

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

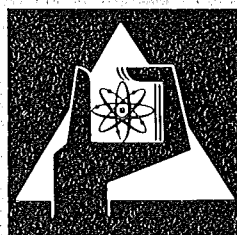
Juli 1974

KFK 1977

Institut für Experimentelle Kernphysik

Neutron-Proton-Ladungsaustausch von 8 bis 23 GeV/c

K. Pack



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

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1977

Institut für Experimentelle Kernphysik

Neutron-Proton-Ladungsaustausch von 8 bis 23 GeV/c <sup>+)</sup>

K. Pack

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe

<sup>+)</sup>  von der Fakultät für Physik der Universität (TH)  
Karlsruhe genehmigte Dissertation



# Inhaltsverzeichnis

Verzeichnis der Abbildungen

Zusammenfassung

1. Einleitung

2. Meßmethode

3. Experimenteller Aufbau

3.1 Apparatur

3.2 Elektronik (Trigger)

4. Durchführung des Experimentes

4.1 Datenerfassung

4.2 Überwachung der Apparatur (On-line-  
Auswertung)

5. Datenanalyse

5.1 Flugzeiteichung

5.2 Kinematischer Fit

5.3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

6. Diskussion der Ergebnisse

Danksagung

Literatur, Anmerkungen

Anhang A: Technische Daten der Apparatur

Anhang B: Prinzip des kinematischen Fits

Anhang C: Tabelle der differentiellen Wirkungs-  
querschnitte

## Verzeichnis der Abbildungen

- 1.1 Schema der n-p-Streuung
- 2.1 Darstellung der kinematischen Größen  
( $p_p, \theta_p, \phi_p, p_n, \theta_n, \phi_n$ )
- 3.1 Auslegung des Neutronenstrahls am PS im CERN
- 3.2 Profil des Neutronenstrahls am Targetort
- 3.3 Impulsverteilung des Neutronenstrahls
- 3.4 Schematischer Aufbau der Apparatur
- 3.5 Prinzipschaltbild der Elektronik
- 4.1  $\phi_p$ -Verteilung für jeden Neutronenzähler (Koplanarität)
- 5.1 Schematische Darstellung des Neutronenzählers (Bestimmung des Auftreffortes)
- 5.2 Häufigkeitsverteilung der Ereignisse als Funktion des gemessenen und des berechneten Ortes im Neutronenzähler
- 5.3 Skizze der für die Auswertung wichtigen geometrischen Größen
- 5.4 Verteilung des Winkels zwischen Magnet- und Strahlensystem vor und nach dem Fit
- 5.5 Ortsverteilung der Ereignisse im Target (x-y-Ebene)
- 5.6  $\chi^2$ -Verteilung des Fits
- 5.7 Verteilung des Untergrundes als Funktion von t und  $p_e$
- 5.8 Akzeptanz der Apparatur als Funktion von t und  $p_e$
- 6.1  $d\sigma/dt$  als Funktion von t und  $p_e$
- 6.2 Parameter der Funktion  $e^{\alpha t} + \beta e^{\gamma t}$  in Abhängigkeit von  $p_e$
- 6.3  $d\sigma(t=0)/dt$  als Funktion von  $p_e$
- 6.4 Invarianter Erzeugungsquerschnitt für die Neutronenproduktion [2] und [4]

## Zusammenfassung

Bei dem in dieser Arbeit beschriebenen Experiment wurde der Neutron-Proton-Ladungsaustausch mit einer Zwei-Arm-Methode gemessen, d.h. es wurden beide Teilchen im Endzustand des elastischen Streuprozesses nachgewiesen.

Nach der Abtrennung des Untergrundes verbleiben 28300 Ereignisse für Einfallsimpulse von 8 bis 23 GeV/c. Die t-Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ist für einzelne Impulsintervalle von 3 GeV/c Breite innerhalb der Fehler gleich. Die Parameter einer Zwei-Exponenten-Funktion  $e^{\alpha t} + \beta e^{\gamma t}$  lassen sich an die Meßwerte folgendermaßen anpassen:  $\alpha = (46 \pm 7)(\text{GeV}/c)^{-2}$ ,  $\beta = 0,38 \pm 0,05$ ,  $\gamma = (3,7 \pm 0,7)(\text{GeV}/c)^{-2}$ . Der charakteristische steile Anstieg entspricht damit etwa dem reziproken Quadrat der  $\pi$ -Masse. Für die Impulsabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes ergibt sich  $d\sigma(t=0)/dt \sim p^{-(0,9 \pm 0,6)}$ .

## Abstract

Neutron-Proton-Charge Exchange Scattering from 8 to 23 GeV/c

The neutron-proton-charge exchange reaction has been investigated with a two arm method allowing both scattered particles to be detected.

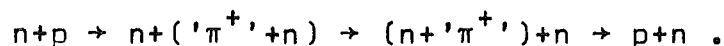
After subtraction of the background 28300 elastic events are obtained with incident momenta between 8 and 23 GeV/c. The t-dependence of the cross sections is found to be the same for all incident momentum bins within the errors. A fit of the two-exponential  $e^{\alpha t} + \beta e^{\gamma t}$  to the measured cross sections yields for the parameters:  $\alpha = (46 \pm 7)(\text{GeV}/c)^{-2}$ ,  $\beta = 0.38 \pm 0.05$ ,  $\gamma = (3.9 \pm 0.7)(\text{GeV}/c)^{-2}$ .

## 1. Einleitung

Eine ähnliche Rolle wie das Photon als Austauschteilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung spielt bei den Kernkräften das von Yukawa vorausgesagte  $\pi$ -Meson. Eine Möglichkeit zur Untersuchung dieser Wechselwirkung, die aufgrund der endlichen Ruhemasse des Pions nur eine extrem kurze Reichweite hat, bietet unter anderem die Nukleon-Nukleon-Streuung. Die Rolle des Pions zeigt sich beim Austausch eines  $\pi^+$  bei der elastischen Neutron-Proton-Streuung deutlich.

Ein solches Neutron-Proton-Ladungsaustauschexperiment ( $n+p \rightarrow p+n$ ), das am CERN-Proton-Synchrotron durchgeführt wurde, wird in dieser Arbeit beschrieben. In Abb. 1.1 ist die n-p-Streuung schematisch dargestellt. Wenn man mit  $t$  das Quadrat des Viererimpulsübertrages bezeichnet, der auf das (vor dem Stoß) ruhende Teilchen nach dem Stoß entfällt, und mit  $u$  das Quadrat des Viererimpulsübertrages der dem einfallenden Teilchen nach dem Stoß verbleibt, so spielt sich die Vorwärtsstreuung (Abb. 1.1a) im Bereich kleiner  $t$ -Werte und damit großer  $u$ -Werte ab, während es bei der Rückwärtsstreuung (Abb. 1.1b) gerade umgekehrt ist:  $u$  nimmt kleine und  $t$  große Werte an.

Bei früheren Messungen [1, 2] zeigte sich, daß der in der Abbildung qualitativ skizzierte Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnittes für kleine  $u$ -Werte (d.h.  $u < 0,02 \text{ GeV}^2/c^2 \approx m_\pi^2/c^2$ ) - entgegen den Erwartungen - einen steilen Anstieg aufweist. Dieses Phänomen läßt sich durch den Austausch eines virtuellen ' $\pi^+$ ' interpretieren (Abb. 1.1c):



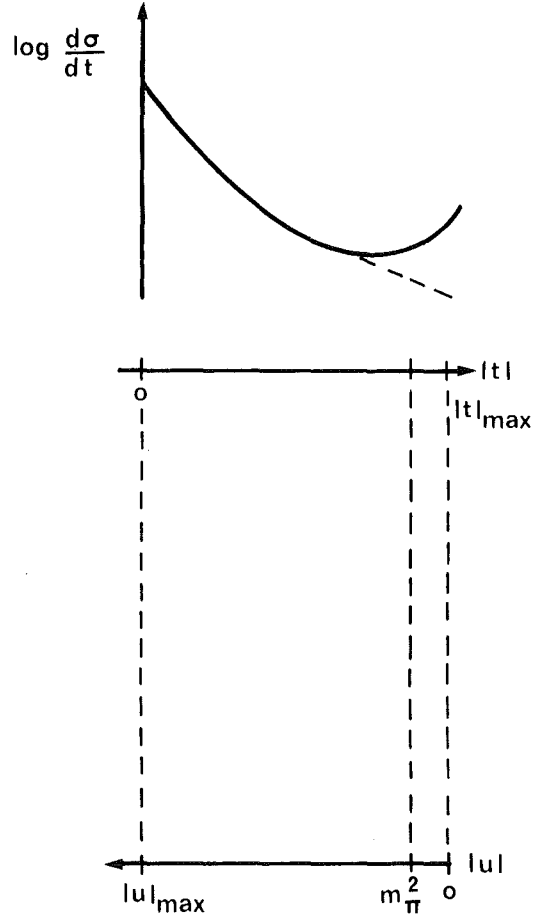
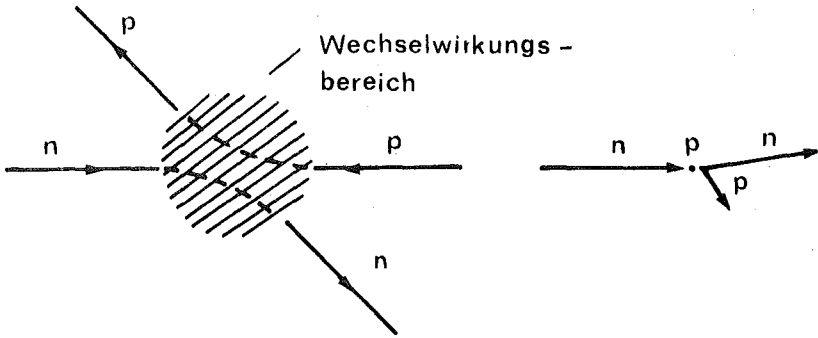
Aufgrund dieser Interpretation (Ladungsaustausch in Vor-



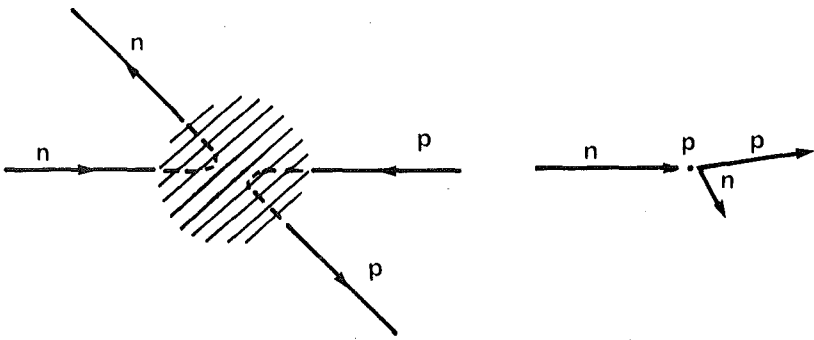
Schwerpunktsystem

Laborsystem

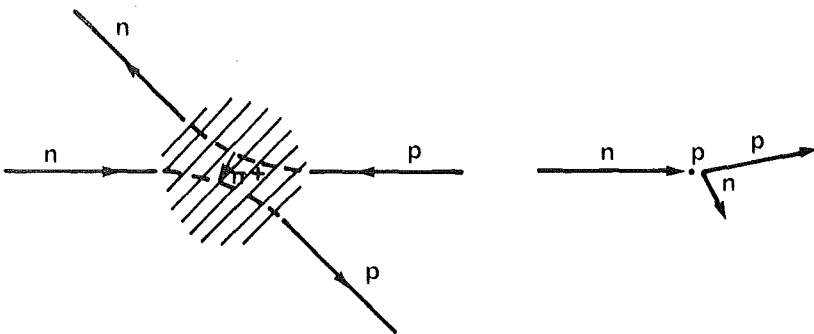
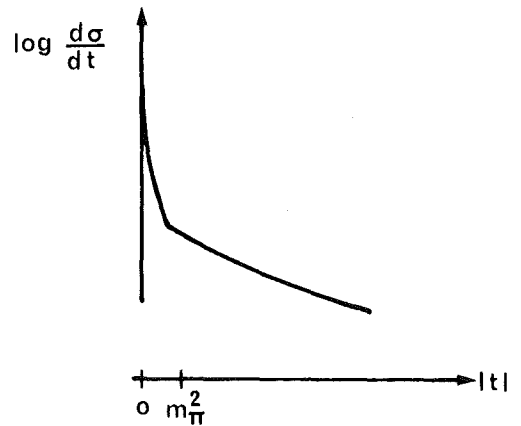
Qualitativer Verlauf  
des diff. Wirkungs-  
querschnittes



a) Elastische n-p-Streuung in Vorwärtsrichtung



b) Elastische n-p-Streuung in Rückwärtsrichtung



c) n-p-Ladungsaustausch in Vorwärtsrichtung

Abb.1.1

wärtsrichtung) bezeichnet man das Quadrat des Viererimpulsübertrages konsequenterweise mit  $t$ . Allerdings erwartet man, daß der Wirkungsquerschnitt bei einem einfachen  $\pi$ -Austausch für  $t \rightarrow 0$  verschwindet. Durch die zusätzliche Annahme eines sich 'langsam ändernden Untergrundes' [11] läßt sich der steile Anstieg als Interferenzeffekt erklären. Als einfaches mathematisches Mittel zur Beschreibung des Kurvenverlaufes des differentiellen Wirkungsquerschnittes ( $d\sigma/dt$ ) bietet sich die Summe von zwei Exponentialfunktionen an:

$$\frac{d\sigma}{dt} \sim e^{\alpha t} + \beta e^{\gamma t} .$$

Bei der Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes ( $d\sigma(t=0)/dt$ ) vom Impuls des einfallenden Neutrons ( $p_e$ ) zeigte sich, daß der Abfall im wesentlichen dem kinematischen Faktor entspricht:

$$\frac{d\sigma(t=0)}{dt} \sim \frac{1}{s(s-4E_0^2)} ,$$

wobei  $s$  die Gesamtenergie und  $E_0$  die Ruheenergie des Nukleons ist. Mit  $s \approx 2E_0 \cdot (E_0 + \sqrt{E_0^2 + p_e^2})$  folgt näherungsweise:

$$\frac{d\sigma(t=0)}{dt} \sim \frac{1}{p_e^2} .$$

Neben einer Bestätigung des Verlaufs des differentiellen Wirkungsquerschnittes ( $d\sigma/dt$ ) als Funktion des Viererimpulsübertrages wurde mit den Messungen auch die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Einfallsimpuls des Neutrons untersucht. Die Wirkungsquerschnitte wurden absolut normiert.

Dieser Arbeit liegen 28300 elastische Ereignisse für das Impulsintervall

$$8 \text{ GeV}/c \leq p_e \leq 23 \text{ GeV}/c$$

zu Grunde. Damit überlappt dieses Experiment die Messungen von Engler et al. [1] sowie Davis et al. [2] und schließt an die Messungen von Manning et al. [9] sowie Miller et al. [10] an. Für den Viererimpulsübertrag erfaßt dieses Experiment das folgende Intervall:

$$0,004 \text{ GeV}^2/c^2 \leq |t| \leq 0,4 \text{ GeV}^2/c^2$$

## 2. Meßmethode

Bei einer früheren Messung des Neutron-Proton-Ladungsaustausches [1] am CERN-PS wurde die Methode des doppelten Ladungsaustausches benutzt. Bei diesem Verfahren betrachtet man bei der Produktion des Neutronenstrahls unter  $D^0$  am internen Beryllium-Target ( $p+Be \rightarrow n+X$ ) nur die elastischen Prozesse. Wenn nun diese 'elastischen' Neutronen in einem Wasserstoff-Target wieder einen Ladungsaustausch ( $n+p \rightarrow p+n$ ) verursachen, so erhält man in der Impulsverteilung des nach vorne gestreuten Protons ein Maximum an der Stelle, die der Strahlenergie des Synchrotrons entspricht. Alle außerhalb dieses Peaks liegenden Impulse stammen von nicht elastischen Ereignissen: der Untergrund läßt sich also abtrennen, wenn die Impulsauflösung wesentlich kleiner ist als die Impulsänderung bei der Produktion eines Pions.

Die beschriebene Methode ist ein Ein-Arm-Experiment, d.h. man bestimmt nur die Kinematik des Protons ( $p_p, \theta_p$ ) und berechnet daraus die des Neutrons. Auf diese Weise läßt sich der differentielle Wirkungsquerschnitt  $d\sigma/dt$  als Funktion des Viererimpulsübertrages  $t$  vor allem im Bereich kleiner  $t$ -Werte ( $|t| < 0,005 \text{ GeV}^2/c^2$ ) gut bestimmen. Dagegen ist die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes  $d\sigma(t=0)/dt$  vom Impuls des einfallenden Neutrons mit einem relativ großen Unsicherheitsfaktor behaftet: der Fehler der absoluten Normierung, die sich nur schwierig abschätzen läßt, geht direkt in das Ergebnis ein.

Ein weiterer Nachteil dieser Methode besteht darin, daß der Wirkungsquerschnitt für den doppelten Ladungsaustausch und somit auch die Ereignisrate mit höherer Energie stark abnimmt.

Für das Experiment, das in dieser Arbeit beschrieben wird, wurde eine Zwei-Arm-Methode gewählt. In diesem Fall interes-

siert man sich nicht mehr für die Vorgeschichte des einfallenden Neutrons, sondern benutzt alle Energien, die bei der Produktion des Neutronenstrahls am internen Target auftreten. Neben den kinematischen Größen des nach vorne gestreuten Protons ( $p_p$ ,  $\theta_p$ ,  $\phi_p$ ) mißt man auch die entsprechenden Werte des zur Seite gestreuten Neutrons ( $p_n$ ,  $\theta_n$ ,  $\phi_n$ ) (Abb. 2.1).

Durch Anwendung des Impuls- und Energiesatzes lassen sich dann die nicht elastischen Ereignisse weitgehend abtrennen. Der Impulssatz besagt unter anderem:

1. Die Flugbahnen des einfallenden Teilchens sowie des nach vorne gestreuten Protons und des zur Seite

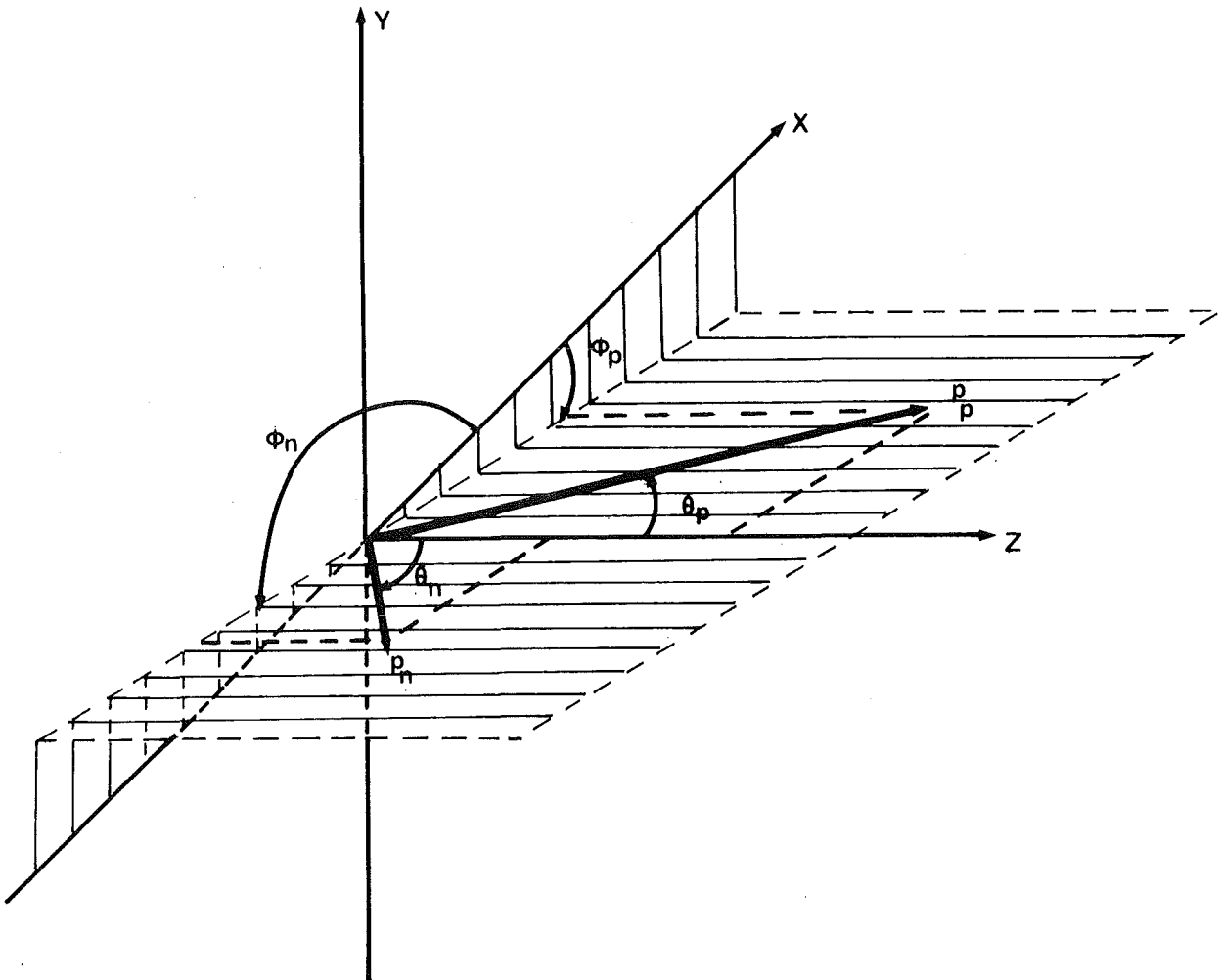


Abb. 2.1

gestreuten Neutrons müssen in einer Ebene liegen (Koplanaritätsbedingung).

2. Die Summe der Transversalimpulse des gestreuten Protons und Neutrons muß Null sein.

Nachteilig wirkt sich bei dieser Methode aus, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit der Neutronenzähler nur in einem begrenzten Energiebereich (Anhang A) ausreichend ist.

Andererseits läßt sich die relative Impulsabhängigkeit des Wirkungsquerschnittes  $d\sigma(t=0)/dt$  genauer als bei der Ein-Arm-Methode bestimmen, da sie bei der Zwei-Arm-Methode - abgesehen von der Form des Impulsspektrums der einfallenden Neutronen - von der absoluten Normierung unabhängig ist. Allerdings ist auch die exakte Bestimmung des Impulsspektrums mit einigen Schwierigkeiten verbunden.

Die Bestimmung des Neutronenspektrums läßt sich folgendermaßen durchführen. Bei der Neutron-Proton-Vorwärtsstreuung ist der totale Wirkungsquerschnitt innerhalb des betrachteten Impulsbereiches nahezu konstant, d.h. der elastische diffraktive Wirkungsquerschnitt ist in erster Näherung energieunabhängig. Daher sind die Wirkungsquerschnitte für einen festen  $t$ -Wert in guter Näherung unabhängig vom Einfallsimpuls und liefern so die Form des Neutronenspektrums.

Eine zweite Möglichkeit, das Spektrum zu bestimmen, bietet ein totalabsorbierender Neutronenzähler (STAC = Sampling Total Absorption Counter) [13].

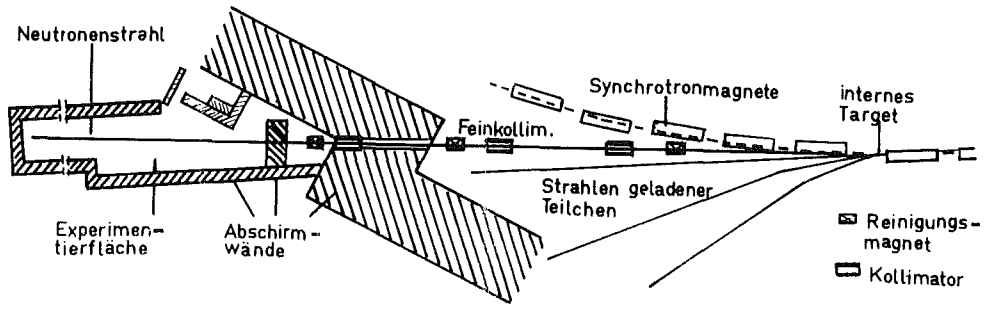


Abb. 3.1

Anordnung des Neutronenstrahls am Protonensynchrotron in CERN.

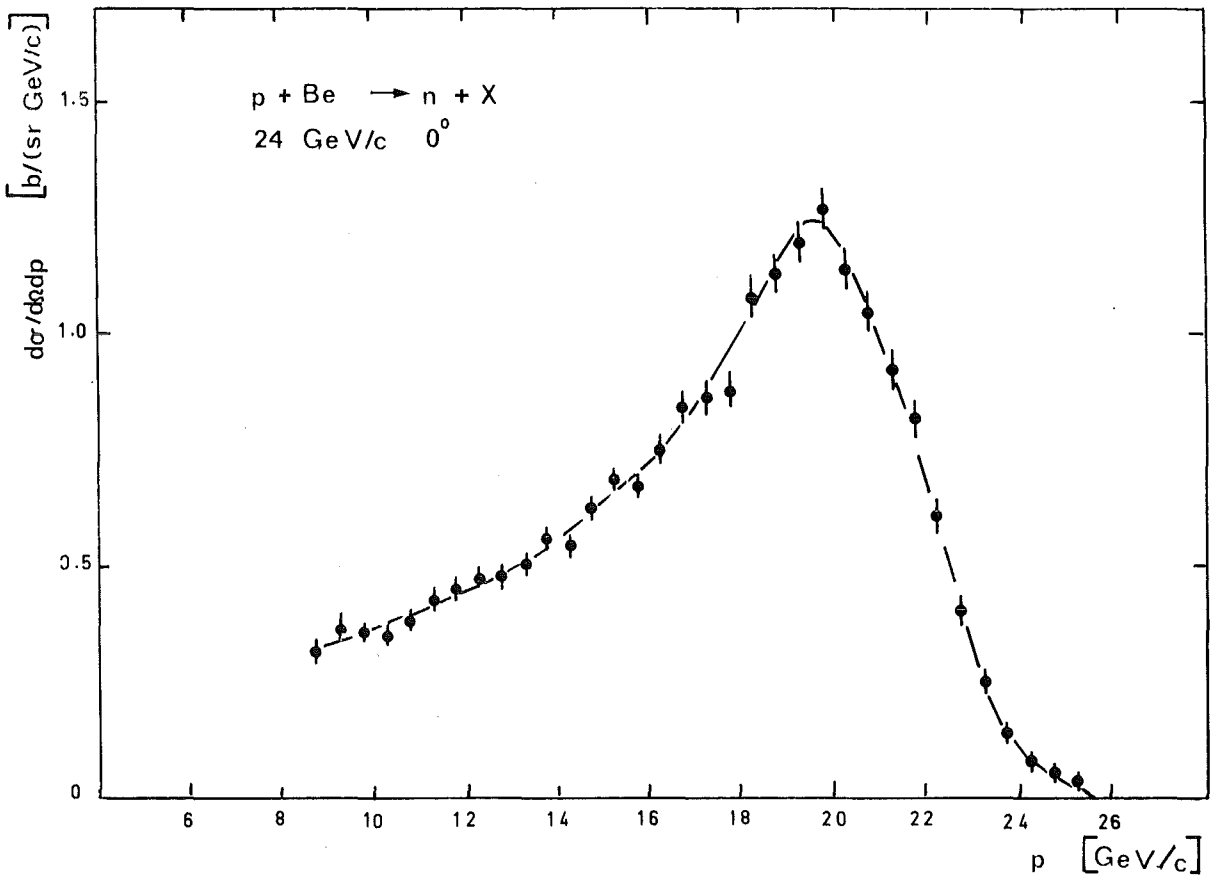


Abb. 3.3

Impulsverteilung des Neutronenstrahles

### 3. Experimenteller Aufbau

#### 3.1 Apparatur

##### Neutronenstrahl

Im CERN-PS auf 24 GeV/c beschleunigte Protonen erzeugten an einem internen Beryllium-Target Neutronen:  $p+Be \rightarrow n+X$ . Drei Kollimatoren (Abb. 3.1) blendeten aus dem Bündel der nach vorne fliegenden Teilchen unter  $0^\circ$  einen Neutronenstrahl aus. Abb. 3.2 zeigt das auf einer Photoschicht erzeugte Strahlprofil, das am Targetort  $10 \cdot 22 \text{ mm}^2$  betrug. Zwischen den Kollimatoren angeordnete Reinigungsmagnete lenkten die geladenen Teilchen aus dem Strahl,

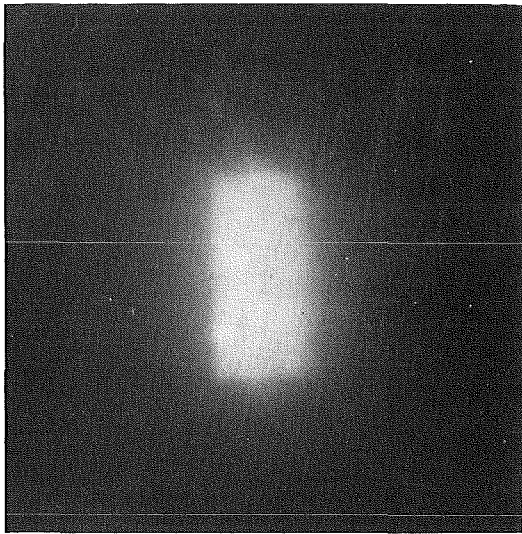


Abb. 3.2

und ein 4 cm dickes Bleifilter senkte die Verunreinigung durch  $\gamma$ -Teilchen unter 1 %.

Die Impulsverteilung der Neutronen wurde aus der elastischen n-p-Vorwärtstreuung [4] (Abb. 3.3) und auch aus Messungen mit einem total absorbierenden Kalorimeter [5] bestimmt. Die Ergebnisse der beiden Meßmethoden sind in guter Übereinstimmung.

Zwei unabhängige Monitore dienten dazu, die Zahl der einfallenden Neutronen zu bestimmen. Sie bestanden aus einem Konverter und einem Teleskop von drei Szintillatoren. Ihre Ansprechwahrscheinlichkeit betrug 6 % bzw. 2,5 %.



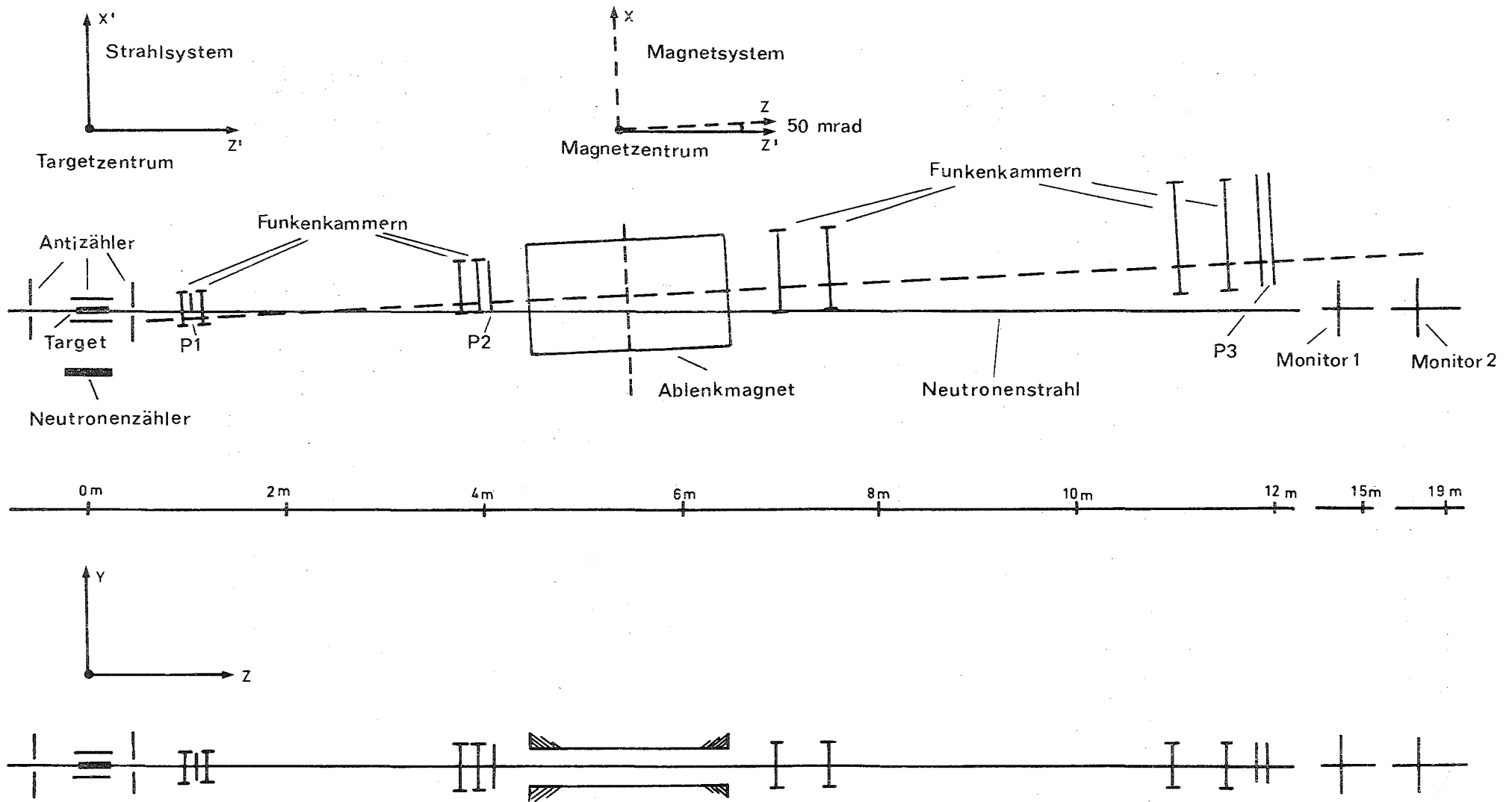


Abb. 3.4

Sie wurden mit dem totalabsorbierenden Kalorimeter bei niedriger Intensität geeicht, bei der das Kalorimeter eine Ansprechwahrscheinlichkeit von über 99 % hat. Der Aufbau der Apparatur ist in Abb. 3.4 schematisch dargestellt.

#### Target mit Anti-Schild

Das externe Target, das 53 m vom internen Beryllium-Target entfernt war, war 25 cm lang und mit flüssigem Wasserstoff gefüllt. Es war nach allen Seiten mit einem Schild von Antizählern umgeben, die aus mehreren mit Bleiplatten durchsetzten Szintillatorschichten bestanden. Lediglich für den Ein- und Austritt des Strahls war je eine kleine Öffnung, in Richtung der Neutronenzähler befand sich nur ein 3 mm dicker Szintillationszähler, der für geladene Teilchen ein Veto verursachte. Die Bleiplatten hatten die Aufgabe, neutrale Teilchen ( $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$ ) zu konvertieren, damit sie in den Szintillationszählern ein Anti-Signal verursachten.

#### Spektrometer

Der Impuls des nach vorne fliegenden Protons sowie sein Streuwinkel wurden durch ein Spektrometer bestimmt, das aus zwei Gruppen von je vier Drahtfunken- bzw. Hybridkammern<sup>\*)</sup> bestand, zwischen denen ein Ablenkmagnet angeordnet war. Der Nachweis des Protons für den Trigger erfolgte durch die drei Szintillationszähler P1, P2 und P3.

---

<sup>\*)</sup> Die neu entwickelten Hybridkammern [6] wurden in diesem Experiment erstmalig zum Nachweis hochenergetischer Teilchen eingesetzt und zeichneten sich durch ihr - im Vergleich zu Drahtfunkenkammern - wesentlich besseres Zeitauflösungsvermögen (150 nsec) aus. Dadurch wurde der Untergrund in den Kammern deutlich reduziert. Dies erwies sich als sehr vorteilhaft, als das Experiment später bei 70 GeV/c in Serpuchov durchgeführt wurde.

Zum Auslesen der Kammern wurde ein Ferritkernspeichersystem benutzt, das in [7] beschrieben ist. Die Ausmessung des Magnetfeldes ergab eine gute Übereinstimmung mit der Kastenfeldnäherung. Das Spektrometer war um 50 mrad gegen den Neutronenstrahl gedreht.

### Neutronenzähler

Das zur Seite gestreute Neutron wurde durch vier Neutronenzähler nachgewiesen, die auf einem Kreis mit Radius 625 mm um das Target angeordnet waren (Abb. 5.3b). Die Flugzeit des Neutrons wurde durch getrennte Messungen bestimmt: ein Startsignal wurde durch P2, ein weiteres durch P3 gegeben. Die Stoppsignale kamen von den Photomultipliern auf beiden Seiten des Neutronenzählers, der gerade angesprochen hatte. Auf diese Weise standen bei einem Ereignis vier Messungen für die Flugzeit des Neutrons zur Verfügung. Außerdem konnte der Auftreffort im Neutronenzähler durch die elektronische Messung der Differenz der Laufzeiten bestimmt werden, die das Licht bis zum linken bzw. rechten Photomultiplier benötigte.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit wurde mit dem Programm OC5 von Oak Ridge berechnet. Die Schwelle entsprach 100 keV Elektronen. Sie war mittels der Compton-Kante von  $\text{Co}^{60}$  und  $\text{Cs}^{137}$  eingestellt worden.

### 3.2 Elektronik (Trigger)

Die prinzipielle elektronische Schaltung ist aus Abb. 3.5 ersichtlich. Die für den Trigger wesentlichen Teile sind hervorgehoben. Damit ein Ereignis erfaßt wurde, mußten folgende drei Bedingungen gleichzeitig erfüllt sein:

1. ein positiv geladenes Teilchen wurde in dem Szintillationszähler P1, P2 und P3 nachgewiesen: Koinzidenz P123,
2. ein neutrales Teilchen wurde in einem der vier Neutronenzähler nachgewiesen: ORN

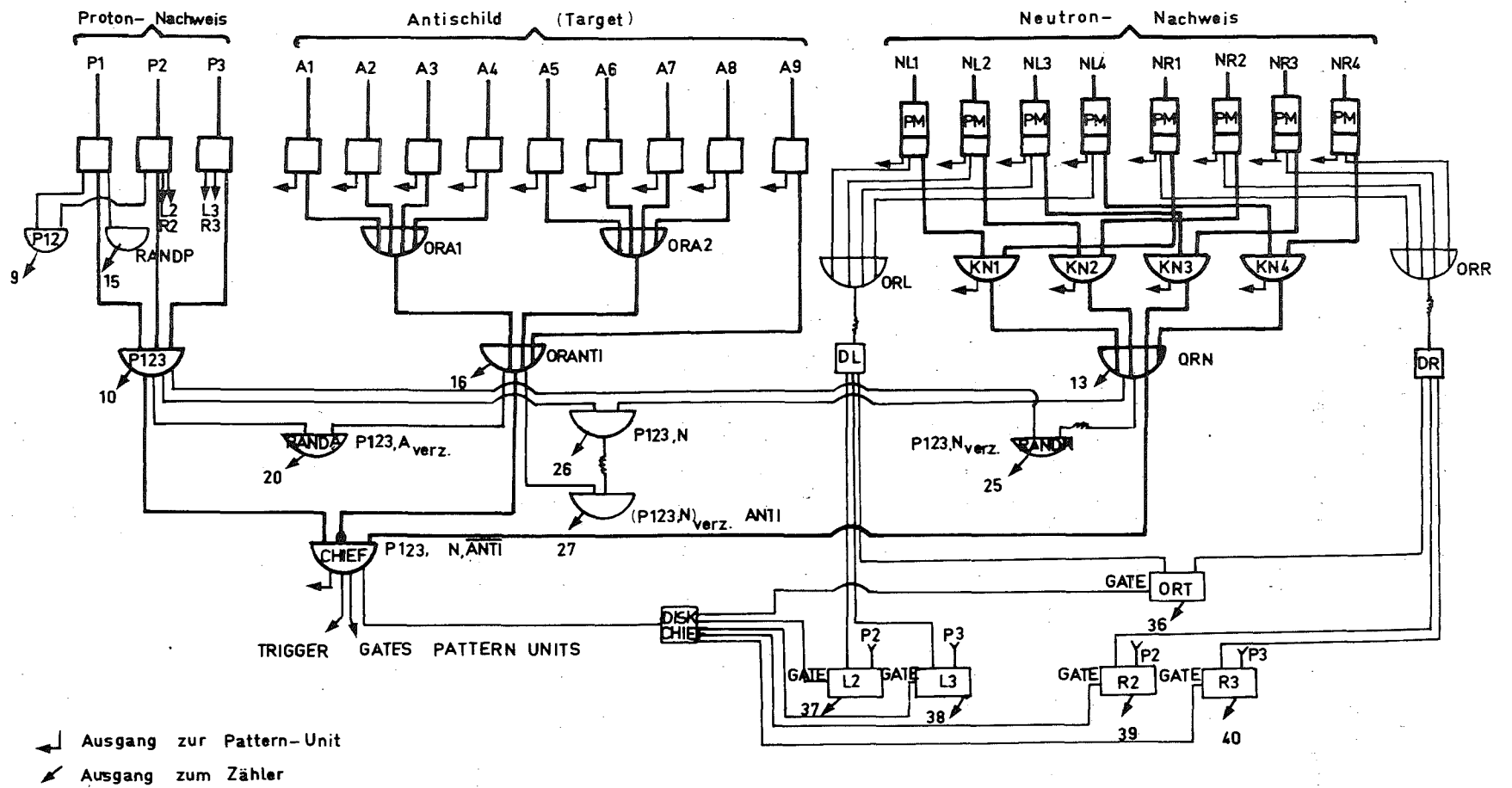


Abb. 3.5

3. der Anti-Schild durfte nicht angesprochen haben, d.h. in Richtung der Neutronenzähler durften nur neutrale Teilchen das Target verlassen haben, und in allen übrigen Richtungen durfte kein Teilchen in das Target eingetreten sein oder es verlassen haben, ausgenommen in Strahl- bzw. akzeptierter Vorwärtsrichtung: ORANTI.

Die übrigen Teile der Schaltung auf der rechten Seite der Skizze dienten der Messung der Flugzeit des Neutrons sowie seines Auftreffortes im Neutronenzähler.

Alle restlichen Teile hatten Kontrollfunktion (z.B. Zählraten für zufällige Koinzidenzen oder Teilbedingungen des Triggers) und gestatteten eine Aussage über die Güte des Triggers.

Um die Funktion des Anti-Schildes zu kontrollieren, wurde die Ansprechwahrscheinlichkeit der Antizähler bei schwächeren Triggerbedingungen untersucht, indem beispielsweise mittels eines Zählwerkes nach jeweils zehn normalen Ereignissen nur die Triggerbedingung P123 zugelassen wurde. Die Abtrennung des Untergrundes ließ sich deutlich verbessern, indem man Ereignisse, bei denen mehr als ein geladenes Teilchen nach vorne flog, durch folgende Maßnahmen unterdrückte:

1. Das Dynodensignal von P1 wurde durch nur ein minimalionisierendes Teilchen verursacht, eine größere Pulshöhe (d.h. mehr als ein Teilchen hatte P1 passiert) galt als Anti-Bedingung.
2. P2 wurde mit einem Kranz von Zählern umgeben, die ebenfalls ein Anti-Signal verursachten, wenn ein geladenes Teilchen sie durchquerte.

## 4. Durchführung des Experimentes

### 4.1 Datenerfassung

Die Apparatur war über ein Auslesesystem (Interface) mit einem Prozeßrechner verbunden, der die Aufgabe der Datenerfassung und -überwachung hatte.

Jedes Ereignis (Trigger) unterbrach das laufende Programm im Prozeßrechner (Interrupt) und aktivierte das Datenerfassungsprogramm DATAQU, das dann über das Auslesesystem alle Zähler- und Pattern-Unit-Inhalte sowie die Nummern der von den Kammerdrähten gesetzten Ferritkerne in den Kernspeicher übertrug. Für jedes Ereignis standen 96 Plätze (Wörter) zu je 16 Bit zur Verfügung.

Anschließend wurden diese Informationen auf eine Magnetplatte übertragen, wo 22500 Ereignisse (ein 'Meßlauf') gespeichert werden konnten. Sobald ein Meßlauf beendet war, wurde er zur endgültigen Archivierung auf Magnetband geschrieben.

Das Zwischenspeichern der Daten auf Magnetplatte hatte zwei Vorteile:

1. auf den Magnetbändern befand sich kein Datenwirrwarr: man konnte die Datennahme - was insbesondere in der Anfangsphase eines Experiments öfters notwendig ist - abbrechen, ohne das Magnetband mit Daten gefüllt zu haben, die aus verschiedenen Gründen dann doch nicht benötigt wurden,
2. man hatte Zugriff zu den Meßdaten der letzten zwei bis vier Stunden.

## 4.2 Überwachung der Apparatur (On-line-Auswertung)

### Kontrollstatistik

Das Programm PLUTO hatte die Aufgabe, die auf der Magnetplatte gespeicherten Ereignisse daraufhin zu untersuchen, ob die Apparatur einwandfrei arbeitete und die erfaßten Daten physikalisch sinnvoll waren. Zu diesem Zweck führte das Programm eine Statistik über die wichtigsten Zählraten (Koinzidenzen, Zufallsraten, Neutronen-Monitore usw.). Die so erhaltenen Spektren, bei denen auf der Abszisse als 'Zeiteinheit' 500 Ereignisse zu Grunde lagen, konnten auf einem Sichtgerät abgebildet werden.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit der Kammern wurde nach jeweils 1000 Ereignissen ausgedruckt.

### Rekonstruktion der Ereignisse

Das Programm versuchte aus den Nummern der gesetzten Ferritkerne die Teilchenspuren zu rekonstruieren. Falls es ein physikalisch sinnvolles Ereignis fand - d.h. jeweils eine Gerade aus mindestens drei Punkten in der x-z- und y-z-Ebene vor dem Magneten mußte in der Magnetmitte mit der entsprechenden Geraden hinter dem Magneten zusammenpassen -, stellte es die errechnete Spur auf dem Sichtgerät dar. Etwa 50 % der erfaßten Ereignisse erfüllten diese Bedingung. Aus den kinematischen Größen für das nach vorne gestreute Proton konnte man den Azimut ( $\varphi_n$ ) des zur Seite gestreuten Neutrons berechnen, wenn man annahm, daß das Ereignis ein elastischer Stoßprozeß war, d.h. daß die Impulsvektoren des eingefallenen Teilchens, des gestreuten Protons und des gestreuten Neutrons in einer Ebene lagen:

$$|\varphi_p - \varphi_n| = 180^\circ \quad (4.1)$$

Die Verteilungen für die berechneten  $\phi_n$  konnten ebenfalls auf dem Sichtgerät dargestellt werden, wobei zusätzlich danach unterschieden wurde, welcher der vier Neutronenzähler bei einem Ereignis angesprochen hatte. Diese Verteilungen (Abb. 4.1) zeigen, daß bereits bei der geringen Statistik eines Meßlaufs (22500 Ereignisse) an der Stelle, wo die Koplanaritätsbedingung (Gl. 4.1) für das  $\phi_n$  des jeweiligen Neutronenzählers und das berechnete  $\phi_p$  erfüllt war, ein Maximum in der Verteilungen deutlich zu sehen und somit während des Experimentes eine gute Kontrolle möglich war.

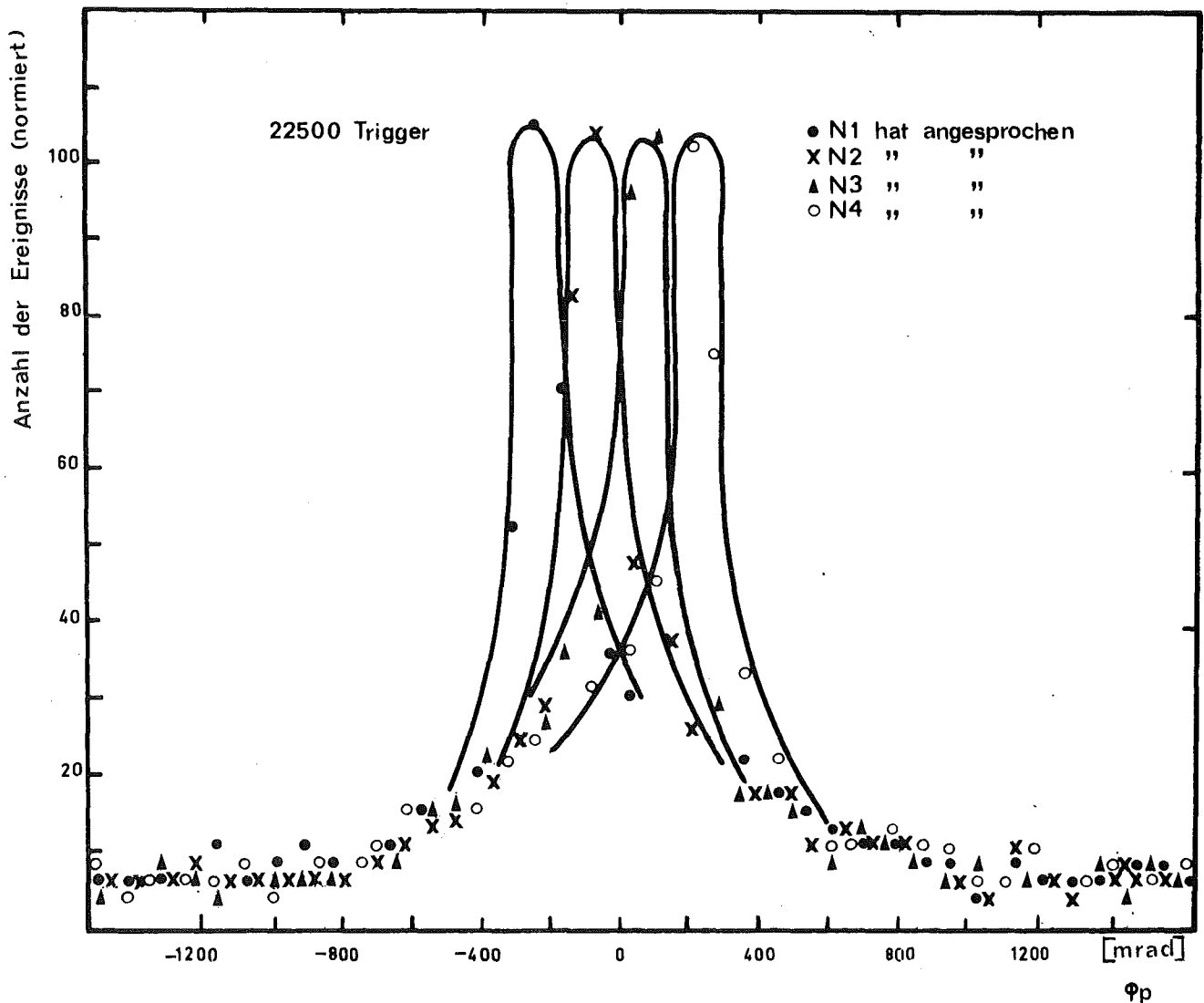


Abb. 4.1



## 5. Datenanalyse

### 5.1 Flugzeiteichung

Von den erfaßten Daten wurden zunächst die Ereignisse ausgewählt, bei denen die Rekonstruktion der Protonenspuren mit dem in [1] beschriebenen Programm möglich war. Außerdem mußte eindeutig sein, welcher der vier Neutronenzähler angesprochen hatte.

Bei jedem Neutronenzähler befand sich auf beiden Seiten ein Photomultiplier (Abb. 5.1). Wenn ein Photomultiplier angesprochen hatte, wurde in einer Pattern-Unit ein Bit gesetzt.

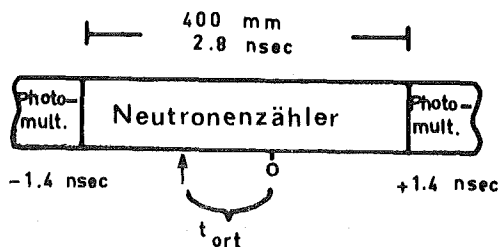


Abb. 5.1

Wenn beide Multiplier eines Neutronenzählers angesprochen hatten, wurde zusätzlich ein Koinzidenz-Bit gesetzt. Als eindeutig wurde definiert, wenn wenigstens zwei der drei Bits eines und nur eines Neutronenzählers gesetzt waren. Ereignisse, bei denen zwei Zähler angesprochen hatten, konnten nicht berücksichtigt werden,

da in diesem Fall aufgrund der verschiedenen Eichparameter eine Bestimmung der Flugzeit nicht möglich ist.

Für die Berechnung der Flugzeit gelten folgende Beziehungen:

$$t_{\text{links}} = \frac{a_l - \alpha_l}{\beta_l} - t_{\text{ort}} \quad (5.1)$$

$$t_{\text{rechts}} = \frac{a_r - \alpha_r}{\beta_r} + t_{\text{ort}} \quad (5.2)$$

mit a: TPC-Inhalt  
α: Nullpunkt  
β: Steigung  
t<sub>ort</sub>: Laufzeit des Lichtes im Neutronenzähler vom Auftreffort bis zur Zählermitte (Abb. 5.1)

Durch Subtraktion der beiden Gleichungen und durch Umformen erhält man:

$$t_{\text{ort}} + \frac{1}{2} (t_1 - t_r) = \frac{1}{2} \left( \frac{a_1 - \alpha_1}{\beta_1} - \frac{a_r - \alpha_r}{\beta_r} \right) \quad (5.3)$$

Bei richtiger Eichung muß  $\Delta t = t_1 - t_r = 0$  sein, so daß auf der linken Seite gerade t<sub>ort</sub> übrig bleibt.

Die Laufzeit des Lichtes im Neutronenzähler vom Auftreffort bis zur Zählermitte wurde auch elektronisch durch Überlagerung der Pulse bestimmt, die vom linken und rechten Multiplier kamen.

Die Genauigkeit der Eichparameter ersieht man aus einem "dreidimensionalen" Spektrum, bei dem man in der x-y-Ebene den rein elektronisch bestimmten gegen den aus der rechten Seite der Gleichung 5.3 berechneten Wert für t<sub>ort</sub> aufträgt und jeder Kombination die entsprechende Anzahl der Ereignisse zuordnet. Da  $\Delta t = f(a_1, \alpha_1, \beta_1, a_r, \alpha_r, \beta_r, t_{\text{ort}})$  ist die Eichung umso genauer, je besser eine "schmale Winkelhalbierende" in der x-y-Ebene angenähert wird. Die Abb. 5.2 zeigt ein entsprechendes Spektrum. Die Einheit auf der x- und y-Achse beträgt 0,1 nsec.

Die für die Kinematik des Protons notwendige Rekonstruktion der Teilchenspuren wurde nach dem in [1] beschriebenen Verfahren durchgeführt.

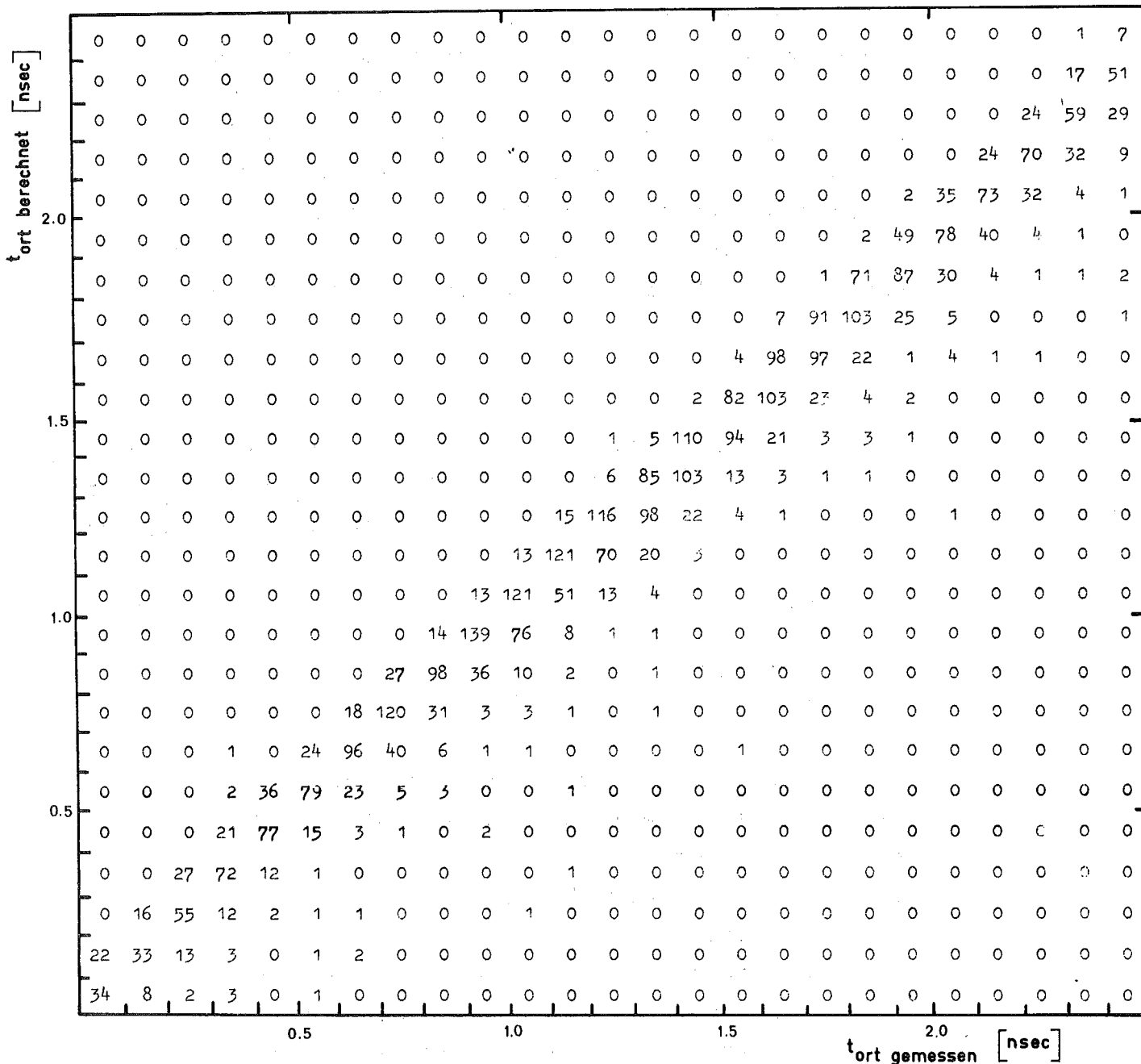


Abb. 5.2

## 5.2 Kinematischer Fit

Die Kinematik eines elastischen Ereignisses wird bereits durch die Information vollständig beschrieben, die man aus der Rekonstruktion der Protonenspur erhält: Impuls, Streuwinkel und Azimut des Protons. Die Aufgabe des Fits besteht nun darin, mit den zusätzlichen Informationen über das Neutron alle Meßwerte - innerhalb der Fehler - so anzupassen, daß der Impuls- und Energiesatz (Gl. 5.4 und 5.5) bei möglichst kleiner Variation der Meßwerte optimal erfüllt werden.

Es gilt:

$$p_e \begin{bmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{bmatrix} = p_p \begin{bmatrix} \sin \theta_p \cos \phi_p \\ \sin \theta_p \sin \phi_p \\ \cos \theta_p \end{bmatrix} + p_n \begin{bmatrix} \sin \theta_n \cos \phi_n \\ \sin \theta_n \sin \phi_n \\ \cos \theta_n \end{bmatrix} \quad (5.4a)$$

$$(5.4b)$$

$$(5.4c)$$

$$E_e + E_{op} = E_n + E_p \quad (5.5)$$

$$\text{wobei } E_n = \sqrt{E_{on}^2 + p_n^2} \quad E_p = \sqrt{E_{op}^2 + p_p^2} \text{ ist} \quad (5.6)$$

mit  $p_e$ : Impuls des einfallenden Teilchens (Neutron)

$p_p, \theta_p, \phi_p$ : Impuls, Streuwinkel und Azimut des gestreuten Protons

$p_n, \theta_n, \phi_n$ : Impuls, Streuwinkel und Azimut des gestreuten Neutrons

$E_e$ : Gesamtenergie des einfallenden Teilchens (Neutron)

$E_{op}, E_{on}$ : Ruheenergie des Protons und des Neutrons

$E_p, E_n$ : Gesamtenergie des Protons und des Neutrons

Aus den Gleichungen 5.4c, 5.5 und 5.6 folgt:

$$E_e = \sqrt{E_{on}^2 + (p_p \cos \theta_p + p_n \cos \theta_n)^2} \quad (5.7)$$

Somit erhält man für den Fit folgende Bedingungsgleichungen:

$$y_1 = p_p \sin \theta_p \cos \phi_p + p_n \sin \theta_n \cos \phi_n = 0 \quad (5.8a)$$

$$y_2 = p_p \sin \theta_p \sin \phi_p + p_n \sin \theta_n \sin \phi_n = 0 \quad (5.8b)$$

$$y_3 = E_e + E_{op} - E_n - E_p = 0 \quad (5.8c)$$

Die kinematischen Größen lassen sich aus folgenden Meßwerten bestimmen, die zugleich die Variablen ( $v_n$ ) für den Fit sind:

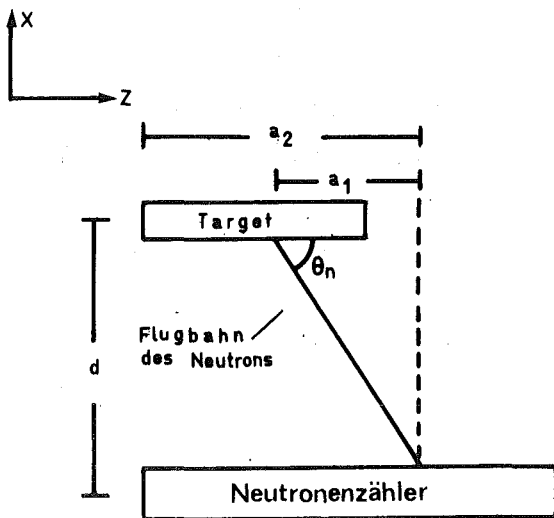


Abb 5.3 a

$v_1 = a_1$ : Differenz zwischen Ort des Ereignisses im Target und Auftreffort im Neutronenzähler ( $a_1$  wurde geschätzt:  $\frac{1}{2} \cdot a_2$ ) (Abb. 5.3a).

$v_2$ : Flugzeit des Neutrons

$v_3$ :  $\phi$  des Neutronenzählers (Abb. 5.3b)

$v_4 = \alpha_1$ : Anstiegswinkel (x-z-Ebene) der Protonenspur (Abb. 5.3c)

$v_5 = \alpha_2$ : Anstiegswinkel (y-z-Ebene) der Protonenspur (Abb. 5.3c)

$v_6 = \alpha_3$ : Anstiegswinkel (x-z-Ebene) der Spur des durch den Magneten abgelenkten Protons (Abb. 5.3c)

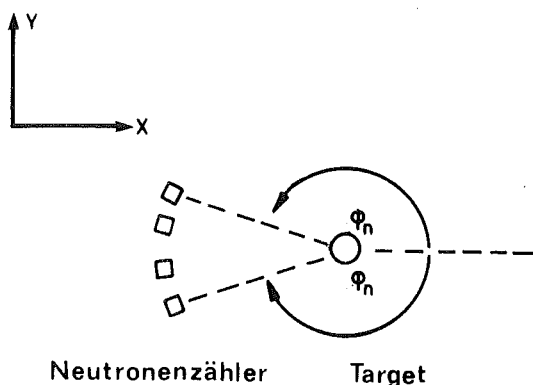
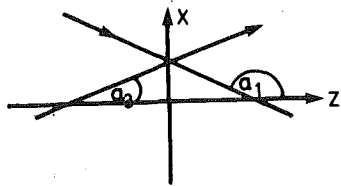


Abb. 5.3 b



Koordinatensystem im  
Zentrum des Magneten

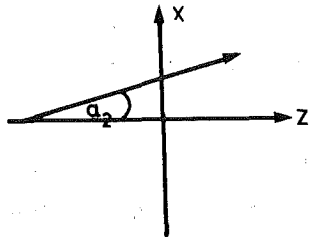
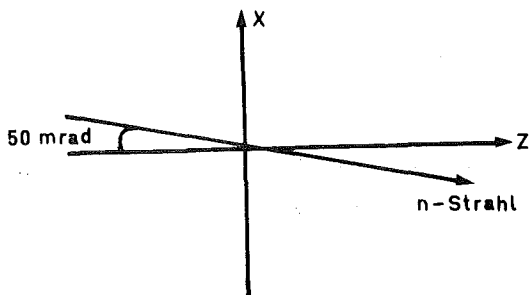


Abb. 5.3 c



Koordinatensystem im  
Zentrum des Magneten

Abb. 5.3 d

Die Varianz (Genauigkeit) der einzelnen Meßwerte war:

- $\sigma_1 = 70 \text{ mm}$
- $\sigma_2 = 0.5 \text{ nsec}$
- $\sigma_3 = 40 \text{ mrad}$
- $\sigma_4 = 0.5 \text{ mrad}$
- $\sigma_5 = 0.5 \text{ mrad}$
- $\sigma_6 = 0.5 \text{ mrad}$

Für den Differenzwinkel (Abb. 5.3d) zwischen Magnet- und Strahlensystem wurden 50 mrad gemessen. Zur Überprüfung dieser Messung wurde der Winkel als 7. Variable ( $v_7$ ) zunächst mitgefittet, wobei  $\sigma_7 = 0.1 \text{ mrad}$  angenommen wurde. In Abb. 5.4 ist die Abweichung des gefitteten von dem vorgegebenen Wert dieser Variablen dargestellt und zwar für die folgenden Bedingungen: als Winkel wurde vorgegeben: 50.0 mrad (X), 50.5 mrad ( $\Delta$ ), 51.0 mrad ( $\circ$ ). Für 50.5 mrad ergab sich die beste Verteilung. Der endgültige Fit wurde mit den 6 Variablen  $v_1 - v_6$  durchgeführt, wobei 50.5 mrad fest vorgegeben wurde.

Das Prinzip des Fit-Programms wird im Anhang B beschrieben.

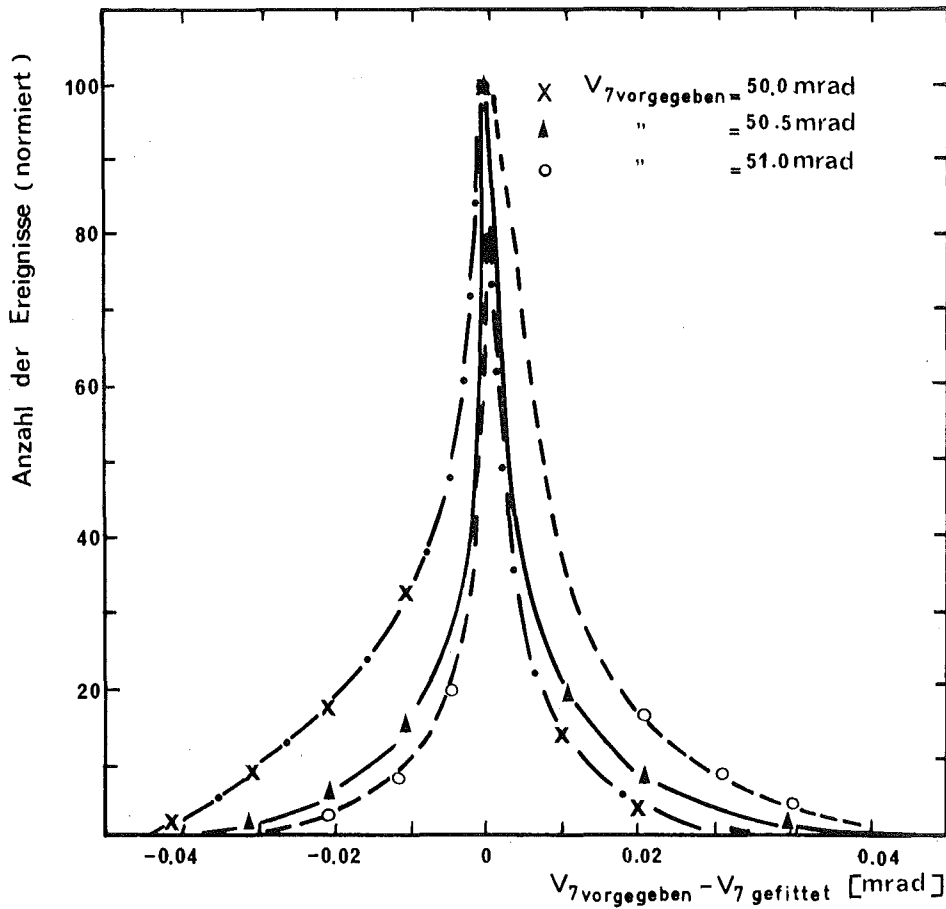


Abb. 5.4

Zwischen den gemessenen und den kinematischen Größen bestehen folgende Zusammenhänge:

$$p_p = \frac{c}{v_6 - v_4} \quad c = 299 \frac{\text{mm}}{\text{nsec}} \quad b = 2.77 \frac{\text{MeV rad nsec}}{\text{mm}}$$

(b = Bending-Power)

$$p_n = \frac{E_{on}}{\sqrt{\frac{v_2^2 c^2}{d^2 + v_1^2} - 1}}$$

d: Abstand Target-Neutronenzähler  
(Abb. 5.3a)

$$\tan \theta_p = \sqrt{\tan^2 (v_4 + v_7) + \tan^2 v_5} \quad 0^\circ \leq \theta_p < 90^\circ$$

$$\sin \theta_n = \frac{d}{\sqrt{d^2 + v_1^2}}$$

$$\tan \phi_p = \frac{\tan v_5}{\tan (v_4 + v_7)}$$

	$0^\circ \leq v_4 + v_7 < 90^\circ$	$90^\circ \leq v_4 + v_7 < 180^\circ$
$0^\circ \leq v_5 < 90^\circ$	$0^\circ \leq \phi_p < 90^\circ$	$90^\circ \leq \phi_p < 180^\circ$
$90^\circ \leq v_5 < 180^\circ$	$-90^\circ \leq \phi_p < 0^\circ$	$-180^\circ \leq \phi_p < -90^\circ$

$$\phi_n = v_3$$

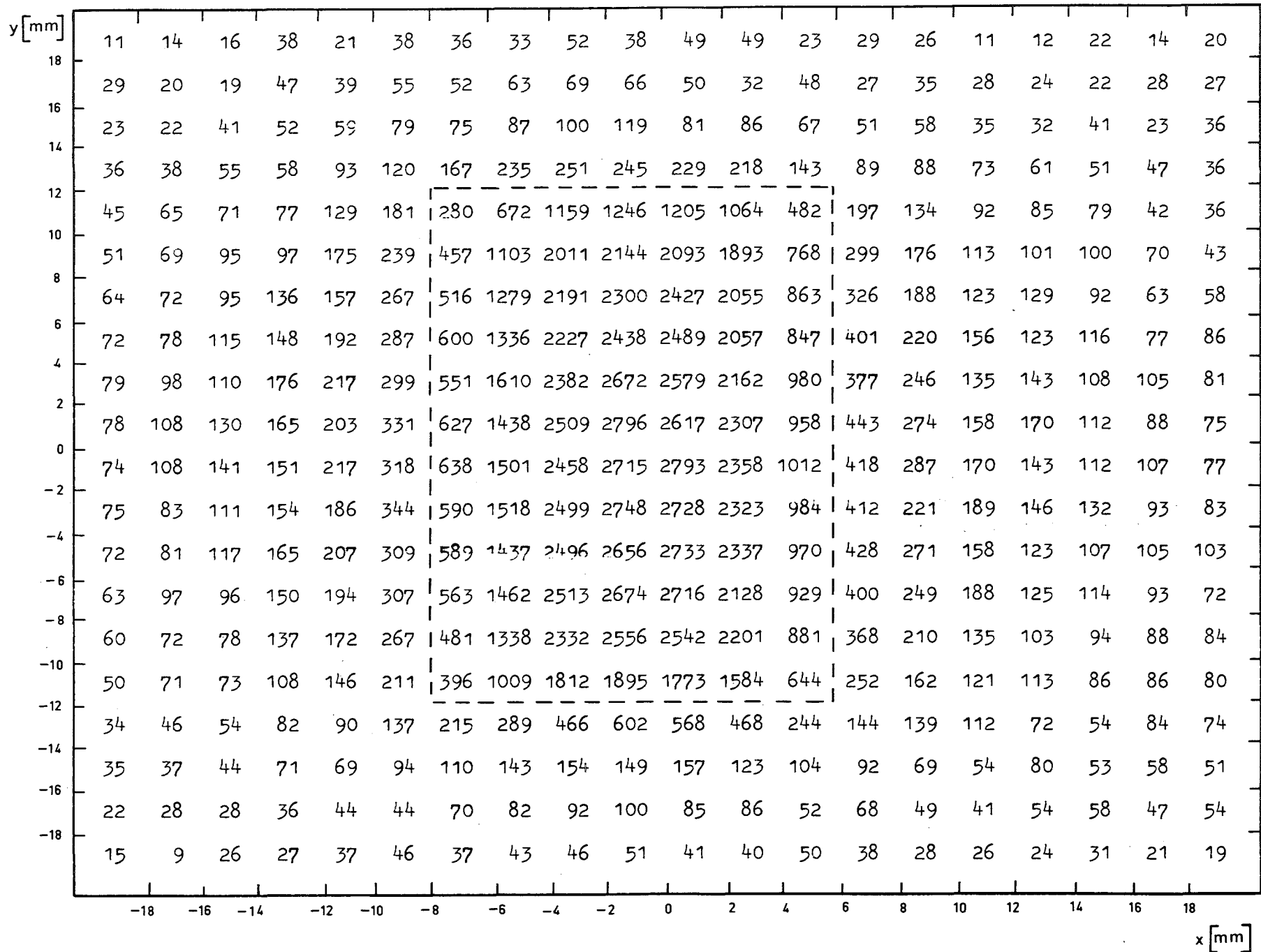


Abb. 5.5



Der Viererimpulsübertrag  $t$  läßt sich folgendermaßen be-  
rechnen:

$$t = \begin{bmatrix} E_{op} \\ 0 \end{bmatrix} - \begin{bmatrix} E_n \\ p_n \end{bmatrix}^2 = E_{op}^2 + E_n^2 - 2 E_{op} \cdot \sqrt{E_n^2 + p_n^2}$$

### 5.3 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

#### Abtrennung des Untergrundes

Dieser Arbeit liegen 536400 Ereignisse (Trigger) zu Grunde.  
Unter folgenden Gesichtspunkten wurden 'schlechte Ereig-  
nisse' verworfen:

1. eine Protonenspür konnte nicht rekonstruiert werden;
2. es konnte nicht eindeutig festgestellt werden, welcher Neutronenzähler angesprochen hatte;
3. die Koplanaritätsbedingung war grob verletzt;
4. die rekonstruierte Protonenspür kam nicht aus dem Bereich, der vom Neutronenstrahl im Target ausgefüllt wurde (Abb. 5.5);

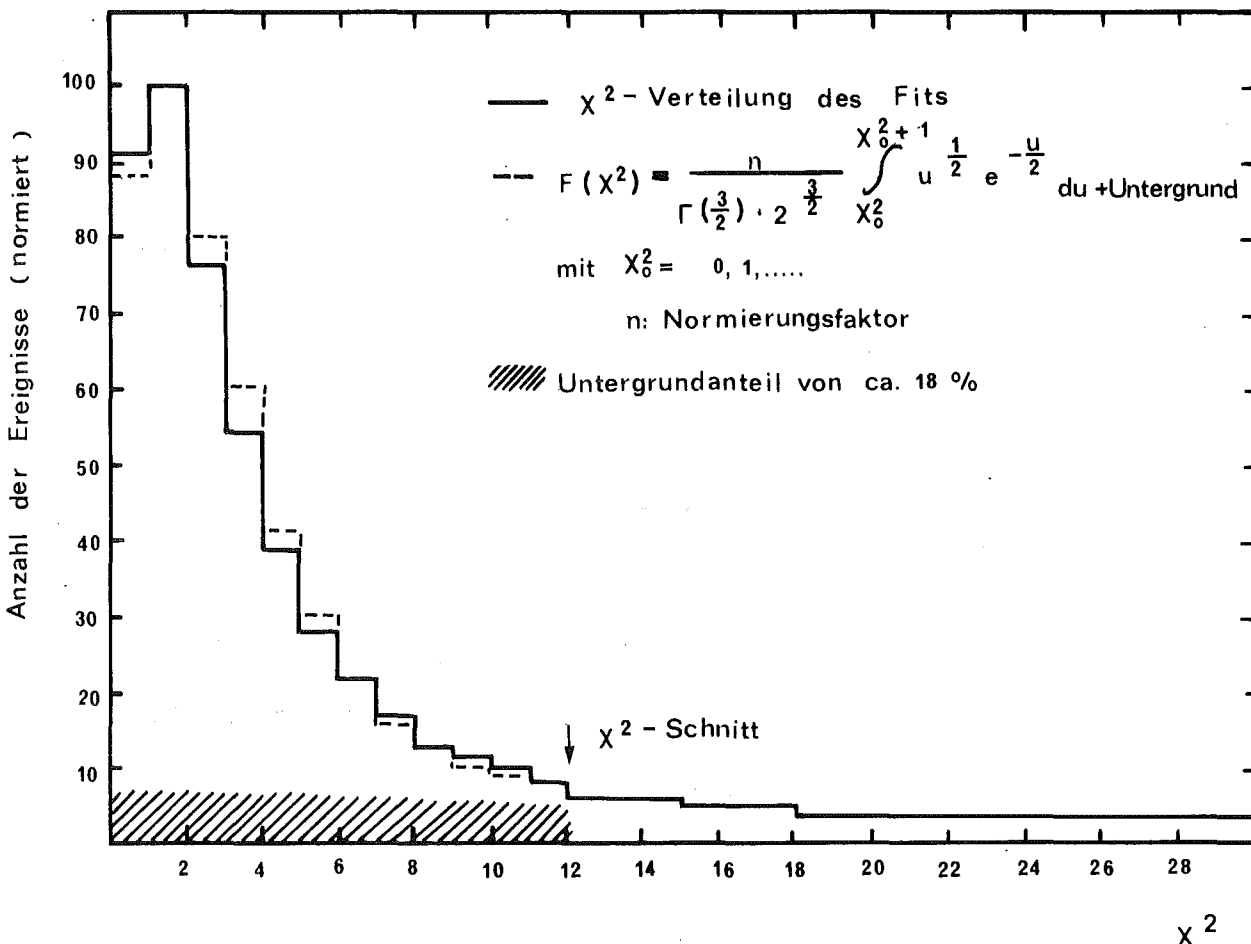


Abb. 5.6

5. der kinematische Fit divergierte,
6. das  $\chi^2$  des Fits war größer als 12: nach der theoretischen  $\chi^2$ -Verteilung, für die der Fit eine gute Näherung (Abb. 5.6) erreichte, sind damit mehr als 99 % aller 'guten Ereignisse' erfaßt.

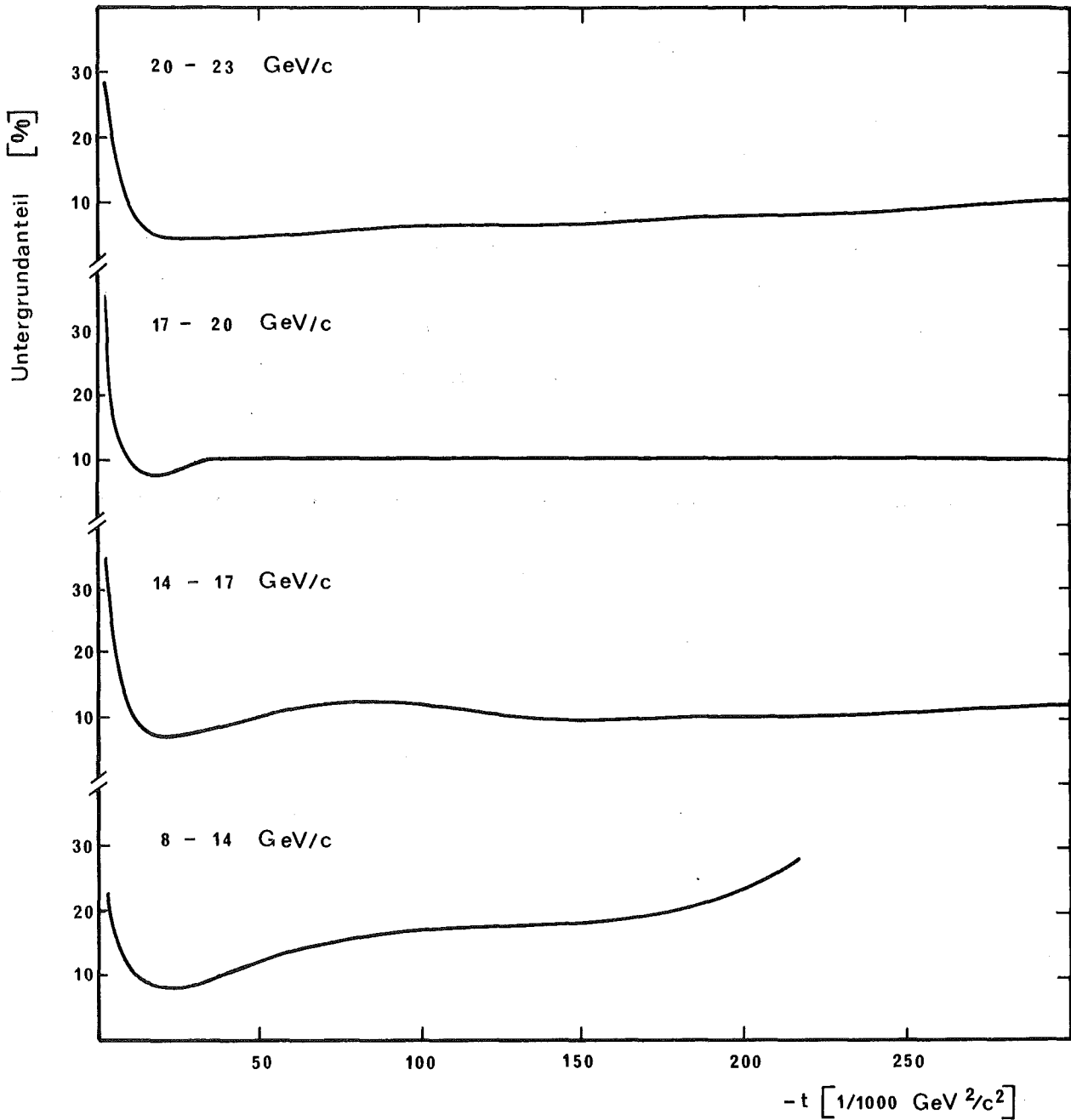


Abb. 5.7

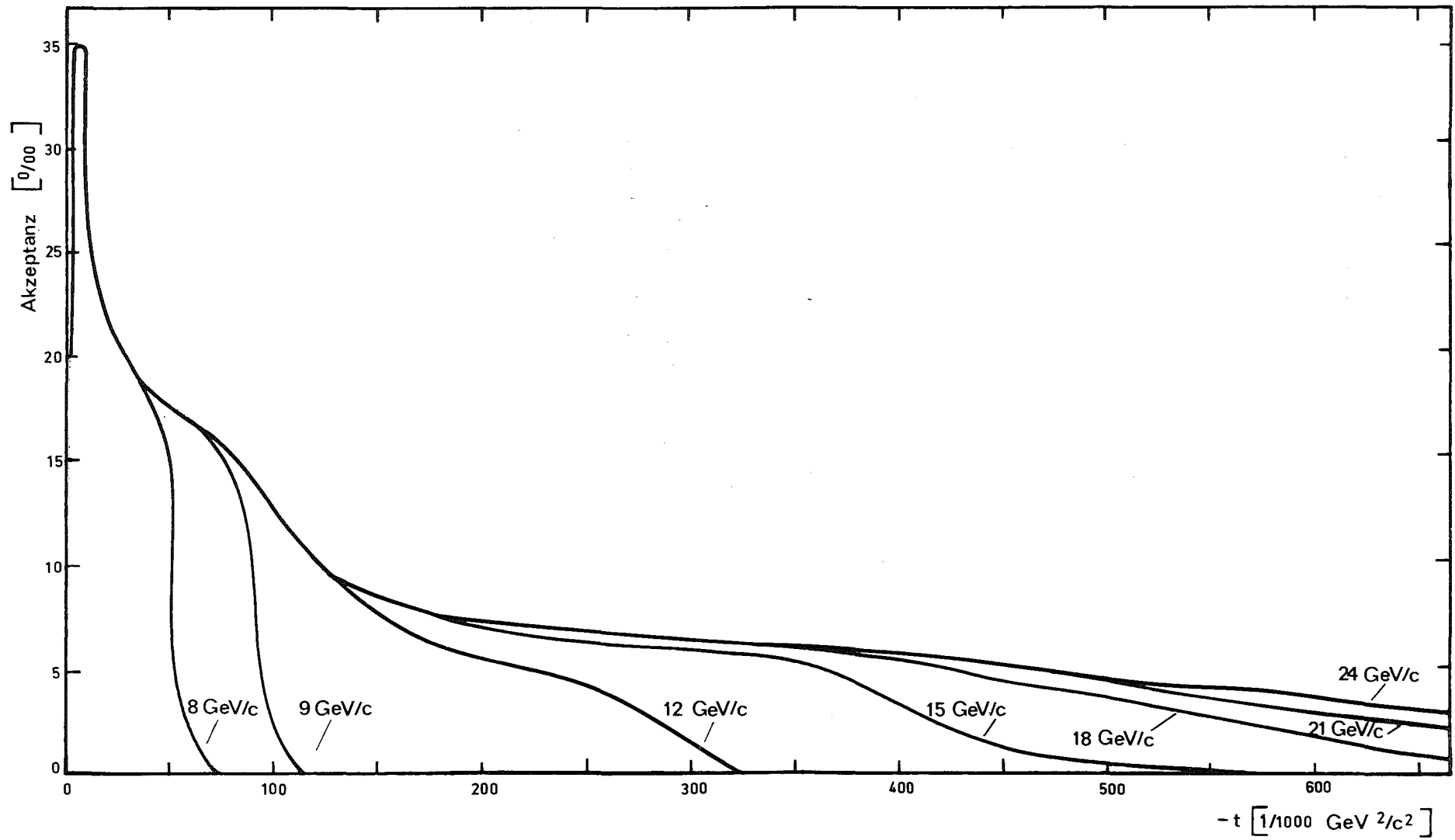


Abb. 5.8

Der Untergrundanteil der verbliebenen 34560 Ereignisse betrug etwa 18 % (Abb. 5.6). Er wurde durch lineare Extrapolation aus dem Gebiet  $\chi^2 > 12$  gewonnen. Beim Abziehen des Untergrundes wurde berücksichtigt, daß dieser sowohl vom Impuls des einfallenden Neutrons als auch vom Impulsübertrag abhängig war (Abb. 5.7).

#### Normierung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt läßt sich folgendermaßen berechnen:

$$\frac{d\sigma(p_e, t)}{dt} = \frac{N_{el}}{N_p \cdot N_e \cdot A} \quad (5.9)$$

mit  $N_{el}$ : Anzahl der elastischen Prozesse pro Impuls- und Impulsübertragungsintervall,

$N_p$ : Anzahl der (Target-) Protonen pro barn,

$N_e$ : Anzahl der einfallenden Neutronen pro Impulsintervall,

A: Akzeptanz der Apparatur

In Abb. 5.8 ist die Akzeptanz der Apparatur [8] als Funktion von  $p_e$  und  $t$  aufgetragen. Die Zwischenwerte wurden linear interpoliert. Mit den so erhaltenen Akzeptanzwerten wurde jedes Ereignis gewichtet.  $N_e$  wurde aus den Monitorraten berechnet, die dem integralen Neutronenfluß entsprechen, wobei das Spektrum von [4] genommen wurde.

Die mittels der Gl. 5.9 gewonnenen Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte sind in Abb. 6.1 graphisch und im Anhang C in tabellarischer Form dargestellt.

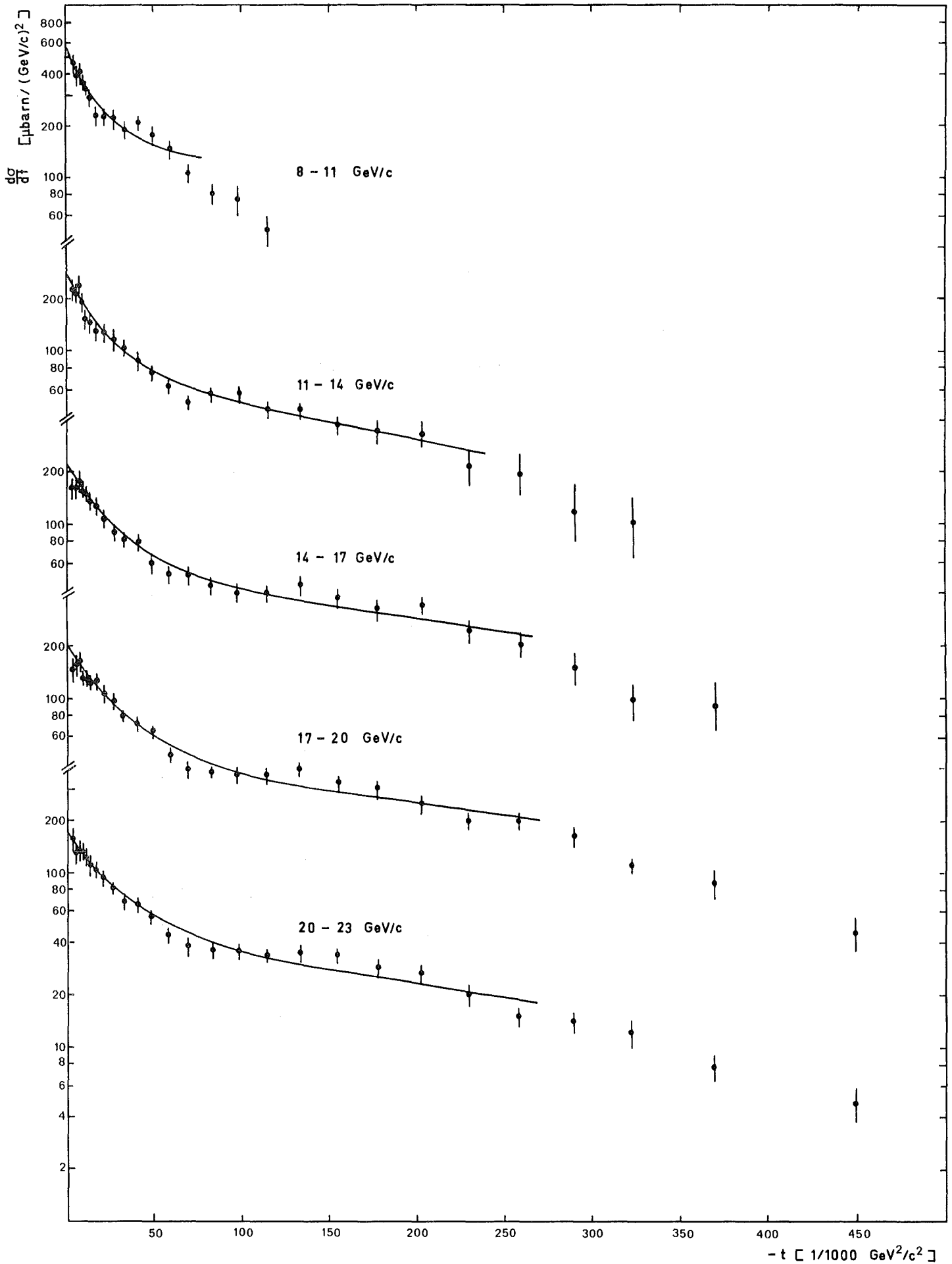


Abb. 6.1

## 6. Diskussion der Ergebnisse

Um die t-Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes phänomenologisch zu beschreiben, macht man - entsprechend den Ausführungen im Kap. 1 - einen Ansatz mit zwei Exponentialfunktionen:

$$\frac{d\sigma}{dt} = f(p_e) (e^{\alpha t} + \beta e^{\gamma t}) \quad (6.1)$$

Die Anpassung der Parameter  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  an die im Anhang C aufgeführten Werte für die Wirkungsquerschnitte ergab für die einzelnen Impulsintervalle:

$p_e$ [GeV/c]	$\alpha$ [(GeV/c) <sup>-2</sup> ]	$\beta$	$\gamma$ [(GeV/c) <sup>-2</sup> ]
11 - 14	58 ± 12	0,44 ± 0,08	4,9 ± 1
14 - 17	51 ± 8	0,39 ± 0,06	3,6 ± 0,7
17 - 20	41 ± 5	0,33 ± 0,05	3,1 ± 0,7
20 - 23	47 ± 7	0,42 ± 0,05	3,8 ± 0,6
11 - 23	46 ± 7	0,38 ± 0,05	3,7 ± 0,7

Die mit diesen angepaßten Parametern aus 6.1 erhaltenen Funktionen sind in Abb. 6.1 als durchgezogene Linien eingezeichnet. Bei der Anpassung wurden die t-Werte nur soweit berücksichtigt, wie die Kurve ausgezogen ist.

Die Anpassung für das Impulsintervall 8 - 11 GeV/c bereitete große Schwierigkeiten, da die Apparatur bei niedrigen Einfallsimpulsen nur einen relativ kleinen t-Bereich akzeptierte (Abb. 5.8).

Innerhalb der Fehler stimmen die Werte für  $\alpha$  und  $\gamma$  mit denen von Engler et al. [1] und Davis et al. [2] überein. Lediglich für  $\beta$  ergeben sich Abweichungen (0,7±0,2 bzw. 0,8±0,1).

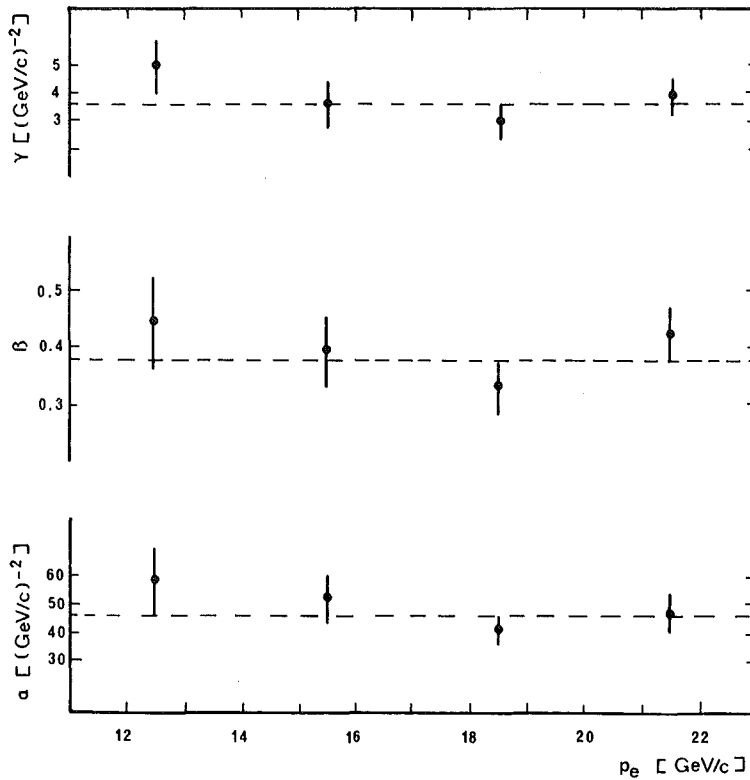


Abb. 6.2

Die Funktionsparameter  $\alpha$ ,  $\beta$ ,  $\gamma$  in 6.1 sind innerhalb der Fehlergrenzen für den berücksichtigten Impulsbereich gleich (Abb. 6.2). Daraus folgt, daß der Proportionalitätsfaktor die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes vom Einfallsimpuls ( $p_e$ ) wiedergibt:

$$\frac{d\sigma(p_e, t=0)}{dt} = f(p_e) \cdot (1+\beta) \quad (6.2)$$

Ein phänomenologischer Ansatz ist (Kap. 1):

$$f(p_e) \sim p_e^{-n} \quad (6.3)$$

In Abb. 6.3 ist der differentielle Wirkungsquerschnitt für  $t=0$  als Funktion von  $p_e$  doppelt-logarithmisch aufgetragen. Aus dem Anstieg der Geraden erhält man  $n = 0,9 \pm 0,3$ . Dieser Wert weicht deutlich sowohl von dem erwarteten ( $n=2$ , siehe Kap. 1) als auch von dem von Davis et al. [2] angegebenen ( $n=1,7 \pm 0,3$ ) ab. Eine Ursache dafür liegt in den unterschiedlichen Neutronenspektren der beiden Experimente. In Abb. 6.4

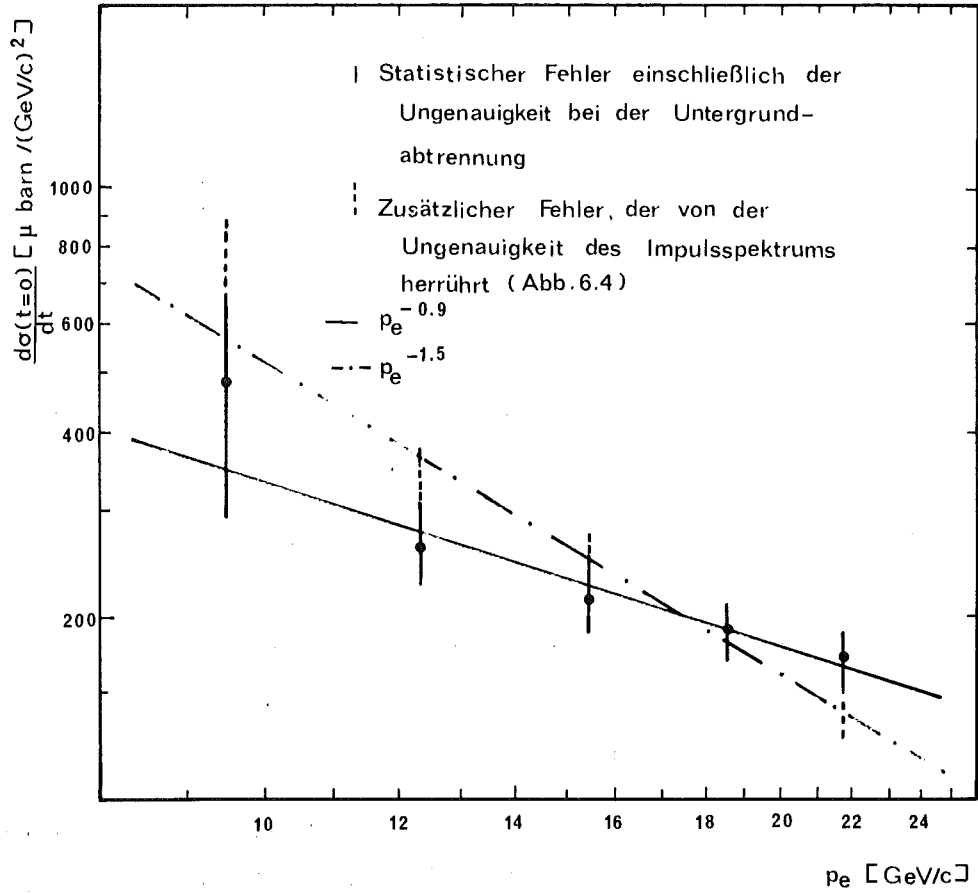


Abb. 6.3

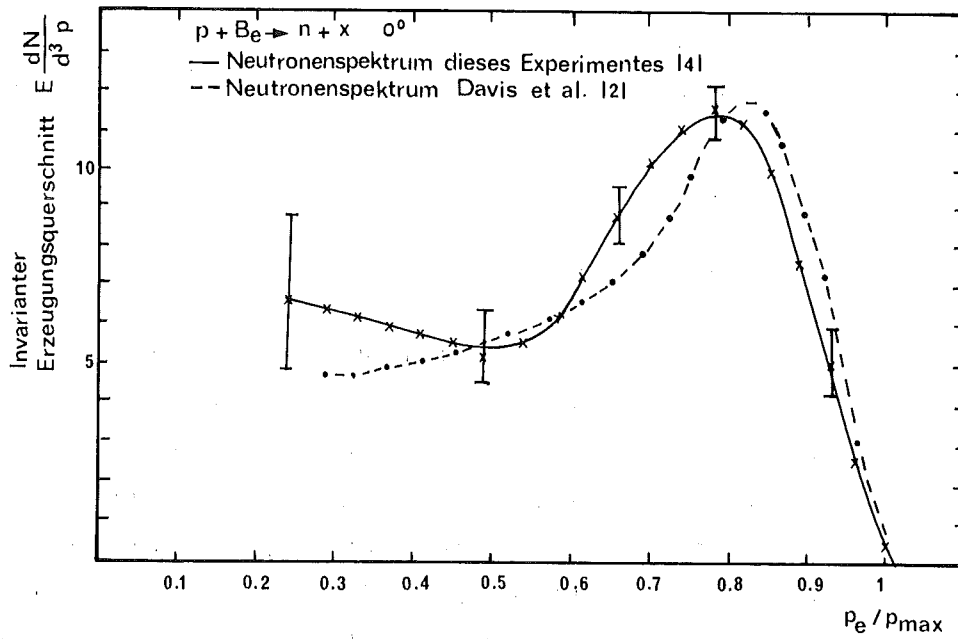


Abb. 6.4



ist der invariante Erzeugungsquerschnitt für beide Fälle dargestellt. Berücksichtigt man die Unsicherheit der Form des Neutronenspektrums, so ergibt sich:

$$n = 0,9 \pm 0,6 \quad .$$

Mehr Informationen über die Abhängigkeit des differentiellen Wirkungsquerschnittes vom Einfallsimpuls ist von dem Neutron-Proton-Ladungsaustausch-Experiment zu erwarten, das von Engler et al. bei 70 GeV/c in Serpuchov durchgeführt wurde.

## Danksagung

Herrn Prof. H. Schopper, der diese Arbeit anregte, gebührt mein besonderer Dank für sein förderndes Interesse und die klärenden Diskussionen.

Viele Anregungen erhielt ich auch aus Gesprächen mit den Herren J. Engler und F. Mönning, denen ich dafür herzlich danke.

Außerdem trugen sie ebenso wie die anderen Herren dieser Experimentiergruppe (V. Böhmer, W. Flauger, B. Gibbard, D. Hartung und K. Runge) wesentlich zum Gelingen des Experimentes bei, wofür ich ihnen meinen Dank aussprechen möchte.

Danken will ich auch den Herren H. Keim, K. Ratz und C. Weber sowie P. Adler und A. Höhne, die bei der technischen Vorbereitung und Durchführung des Experimentes große Hilfe leisteten.

Für die Unterstützung bei der Vorbereitung der Veröffentlichung dieser Arbeit bedanke ich mich nicht zuletzt auch bei Frau I. Bruckner und Frau R. Kramer.

Literatur, Anmerkungen

- [1] K. Horn, Neutron-Proton-Ladungsaustausch bei 8 und 19 GeV/c, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe KFK-Ext. 3/70-13 (1970)
- J. Engler, K. Horn, F. Mönnig, P. Schludecker, W. Schmidt-Parzefall, H. Schopper, P. Sievers, H. Ullrich, R. Hartung, K. Runge and Yu. Galaktionov, Measurement of Neutron-Proton Charge Exchange Scattering at 8, 19 and 24 GeV/c, Physics Letters 34B, 528 (1971)
- [2] M.B. Davis, Neutron-Proton Charge Exchange Scattering from 8 to 29 GeV/c, Thesis, Princeton University Coo-3072-14 (1972)
- M.B. Davis, B.G. Gibbard, M.N. Kreisler, T. Dobrowolski, M.J. Longo, D.D. O'Brien and T. Toohig, Neutron-Proton Charge Exchange Scattering from 8 to 29 GeV/c, Physics Rev. Letters 29, 139 (1972)
- [3] J. Engler, K. Horn, J. König, F. Mönnig, P. Schludecker, H. Schopper, P. Sievers, H. Ullrich and K. Runge, Total Cross-Sektion for n-p and n-d Scattering at 10 GeV/c Neutron Momentum, Physics Letters 27B, 599 (1968)
- [4] J. Engler, W. Flauger, B. Gibbard, F. Mönnig, K. Pack, K. Runge and H. Schopper, Neutron-Proton Elastic Scattering from 10 to 24 GeV/c, Nuclear Physics B62, 160 (1973)
- [5] J. Engler, W. Flauger, B. Gibbard, F. Mönnig, K. Pack, K. Runge and H. Schopper, Measurement of Inclusive Neutron Spectra from p-Be up to 24 GeV/c Incident Momentum, Nuclear Physics B64, 173 (1973)

- [6] V. Böhmer, New Investigations into the Detection Properties of Hybrid chambers, Nucl. Instr. 107, 157 (1973)
- [7] W. Schmidt-Parzefall, Die Entwicklung eines Systems von digitalisierten Funkenkammern in Verbindung mit einem Prozeßrechner, KFK-769, Gesellschaft für Kernforschung, Karlsruhe (1968)
- [8] F. Mönnig führte die Abzeptanzberechnungen durch.
- [9] G. Manning, A.G. Parham, J.D. Jafar, H.B. v.d. Raay, D.H. Reading, D.G. Ryan, B.D. Jones, J. Malos and N.H. Lipman, Elastic n-p Charge Exchange Scattering at 8 GeV/c, Nuovo Cimento XLI A, 542 (1966)
- [10] E.L. Miller, Mark Elfield, N.W. Reay, N.R. Stanton, M.A. Abolins, M.T. Lin and K.W. Edwards, Neutron-Proton Charge Exchange Scattering, 3-12 GeV/c, Physics Review Letters 26, 984 (1971)
- [11] J. Engler, F. Mönnig, K. Runge and H. Schopper, Pion Exchange and the Reactions  $np \rightarrow pn$ ,  $\bar{p}p \rightarrow \bar{n}n$  and  $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ , Nuovo Cimento 9A, 311 (1972)
- [12] T. Mayer-Kuckuk, Physik der Atomkerne, Stuttgart, 132 (1970)
- [13] J. Engler, W. Flauger, B. Gibbard, F. Mönnig, K. Runge and H. Schopper, A Total Absorption Spectrometer for Energy Measurements of High-Energy Particles, Nucl. Instruments and Methods 106, 189 (1973)



## Anhang A

### Technische Daten der Apparatur

- Target:** Länge 240 mm  
Durchmesser: 46 mm  
Strahldimension im Target: 10 · 22 mm<sup>2</sup>  
Inhalt: flüssiger Wasserstoff  
Zweikreiskühlung
- Anti-Schild:** Um das Target Antizähler aus Lagen von 5 Szintillatoren und 4 Bleiplatten, Öffnung in Strahl- und Vorwärtsrichtung, nur ein 3 mm dicker Szintillator in Richtung des Neutronenzählers, Triggerreduktion ca. 1 : 100  
  
Um Triggerzähler P2 Kranz von 4 Szintillatoren, zusätzliche Triggerreduktion ca. 1 : 2
- Neutronenzähler:**  
4 Blöcke (50 · 100 · 400 mm<sup>3</sup>) aus Szintillator Pilot Y mit hoher Lichttransparenz  
Photomultiplier (56 AVP) auf beiden Seiten, paarweise ausgesucht  
Zeitauflösung: 0,5 nsec, 'Constant Fraktion Timing'  
Kreise für gute Zeitauflösung bei hohem dynamischen Pulshöhenbereich  
Schwelle: 0,1 MeV für Elektronen  
Nachweiswahrscheinlichkeit für Neutronen 30 % bei 1 MeV, abnehmend auf 5 % bei 100 MeV; Berechnung erfolgte mit Oak Ridge Programm OC5

Funkenkammern:	Drahtfunkenkammern	Hybridkammern
Nachweisfläche [mm <sup>2</sup> ] (jeweils 2 Kammern)	256 • 256 512 • 256 768 • 256	256 • 256
Drahtabstand [mm]	1	1
Ortsauflösung [mm]		
Erdseite	0,25	0,35
Hochspannungsseite	0,30	0,40
Zeitauflösung [µsec]	1	0,15
Totzeit [msec]	10	0,1
Gas	85 % Neon/10 % Helium/5 % Argon	

#### Ferritkernspeicherauslese

Nachweiswahrscheinlichkeit für eine Protonenspur: 95 %

In jeder der vier Projektionen (x-z- und y-z-Ebene jeweils vor und hinter dem Magneten) mußte eine Gerade mit mindestens 3 Punkten rekonstruierbar sein.

#### Ablenkmagnet: 2 m-CERN-Magnet

lichte Höhe: 140 mm

lichte Weite: 520 mm

max. Feld: 12,3 kg

Bendingpower: 2,77  $\frac{\text{MeV rad nsec}}{\text{mm}}$

Inhomogenität der Bendingpower im benutzten Feldbereich < 1 %

## Anhang B

Der Fit paßte die Variablen unter der Bedingung an, daß die Summe der Quadrate ihrer Abweichungen von den vorgegebenen (gemessenen) Werten minimal wurde. Die Bedingungsgleichungen 5.8 wurden linearisiert.

Die Iterationsvorschrift lautete:

$$X = C \cdot F^T \cdot (F \cdot C \cdot F^T)^{-1} \cdot (Y + F \cdot X)$$

$$W = V - X$$

mit W: Spaltenvektor der gefitteten Variablen  
V: Spaltenvektor der vorgegebenen (gemessenen) Variablen  
X: Spaltenvektor der Abweichungen der gefitteten von den vorgegebenen Variablen  
C: Kovarianz-Matrix (Fehler-Matrix)  
F: Funktional-Matrix

$$F = \frac{dY}{dW} = \begin{bmatrix} \frac{\partial y_1}{\partial w_1} & \dots & \frac{\partial y_1}{\partial w_6} \\ \frac{\partial y_3}{\partial w_1} & \dots & \frac{\partial y_3}{\partial w_6} \end{bmatrix}$$

$\frac{\partial y_n}{\partial w_m}$ : partielle Ableitung der n-ten Bedingungsgleichung nach der m-ten Variablen.

Y: Spaltenvektor der Funktionswerte der Bedingungsgleichungen

Die Iteration wurde entweder nach dem 20. Schritt abgebrochen oder, wenn sich die  $\chi^2$  zweier aufeinander folgender Schritte um weniger als 1 0/00 unterschieden:

$$\frac{\chi_n^2 - \chi_{n-1}^2}{\chi_n^2} < 0.001 \text{ für } \chi_{n-1}^2 \leq \chi_n^2$$



$$Y = \begin{pmatrix} y_1 \\ y_2 \\ y_3 \end{pmatrix}$$

$$/r = 1 + \tan^2(w_4 + w_7) + \tan^2 w_5$$

$$s = w_2^2 c^2 - d^2 - w_1^2$$

$$y_1 = p_p \sin \theta_p \cos \varphi_p + p_n \sin \theta_n \cos \varphi_n = \underbrace{\frac{c}{w_6 - w_4} \frac{b}{\sqrt{r}} \tan(w_4 + w_7)}_{y_{1p}} + \underbrace{\frac{E_{on} d \cos w_3}{\sqrt{s}}}_{y_{1n}}$$

$$y_2 = p_p \sin \theta_p \sin \varphi_p + p_n \sin \theta_n \sin \varphi_n = \underbrace{\frac{c}{w_6 - w_4} \frac{b}{\sqrt{r}} \tan w_5}_{y_{2p}} + \underbrace{\frac{E_{on} d \sin w_3}{\sqrt{s}}}_{y_{2n}}$$

$$y_3 = E_p + E_n - E_B - E_{op} = \sqrt{\left(\frac{c}{w_6 - w_4} \frac{b}{\sqrt{r}}\right)^2 + E_{op}^2} + \frac{E_{on} w_2 c}{\sqrt{s}} - \sqrt{\left(\frac{c}{w_6 - w_4} \frac{b}{\sqrt{r}} + \frac{E_{on} w_1}{\sqrt{s}}\right)^2 + E_{on}^2} - E_{op}$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial w_1} = \frac{y_{1n} w_1}{s}$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial w_2} = \frac{y_{1n} w_2 c^2}{s}$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial w_3} = -y_{1n} \tan w_3$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial w_4} = y_{1p} \left( \frac{1}{w_6 - w_4} + \frac{1 + \tan^2 w_5}{r \sin(w_4 + w_7) \cos(w_4 + w_7)} \right)$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial w_5} = -\frac{y_{1p} \tan w_5}{r \cos^2 w_5}$$

$$\frac{\partial y_1}{\partial w_6} = -\frac{y_{1p}}{w_6 - w_4}$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial w_1} = \frac{\partial y_1}{\partial w_1} \cdot \tan w_3$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial w_2} = \frac{\partial y_1}{\partial w_2} \tan w_3$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial w_3} = y_{2n} \cos w_3$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial w_4} = y_{2p} \left( \frac{1}{w_6 - w_4} - \frac{\tan(w_4 + w_7)}{r \cos^2(w_4 + w_7)} \right)$$

$$\frac{\partial y_2}{\partial w_5} = \frac{y_{2p} (1 + \tan^2(w_4 + w_7))}{r \sin w_5 \cos w_5} \quad \frac{\partial y_2}{\partial w_6} = -\frac{y_{2p}}{w_6 - w_4}$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial w_1} = \frac{E_{on}}{s^{3/2}} (w_1 w_2 c - \frac{\sqrt{E_B^2 - E_{on}^2} (w_2^2 c^2 - d^2)}{E_B})$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial w_2} = -\frac{E_{on}}{s^{3/2}} (d^2 + w_1^2 + \frac{\sqrt{E_B^2 - E_{on}^2} w_1 w_2 c^2}{E_B}) \quad \frac{\partial y_3}{\partial w_3} = 0$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial w_4} = -\frac{c}{w_6 - w_4} \left( \frac{c}{E_B (w_6 - w_4)^2} - \frac{\sqrt{E_B^2 - E_{on}^2}}{E_B \sqrt{r}} \left( \frac{1}{w_6 - w_4} - \frac{\tan(w_4 + w_7)}{r \cos^2(w_4 + w_7)} \right) \right)$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial w_5} = -\frac{c}{(w_6 - w_4) E_B} \frac{\sqrt{E_B^2 - E_{on}^2} \tan w_5}{r^{3/2} \cos^2 w_5}$$

$$\frac{\partial y_3}{\partial w_6} = -\frac{c}{(w_6 - w_4)^2} \left( \frac{c}{E_B (w_6 - w_4)} - \frac{\sqrt{E_B^2 - E_{on}^2}}{E_B \sqrt{r}} \right)$$

- $p_n, \theta_n, \varphi_n$  Impuls, Streuwinkel und Azimut des gestreuten Protons
- $p_n, \theta_n, \varphi_n$  Impuls, Streuwinkel und Azimut des gestreuten Neutrons
- $E_B$  Gesamtenergie des einfallenden Teilchens (Neutron)
- $E_{op}, E_{on}$  Ruheenergie des Protons und des Neutrons
- $E_p, E_n$  Gesamtenergie des gestreuten Protons und Neutrons
- $w_1$  Differenz zwischen Ort des Ereignisses im Target und Auftreffort im Neutronenzähler
- $w_2$  Flugzeit des Neutrons
- $w_3$  Azimut des Neutronenzählers
- $w_4$  Anstiegswinkel (x-z-Ebene) der Protonenspur
- $w_5$  Anstiegswinkel (y-z-Ebene) der Protonenspur
- $w_6$  Anstiegswinkel (x-z-Ebene) der Spur des durch den Magneten abgelenkten Protons
- $w_7$  Differenzwinkel zwischen Magnet- und Strahlsystem
- $b$  Bending-Power
- $c$  Lichtgeschwindigkeit
- $d$  Abstand Target - Neutronenzähler

Anhang C

Differentielle Wirkungsquerschnitte

Die Fehlerangabe berücksichtigt die Statistik und die Unsicherheit bei der Abtrennung des Untergrundes. Sie enthält nicht die Unsicherheit der Normierung mit Hilfe des Neutronenflusses.

$p_e$ [GeV/c]:	8 - 11	11 - 14
Ereignisse:	3250	4330
$-t$ [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt$ [ $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$ ]	$d\sigma/dt$ [ $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)^2$ ]
0,004 - 0,005	452 ± 57	222 ± 28
0,005 - 0,006	386 ± 52	211 ± 27
0,006 - 0,008	386 ± 38	221 ± 20
0,008 - 0,010	346 ± 37	191 ± 19
0,010 - 0,012	325 ± 37	155 ± 18
0,012 - 0,015	288 ± 30	150 ± 15
0,015 - 0,019	231 ± 24	129 ± 13
0,019 - 0,024	229 ± 22	127 ± 12
0,024 - 0,030	216 ± 21	114 ± 10
0,030 - 0,037	191 ± 19	103 ± 9
0,037 - 0,045	204 ± 19	89 ± 9
0,045 - 0,054	176 ± 18	76 ± 8
0,054 - 0,064	149 ± 16	63 ± 7
0,064 - 0,076	108 ± 12	50 ± 6
0,076 - 0,090	78 ± 10	57 ± 6
0,090 - 0,106	76 ± 11	57 ± 6
0,106 - 0,124	51 ± 9	46 ± 6
0,124 - 0,144	24 ± 6	45 ± 6
0,144 - 0,166	25 ± 7	37 ± 5
0,166 - 0,190		34 ± 5
0,190 - 0,216		33 ± 6
0,216 - 0,244		22 ± 5
0,244 - 0,274		20 ± 5

$p_e$ [GeV/c]	14 - 17	17 - 20	20 - 23
Ereignisse:	5370	7930	6700

$-t$ [GeV <sup>2</sup> /c <sup>2</sup> ]	$d\sigma/dt$ [ $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)$ ]	$d\sigma/dt$ [ $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)$ ]	$d\sigma/dt$ [ $\mu\text{barn}/(\text{GeV}/c)$ ]
0,004 - 0,005	160 ± 21	143 ± 15	150 ± 15
0,005 - 0,006	161 ± 20	156 ± 16	127 ± 14
0,006 - 0,008	176 ± 15	162 ± 12	133 ± 10
0,008 - 0,010	159 ± 15	133 ± 11	130 ± 10
0,010 - 0,012	154 ± 15	132 ± 11	121 ± 10
0,012 - 0,015	135 ± 12	121 ± 9	109 ± 8
0,015 - 0,019	128 ± 11	127 ± 8	104 ± 7
0,019 - 0,024	107 ± 9	108 ± 7	93 ± 6
0,024 - 0,030	92 ± 8	96 ± 6	82 ± 6
0,030 - 0,037	82 ± 7	79 ± 5	69 ± 5
0,037 - 0,045	77 ± 7	73 ± 5	65 ± 5
0,045 - 0,054	60 ± 6	63 ± 5	57 ± 4
0,054 - 0,064	52 ± 5	46 ± 4	44 ± 3
0,064 - 0,076	50 ± 5	39 ± 3	37 ± 3
0,076 - 0,090	45 ± 4	38 ± 3	37 ± 3
0,090 - 0,106	41 ± 4	37 ± 3	35 ± 3
0,106 - 0,124	40 ± 4	36 ± 3	34 ± 3
0,124 - 0,144	44 ± 4	40 ± 3	35 ± 3
0,144 - 0,166	37 ± 4	32 ± 3	33 ± 3
0,166 - 0,190	32 ± 4	30 ± 3	28 ± 3
0,190 - 0,216	34 ± 4	25 ± 3	26 ± 3
0,216 - 0,244	24 ± 3	20 ± 2	20 ± 2
0,244 - 0,274	20 ± 3	20 ± 2	15 ± 2
0,274 - 0,306	15 ± 3	16 ± 2	14 ± 2
0,306 - 0,340	9 ± 2	11 ± 2	12 ± 2
0,340 - 0,400		9 ± 2	8 ± 2
0,400 - 0,500		5 ± 1	5 ± 1