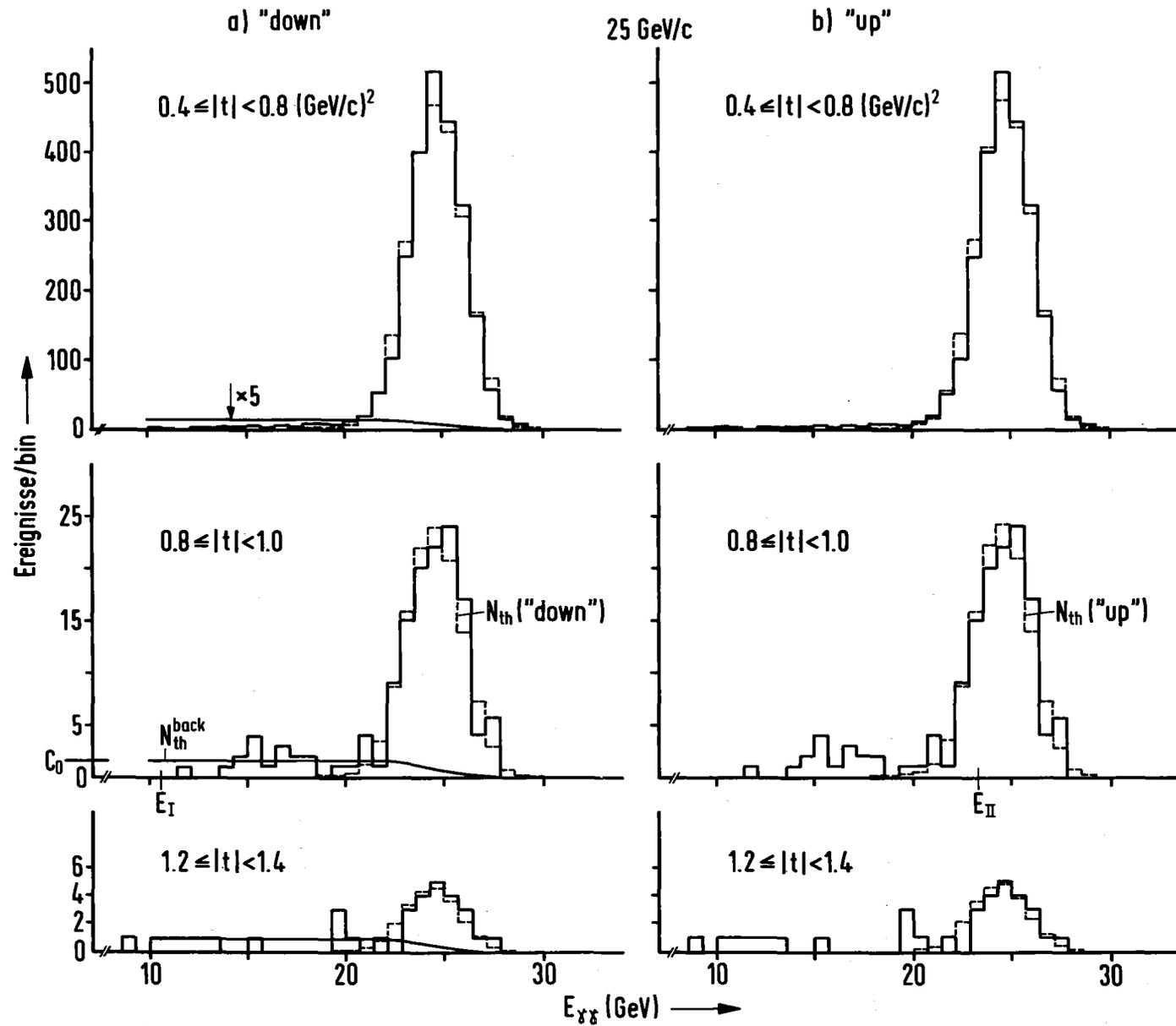


Fig. 3.15: Energieverteilungen wie in Fig. 3.14, für 25 GeV/c.

ist ($< 1\%$). Die gefaltete Untergrundverteilung (N_{th}^{back}) enthält die Höhe der Rechteckverteilung (C_0 in Fig. 3.14a) als freien Parameter. Zu dessen Bestimmung wird die experimentelle Information des jeweiligen Spektrums verwendet. Hierzu schreiben wir als Ansatz für den experimentellen Untergrund:

$$N_{exp}^{back} = N_{exp} - N_{th} = N_{exp} - f \cdot N_0$$

N_{exp} stellt die gemessene, mit Untergrund behaftete Verteilung dar. N_{th} ist der zweite Anteil des Spektrums, die theoretische Verteilung der η 's im elastischen Bereich, für deren Form die der ungestörten Verteilung N_0 angenommen wird. f ist ein weiterer freier Parameter. Durch Anpassung der gefalteten Untergrundverteilung N_{th}^{back} an N_{exp}^{back} erhält man die Beschreibung des Untergrundverlaufs über den ganzen Energiebereich. Die χ^2 -Funktion

$$\chi^2 = \sum_{E_{\gamma\gamma}=E_I} \frac{(N_{th}^{back} - N_{exp}^{back})^2}{N_{th} + N_{th}^{back}}$$

ist ein Maß für die Güte der Anpassung, für die das ganze experimentelle Spektrum - von E_I bis zum höchsten Wert $E_{\gamma\gamma}$, für den N_0 existiert - zugrunde gelegt wird. Im Minimum des χ^2 stellen N_{th}^{back} und N_{th} die beste Approximation für die experimentellen Spektrenanteile dar. Die beste Beschreibung der untergrundfreien Verteilung elastischer Ereignisse ist dann durch

$$N_{elast}^{down} \equiv N_{th}$$

gegeben.

Bei diesen Untersuchungen wird berücksichtigt, daß sich die elastische Verteilung mit wachsendem $|t|$ zu kleineren Energien verschiebt.

Die 2. Methode ("up") gibt eine obere Grenze für den Anteil elastisch erzeugter η 's des Energiespektrums. In diesem Fall wird keine explizite Form

für die Verteilung der inklusiven η 's berücksichtigt. Nur die Verteilung der Ereignisse im elastischen Bereich wird benutzt, von der wir annehmen, daß sie bei höheren η -Energien nur wenig von den Untergrundaustläufern beeinflusst wird. Ab dem Wert $E_{\gamma\gamma} = E_{II}$ (vgl. Fig. 3.14b), bei dem N_0 auf das 1/2-fache des Maximums abgefallen ist, passen wir N_0 an die experimentelle Verteilung an. $N_{th} = f \cdot N_0$, wobei f bei der Anpassung bestimmt wird, beschreibt dann die Verteilung elastischer Ereignisse auch für $E_{\gamma\gamma} < E_{II}$. Die Verteilung der untergrundfreien Ereignisse wird bei dieser Methode also beschrieben durch:

$$N_{\text{elast}}^{\text{up}} \equiv N_{\text{th}} \quad .$$

Die Ergebnisse beider Methoden sind für einige $|t|$ -Intervalle in Fig. 3.14 und 3.15 eingezeichnet. N_{th} gibt jeweils die Verteilung der untergrundfreien Ereignisse an; N_{th}^{back} ist, im Falle der Methode "down", der Untergrundverlauf inklusiv erzeugter η 's.

Die Untersuchungen wurden für den Bereich großer Impulsüberträge ($|t| > 0.8 \text{ (GeV/c)}^2$) im gleichen t -binning durchgeführt, das letztlich für die differentiellen WQ's zugrunde gelegt wird. Im Bereich mittlerer und kleiner t wurden, verglichen mit dem binning, größere Intervalle gewählt; die Korrekturen, sofern sie nicht vernachlässigbar sind, ergeben sich hier durch Interpolation bzw. durch Extrapolation vom Gebiet großer t .

Um den relativen Einfluß des inklusiven Untergrundes auf die η -Daten bestimmen zu können, muß die Situation betrachtet werden, bei der der χ^2 - und der m_{mom} -Schnitt miteinbezogen sind. Die Anwendung des χ^2 -Schnittes entspricht einer mittleren Abschneideenergie E_{cut} . Die Ereignismengen der "up" und der "down" Methode, $\Sigma N_{\text{elast}}^{\text{up}}$ und $\Sigma N_{\text{elast}}^{\text{down cut}}$, werden daher mit der experimentellen Ereignismenge, ΣN_{exp} , im Bereich $E_{\gamma\gamma} > E_{\text{cut}}$ verglichen. In Fig. 3.16 ist dieser Vergleich für die beiden Meßläufe dargestellt; die Werte rechts und links vom experimentellen Punkt einer Dreiergruppe sind die Ergebnisse der up- bzw. down-Methode (der Übersichtlichkeit halber wurden sie auf diese Art eingezeichnet - sie gehören aber zum zentralen t -Wert). Bei 40 GeV/c

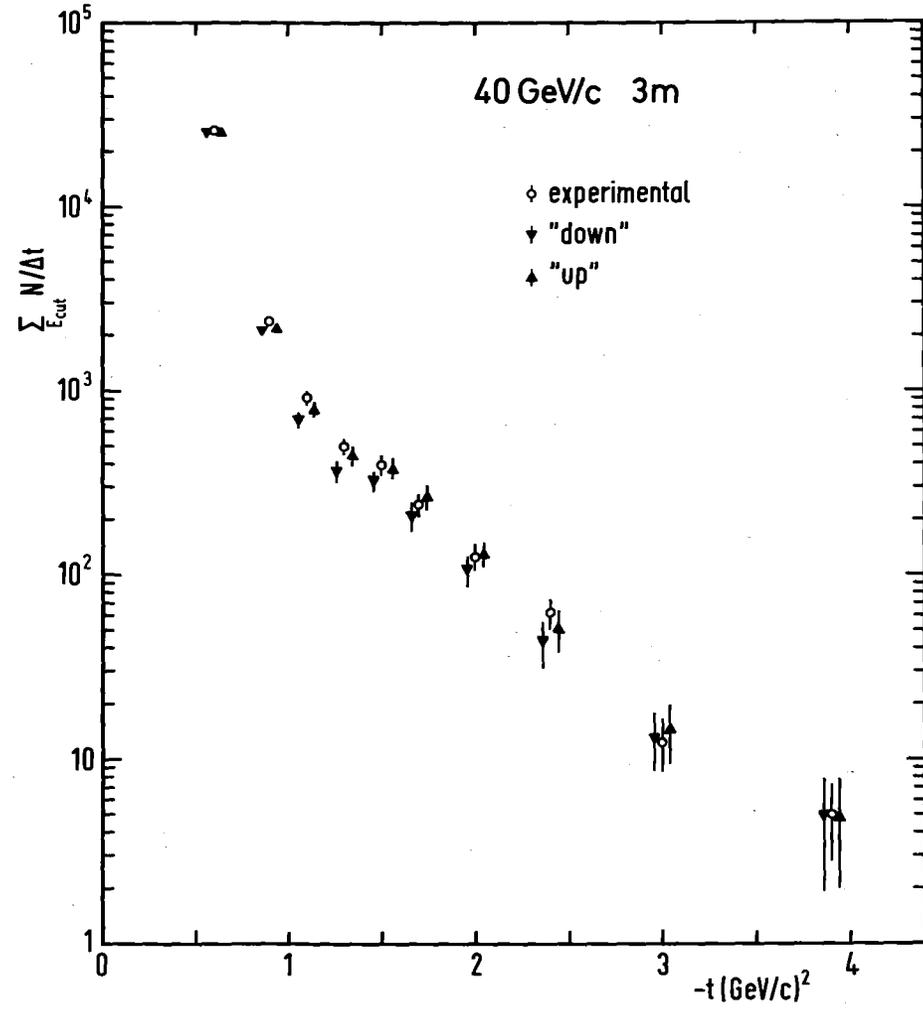
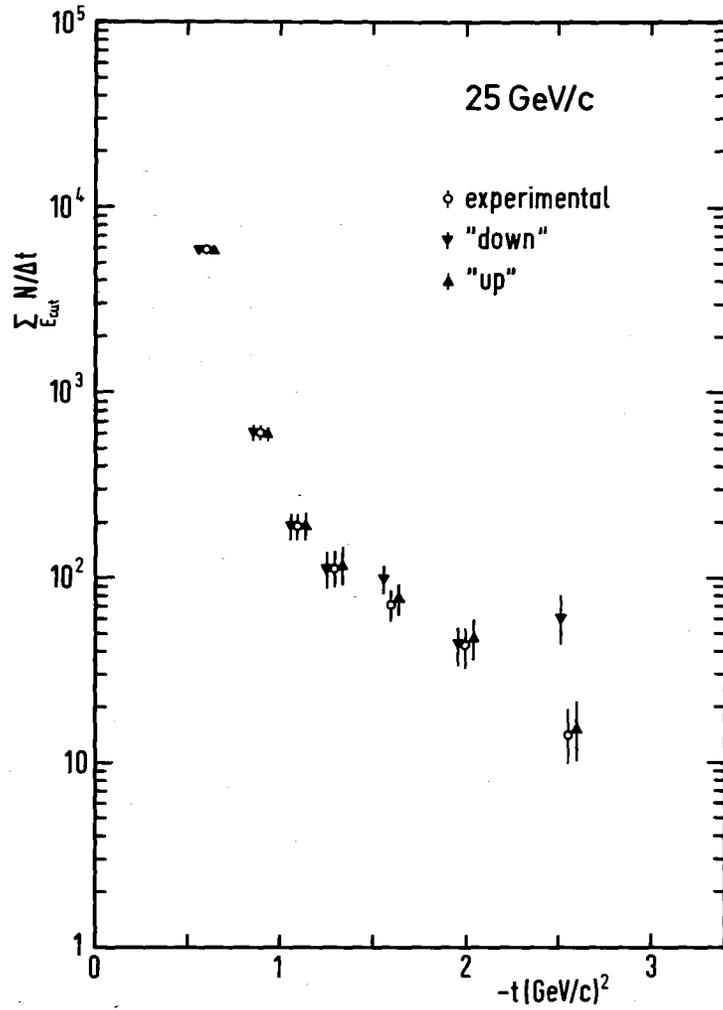


Fig. 3.16: Die t -Verteilungen nach Subtraktion des inklusiven Untergrunds mit den Methoden "up" und "down" und die gemessene Verteilung, bei 25 und 40 GeV/c 3m. Im Falle "up" und "down" wurde über N_{th} , beim experimentellen Punkt wurde über N_{exp} summiert. Die Punkte einer Dreiergruppe gehören zum zentralen t -Wert.

wird die "Annahme $up > down$ " praktisch immer bestätigt, während bei 25 GeV/c auch Fälle mit " $down > up$ " vorkommen; dieses Verhalten tritt hauptsächlich bei geringer Statistik der Spektren auf, für die eine Anpassung mit der down-Methode oft nur schlecht möglich ist.

Für die Korrekturen der differentiellen WQ's legen wir den Mittelwert beider Ereignisgrenzen zugrunde; falls der Mittelwert größer ist als die experimentelle Ereignismenge, wurde sein Fehler zum Fehler der Wirkungsquerschnittsdaten addiert. Für den Meßlauf 40 GeV/c ergaben sich im Übergangsbereich von mittleren zu großen Impulsüberträgen ("break") die größten Korrekturen (ca. 20%), für $|t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ sind sie zu vernachlässigen ($< 1\%$); im Bereich $|t| > 1.6 \text{ (GeV/c)}^2$ liegen sie im Durchschnitt unter 10%. Bei 25 GeV/c ist dieser Untergrundeinfluß nur im Bereich $0.6 < |t| < 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ festzustellen und dort klein (1-2%).

3.5 Das Auflösungsvermögen des γ -Detektors

Die Orts- und Energieauflösung des γ -Detektors, die für die Korrektur der differentiellen WQ's bezüglich der t-Auflösung bekannt sein müssen, wurden aus den experimentellen η -Daten ermittelt. Zur Bestimmung der Ortsauflösung wurde sowohl die Öffnungswinkelverteilung als auch die Verteilung der "Dreiecksunschärfe Δ " verwendet; Δ bezeichnet die Abweichung von der Dreiecksbeziehung (4), mit der die Pulshöhenkandidaten der einzelnen Ebenen kombiniert wurden (Abschnitt 3.1.3). Die Energieauflösung wurde mit Hilfe der η -Massenverteilung bestimmt. Bei diesen Untersuchungen werden die Fehler als gauss-verteilt angenommen, so daß insbesondere das Fehlerfortpflanzungsgesetz angewendet werden kann. Bei der Ortsauflösung gehen wir davon aus, daß die γ -Koordinaten x und y unabhängig sind und mit gleichem Fehler auftreten, so daß sich ein einheitlicher Ortsfehler σ_x angeben läßt.

3.5.1 Ortsauflösung

Ortsauflösung aus der Öffnungswinkelverteilung

Zur Berechnung des Öffnungswinkels zweier γ 's im Laborsystem verwenden wir die Beziehung (B2) (Anhang B). Da bei dieser Bestimmung die Ortskoordinaten der γ 's, nicht aber deren Energien eingehen, ist der Fehler des Öffnungswinkels ein direktes Maß für die Ortsauflösung des γ -Detektors; er wird aus der Öffnungswinkelverteilung ermittelt.

Um die ursprüngliche und vollständige Meßinformation vorliegen zu haben, wurden für diese Betrachtungen Ereignisse verwendet, die weder kinematisch angepaßt noch selektiert waren. Die so erhaltene Öffnungswinkelverteilung für 2γ -Ereignisse (Meßlauf 40 GeV/c 14 m) ist in Fig. 3.17 bis ca. $1.3 \cdot \theta_{\min}$ wiedergegeben. Sie zeigt beim minimalen Öffnungswinkel der γ 's vom η -Zerfall ($\theta = \theta_{\min} = 27.4$ mrad, symmetrischer Zerfall, vgl. Anhang B) ein aus-

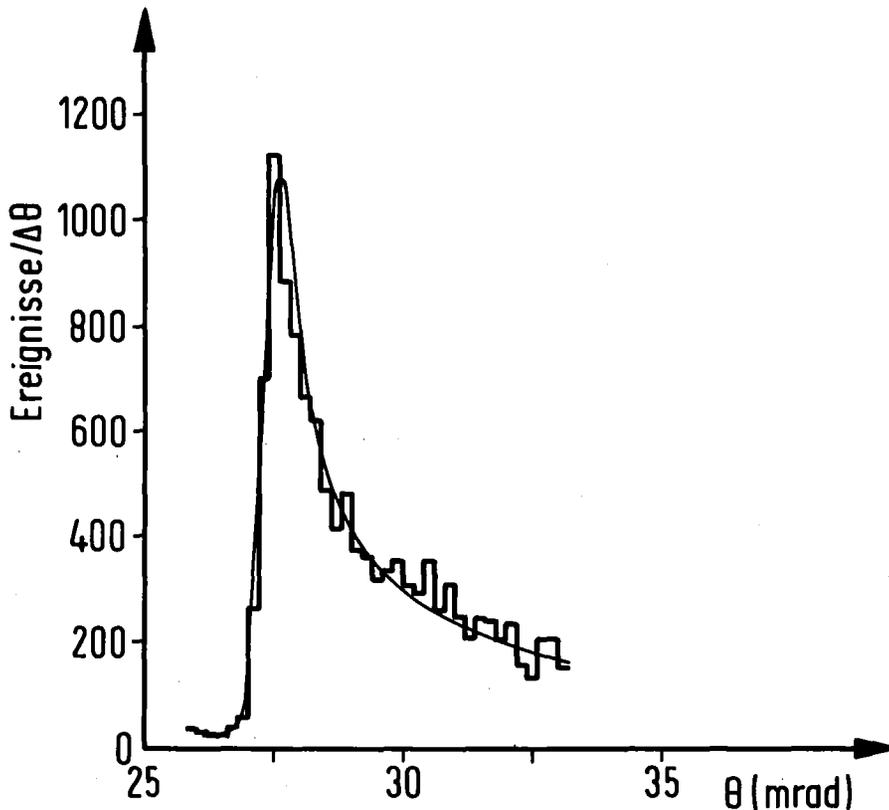


Fig. 3.17: Laboröffnungswinkelverteilung der η -Ereignisse bei 40 GeV/c 14m. Die durchgezogene Kurve wurde durch Faltung der theoretischen Verteilung mit der Ortsauflösung und Anpassung an die experimentelle Verteilung gewonnen. Die Anpassung ergibt den Parameter der Ortsauflösung.

geprägtes Maximum, wobei die - im theoretischen Fall scharfe - Kante bei $\theta \lesssim \theta_{\min}$ wegen der experimentellen Auflösung verbreitert ist.

Aus Verteilungen dieser Art wurde die Winkelauflösung σ_{θ} bestimmt, indem die theoretische Verteilung (s. Gl. (B4)) an jeder Stelle θ_i mit einer Gaussfunktion als Auflösungsfunktion gefaltet wurde, so daß der Einfluß der Ausläufer von Gaussverteilungen der Nachbarbins berücksichtigt wird. Diese gefaltete Verteilung wurde in dem in Fig. 3.17 angegebenen Winkelbereich an die experimentelle Verteilung angepaßt, wobei der geringe Untergrundanteil von der π^0 -Öffnungswinkelverteilung ($\theta_{\min}(\pi^0) = 6.8$ mrad) berücksichtigt worden ist; σ_{θ} geht hierbei als Fitparameter ein. In Fig. 3.17 ist die gefaltete Verteilung als durchgezogene Kurve eingezeichnet.

Diese Rechnungen wurden für alle **Meßläufe** durchgeführt. Mit dem Mittelwert der so erhaltenen σ_{θ} und unter Ausnutzung der Beziehung (B2) ergibt sich die Ortsauflösung zu

$$\sigma_x = (2.1 \pm 0.2) \text{ mm} .$$

Die Meßgenauigkeit des Vertexpunktes und des Strahlimpulses wurden hierbei berücksichtigt.

Ortsauflösung aus der Verteilung der "Dreiecksunschärfe Δ "

Eine direktere Aussage über die Ortsauflösung kann mit Hilfe der Detektorkoordinaten ($X_{\text{Det}}, U_{\text{Det}}, V_{\text{Det}}$) der γ -Schauer gemacht werden, da bei deren Bestimmung keine weiteren, mit Fehlern behaftete Meßgrößen eingehen. Da die Schauerkoordinaten eines γ 's gemäß der Dreiecksbeziehung (4) verknüpft sind, gibt die Abweichung von (4),

$$\Delta = X_{\text{Det}} + U_{\text{Det}} + V_{\text{Det}} - \text{const.} ,$$

Auskunft über die Meßgenauigkeit. Die mittlere Abweichung σ_{Δ} entnehmen wir der Verteilung der Größe Δ und berechnen damit die Ortsauflösung σ_x . Die Voraussetzung ist wieder, daß die Fehler von $X_{\text{Det}}, U_{\text{Det}}, V_{\text{Det}}$ unabhängig

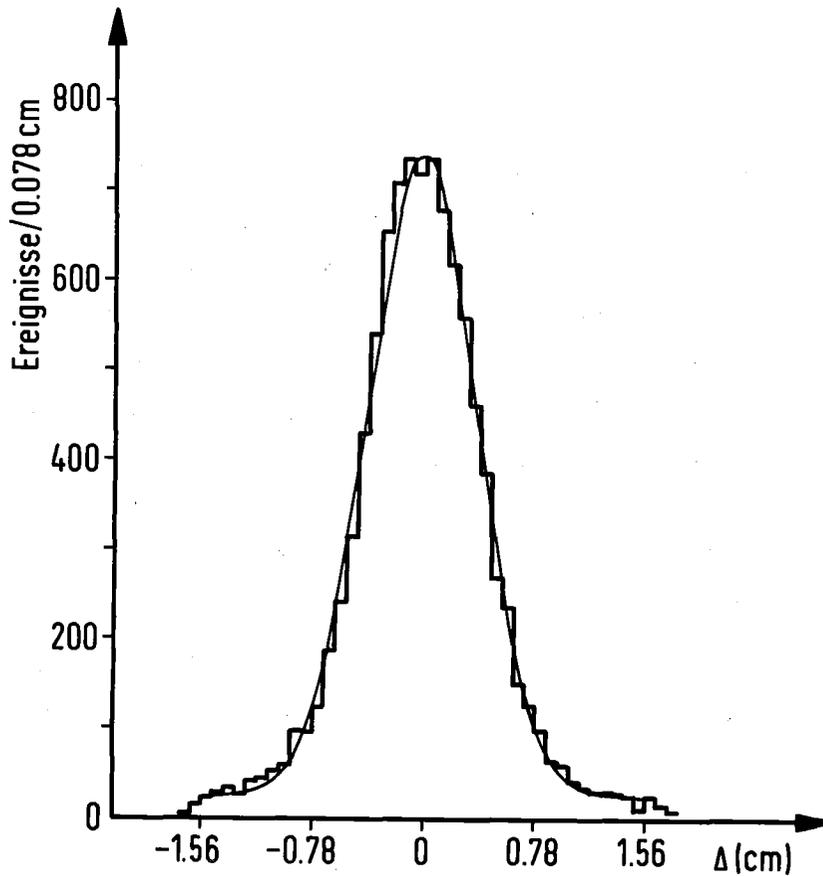


Fig. 3.18: Verteilung der Dreiecksunschärfe Δ für η -Ereignisse (Meßlauf 25 GeV/c 3m). Zur Bestimmung der Ortsauflösung des γ -Detektors wurde an die Verteilung eine Gaussfunktion angepaßt (durchgezogene Kurve).

sind und auf statistischen Fluktuationen beruhen.

In Fig. 3.18 ist die Verteilung der Dreiecksunschärfe Δ für η -Ereignisse des Meßlaufs 25 GeV/c 3 m aufgetragen. Die durchgezogene Kurve stellt eine, an den experimentellen Verlauf angepaßte Gaussfunktion, mit σ_{Δ} als Fitparameter, dar. Nach dieser Methode wurden alle vorliegenden Daten untersucht. Mit dem Mittelwert der Einzelergebnisse berechnet sich hier die Ortsauflösung zu

$$\sigma_x = (2.2 \pm 0.3) \text{ mm} .$$

Beide Werte der Ortsauflösung stimmen sehr gut mit den Ergebnissen von Messungen mit Elektronen überein, bei denen die Schauerverteilungen

der Elektronen im Detektor bei bekanntem Auftreffpunkt untersucht wurden und eine Auflösung von 2mm ergaben¹⁵⁾.

Im folgenden legen wir eine mittlere Ortsauflösung von 2.2 mm zugrunde.

3.5.2 Energieauflösung

Da sich die effektive Masse aus den Energien und Koordinaten der beiden γ 's berechnet (Gl. (B1) bzw. (B2)), hängt die Breite der Massenverteilung von den Fehlern dieser Größen ab, wobei der dominierende Beitrag von der Energieauflösung kommt. Mit Kenntnis der Massen- und Ortsauflösung kann daher die Energieauflösung bestimmt werden.

Der Fehler der Energie, σ_E , hängt von der jeweiligen γ -Energie ab und sollte, falls die Energieauflösung durch die statistischen Fluktuationen der Schauerteilchen bestimmt wird, proportional zu \sqrt{E} sein. Zur Überprüfung dieses \sqrt{E} -Gesetzes wurde die Massenauflösung daher in Abhängigkeit von der γ -Energie untersucht. In Fig. 3.19 sind die Massenverteilungen (Meßlauf 25 GeV/c 3 m) für einzelne γ -Energiebereiche dargestellt, wobei das niederenergetischere γ (willkürlich) ausgewählt wurde ($0 < E_{\gamma_1} \leq \frac{1}{2} (E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2})$). Hierbei wurden wiederum Ereignisse verwendet, die nicht die kinematische Anpassung durchlaufen haben, so daß die Massenverteilungen die experimentelle Meßinformation wiedergeben. Die Verbreiterung der Verteilungen mit wachsender Asymmetrie ($E_{\gamma_1}/E_{\gamma_2} \rightarrow 0$) macht deutlich, daß sich die Energiemessung zu kleinen Energien hin verschlechtert.

An die experimentellen Massenverteilungen wurden Gaussfunktionen angepaßt (durchgezogene Kurven in Fig. 3.19), deren Breiten in Fig. 3.20 gegen E_{γ_1} aufgetragen sind. Da bei der Massenbestimmung beide γ -Energien eingehen, tragen beide Energiefehler zur Massenbreite bei. Um die Energieabhängigkeit der Massenauflösung auf einen einheitlichen Energiefehler zurückführen zu können, muß daher eine Beziehung zwischen den beiden Energiefehlern angenommen werden. Für die durchgezogene Kurve in Fig. 3.20 wurde das \sqrt{E} -Gesetz vorausgesetzt, d.h. es wurde angenommen, daß

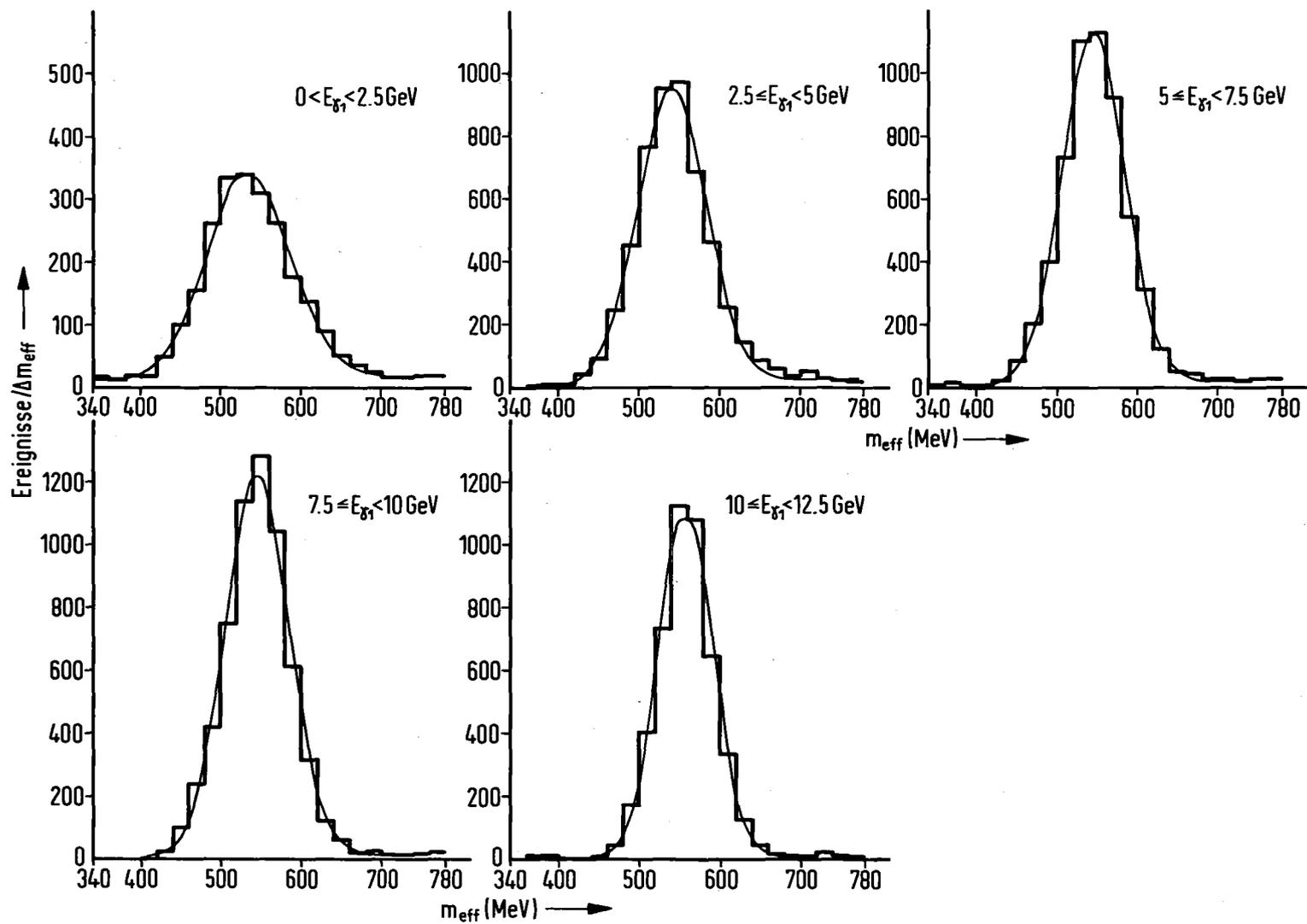


Fig. 3.19: Verteilungen der effektiven Masse von 2γ -Ereignissen für verschiedene γ -Energiebereiche (25 GeV/c $3m$). An die Spektren wurden Gaussfunktionen angepaßt (durchgezogene Kurven).

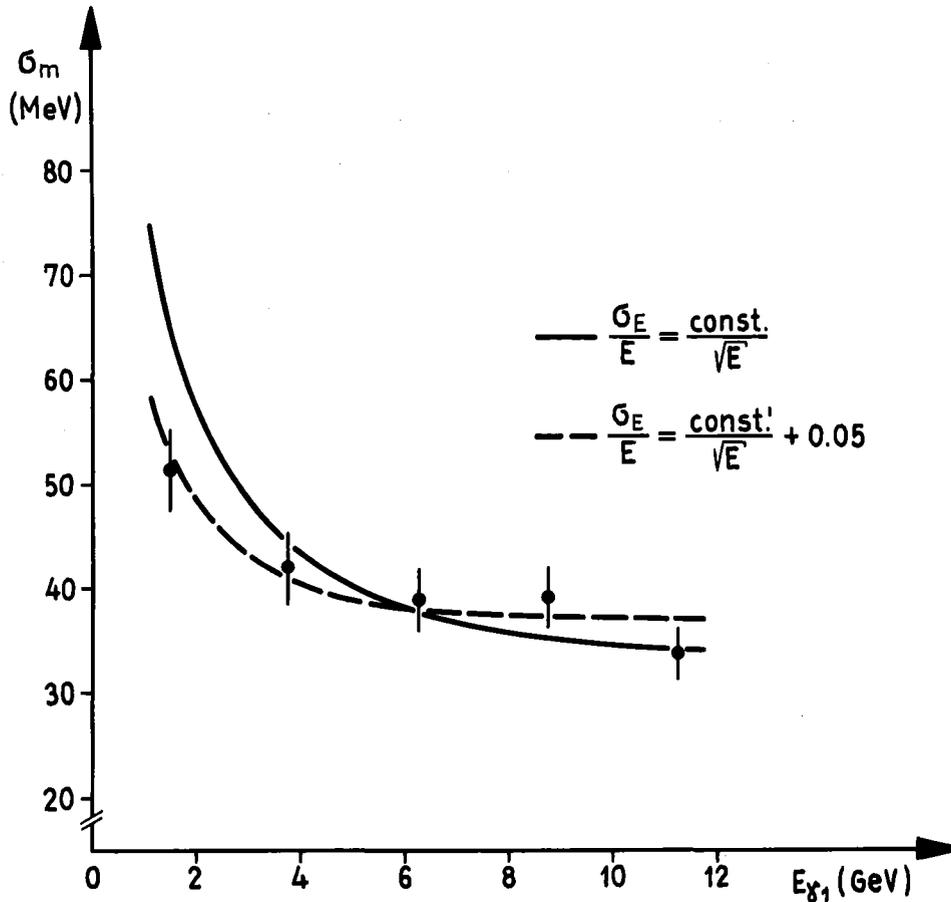


Fig. 3.20: Die Massenauflösung für η -Ereignisse in Abhängigkeit von der γ -Energie. Die Datenpunkte wurden aus den Massenspektren in Fig. 3.19 bestimmt. Die durchgezogene Kurve gibt die Massenauflösung bei Annahme eines reinen \sqrt{E} -Gesetzes für die Energieauflösung wieder; bei der gestrichelten Kurve wurde ein zusätzlicher, energieunabhängiger Anteil berücksichtigt.

$$\frac{\sigma_{E_{\gamma_1}}}{\sqrt{E_{\gamma_1}}} = \frac{\sigma_{E_{\gamma_2}}}{\sqrt{E_{\gamma_2}}} \equiv \frac{\sigma_E}{\sqrt{E}} = \text{const.}$$

gilt, wobei zur Bestimmung von const. alle Datenpunkte berücksichtigt wurden. Der Datenpunkt bei 1.5 GeV stimmt mit diesem Verlauf nur schlecht überein. Ein ähnliches Verhalten wurde auch bei den anderen Meßläufen gefunden, bei denen mit der Annahme eines reinen \sqrt{E} -Gesetzes ebenfalls keine befriedigende Beschreibung der Meßpunkte möglich war. Eine verbesserte Be-

schreibung erreicht man dagegen bei Berücksichtigung eines zusätzlichen, energieunabhängigen Anteils von $\sigma_E/E \approx 5\%$ (gestrichelte Kurve in Fig. 3.20). D.h. bei höheren γ -Energien scheint die Auflösung zunehmend durch einen systematischen Fehler begrenzt zu sein. Dieser könnte in erster Linie durch Fehler bei der Energieeichung zustande kommen, wobei die hier gefundene Größenordnung von 5% gut mit der mittleren Schwankung der Eichwerte von 7% übereinstimmt (vgl. Anhang A).

Die genaue Kenntnis der Energieauflösung bei kleinen und großen γ -Energien ist hier jedoch nicht notwendig, da die asymmetrischen Zerfälle bei der Analyse der η -Daten ausgeschlossen wurden ($\cos \theta_{\text{cm}}$ -Schnitt). Mit Berücksichtigung der Ergebnisse der anderen Meßläufe legen wir eine mittlere Energieauflösung von

$$\frac{\sigma_E}{\sqrt{E}} = (0.34 \pm 0.07) \text{ GeV}^{1/2}$$

zugrunde.

4. DIE WIRKUNGSQUERSCHNITTE DER ETAPRODUKTION

4.1 Die totalen Wirkungsquerschnitte

Die totalen Wirkungsquerschnitte werden nach der Beziehung

$$\sigma = \frac{N}{C_{\text{targ}} \cdot \text{MON} \cdot C} = \frac{\sigma_{\text{meas}}}{C} \quad (9)$$

berechnet, wobei N die Anzahl der η -Ereignisse bezeichnet, die die in Abschnitt 3.2 besprochenen Kriterien erfüllt haben und MON die Summe der π^- ist (Monitrorate), mit der N Ereignisse erzeugt wurden. C_{targ} ist die Targetkonstante, die das Atomgewicht (A) und die Dichte (ρ) des Wasserstoffs sowie die Targetlänge (l) und die Loschmidtzahl (N_L) enthält:

$$C_{\text{targ}} = \frac{\rho \cdot l \cdot N_L}{A}$$

Die Gesamtkorrektur C in (9) steht für das Produkt der in Tabelle 1 angegebenen Einzelkorrekturen.

Zur Ermittlung der totalen WQ's wurden jeweils Teilbereiche eines Meßlaufs ausgewählt, bei denen apparativ die besten Experimentierverhältnisse vorlagen. Für diese Bereiche wurde die gesamte Monitrorate bestimmt; aus der Schwankung der mittleren Monitroraten (pro neutralem Ereignis) der einzelnen Bereiche läßt sich der Monitorfehler abschätzen.

t-abhängige Korrekturen, für die ein integraler Wert nicht bekannt war, wurden auf die t-Verteilungen dieser Ereignisbereiche angewendet, so daß, nach Integration der Verteilungen, diese Korrekturen auch in den totalen WQ's berücksichtigt sind.

Die nach (9) berechneten totalen Wirkungsquerschnitte der Etaproduktion sind in Tabelle 2 aufgeführt; sie beziehen sich auf den 2γ -Zerfall des η 's. In Fig. 4.1 sind die WQ's zusammen mit den Ergebnissen anderer Experi-

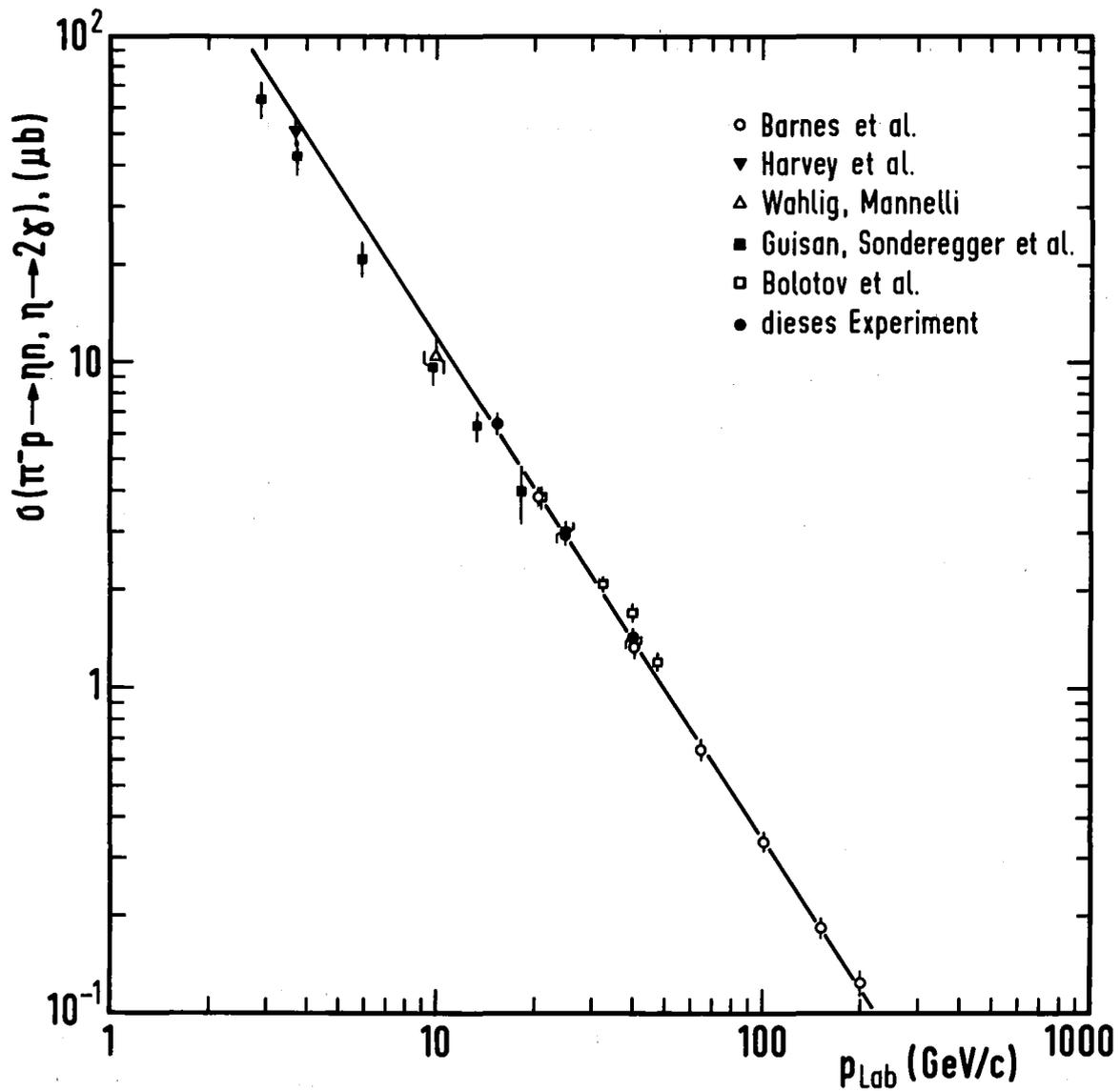


Fig. 4.1: Die totalen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion (für den Zerfall $\eta \rightarrow 2\gamma$) in Abhängigkeit vom Pionlaborimpuls. Die Daten der anderen Experimente wurden den Ref. 16-19 entnommen. Die eingezeichnete Gerade entspricht dem Potenzverhalten (10).

TABELLE 2: Totale Wirkungsquerschnitte der Etaproduktion (bei 40 GeV/c ist der Wert des 3m-Meßlaufs angegeben).

p_{Lab} GeV/c	$\sigma(\pi^- p \rightarrow \eta n, \eta \rightarrow 2\gamma)$ μb
15.3	6.54 ± 0.43
25	2.95 ± 0.15
40 (3m)	1.43 ± 0.07

mente¹⁶⁻¹⁹) in Abhängigkeit vom Pionlaborimpuls (p_{Lab}) aufgetragen. Die durchgezogene Gerade gibt das Potenzverhalten der totalen WQ's gemäß

$$\sigma = (423 \pm 43) p_{\text{Lab}}^{-1.54 \pm 0.03} \mu\text{b} \quad (10)$$

wieder. Zur Bestimmung der beiden Parameter in (10) wurden bei der Anpassung neben den Daten dieses Experiments auch die Daten von Barnes et al. verwendet, die sich von 20 bis 200 GeV/c Pionimpuls erstrecken. Die Wirkungsquerschnitte beider Experimente werden sehr gut mit dem angegebenen Verlauf beschrieben. Bei kleineren Energien liegen die Daten von Sonderegger et al. systematisch tiefer. Im Energiebereich des vorliegenden Experiments zeigen die Wirkungsquerschnitte von Bolotov et al. einen etwas geringeren Abfall in p_{Lab} .

4.2 Die differentiellen Wirkungsquerschnitte

Entsprechend der Beziehung (9) für den totalen Wirkungsquerschnitt gilt für den differentiellen Wirkungsquerschnitt

$$\left. \frac{d\sigma}{dt} \right|_{t=\bar{t}} = \frac{N(\bar{t})}{N_0 \Delta t} \cdot \frac{\sigma_{\text{meas}}}{C} \quad (11)$$

$N(\bar{t})$ bezeichnet die Anzahl der η -Ereignisse, die im t -Intervall $[t_i, t_{i+1}]$, dessen Breite Δt ist, liegen; die Ereignisse werden dem zentralen t -Wert, $\bar{t} = t_i + \frac{\Delta t}{2}$, zugeordnet. N_0 ist die Summe der η -Ereignisse, die insgesamt bei dem jeweiligen Meßlauf nachgewiesen wurden (Ereignisse des ganzen gemessenen t -Bereichs). In der Gesamtkorrektur C sind hier auch die t -abhängigen Einzelkorrekturen enthalten. Hierzu zählt ebenfalls die "Entfaltungskorrektur", die den Verschmierungseffekt bei den differentiellen WQ's berücksichtigt, der vom begrenzten t -Auflösungsvermögen der Apparatur herrührt. Sie wurde wie folgt ermittelt.

Als Ausgangsinformation für die gemessenen Wirkungsquerschnitte wurde eine, an die experimentellen Daten angepaßte, analytische Funktion zugrunde gelegt. Der Ansatz bestand im wesentlichen aus zwei Exponentialfunktionen für den Bereich mittlerer und hoher t ; mit einem Polynom in t wurde der Verlauf im Bereich des "breaks" parametrisiert. Die t -Auflösung wurde in Abhängigkeit von der Orts- und Energieauflösung des γ -Detektors bestimmt; als mittlere Auflösungen wurden die in Abschnitt 3.5 angegebenen Werte verwendet. Beim Meßlauf 40 GeV/c 3m betrug die t -Auflösung ca. $0.007 (\text{GeV}/c)^2$ bei kleinen $|t|$ ($\approx 0.01 (\text{GeV}/c)^2$), ca. $0.04 (\text{GeV}/c)^2$ bei mittleren $|t|$ ($\approx 0.4 (\text{GeV}/c)^2$) und ca. $0.08 (\text{GeV}/c)^2$ bei großen $|t|$ ($\approx 2.0 (\text{GeV}/c)^2$). Der angepaßte Verlauf des Wirkungsquerschnitts wurde mit der Auflösung gefaltet und durch Vergleichen der gefalteten Verteilung mit der Ausgangsverteilung ergab sich die Korrekturfunktion in Abhängigkeit von $-t$. Mit dieser wurden die Daten der differentiellen WQ's korrigiert. Der Fehler der Korrekturen wurde aus den Extremwerten abgeschätzt, die sich bei Variation der Orts- und Energieauflösungsparameter (innerhalb ihrer Fehler) ergeben.

Die Entfaltungskorrektur spielt hauptsächlich im Bereich des exponentiell schnellen Abfalls der differentiellen WQ's eine Rolle. Generell waren bei den hier analysierten Daten jedoch nur geringe Korrekturen notwendig. Beim Meßlauf 40 GeV/c 3m, bei dem die Korrekturen am größten waren, betragen sie maximal 10% (im Endbereich des steilen Abfalls des WQ).

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion sind in den Tabellen 3 und 4 angegeben. Fig. 4.2 zeigt diese WQ's bei den Strahlimpulsen von 15 und 25 GeV/c; in Fig. 4.3 sind sie für 40 GeV/c, bei den Detektor-entfernungen von 14 und 3m, aufgetragen. Wegen der besseren t-Auflösung beim Abstand von 14m, wurden diese Daten feiner unterteilt. Aufgrund der geringen Akzeptanz bei diesem Meßlauf, konnte der WQ jedoch nur über einen relativ kleinen t-Bereich vermessen werden. Die Daten stimmen innerhalb der Fehler mit der Messung bei 3m überein. Der 14m-Meßlauf war insbesondere auch bei den systematischen Untersuchungen der Korrekturen und Auflösungen von Nutzen.

Bei allen drei Strahlimpulsen zeigen die WQ's im Bereich kleiner und mittlerer Impulsüberträge ($|t| \lesssim 1$ (GeV/c)²) ein ähnliches Verhalten. Für $|t| \rightarrow 0$ ist ein starkes Umbiegen der WQ's (Vorwärts-Dip) zu verzeichnen. Dies steht im Kontrast zu Ergebnissen früherer Experimente¹⁹⁾, bei denen der Vorwärts-Dip bei höheren Energien nicht auftrat (vgl. auch Fig. 4.4). Nach dem Maximum münden die differentiellen WQ's in einen exponentiellen Abfall. Beim Meßlauf 15 GeV/c konnte der differentielle WQ nur bis zu mittleren $|t|$ gemessen werden, da die Akzeptanz für große $|t|$ verschwindet.

Bei 25 und 40 GeV/c, den Meßläufen mit der größten Akzeptanz und höchsten Statistik, wurde dagegen auch das Gebiet hoher Impulsüberträge erreicht: bei beiden Energien ändert sich der Verlauf der differentiellen WQ's bei $|t| \approx 1$ (GeV/c)² drastisch ("break"); der steile exponentielle Abfall im mittleren t-Bereich wird hier unterbrochen und geht, in Form einer "Schulter", in einen viel flacheren Abfall über. Dieser Bereich der hohen Impulsüberträge konnte bisher von anderen Experimenten nicht untersucht werden. Bei 40 GeV/c ist in diesem Experiment der vermessene t-Bereich mehr als ein Faktor 3 gegenüber anderen Experimenten^{16), 18)} erweitert worden, wobei im Wirkungsquerschnitt zwei Größenordnungen mehr gemessen wurden.

Fig. 4.4 zeigt den Vergleich der Daten dieses Experiments bei 40 GeV/c mit den Daten von Barnes et al. (40.8 GeV/c) und von Bolotov et al. (40 GeV/c). Beim Experiment von Barnes et al. wurden die γ -Quanten vom η -Zerfall ebenfalls mit Szintillationszählern nachgewiesen, mit ähnlich guten Auflösungen wie in diesem Experiment²⁰⁾. Bei Bolotov et al. wurde noch die ältere Technik der optischen Funkenkammern verwendet; wegen der schlechten Ener-

TABELLE 3: Differentielle Wirkungsquerschnitte der Etaproduktion (für den Zerfall $\eta \rightarrow 2\gamma$); die Werte bei 40 GeV/c beziehen sich auf den 3m-Meßlauf

-t (GeV/c) ²	dσ/dt (µb/(GeV/c) ²)				
	15.3 GeV/c	25 GeV/c		40 GeV/c (3m)	
0.015	13.5 ±1.7	6.27	±0.36	3.81	±0.18
0.045	17.3 ±2.0	8.02	±0.45	4.72	±0.22
0.075	17.2 ±2.0	8.71	±0.48	5.14	±0.24
0.110	18.9 ±2.1	8.33	±0.45	4.77	±0.23
0.150	17.6 ±1.9	7.79	±0.42	4.37	±0.21
0.190	17.3 ±1.5	7.02	±0.39	3.62	±0.17
0.235	12.8 ±1.5	5.78	±0.32	2.83	±0.13
0.290	10.1 ±1.2	4.35	±0.24	2.11	±0.10
0.360	7.25±0.85	3.00	±0.17	1.35	±0.065
0.450	5.29±0.64	1.67	±0.097	0.710	±0.035
0.550	2.82±0.41	0.904	±0.059	0.317	±0.017
0.650	1.55±0.29	0.441	±0.034	0.140	±0.008
0.750	0.59±0.17	0.223	±0.022	0.0615	±0.0044
0.900	0.35±0.10	0.0847	±0.0091	0.0196	±0.0016
1.100	0.16±0.082	0.0221	±0.0043	0.00624	±0.00074
1.300		0.0119	±0.0037	0.00515	±0.00069
1.500		----		0.00467	±0.00068
1.600		0.0073	±0.0020	----	
1.700		----		0.00302	±0.00066
2.000		0.0061	±0.0020	0.00170	±0.00029
2.400		----		0.00038	±0.00012
2.600		0.00126	±0.00055	----	
2.900		----		0.00026	±0.00011
3.300		< 0.0014		----	
3.800		----		< 0.00012	

TABELLE 4: Differentieller Wirkungsquerschnitt der Etaproduktion bei 40 GeV/c 14 m (für den Zerfall $\eta \rightarrow 2\gamma$).

$-t$ (GeV/c) ²	$d\sigma/dt$ $\mu\text{b}/(\text{GeV}/c)^2$
0.010	3.56 ±0.47
0.030	5.12 ±0.63
0.050	4.67 ±0.60
0.075	5.47 ±0.61
0.105	4.80 ±0.56
0.135	4.04 ±0.49
0.170	3.75 ±0.45
0.210	3.02 ±0.36
0.255	2.25 ±0.29
0.310	1.74 ±0.24
0.37	1.14 ±0.17
0.435	0.58 ±0.11
0.515	0.372±0.086
0.610	0.143±0.056
0.720	0.087±0.045
0.850	0.026±0.016

TABELLE 5: Trajektorienwerte $\alpha(t)$.

Bei 40 GeV/c wurden die Daten des 3m-Meßlaufs verwendet. Die Werte für $|t| \geq 1.3 (\text{GeV}/c)^2$ wurden aus zwei Energiepunkten (25 und 40 GeV/c) bestimmt.

$-t$ (GeV/c) ²	α
0.015	0.404±0.063
0.045	0.373±0.059
0.075	0.395±0.057
0.110	0.336±0.059
0.150	0.319±0.057
0.190	0.231±0.058
0.235	0.226±0.056
0.290	0.209±0.057
0.360	0.137±0.057
0.450	0.019±0.062
0.550	-0.123±0.067
0.650	-0.23 ±0.08
0.750	-0.27 ±0.10
0.90	-0.52 ±0.15
1.1	-0.41 ±0.22
1.3*	0.12 ±0.39
1.6	0.27 ±0.38
2.0	-0.33 ±0.42
2.6	-0.14 ±0.66

* Bei der Bestimmung von α für $|t| \geq 1.3 (\text{GeV}/c)^2$ wurden die Daten der Wirkungsquerschnitte teilweise interpoliert (mit der Entfaltungsfunktion, vgl. Abschnitt 4.2), wenn sie nicht im gleichen binning vorlagen.

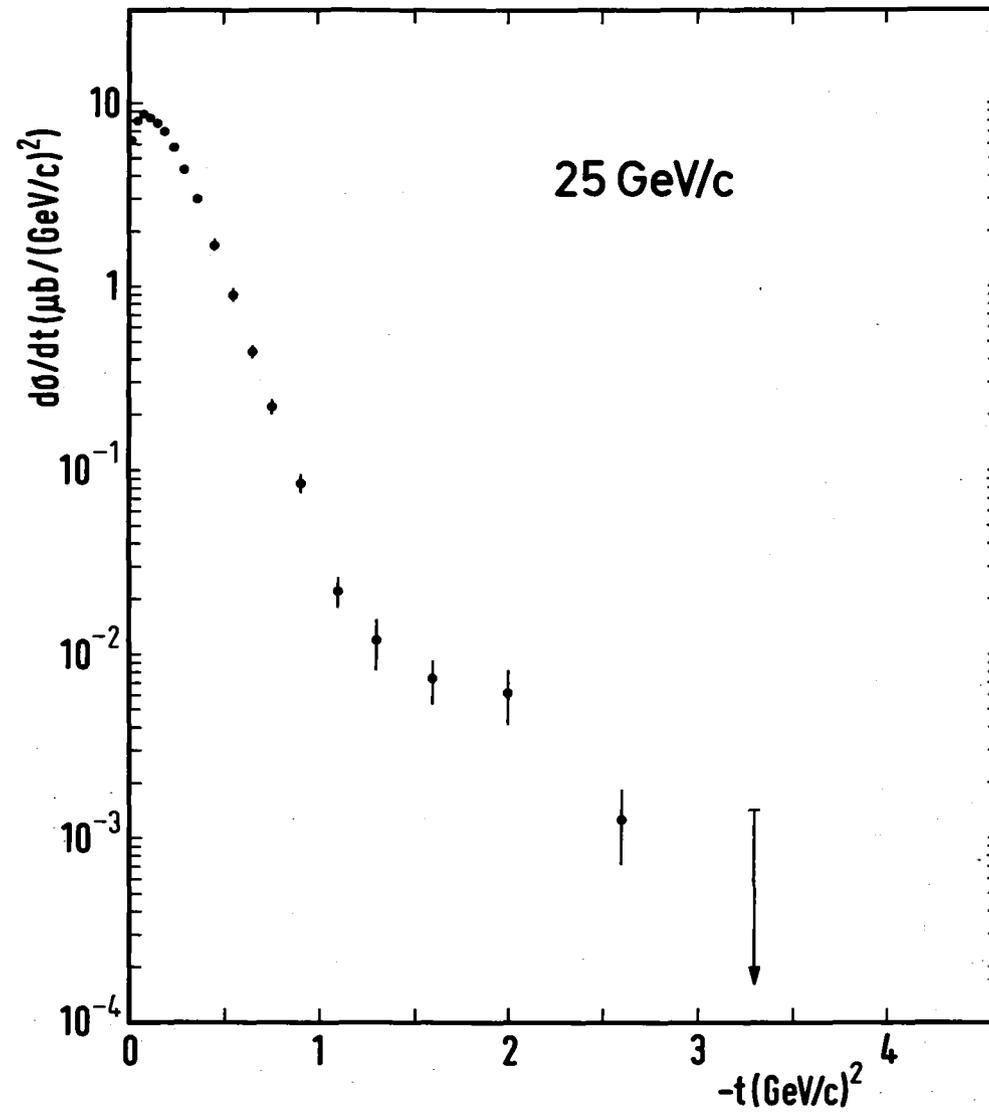
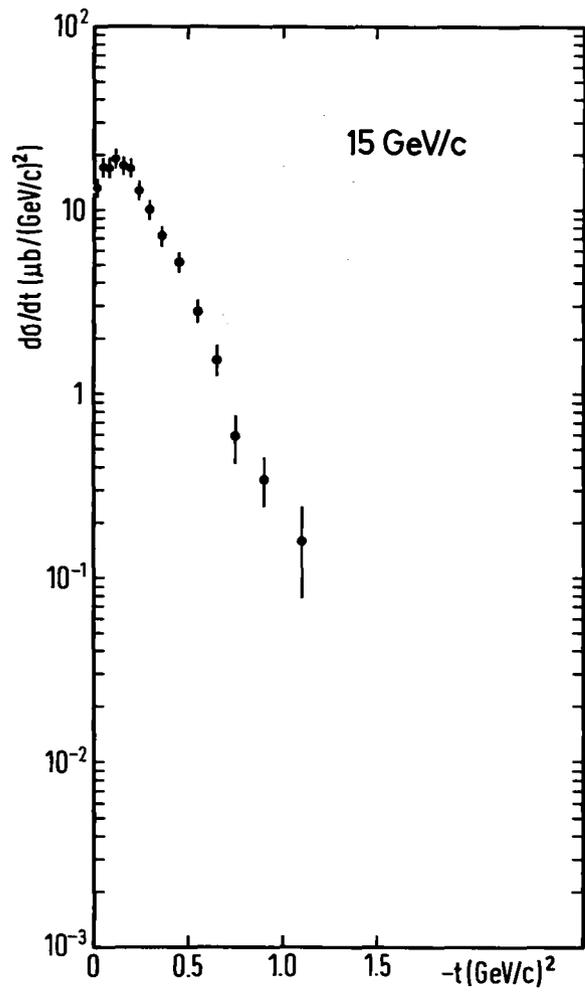


Fig. 4.2: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion (für den Zerfall $\eta \rightarrow 2\gamma$) bei 15 und 25 GeV/c.

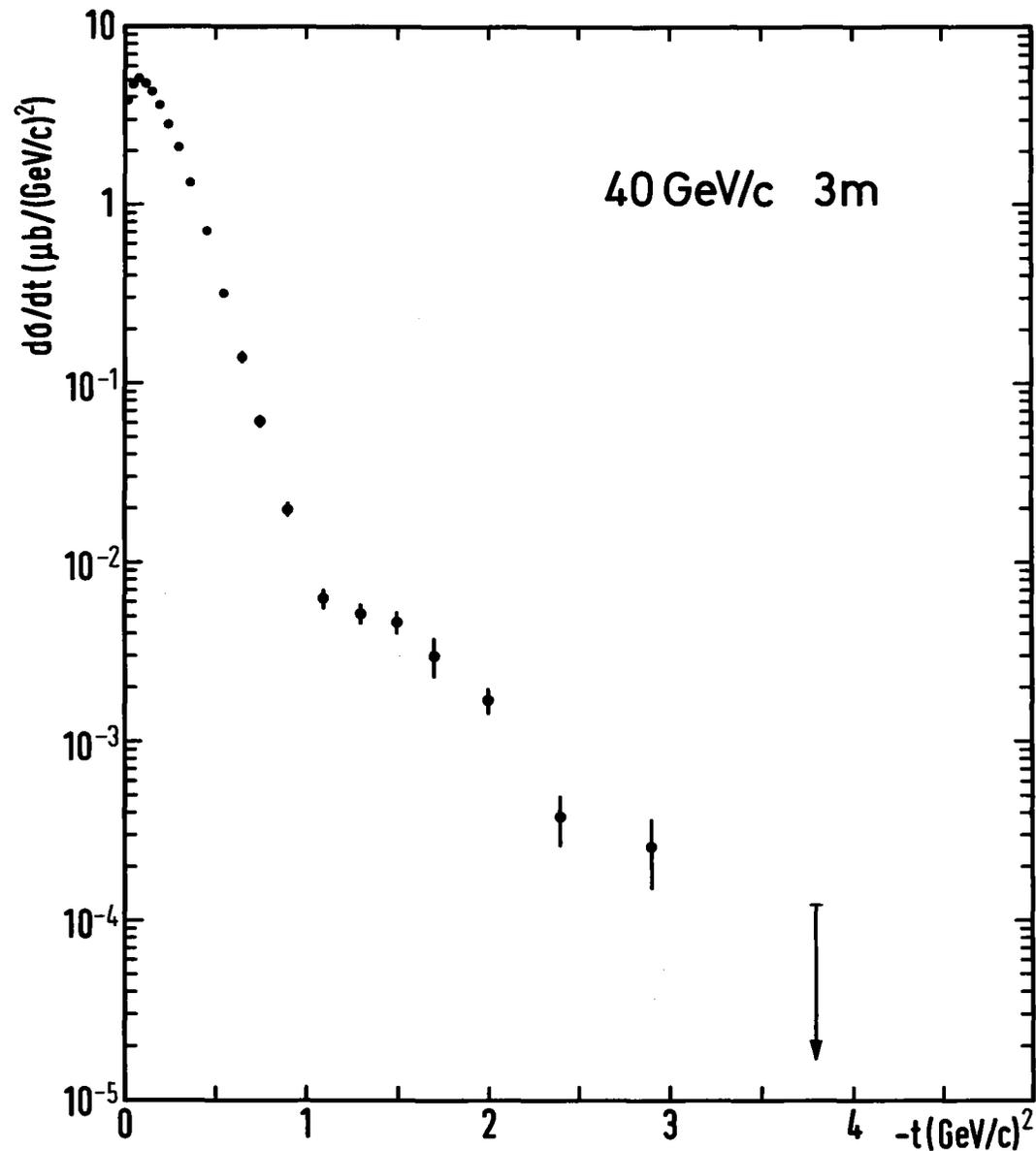
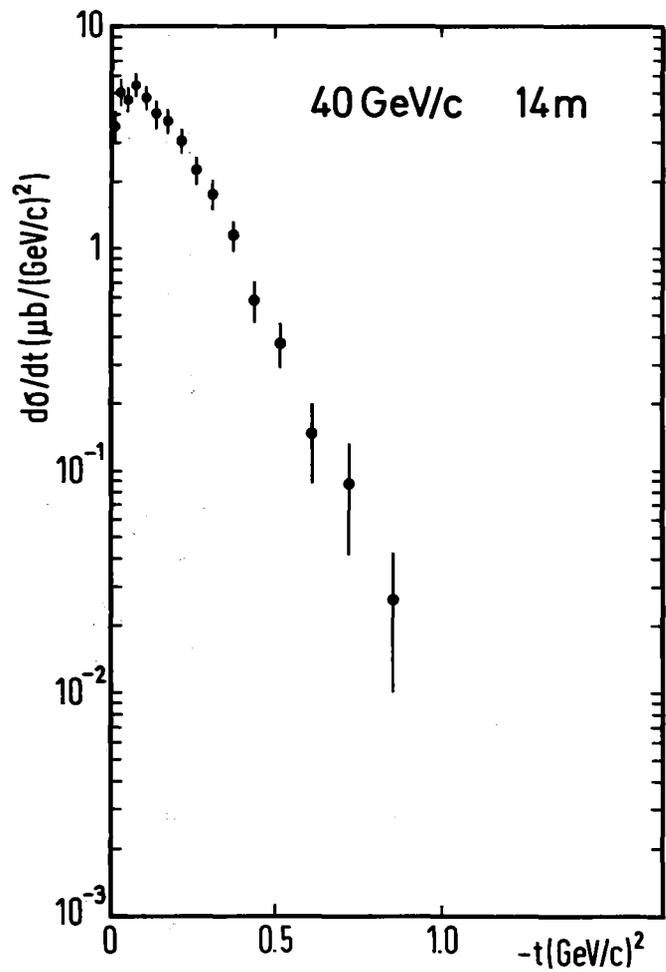


Fig. 4.3: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion (für den Zerfall $\eta \rightarrow 2\gamma$) bei 40 GeV/c und den Detektorentfernungen von 3 und 14m.

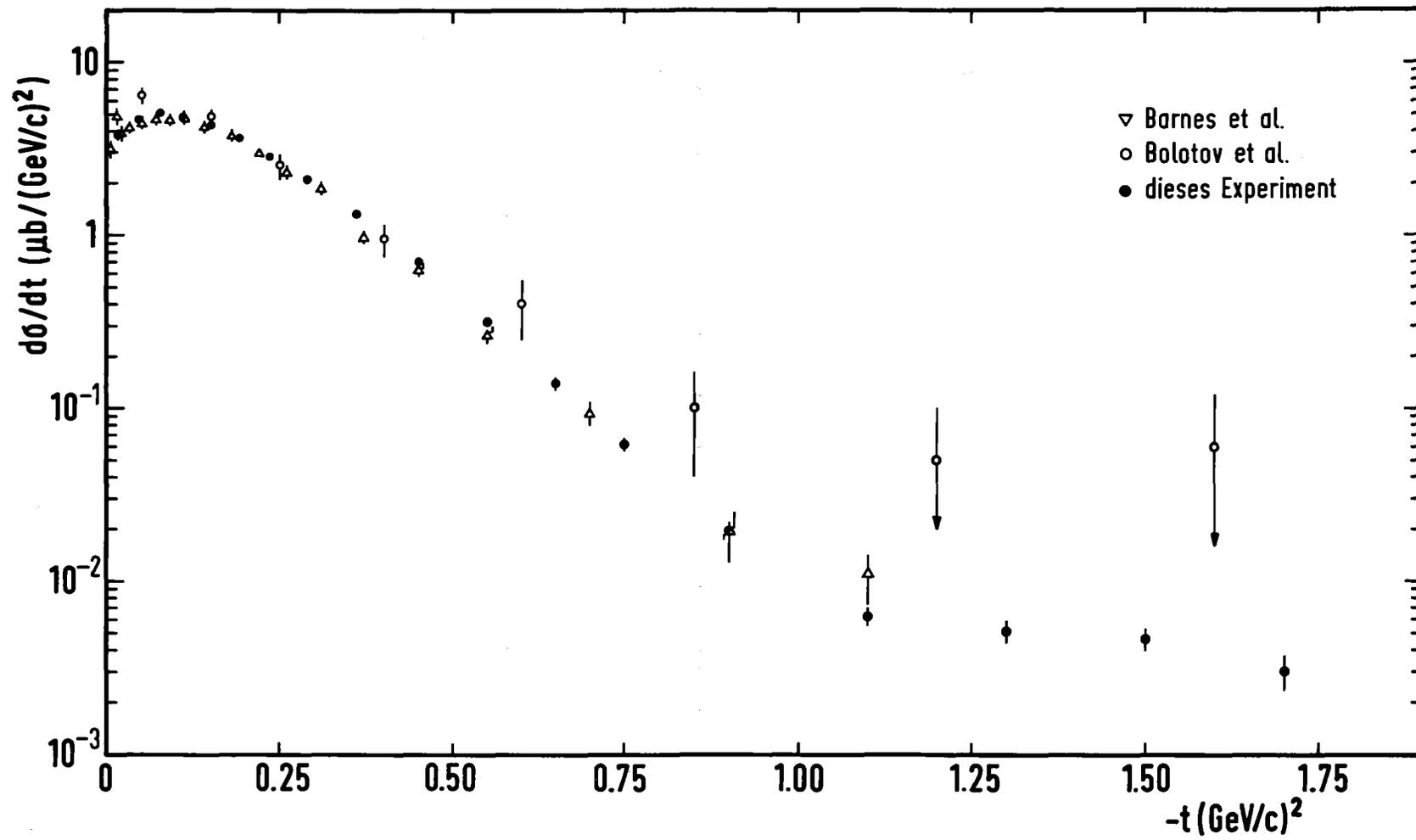


Fig. 4.4: Vergleich des differentiellen Wirkungsquerschnitts dieses Experiments bei 40 GeV/c mit den Messungen von Barnes et al. (40.8 GeV/c) und Bolotov et al. (40 GeV/c) im t -Bereich der beiden letzteren Experimente. Für die Daten dieses Experiments bei höheren $|t|$, siehe Fig. 4.3 .

gieauflösung ist bei Experimenten dieser Art das t -Auflösungsvermögen relativ schlecht.

Sowohl im Bereich kleiner als auch mittlerer Impulsüberträge ($|t| \lesssim 1 \text{ (GeV/c)}^2$) ist der Verlauf des WQ von Barnes et al. in guter Übereinstimmung mit den hier ermittelten Daten. Insbesondere zeigen diese Daten auch den Vorwärts-Dip im WQ. Die Daten von Bolotov et al. weichen dagegen von beiden Messungen sehr stark ab, wobei für $|t| \rightarrow 0$ kein Umbiegen des WQ auftritt. Im Übergangsbereich von mittleren zu hohen Impulsüberträgen liegen diese Daten signifikant zu hoch.

4.3 Theoretische Deutung der Daten

Im folgenden Abschnitt diskutieren wir die Daten der differentiellen Wirkungsquerschnitte im Rahmen von drei phänomenologischen Modellen bzw. Vorhersagen. Beim Regge-Modell untersuchen wir hauptsächlich den Bereich kleiner bis mittlerer Impulsüberträge und bestimmen dort den Verlauf der Regge-Trajektorie. Beim Test von $SU(3)$ -Summenregeln werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion mit den Wirkungsquerschnitten weiterer Ladungsaustauschreaktionen verknüpft. Die Wirkungsquerschnitte bei hohen Impulsüberträgen deuten wir innerhalb eines Impact Parameter Modells.

4.3.1 Das Regge-Modell

Das Regge-Modell macht eine Vorhersage über die Energieabhängigkeit der Streuamplituden bei hohen Energien. Dieses Hochenergieverhalten im s -Kanal wird durch Regge-Pole im gekreuzten Kanal (t) bestimmt. Bei der Darstellung der Streuamplituden in einer Partialwellenentwicklung werden hierzu die einzelnen Partialwellen als analytische Funktionen der komplexen

Drehimpulsvariablen betrachtet. Diese Entwicklung kann als Summe von Singularitäten ausgedrückt werden, die das Energieverhalten der Amplituden bestimmen. Im Falle der η -Produktion entsprechen die im t -Kanal ausgetauschten Quantenzahlen denen des A_2 -Mesons (vgl. Abschnitt 1 und Fig. 1.1). Die Streuamplituden dieser Reaktion sollten daher durch einen einzigen Pol in der Regge-Entwicklung, den A_2 -Pol, dominiert werden.

Für die differentiellen WQ's ergibt sich im Regge-Modell, im Limes hoher Energien, ein einfaches Potenzgesetz der Form

$$\frac{d\sigma}{dt}(s,t) = F(t) v^{2\alpha(t)-2}, \quad (12)$$

wobei $v = \omega + \frac{t}{4m} \approx p_{\text{Lab}} + \frac{t}{4m}$ ist ($\omega^2 = 1 + p_{\text{Lab}}^2$); p_{Lab} ist der Strahlimpuls, t der Viererimpulsübertrag und m die Protonmasse. $\alpha(t)$ bezeichnet die Trajektorie, auf der die ausgetauschten Teilchen für $t > 0$ ($t = m^2$) liegen sollten. $F(t)$ ist eine von der Energie unabhängige Funktion. Im Falle eines einzelnen Pol-Austausches und einer geradlinig in t abfallenden Trajektorie ergibt sich eine weitere Vorhersage des Modells, das "Schrumpfen" ("shrinkage") der differentiellen WQ's; d.h. die Breite des Vorwärtsmaximums wird mit wachsender Energie (logarithmisch) kleiner (was sich durch Einsetzen einer linearen Trajektorie in (12) leicht verifizieren läßt). Dieses Schrumpfen wird experimentell bei vielen Reaktionen gefunden.

Über die t -Abhängigkeit, bei konstanter Energie, wird vom Regge-Modell keine Aussage gemacht, zumal das Residuum des Pols, das in $F(t)$ enthalten ist, nicht explizit berechenbar ist. Diese Abhängigkeit wird mit Hilfe der experimentellen Information der diff. WQ's bestimmt.

Die Trajektorie $\alpha(t)$ ergibt sich nach (12) aus der Steigung von $\lg(\frac{d\sigma}{dt})$ in Abhängigkeit von $\lg v$, bei festem t . In dieser Auftragung sind in Fig. 4.5 einige Beispiele für verschiedene t -Werte angegeben, wobei jeweils die Wirkungsquerschnitte bei 15, 25 und 40 GeV/c verwendet wurden. Die durchgezogenen Geraden, die an die Daten angepaßt wurden, geben eine gute Beschreibung der Energieabhängigkeit der WQ's. Die aus den Steigungen der Geraden resultierenden α -Werte sind in Tabelle 5 angegeben und in Fig. 4.6 gegen $-t$ aufgetragen. Da der Wirkungsquerschnitt bei 15 GeV/c nur bis $|t| = 1.1$ (GeV/c)²

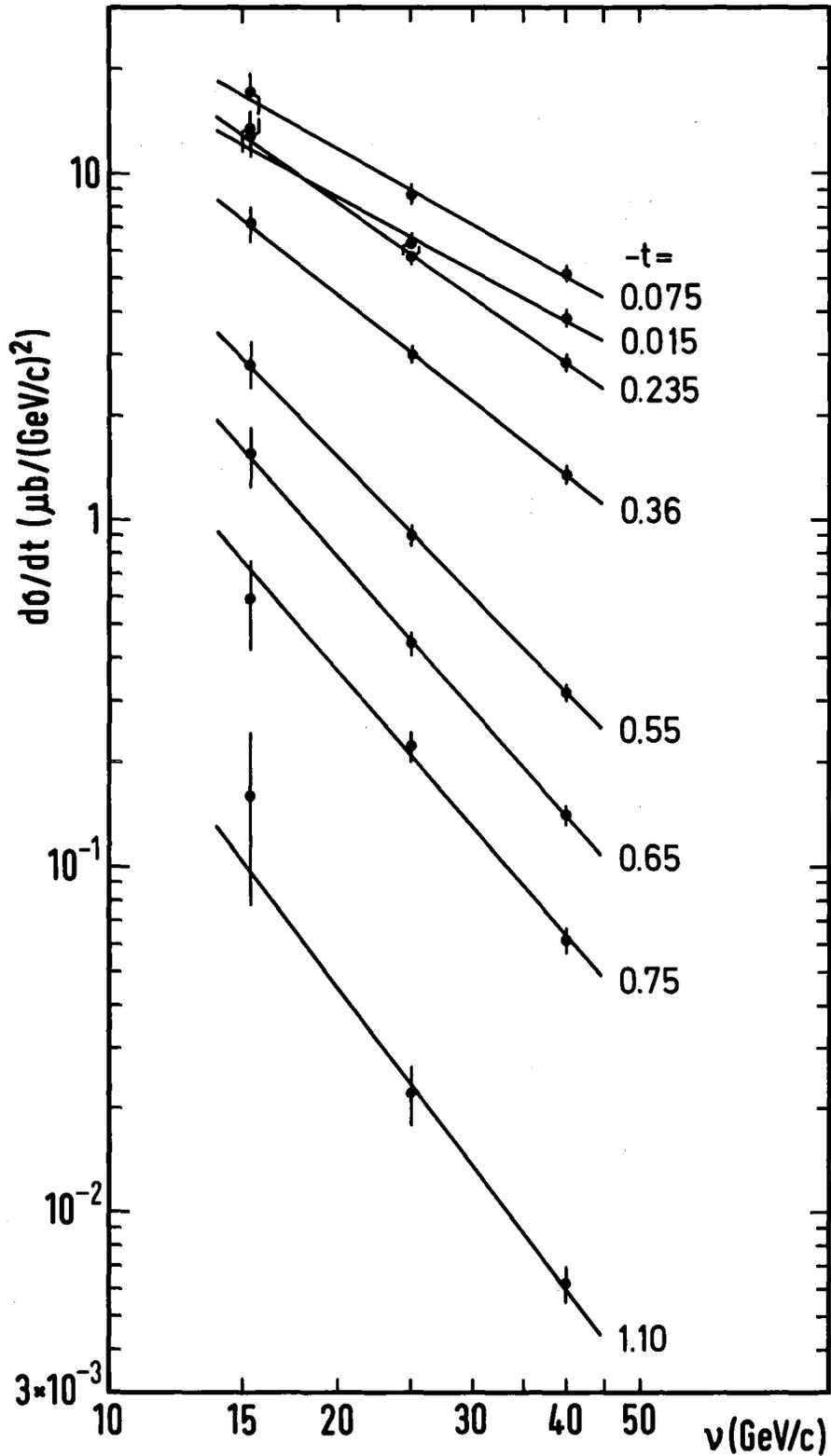


Fig. 4.5: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieses Experiments in Abhängigkeit von ν bei verschiedenen t -Werten. Aus den Steigungen der Geraden ergeben sich die α -Werte.

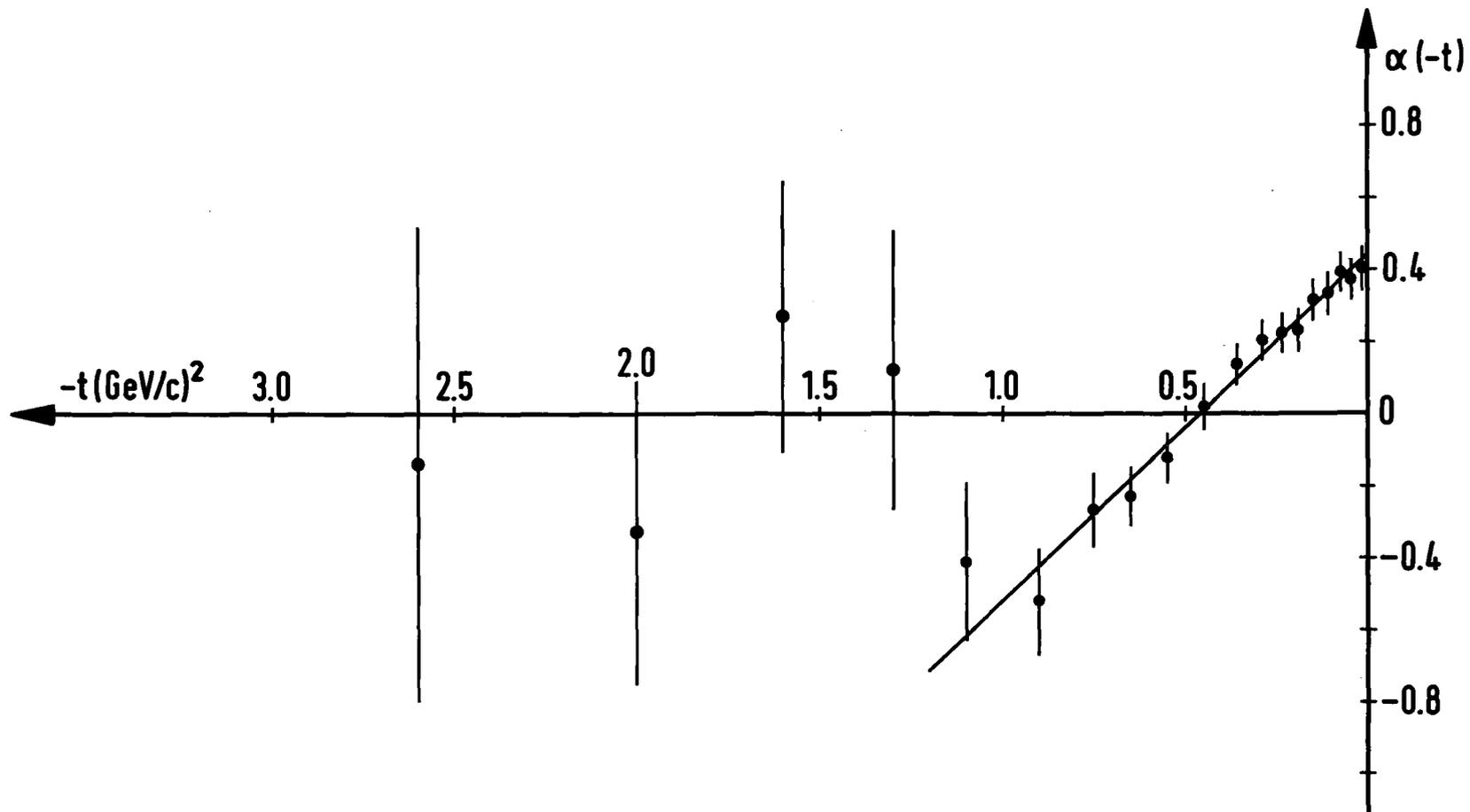


Fig. 4.6: Die effektive Regge-Trajektorie. Im Bereich $0 < |t| \leq 1.1 (\text{GeV}/c)^2$ wurden zur Bestimmung der Trajektorienwerte die diff. WQ's bei 15, 25 und 40 GeV/c zugrunde gelegt; für $|t| > 1.1 (\text{GeV}/c)^2$ wurden sie aus den Daten bei 25 und 40 GeV/C ermittelt. Die eingezeichnete Gerade wurde durch Anpassung der Parametrisierung (13) an die α -Werte im Bereich $0 < |t| \leq 1.1 (\text{GeV}/c)^2$ bestimmt.

vorliegt, wurde die Trajektorie im Bereich hoher $|t|$ nur aus den zwei Datenpunkten bei 25 und 40 GeV/c bestimmt.

Zur Parametrisierung des (effektiven) Trajektorienverlaufs im Bereich $0 < |t| \leq 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ wurde eine lineare Abhängigkeit in t angenommen,

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha_1 t \quad . \quad (13)$$

Aus der Anpassung an die Daten ergeben sich α_0 und α_1 zu

$$\alpha_0 = 0.445 \pm 0.036 \quad \alpha_1 = (0.963 \pm 0.088) \text{ (GeV/c)}^{-2} \quad .$$

In Fig. 4.6 ist diese Trajektorie als durchgezogene Gerade eingezeichnet. Im betrachteten t -Bereich beschreibt die ermittelte lineare Trajektorie gut den Verlauf der Datenpunkte. Für $t > 0$ verläuft sie nahezu durch den A_2 -Punkt, der durch $J = \alpha = 2$ für $t = m_{A_2}^2$ charakterisiert ist. D.h., bei nicht zu großen Impulsüberträgen scheint die η -Produktion durch den Austausch eines einzigen Poles dominiert zu werden. Im Bereich großer Impulsüberträge lassen sich die hier ermittelten Werte für die Trajektorie nicht mit einem einzigen Pol beschreiben. Die Daten weisen auf eine deutliche Abweichung vom linearen Verlauf hin, die vom Einfluß weiterer Pole bzw. von Regge-Schnitten hervorgerufen werden könnte. Regge-Schnitte führen im allgemeinen zu einem flacheren Abfall der differentiellen WQ's bei großen $|t|$ und bewirken dort eine Änderung des Trajektorienverlaufs, ähnlich der hier beobachteten²¹⁾. Die theoretische Behandlung von Regge-Schnitten bringt allerdings auch weitere Komplikationen mit sich.

Um die Trajektorie bei großen Impulsüberträgen experimentell mit guter Genauigkeit bestimmen zu können, wären weitere Daten bei kleineren bzw. größeren Energien notwendig, mit denen die hier vorliegenden Daten kombiniert werden könnten. Mit den zur Zeit existierenden Daten der η -Produktion bei anderen Energien ist dies jedoch nicht möglich, da diese Messungen den Bereich großer Impulsüberträge nicht erfassen*. Messungen der differentiellen

*Die Bestimmung der Trajektorie sollte bei relativ hohen Energien erfolgen. Von Shaevitz et al.²²⁾ wurde die Reaktion bei 6 GeV/c untersucht, wobei das η über den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ nachgewiesen wurde. Diese Messung erstreckt sich in $-t$ bis 1.5 (GeV/c)^2 und ermöglicht eine Kombination der vorliegenden Daten für $|t| > 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ ($-t = 1.3$ und 1.5 (GeV/c)^2). Die Fehler dieser beiden Punkte sind jedoch groß, so daß die Fehler der hier ermittelten Datenpunkte nicht sehr wesentlich reduziert werden können.

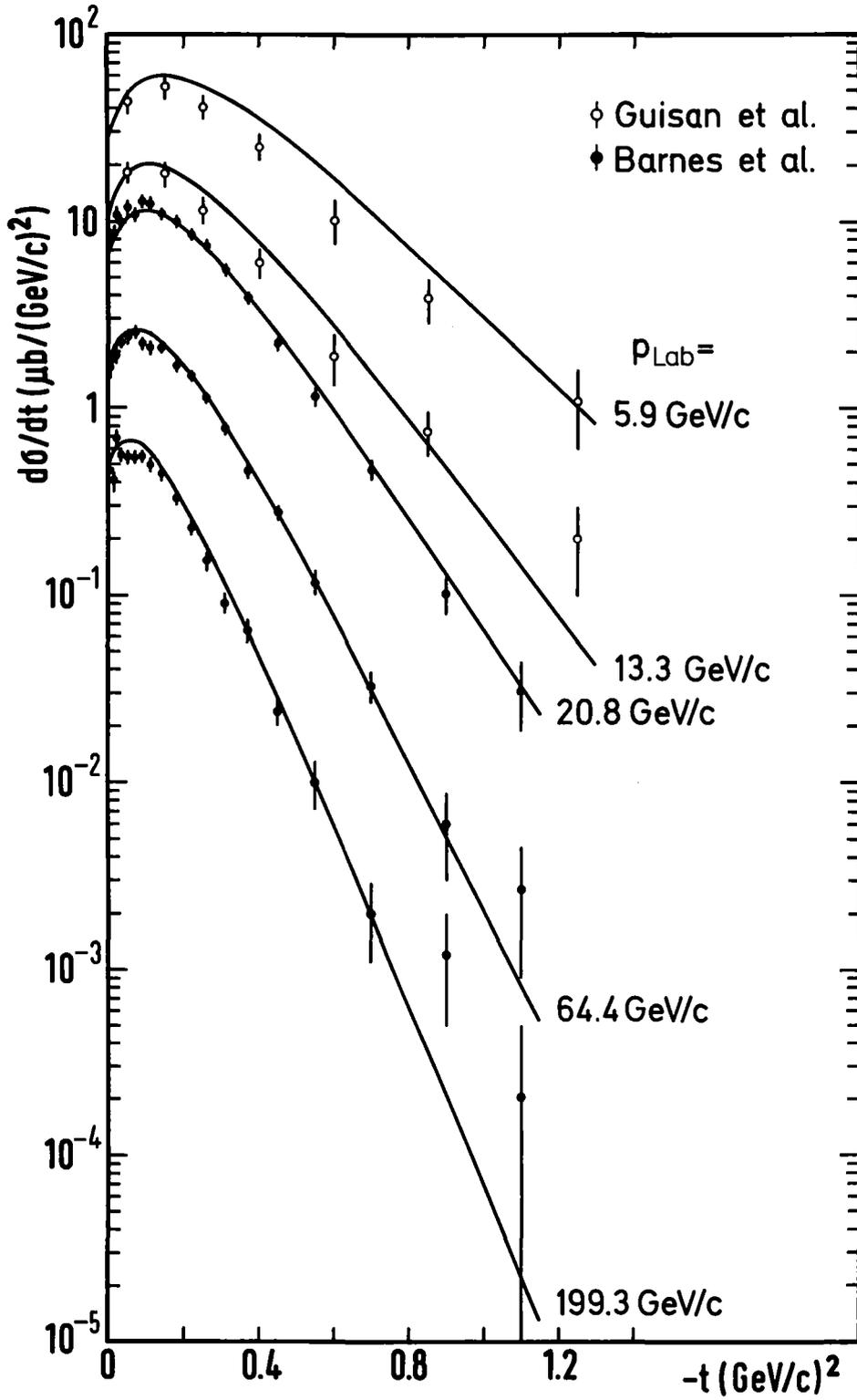


Fig. 4.7: Vergleich der hier ermittelten Beschreibung der differentiellen Wirkungsquerschnitte nach Gl. (12) (mit (13),(14)) mit Messungen bei anderen Energien (Ref. 16 und 18).

WQ'S bei großen Impulsüberträgen wären daher notwendig*.

Zur Ermittlung der t-Abhängigkeit der differentiellen WQ's verwenden wir für F(t) in (12) folgenden Ansatz:

$$F(t) = (C_1 + C_2 t) e^{bt} \quad . \quad (14)$$

Der "break" und das Verhalten der WQ's bei hohen $|t|$ wurde hierbei nicht parametrisiert, da die Trajektorie nur im Bereich $0 < |t| \leq 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ bestimmt wurde. Aus der Anpassung von (12) (mit F(t) nach (14)) an die WQ's ergeben sich die Parameter, deren Dimensionen derart sind, daß $-t$ in $(\text{GeV/c})^2$ ist und $d\sigma/dt$ in $\mu\text{b}/(\text{GeV/c})^2$, zu

$$C_1 = 176 \pm 10 \quad C_2 = -5688 \pm 182 \quad b = 2.24 \pm 0.06 \quad .$$

Für $\alpha(t)$ wurde die lineare Trajektorie (13) benutzt. Fig. 4.7 zeigt die Extrapolation der Beschreibung (12) (mit F(t) nach (14)) zu anderen Energien. Die Daten bei 5.9 und 13.3 GeV/c können hiermit nur qualitativ wiedergegeben werden, was hauptsächlich auf eine unterschiedliche Normierung zurückzuführen sein könnte (vgl. Abschnitt 4.1 und Fig. 4.1). Die Übereinstimmung mit den anderen Daten ist jedoch in einem weiten Energiebereich gut. Bei sehr hohen Energien wird mit der hier gefundenen Parametrisierung eine etwas schwächere Energieabhängigkeit der differentiellen WQ's vorausgesagt, so daß die Daten bei $p_{\text{Lab}} = 199.3 \text{ GeV/c}$ im Bereich kleiner bis mittlerer t leicht unter diesem Verlauf liegen. Bei dem uns hier zur Verfügung stehenden kleinen Hebelarm von 15 bis 40 GeV/c kann diese extreme Extrapolation zu hohen Energien dennoch als recht befriedigend bezeichnet werden. Generell werden die Daten im Bereich $0 < |t| \lesssim 1 \text{ (GeV/c)}^2$ jedoch recht gut mit diesem einfachen Regge-Modell, das nur einen einzigen Pol enthält, beschrieben.

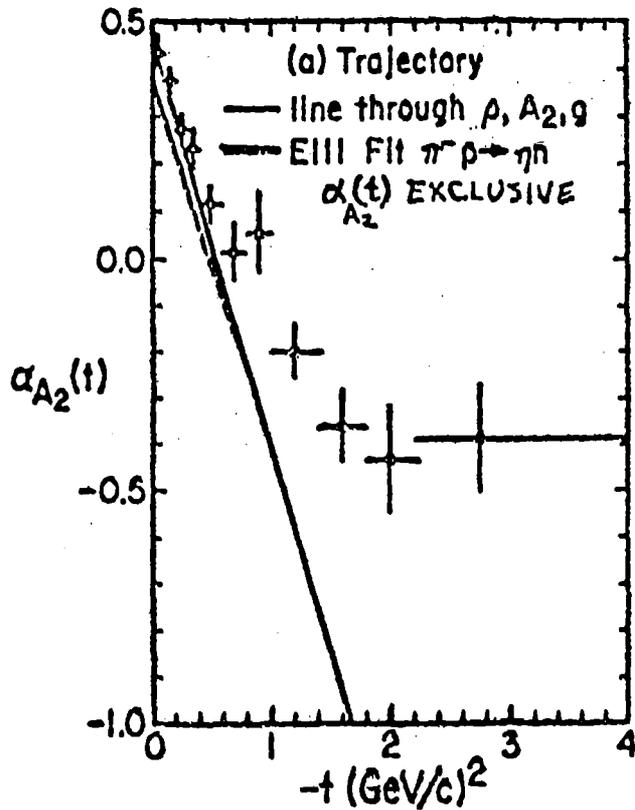
4.3.2 SU(3)-Summenregeln

Eine Prüfung theoretischer Vorhersagen für den Verlauf der differentiellen WQ's ist auch im Rahmen des SU(3)-Konzepts möglich, bei dem explizit die

* siehe auch Anmerkung Seite 77a

Anmerkung zum Trajektorienverlauf bei hohem $|t|$:

Nach Abschluß der vorliegenden Arbeit wurde auf der Konferenz für Hochenergiephysik in Tokio über eine Messung der inklusiven η -Produktion beim Pionimpuls von 100 GeV/c berichtet³⁰⁾. Die Autoren interpretieren die Daten im Rahmen des sogenannten Triple-Regge-Modells (s. z.B. Ref. 1, P.D.B. Collins), mit dem eine Bestimmung der effektiven Trajektorie bei einer einzigen Energie - wenn auch sehr indirekt - möglich ist. Das Ergebnis dieser Untersuchungen ist in der untenstehenden Figur, die der Ref. 30 entnommen wurde, dargestellt. Die von den Autoren ermittelten α -Werte bestätigen in konsistenter Weise den Trajektorienverlauf bei hohem $|t|$, der aufgrund der hier vorliegenden Daten der exklusiven Messung innerhalb des Regge-Modells direkt bestimmt wurde (vgl. Fig. 4.6).



Die effektive A_2 -Trajektorie, aus einer Analyse der Daten der inklusiven η -Produktion im Triple-Regge-Modell ($p_{\text{Lab}} = 100 \text{ GeV/c}$); Figur aus Ref. 30.

experimentellen WQ's verschiedener Streureaktionen verglichen werden können und keine Parametrisierung der WQ's erforderlich ist. Die betrachteten Reaktionen sind hier, neben der η -Produktion, die Reaktionen $\pi^- p \rightarrow \pi^0 n$, $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$ und $K^+ n \rightarrow K^0 p$, deren externe Teilchen - $\eta, \pi^0, \bar{K}^0, K^0$ - dem gleichen Mesonen-Oktett der SU(3) mit $J^P = 0^-$ angehören. Für die Streuamplituden dieser Reaktionen wird angenommen, daß sie durch Oktett-Austausch im gekreuzten Kanal dominiert werden. Mit SU(3)-Symmetrie folgt dann, daß die differentiellen WQ's folgender Summenregel, die zuerst von Barger und Cline²³⁾ aufgestellt wurde, genügen sollten:

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) + \frac{d\sigma}{dt}(K^+ n \rightarrow K^0 p) = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) + 3 \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \eta n) \quad . \quad (15)$$

Aufgrund der ausgetauschten Quantenzahlen, können bei den betrachteten Prozessen nur ρ und A_2 bzw. deren Kombinationen im t-Kanal auftreten. Mit der Einführung dieser Pole und der Hypothese der Austauschentartung²⁴⁾ wird

$$\frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) = \frac{d\sigma}{dt}(K^+ n \rightarrow K^0 p) \quad , \quad (16)$$

so daß für die linke Seite von (15) geschrieben werden kann

$$2 \frac{d\sigma}{dt}(K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n) = \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) + 3 \frac{d\sigma}{dt}(\pi^- p \rightarrow \eta n) \quad . \quad (17)$$

Bei 9.8 GeV/c konnte die Summenregel (17) im Bereich $0 < |t| < 0.6$ (GeV/c)² bestätigt werden²⁵⁾, während die Gleichheit (16) der K^+ und K^- Ladungsaustauschdaten experimentell bei 5.5 und 12 GeV/c ($|t| < 1$ (GeV/c)²) ebenfalls in guter Näherung gefunden wurde²⁶⁾. Da K^+ n-Daten bei hohen Energien nicht vorliegen, prüfen wir hier die Summenregel (17).

Zur Bestimmung der rechten Seite von (17) verwenden wir die vorliegenden η -Daten und die π^0 -Daten dieses Experiments¹⁰⁾ und vergleichen sie mit den Wirkungsquerschnitten der Reaktion $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n$, die bei 25 und 40 GeV/c

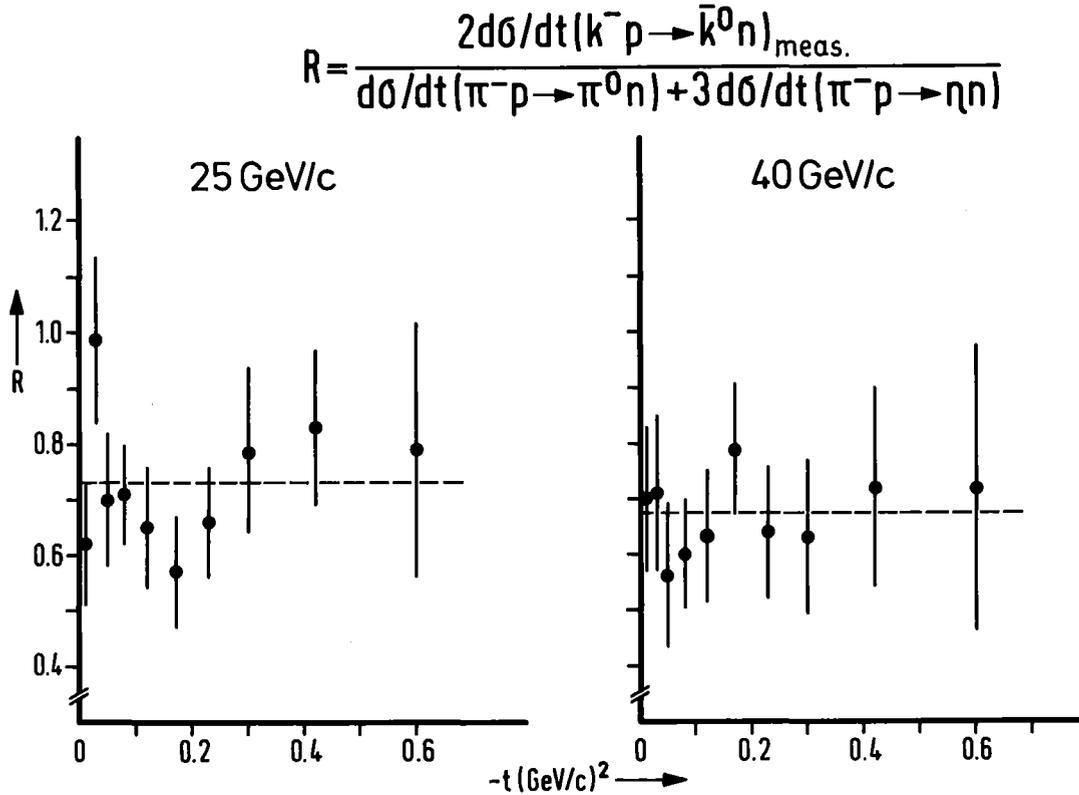


Fig. 4.8: Prüfung der SU(3)-Summenregel (17). K^-p -Daten aus Ref. 27, π^0 -Daten aus Ref. 10 (bei den π^0 - und η -Daten wurde interpoliert, wenn sie nicht im gleichen t -binning wie die K^-p -Daten vorlagen). Die gestrichelten Linien geben jeweils den Mittelwert der Datenpunkte an.

in einer Fortsetzung dieses Experiments (mit einem modifizierten Experimentaufbau) gemessen wurden²⁷⁾. In Fig. 4.8 ist das Verhältnis der K^-p -Wirkungsquerschnitte zur Vorhersage (17) der SU(3),

$$R = \frac{2 \frac{d\sigma}{dt} (K^- p \rightarrow \bar{K}^0 n)_{\text{meas}}}{\frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \pi^0 n) + 3 \frac{d\sigma}{dt} (\pi^- p \rightarrow \eta n)}, \quad (18)$$

gegen $-t$ aufgetragen (bei den η -Daten wurde das Verzweigungsverhältnis $(\eta \rightarrow 2\gamma)/(\eta \rightarrow \text{alles}) = 0.38$ verwendet). Bei beiden Energien ist das Verhältnis R gut mit einem konstanten Verlauf in $-t$ verträglich, für den in Fig. 4.8 die Mittelwerte der Datenpunkte (gestrichelte Linien) eingezeichnet wurden. D.h., durch die Verknüpfung der η - und π^0 -Wirkungsquerschnitte in der Summenregel (17) wird die t -Abhängigkeit der experimentellen K^-p -Wirkungsquerschnitte gut wiedergegeben. Die Gleichheit in der Summenregel (17) kann dagegen hier nicht bestätigt werden, die Punkte in Fig. 4.8 verlaufen unterhalb von $R=1$. Diese Abweichungen könnten ihre Ursache darin haben, daß die Gleichheit der K^-p - und K^+n -Wirkungsquerschnitte bei hohen Energien nicht erfüllt ist, wie es aufgrund der Hypothese der Austauschentartung zu erwarten wäre. Die Gleichheit dieser Wirkungsquerschnitte wurde bisher nur bei kleineren Energien explizit geprüft (siehe oben). Wir halten es jedoch für wahrscheinlicher, daß die Abweichungen in erster Linie auf Normierungsfehlern beruhen, zumal die Bestätigung der t -Abhängigkeit ein Hinweis für die Gültigkeit der Summenregel (17) zu sein scheint. Zur Prüfung des $SU(3)$ -Konzepts, insbesondere der sehr viel allgemeineren Summenregel (15), wären daher K^+n -Daten bei hohen Energien notwendig.

4.3.3 Das Impact Parameter Modell

Im folgenden diskutieren wir die differentiellen Wirkungsquerschnitte innerhalb eines Impact Parameter Modells^{3),28)}, das Aussagen über die t -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte macht. Zur Prüfung dieses Modells ist die Kenntnis des Wirkungsquerschnitts bis zu hohen Impulsüberträgen erforderlich.

In diesem Modell wird angenommen, daß die Streuamplituden durch periphere s -Kanal Resonanzen dominiert werden. Die Amplituden werden in der Impact Parameter Darstellung behandelt. Hierbei wird die Ersetzung $J + \frac{1}{2} \rightarrow b \cdot K$ gemacht, wobei J der Drehimpuls des einlaufenden Teilchens ist und b der Impact Parameter. Für das Verhalten der Amplituden bei hohen Energien erhält man die Aussage, daß sie durch den Beitrag eines einzigen komplexen Poles bestimmt werden, der sich mit s in der komplexen Impact Parameter Ebene bewegt.

Aufgrund der bei dieser Amplitudendarstellung verwendeten Approximationen wird der Gültigkeitsbereich des Modells mit $|t| \gtrsim 0.25 \text{ (GeV/c)}^2$ festgelegt. Die diff. WQ's sollten dann durch folgende Beziehung beschrieben werden können:

$$\sqrt{-t} \frac{d\sigma}{dt} = e^{-2 \cdot \text{Im } b_0(s) \cdot \sqrt{-t}} \cdot f(s, \cos(s, t)) . \quad (19)$$

Hierbei bezeichnet $\text{Im } b_0$ den Imaginärteil des Pols. Die Funktion f ist von $\text{Im } b_0$ unabhängig und enthält unter anderem die Phase der Amplituden. Bei halblogarithmischer Auftragung von (19) sollten die Tangenten an die Maxima (oder Minima) wie $e^{-2 \text{Im } b_0(s) \sqrt{-t}}$ verlaufen. $\text{Im } b_0(s)$ beschreibt daher das "Schrumpfen" (vgl. Abschnitt 4.3.1) der diff. WQ's. Als analytischen Ansatz für den Impact Parameter b_0 verwenden die Autoren die Form (für große s):

$$b_0(s) = a \pi + i a \lg \frac{s}{s_0} . \quad (20)$$

Der Realteil von b_0 kann in diesem Modell als Wechselwirkungsradius der starken Wechselwirkung interpretiert werden.

In Fig. 4.9 sind die Daten dieses Experiments bei 25 und 40 GeV/c in der Form $\sqrt{-t} \frac{d\sigma}{dt}$ gegen $\sqrt{-t}$ aufgetragen. Gemäß (19) wurde der $\text{Im } b_0$ aus den Steigungen der Tangenten an die Maxima zu

$$\text{Im } b_0 = (3.3 \pm 0.2) \text{ (GeV/c)}^{-1} \quad \text{und} \quad \text{Im } b_0 = (3.6 \pm 0.2) \text{ (GeV/c)}^{-1}$$

bestimmt. In Fig. 4.10 sind beide Werte in Abhängigkeit von $\lg s$ angegeben. Die weiteren Punkte wurden bei entsprechenden Untersuchungen von Reaktionen, deren Endzustände von ηn verschieden sind, ermittelt²⁸⁾. Bei anderen Experimenten der Etaproduktion war die Bestimmung von $\text{Im } b_0$ bisher nicht möglich, da die Messungen nicht den erforderlichlich großen t -Bereich erfaßt hatten. Die hier ermittelten Werte des Imaginärteils fallen gut mit dem Verlauf der Datenpunkte der anderen Reaktionen zusammen und bestätigen eine lineare

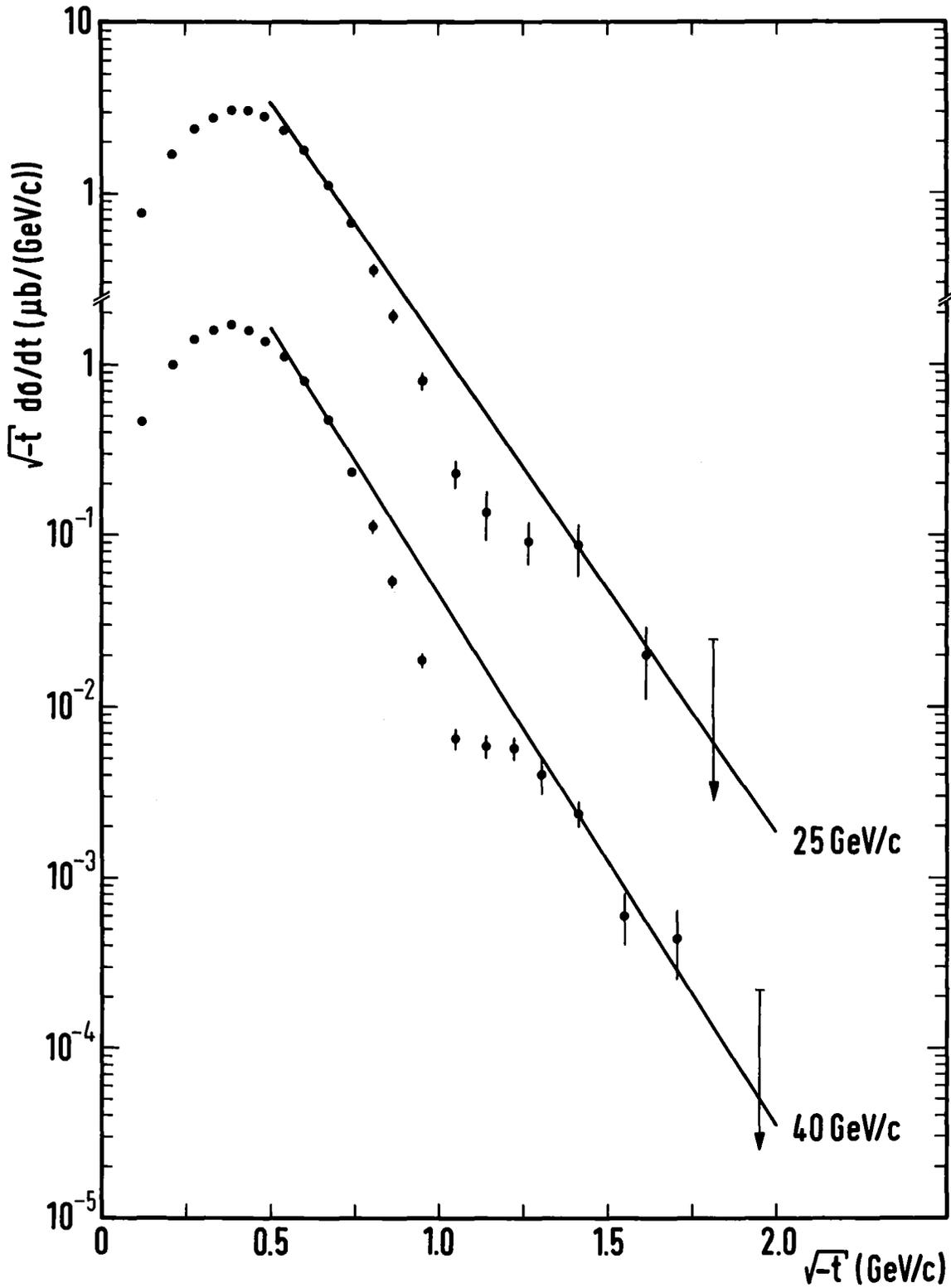


Fig. 4.9: Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion bei 25 und 40 GeV/c in der Auftragung $\sqrt{-t} \cdot d\sigma/dt$ gegen $\sqrt{-t}$. Aus den Steigungen der eingezeichneten Geraden ergibt sich der Imaginärteil des Pols.

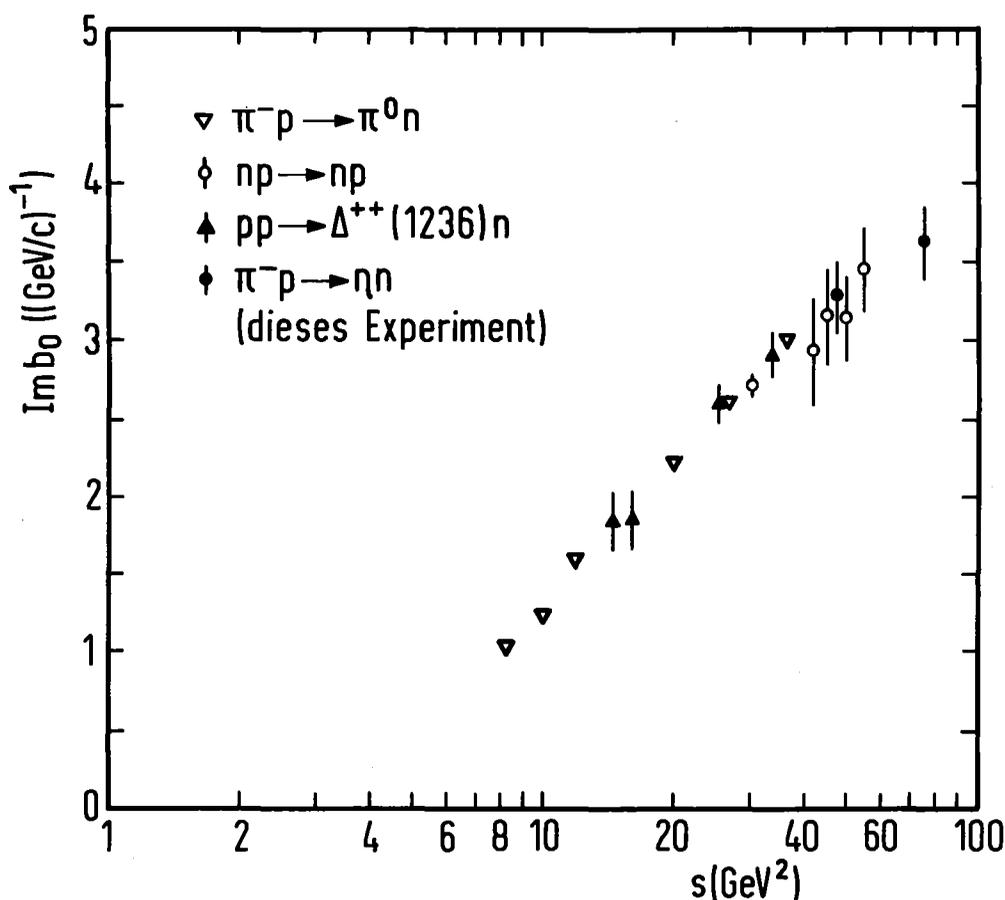


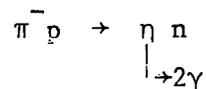
Fig. 4.10: Der Imaginärteil des Pols b_0 in Abhängigkeit von der Energie. Die Datenpunkte der anderen Reaktionen wurden Ref. 28 entnommen.

Abhängigkeit des $\text{Im } b_0$ von $\lg s$.

Die Parameter im Ansatz (20) für b_0 wurden von den Autoren bei einer Analyse von π^0 -Ladungsaustauschdaten bestimmt zu³⁾: $a = 1.59 \text{ (GeV/c)}^{-1}$, $s_0 = 4.7 \text{ GeV}^2$. Für den Realteil des Pols, der Wechselwirkungsradius der starken Wechselwirkung, ergibt sich damit: $a\pi = 5 \text{ (GeV/c)}^{-1} \approx 1 \text{ fm}$. Die Daten in Fig. 4.10 sind im Bereich kleiner Energien mit diesem Verlauf des Imaginärteils in guter Übereinstimmung, während die Berücksichtigung der Punkte der anderen Reaktionen bei höheren Energien eine etwas geringere Energieabhängigkeit ergeben würde. Dennoch zeigen die Imaginärteile der verschiedenen Reaktionen ein nahezu einheitliches s -Verhalten, das die Universalität des Pols unterstreicht.

5. ZUSAMMENFASSUNG

In diesem Experiment wurde die Reaktion



bei Pionimpulsen von 15, 25 und 40 GeV/c untersucht. Das Experiment wurde am 76 GeV Beschleuniger in Serpukhov durchgeführt. Zum Nachweis der γ -Quanten wurden deren Ortskoordinaten und Energien mit einem Hodoskopspektrometer aus Eisenplatten und Szintillationszählern gemessen. Die Energieeichung der 576 Zähler erfolgte mit M μ onen. Die γ -Quanten wurden räumlich rekonstruiert. Die Ereignisse wurden auf Energie- und Impulserhaltung, mit dem Neutron im Endzustand, angepaßt.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte dieser Reaktion konnten aufgrund der hohen Statistik - alleine beim Meßlauf 40 GeV/c 3m wurden ca. 76 000 η 's analysiert - und der guten Akzeptanzverhältnisse in einem sehr großen t-Bereich gemessen werden. Bei allen drei Energien zeigen die Wirkungsquerschnitte einen starken Vorwärtsdip. Bei 25 und 40 GeV/c konnten die differentiellen Wirkungsquerschnitte bis $-t \approx 3$ und 4 (GeV/c)^2 gemessen werden, was der Erweiterung des t-Bereichs um ca. einen Faktor 3 gegenüber anderen Experimenten entspricht. Der Verlauf dieser Wirkungsquerschnitte ändert sich im Übergangsbereich von mittleren zu hohen Viererimpulsüberträgen ($-t \approx 1 \text{ (GeV/c)}^2$) drastisch, wobei der steile Abfall der Wirkungsquerschnitte in einen sehr viel flacheren übergeht. Dieses Verhalten wurde in dem vorliegenden Experiment zum ersten Mal beobachtet.

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte werden für $|t| \lesssim 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ im Regge-Modell gut mit einem einzigen Pol beschrieben. Die mit den Daten bei 15, 25 und 40 GeV/c bestimmten effektiven Trajektorienwerte stimmen gut mit einer linearen Trajektorie überein, die für $t > 0$ dicht am A_2 -Punkt verläuft. Für $|t| > 1.1 \text{ (GeV/c)}^2$ lassen sich die ermittelten Werte für die Trajektorie jedoch nicht mit einem linearen Verlauf beschreiben. Dieses Verhalten könnte durch weitere Pole oder auch Regge-Schnitte hervorgerufen

werden.

Im Rahmen der SU(3)-Symmetrie können die differentiellen Wirkungsquerschnitte der η -Produktion mit den Wirkungsquerschnitten der π^0 - und K^0 -Ladungsaustauschreaktionen in Summenregeln verknüpft werden. Die aufgrund der Summenregeln zu erwartende gleiche t -Abhängigkeit der differentiellen Wirkungsquerschnitte wird von den Daten konsistent reproduziert.

Bei mittleren und hohen Impulsüberträgen wurden die Wirkungsquerschnitte innerhalb eines Impact Parameter Modells interpretiert. Die Beschreibung mit einem komplexen Pol, dessen Imaginärteil das "Schrumpfen" der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der Energie bewirken soll, wird hier gut bestätigt. Die aus den Daten ermittelten Imaginärteile weisen die gleiche s -Abhängigkeit auf, wie sie auch bei der Interpretation anderer Reaktionen in diesem Bild gefunden wurde.

ANHANG A: Eichung des γ -Detektors

Die Eichung des γ -Detektors besteht aus der Relativeichung der Einzelzähler mit Müonen und der Absoluteichung mit γ 's von η oder π^0 -Zerfällen.

A.1 Relativeichung der Zähler

Bei der Relativeichung des Detektors wird für jeden der 576 Szintillationszähler (Module 1,2,3 mit je 3·64 Zählern) eine Eichkonstante ermittelt, wobei die Pulshöhensignale von negativen Müonen als Ausgangsinformation vorliegen. Da die Müonen als minimalionisierende Teilchen in jedem Szintillator, den sie durchlaufen, die gleiche Energie abgeben, müssen - als Ziel der Eichung - für diese Teilchen die mittleren Pulshöhen in allen Zählern gleich sein.

Dieses Eichverfahren gliedert sich in zwei Teile:

1. Rekonstruktion der Müonen im Detektor und Selektion von Eichpulshöhen
2. Eichung mit Eichpulshöhen.

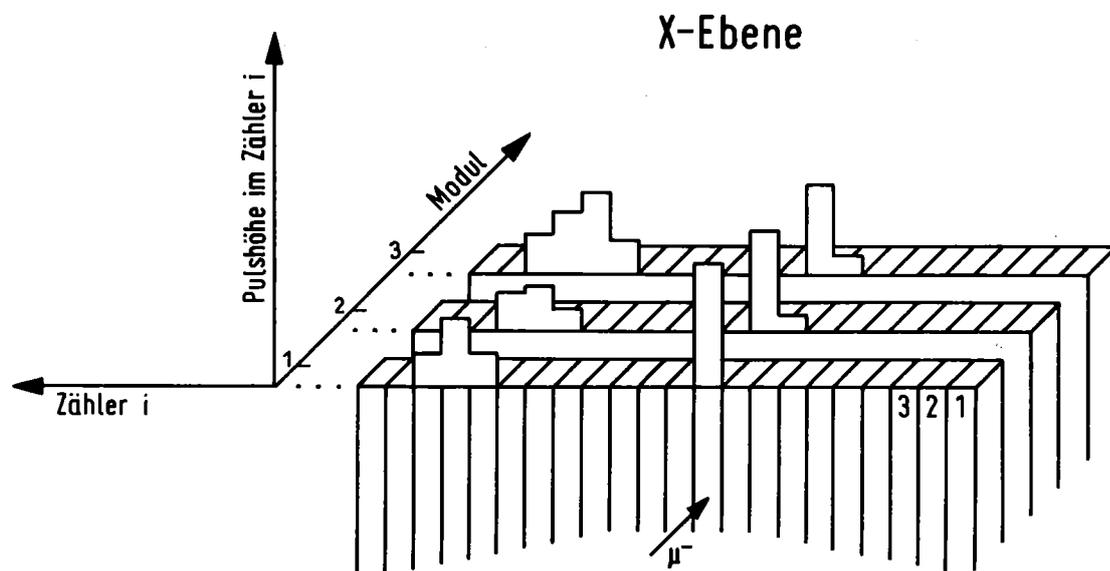
Die explizite Rekonstruktion von μ -Ereignissen ist notwendig, da sichergestellt sein muß, daß die zur Eichung benutzten Pulshöhen nicht von anderen Teilchen herrühren (z.B. von Hadronen, die stets als gewisse Verunreinigung im Müon-Strahl vorhanden sind) und um Simulationen von Müonen, hervorgerufen durch das Rauschen der Photomultiplier, auszuschalten. Auswahlkriterien für Müonen lassen sich einerseits aus der Art der WW mit Materie ableiten und folgen andererseits aus der geometrischen Anordnung der Detektorzähler.

1. Rekonstruktion der Müonen im Detektor und Selektion von Eichpulshöhen

Da der Detektor aus den drei Ebenen X,U,V besteht, wird jede dieser Ebenen separat nach sogenannten " μ -Kandidaten" untersucht. In Form einer groben Selektion werden zunächst jene Zähler ermittelt, die von einem Teil-

chen getroffen worden sind, so daß deren Signal über einer Mindestpulshöhe liegt. Diese Mindestpulshöhe muß wegen des elektronischen Untergrundes (Rauschen der Photomultiplier) eingeführt werden, der das μ -Signal in der Art verfälschen kann, daß das in ein oder zwei Szintillationsstäben lokalisierte μ auf mehrere Stäbe verteilt erscheint.

Da Müonen keine elektromagnetischen Schauer erzeugen, können in diesem Stadium bereits Ereignisse verworfen werden, bei denen Signale in mehreren benachbarten Szintillationsstäben auftreten (vgl. Skizze). Allerdings ist es nicht möglich die Forderung zu stellen, daß nur ein einziger Zähler (ohne



Skizze: Zur Definition von μ -Pulshöhen aufgrund der Signale benachbarter Zähler. Für die X-Ebene des Detektors ist die Anordnung der Zähler in den 3 Modulen dargestellt.

weitere benachbarte) ein Signal zeigt, da dann die Rate der rekonstruierten μ 's nur ca. 10% der Triggerrate beträgt. In Fig. A1 ist der prozentuale Anteil der rekonstruierten μ -Ereignisse in Abhängigkeit von der Anzahl der benachbarten Signale, die bei der Rekonstruktion zugelassen werden, aufgetragen. Die μ -Rate steigt bei 2 benachbarten Signalen auf 45% an, während sich bei 3 und mehr benachbarten Signalen nur unwesentliche Ratenerhöhungen ergeben. Bei der μ -Rekonstruktion wurden daher zwei benachbarte Signale zugelassen (Anzahl benachbarter Signale ≤ 2 ; "2-Zähler-Bedingung"). Dieses Ansprechen nebeneinanderliegender Zähler tritt bei Ereignissen auf, bei denen das μ nicht senkrecht auf die Detektoroberfläche auftrifft und den Detektor schräg durchläuft. Da in Strahlrichtung jeweils drei Szintillationsstäbe zu einem Zähler zusammengefaßt sind (vgl. Fig. 2.2), kann z.B. der Fall auftreten, daß das μ den ersten Stab eines Zählers und den zweiten und dritten des benachbarten Zählers durchläuft.

Da zur Eichung die Pulshöheninformation jedes einzelnen Stabes benötigt wird, erfolgt die weitere Untersuchung der μ -Kandidaten in jedem Modul

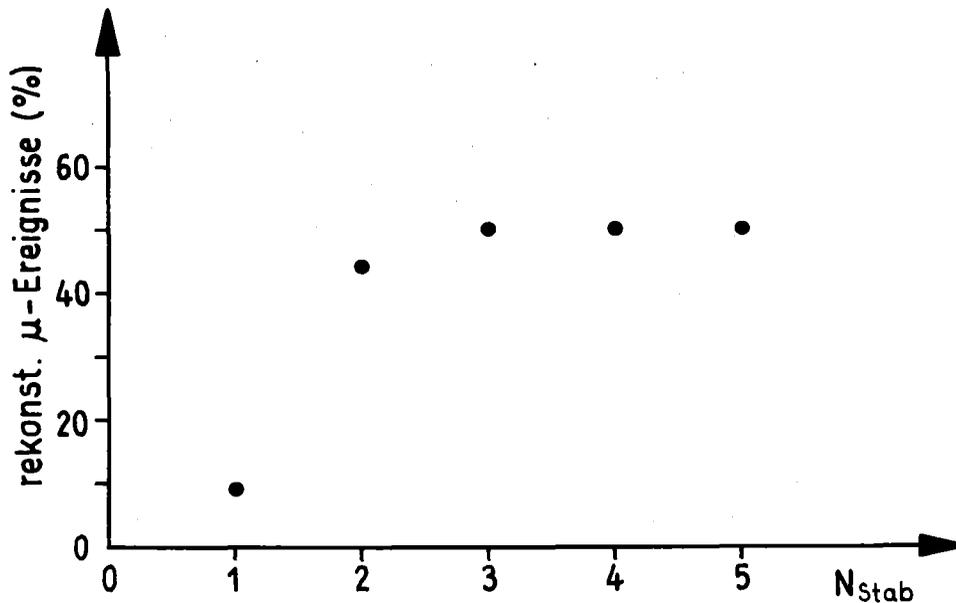


Fig. A1: Myonenrate bei Variation der Anzahl benachbarter Pulshöhensignale (N_{Stab}), die bei der Rekonstruktion zugelassen wurden.

getrennt. Die obige 2-Zähler-Bedingung wird hierbei durch die Forderung eingeschränkt, daß das Verhältnis einer maximalen Pulshöhe zu ihrer benachbarten mindestens 4/1 sein muß, wobei elektronische Fluktuationen zusätzlich berücksichtigt werden. Pulshöhen, die diesen Bedingungen genügen, werden zur Eichung verwendet und als "Eichpulshöhen" markiert.

Nach diesen Schritten sind, aufgrund der Eichpulshöhen, alle Zähler der drei Module bekannt, die ein mögliches μ -Signal gezeigt haben, so daß " μ -Kandidaten" etabliert werden können. Hierbei wird an eine Spur einer Ebene (definiert durch die Signale jener Zähler der einzelnen Module, die in Strahlrichtung hintereinander liegen, vgl. Skizze) die Forderung gestellt, daß diese mindestens in einem Modul eine Eichpulshöhe aufweist. Für diese Kandidaten werden deren Koordinaten in der jeweiligen Ebene als Schwerpunkte der Pulshöhen aller drei Module berechnet; pro Modul werden hierbei drei benachbarte Zähler berücksichtigt (Maximum ± 1).

Nach Ermittlung aller Kandidaten der Ebenen X,U,V werden sie zu μ 's kombiniert, wobei die Dreiecksbeziehung (4) erfüllt sein muß. Ereignisse, die dieser Bedingung innerhalb einer vorgegebenen Genauigkeit nicht genügen, werden verworfen. Mit den Ebenen-Koordinaten X_{Det} , U_{Det} , V_{Det} des μ 's wird weiterhin der Durchstoßpunkt des μ 's in jedem Szintillatorstab berechnet. Da hiermit der Lichtweg zum Photomultiplier bekannt ist, können die Eichpulshöhen bezüglich der Lichtabsorption in den Stäben korrigiert werden.

In Fig. A2 ist ein rekonstruiertes μ -Ereignis schematisch dargestellt. In den einzelnen Modulen der drei Ebenen sind die Pulshöhen des μ 's zu erkennen, während die drei, sich in einem Punkt schneidenden Geraden die Kandidaten jeder Ebene symbolisieren.

Die Rekonstruktionsrate dieses Programmes betrug - je nach Güte des μ -Strahls - zwischen 40 und 50% der triggernden Ereignisse.

2. Eichung mit Eichpulshöhen

Die eigentliche Eichung wird mit μ -Ereignissen durchgeführt, die alle oben erwähnten Kriterien erfüllt haben. Für jeden Zähler wird mit den Eichpulshöhen ein Pulshöhenspektrum erstellt, so daß 576 Einzelspektren vorliegen. In Fig. A3 sind diese Pulshöhenverteilungen für einige Zähler darge-

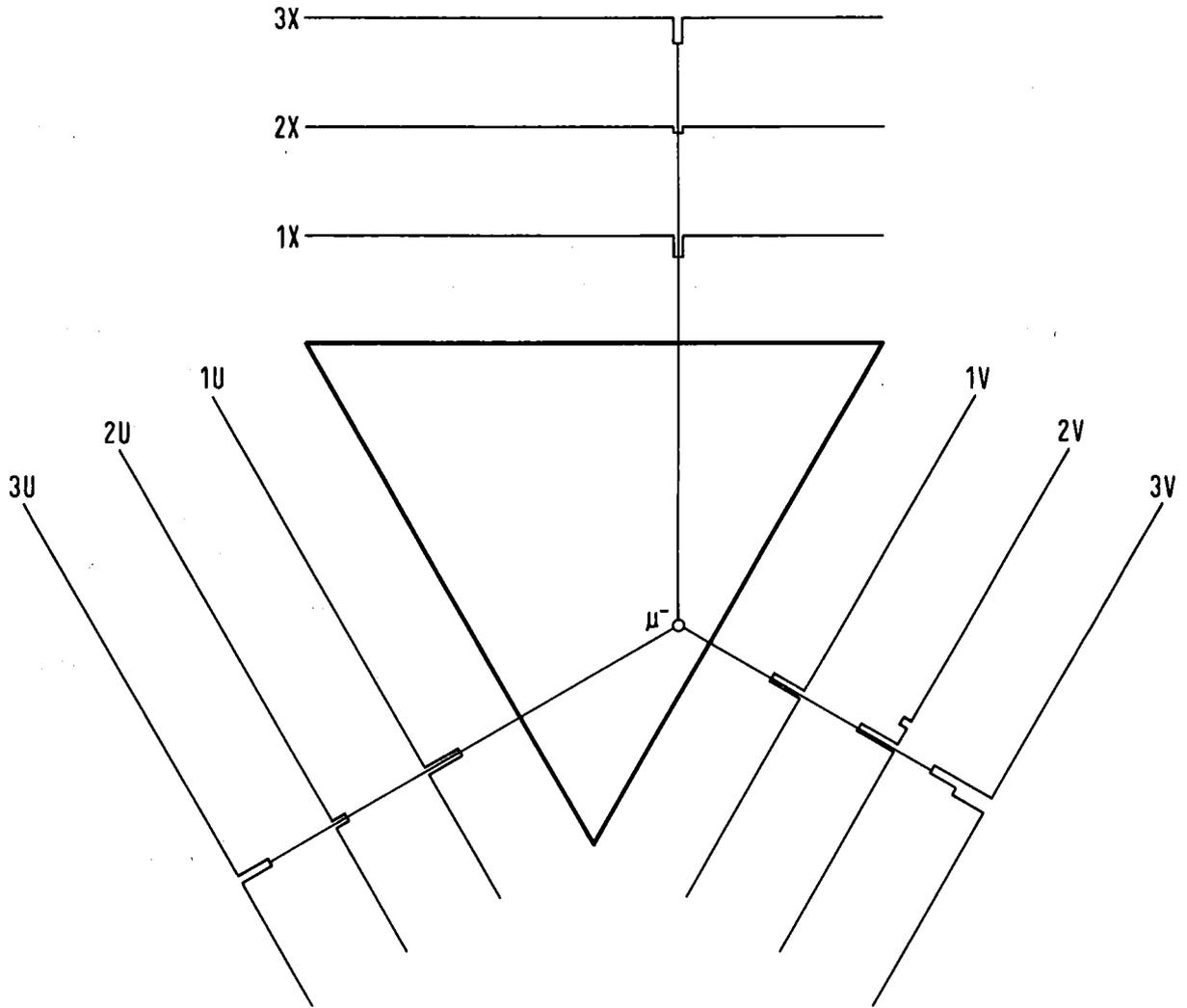


Fig. A2: Schematische Darstellung eines rekonstruierten μ -Ereignisses im Detektor (zur Notation siehe Fig. 3.1).

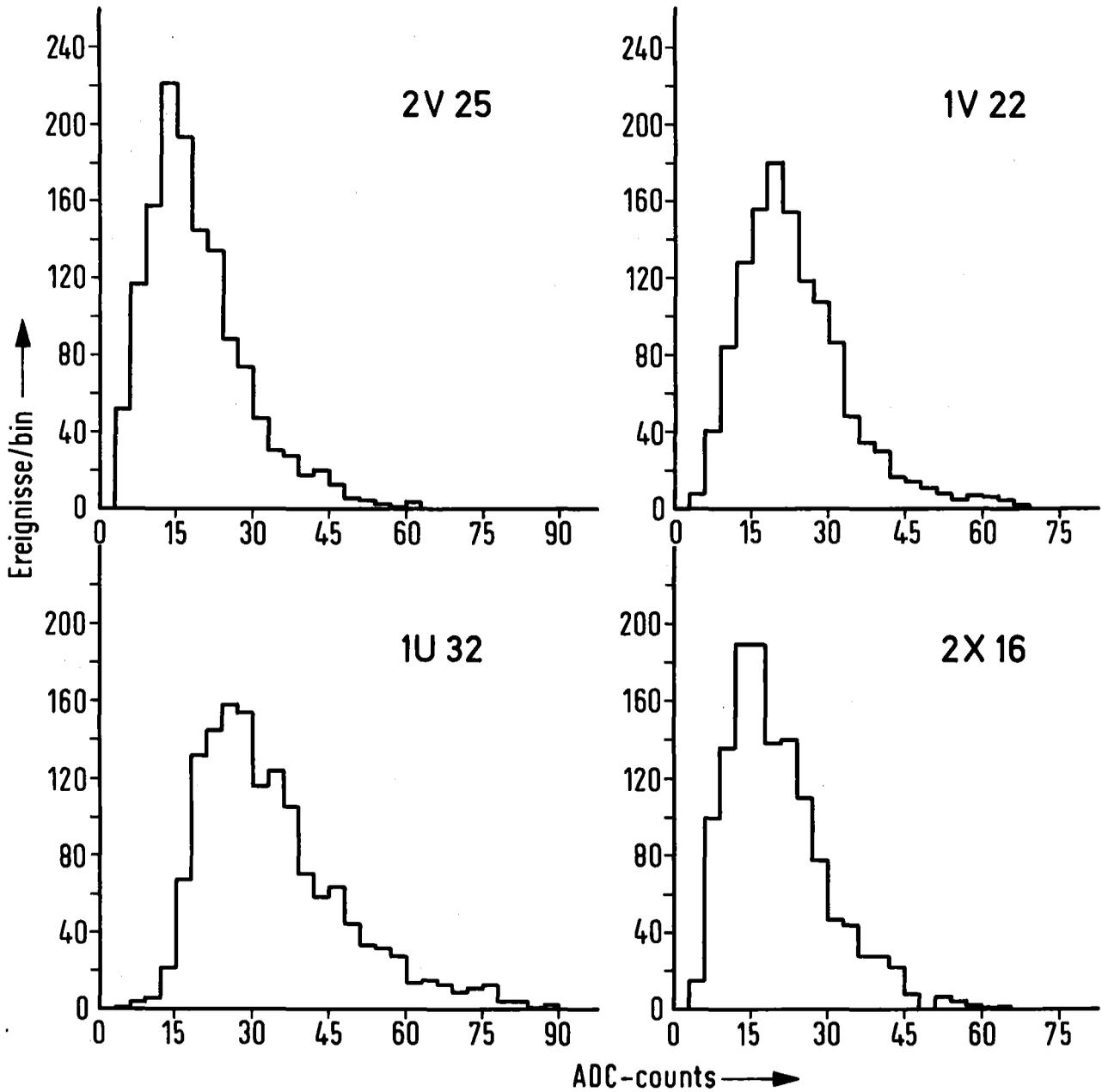


Fig. A3: Pulshöhenspektren für M μ onen von 4 Zählern des γ -Detektors. Da die Zähler noch nicht geeicht sind, liegen die Maxima der Verteilungen bei verschiedenen ADC-Werten.

stellt. Aus der unterschiedlichen Lage der Maxima ist ersichtlich, daß die Zähler noch nicht geeicht sind.

Theoretisch wird der Energieverlust minimalionisierender Teilchen durch eine Landauverteilung beschrieben, die je nach Teilchenenergie und Dicke des Szintillatormaterials modifiziert werden muß (Vavilov-, Blunck-Leisegang-Theorien)²⁹⁾. Die vorliegenden experimentellen Spektren werden dagegen sehr stark von apparativen Fluktuationen, hauptsächlich von den Fluktuationen in der Zahl der Photoelektronen, beeinflusst, was durch die großen Breiten der Verteilungen zum Ausdruck kommt.

Zur Ermittlung der Eichkonstanten legen wir die Schwerpunkte jeder Verteilung zugrunde. Die Abweichung des Schwerpunkts von einem Sollwert ergibt den Korrekturfaktor, mit dem die Pulshöhen des betreffenden Zählers zu versehen sind. Der Sollwert wurde auf 25 ADC-counts festgelegt, was in etwa dem Mittelwert aller Schwerpunkte entspricht.

Aus den Korrekturfaktoren ergeben sich schließlich die Eichkonstanten, indem das Verfahren iterativ betrieben wird; d.h. die Korrekturfaktoren werden auf die ursprünglichen Pulshöhen angewendet und der gesamte Ablauf - einschließlich der μ -Rekonstruktion - wird wiederholt. Es wird abgebrochen, wenn die zuletzt erzielten Änderungen der Korrekturen kleiner als 4% sind, was in der Regel nach 2-3 Iterationsschritten der Fall ist.

Die Meßläufe mit Müonen wurden regelmäßig durchgeführt, so daß mit den Eichkonstanten zeitliche bzw. systematische Veränderungen des Detektors berücksichtigt werden und eventuelle Fehlfunktionen einzelner Zähler (z.B. defekte Photomultiplier) erkennbar sind. Sie spiegeln außerdem die "zeitliche Stabilität" des Detektors wieder; in Fig. A4 sind die Eichkonstanten einiger Zähler angegeben, die für eine abgeschlossene Meßperiode (40 GeV/c) mit insgesamt 8 Eichungen ermittelt worden sind (auf die Konstanten der ersten Eichung wurde, willkürlich, normiert; der Index i bezeichnet die Nummer der Eichung). Bildet man hierbei für jeden Zähler die mittlere quadratische Abweichung der Eichkonstanten, so beträgt der Mittelwert dieser Abweichungen ca. $\pm 7\%$.

Die Kontrolle der μ -Eichung wurde mit Hilfe von 2γ -Ereignissen durchgeführt. Die im Detektor deponierten Energien der γ 's wurden vor und nach

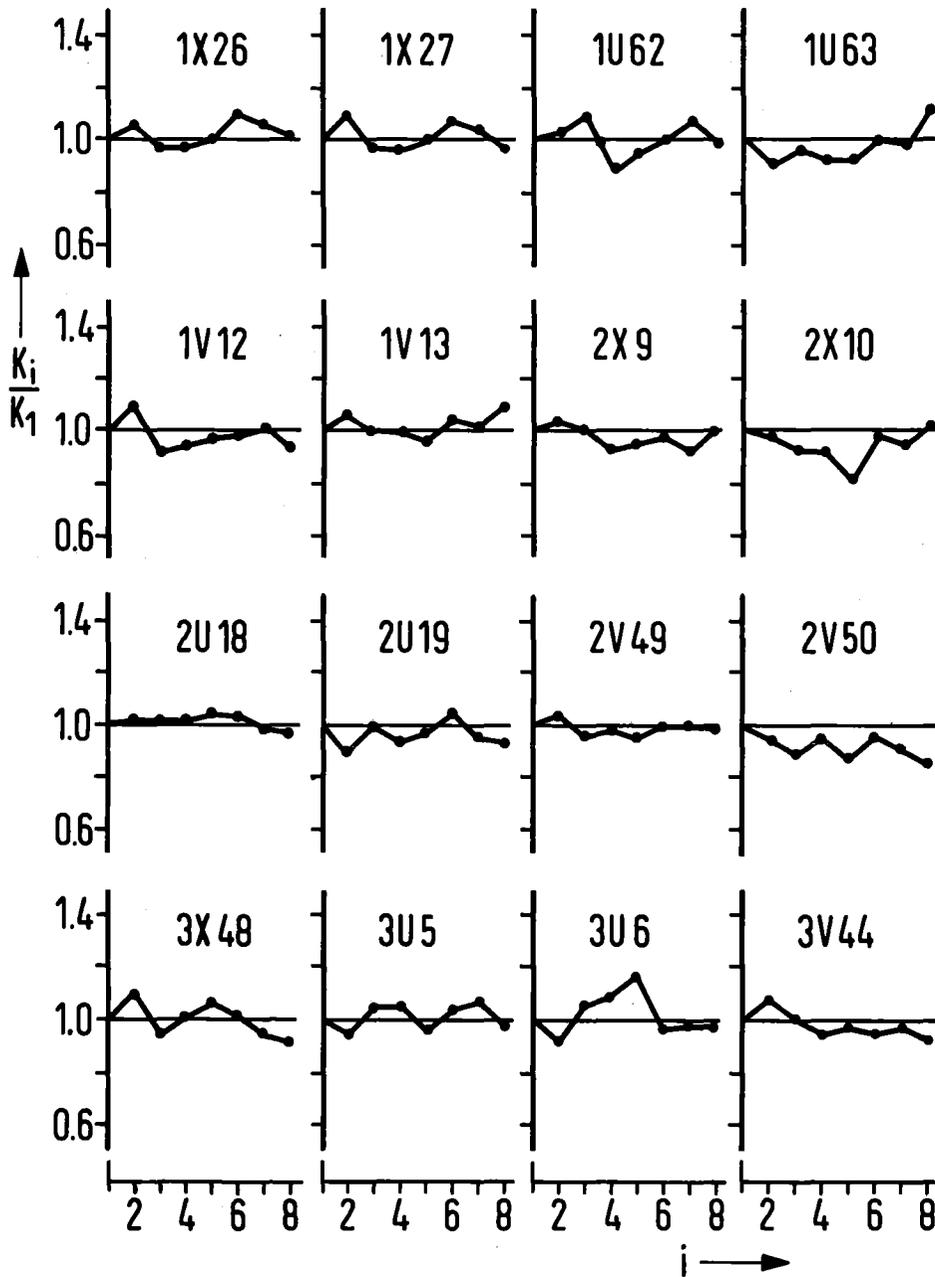


Fig. A4: Eichkonstanten für einige Zähler des Detektors bei 8 Eichungen einer abgeschlossenen Meßperiode (40 GeV/c). Auf die Konstanten der ersten Eichung wurde normiert.

der kinematischen Anpassung verglichen.

Da die γ -Schauer in transversaler Richtung sehr schnell abfallen, ist der größte Teil der Schauerenergie pro Modul in einem Zähler lokalisiert, so daß die gesamte Energie approximativ diesem Zähler zugeordnet werden kann. In longitudinaler Schauerrichtung kann die Energie allerdings nicht mehr modulweise aufgeteilt werden. Daher ist nur die Schauerenergie eines Zählertripels (z.B. $V35 \equiv 1V35 + 2V35 + 3V35$) in jeder der Ebenen X,U,V untersuchbar. Für ein Zählertripel wird die gemessene und gefittete Energie verglichen. Fehleichen innerhalb eines Tripels machen sich dann durch systematische Abweichungen der verglichenen Energien bemerkbar.

Diese Untersuchungen wurden mit η^- und π^0 -Ereignissen durchgeführt. Da die γ 's dieser Ereignisse bei den meisten Meßläufen die Außenbereiche des Detektors nicht erreichen, ist die Kontrolle der Eichung für die Zähler in diesem Bereich allerdings nicht immer möglich. Im Rahmen dieser Untersuchungen konnten die Ergebnisse der μ -Eichung stets gut bestätigt werden¹⁰⁾.

Ermittlung der Absorptionskorrektur

Da bei der μ -Eichung sowohl die Pulshöhen in jedem Szintillator als auch die Koordinaten der Mionen in der X,U,V-Ebene ermittelt wurden, kann mit diesen Informationen die Absorption des Lichtes in den Szintillationsstäben als Funktion des Lichtweges bestimmt werden.

Der Lichtweg (d.h. die Entfernung des Entstehungsortes des Lichts vom Photomultiplier) ist aufgrund des Durchstoßpunktes des Mions im Szintillatorstab bekannt. Für jeden Szintillator können daher die Pulshöhensignale in Abhängigkeit vom Lichtweg untersucht werden. Fig. A5 zeigt die Pulshöhenverteilungen für einen Szintillatorstab, der in drei Abschnitte unterteilt wurde; die relative Lage der Maxima gibt hier die Stärke der Absorption wieder.

Um eine hinreichend feine Unterteilung der Stäbe zu ermöglichen, wurde eine gesondere μ -Messung mit hoher Statistik durchgeführt. Für die Einzelspektren (insgesamt 20) jedes Stabes wurden wiederum deren Schwerpunkte zugrunde gelegt, aus denen die Absorptionskorrektur berechnet wurde. Da alle Szintillationsstäbe aus dem gleichen Material gefertigt wurden, kann ange-

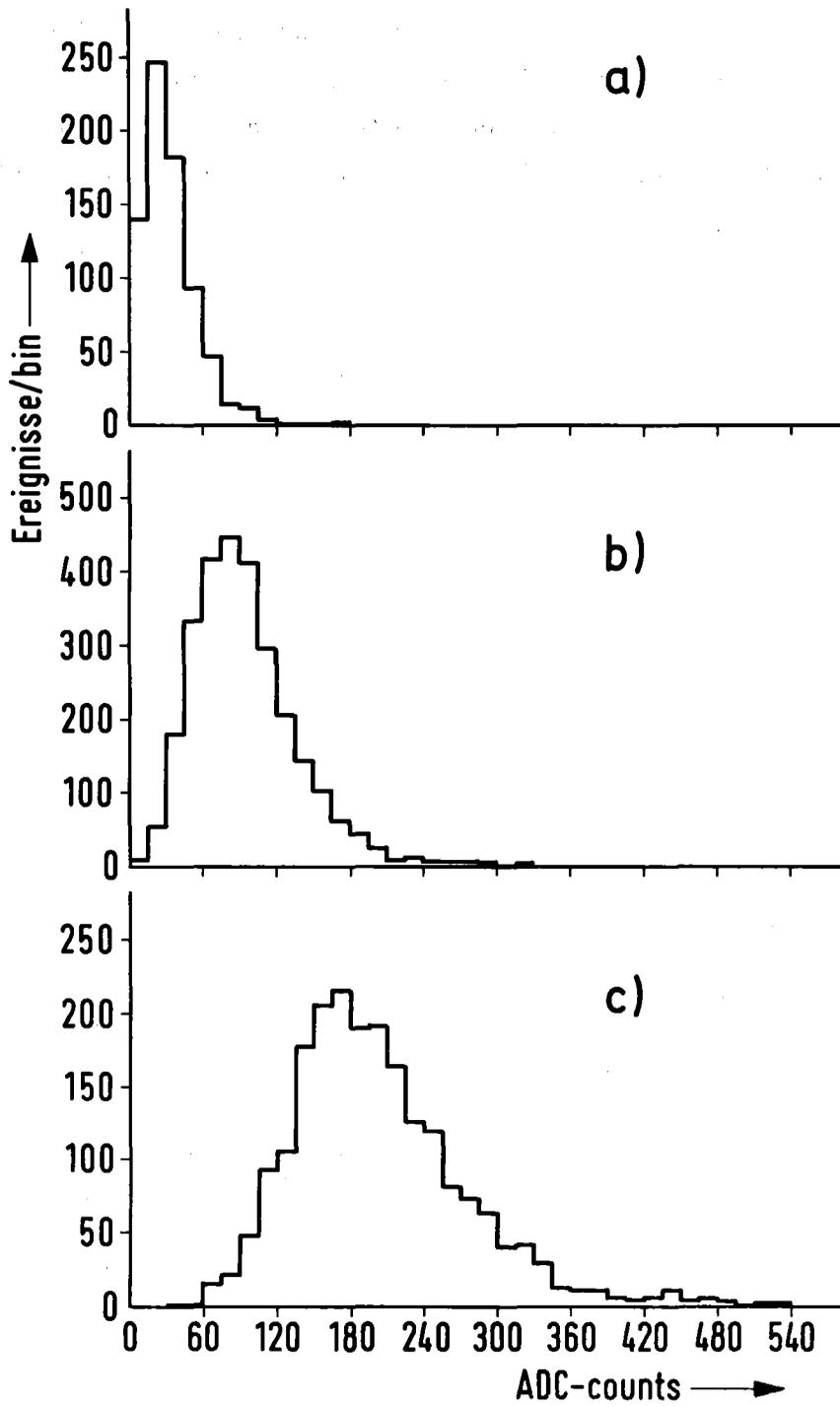


Fig. A5: Pulshöhenverteilungen für Mionen aus 3 verschiedenen Bereichen der Szintillationsstäbe, die der Länge nach unterteilt wurden.

nommen werden, daß sie alle das gleiche Absorptionsverhalten zeigen. Daher ist eine, für alle Stäbe einheitliche Absorptionskorrektur möglich, die sich als Mittelwert der Einzelkorrekturen jedes Stabes ergibt. In Fig. A6 ist der resultierende Verlauf der Absorptionskorrektur in Abhängigkeit vom Lichtweg aufgetragen.

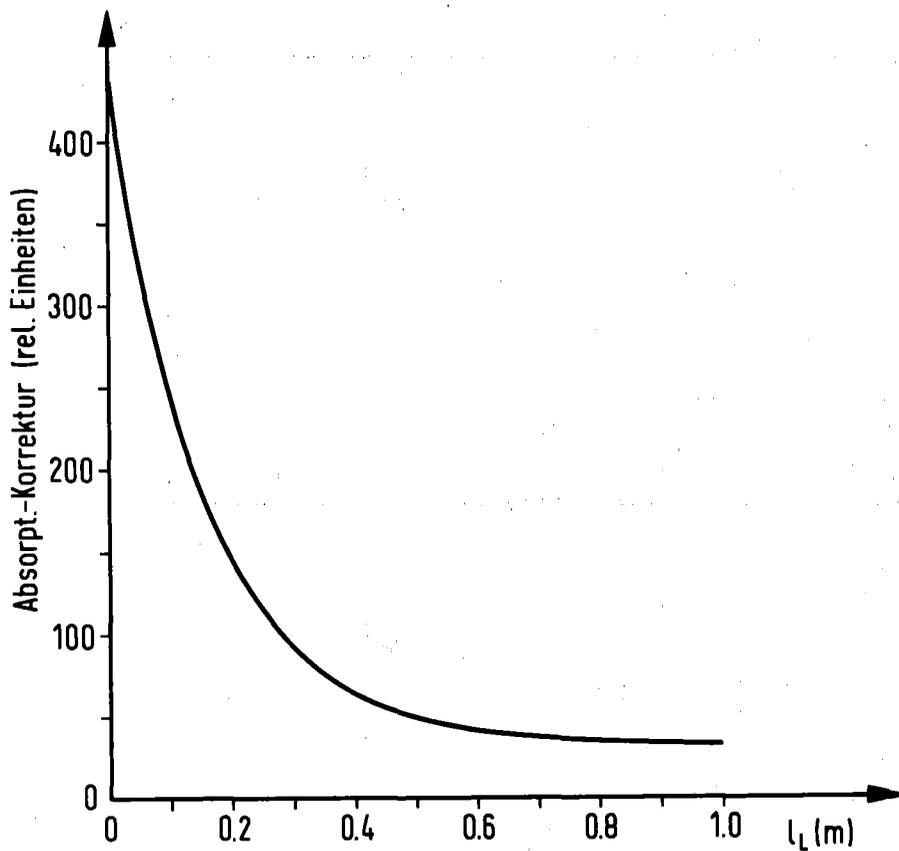


Fig. A6: Absorptionskorrektur für die Szintillationsstäbe in Abhängigkeit vom Lichtweg.

A.2 Absoluteichung des γ -Detektors

Um für die im Detektor deponierte Energie eine absolute Energieskala in GeV zu erhalten, nutzt man die Kinematik der elastischen 2γ -Reaktionen aus. Für nicht zu große Werte des Viererimpulsübertrages $-t$ wird praktisch die gesamte Energie des einlaufenden π^- auf das η (oder π^0) übertragen, während das Neutron sehr wenig kinetische Energie besitzt. Da die γ 's ihre Energie vollständig im Detektor abgeben, entspricht die Summe aller Pulshöhen der beiden γ 's (im Falle von η - oder π^0 -Ereignissen) der Energie des Strahlteilchens,

$$\Sigma \text{ Pulshöhen } \gamma_1 + \Sigma \text{ Pulshöhen } \gamma_2 \cong E_{\pi^-} \quad ,$$

wobei die Pulshöhen in Einheiten der ADC-counts gemessen sind und die Energie des π^- in GeV bekannt ist. Hieraus ergibt sich ein Umrechnungsfaktor, der die absolute Energieskala festlegt.

ANHANG B: Kinematische Größen

Den Viererimpulsübertrag berechnen wir mit Hilfe der Viererimpulse von π^- und η nach der Definition

$$t = (q_{\pi^-} - q_{\eta})^2 ,$$

wobei der Viererimpuls der η 's aus den Richtungen und Energien der beiden γ 's bestimmt wird.

Für die Massenberechnung folgt aus (mit $c \equiv 1$)

$$\begin{aligned} m^2 &= E^2 - |\vec{p}|^2 , \\ m^2 &= (E_1 + E_2)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2)^2 = 2E_1 E_2 (1 - \cos \theta) , \\ m^2 &= 4E_1 E_2 \sin^2 \frac{\theta}{2} . \end{aligned} \tag{B1}$$

E_1, E_2 sind die Energien der γ 's und θ deren Öffnungswinkel im Laborsystem, während E und \vec{p} Energie und Dreierimpuls des zerfallenden Teilchens bezeichnen. Für den Öffnungswinkel gilt hierbei in guter Näherung

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{r_{1,2}^2}{4L^2} , \tag{B2}$$

mit $r_{1,2}^2 = (x_1 - x_2)^2 + (y_1 - y_2)^2$, $x_i^2, y_i^2 \ll L^2$, $i = 1, 2$,

wobei (x_1, y_1) , (x_2, y_2) die Koordinaten der γ 's auf der Detektoroberfläche und L die "effektive" Entfernung des Targets vom γ -Detektor, d.h. $L = L_D - z_V$; z_V ist die gemessene z -Koordinate des Vertexpunktes.

Aus (B1) und mit $E_1 + E_2 = E$ ergibt sich der minimale Öffnungswinkel zu:

$$\sin \frac{\theta_{\min}}{2} = \frac{m}{E} \quad .$$

Er tritt auf, wenn die γ -Quanten mit gleicher Energie emittiert werden. Dieser Zerfall wird als symmetrisch bezeichnet; die AsymmetrievARIABLE $X = E_1/E_2 \leq 1$ ist in diesem Fall gleich eins. Da der Öffnungswinkel klein ist, gilt in guter Näherung $\theta_{\min} = \frac{2m}{E}$. Bei den hier betrachteten hohen Energien (und nicht zu großen Impulsüberträgen) besitzt das η praktisch die gesamte Energie des π^- ; für den Zerfall des η 's ergibt sich daher bei 40 GeV/c ein minimaler Öffnungswinkel von $\theta_{\min}^{\eta} = 27.4$ mrad.

Die Beziehung zwischen dem Laboröffnungswinkel θ und der AsymmetrievARIABLEN X (die bei der Bestimmung der Akzeptanz-Korrektur in Abschnitt 3.3.2 verwendet wurde) folgt aus (B1), indem m^2 durch den minimalen Öffnungswinkel nach obiger Gleichung ersetzt wird. Für kleine Öffnungswinkel gilt dann:

$$\theta = \theta_{\min} \frac{1 + X}{2\sqrt{X}} \quad .$$

Die Verteilung des Öffnungswinkels θ im Laborsystem erhält man mit Hilfe der Zerfallsverteilung im Ruhesystem des η 's,

$$\frac{dN}{d \cos \theta_{\text{cm}}} = \text{const.} \quad , \quad (\text{B3})$$

wobei der Winkel θ_{cm} von der Transformationsrichtung (der Bewegungsrichtung des η 's im Laborsystem) und der Richtung eines der γ 's gebildet wird. Die Beziehung zwischen den Zerfallswinkeln in den beiden System folgt, durch Lorentz-Transformation der γ -Energien und Benutzung von (B1), zu

$$\sin^2 \frac{\theta}{2} = \frac{m^2}{E^2 - p^2 \cos^2 \theta_{\text{cm}}} \quad .$$

Für kleine θ und unter Berücksichtigung von (B3) ergibt sich hiermit für die theoretische Öffnungswinkelverteilung im Laborsystem

$$\frac{dN}{d\theta} = \frac{c_1}{\theta^2 \sqrt{\theta^2 - \theta_{\min}^2}}, \quad (B4)$$

mit $\theta_{\min} = \frac{2m}{E}$ und einer freien Konstanten c_1 . Diese Verteilungsfunktion wurde bei der Berechnung der Ortsauflösung in Abschnitt 3.5.1 verwendet.

LITERATURVERZEICHNIS

1. P.D.B. Collins
An Introduction to Regge Theory and High Energy Physics
Cambridge University Press, Cambridge 1977

M.L. Perl
High Energy Hadron Physics
J. Wiley & Sons, New York (1974)
2. V.D. Barger, D.B. Cline
Phenomenological Theories of High Energy Scattering
Benjamin, New York (1969)
3. B. und F. Schrempp
Nucl. Phys. B54 (1973) 525
4. M.I. Grachev et al.
IHEP 70-98, Serpukhov (1970)
5. E. Bertolucci et al.
Nucl. Instr. and Meth. 69 (1969) 21
6. F. Sergiampietri
Use of Cerenkov Light in Liquid Hydrogen Targets
1973 Int. Conf. on Instrumentation for High Energy Physics, Frascati
7. Y.B. Bushnin et al.
Nucl. Instr. and Meth. 120 (1974) 391
8. W.D. Apel
private Mitteilung
9. H. Schneider
private Mitteilung

10. K.H. Augenstein
Doktorarbeit, Karlsruhe 1978
KfK-Externer Bericht 3/78-3
11. H. Müller
private Mitteilung
12. E. Bertolucci et al.
private Mitteilung
13. I. Mannelli
(1975) unveröffentlicht
14. I. Mannelli et al.
(1976) unveröffentlicht
15. Y.B. Bushnin et al.
Nucl. Instr. and Meth. 106 (1973) 493
16. A.V. Barnes, O.I. Dahl et al.
Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 80
17. E.H. Harvey et al.
Phys. Rev. Lett. 27 (1971) 885
M.A. Wahlig and I. Mannelli
Phys. Rev. 168 (1968) 1515
18. O. Guisan, P. Sonderegger et al.
Phys. Lett. 18 (1965) 200
19. V.H. Bolotov et al.
Nucl. Phys. B73 (1974) 387

20. R.A. Johnson
Thesis, Lawrence Berkeley Laboratory
Berkeley, California (1975)
LBL 4610
21. G.C. Fox
Skeletons in the Regge Cupboard
Third International Conference, Stony Brook (1969)
Gordon and Breach, New York (1969)
und dort referierte Arbeiten
G. Cohen-Tannoudji et al.
Nuovo Cim. 48 (1967) 1075
22. M.H. Shaevitz et al.
Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 5
23. V. Barger und D. Cline
Phys. Rev. 156 (1967) 1522
24. R.C. Arnold
Phys. Rev. Lett. 14 (1965) 657
25. A. Ahmadzadeh und C.H. Chan
Phys. Lett. 22 (1966) 692
26. D. Cline et al.
Phys. Rev. Lett. 23 (1969) 1318
A. Firestone et al.
Phys. Rev. Lett. 25 (1970) 958
27. W.D. Apel et al.
Nucl. Phys. B129 (1977) 275
28. B. und F. Schrempp
Nucl. Phys. B60 (1973) 110

29. L. Landau
J. Exp. Phys. (USSR) 8 (1944) 201
P.V. Vavilov
Soviet Physics, JETP (Engl.) 5 (1957) 749
O. Blunck und S. Leisegang
Z. Physik 128 (1950) 500
O. Blunck und K. Westphal
Z. Physik 130 (1951) 641
S. Seltzer und M. Berger
in: Studies in Penetration of Charged Particles in Matter
NAS-NRC Publ. no. 1133 (1964) 187
30. A.V. Barnes et al.
CALTECH-LBL Collaboration
in: Hadron-Hadron Reactions, High Multiplicity;
Plenary Session P1b (Speaker: R.E. Diebold);
19th Intern. Conf. on High Energy Physics, Tokyo (1978)