

Ludwig F 35

Interner Bericht
DESY F34-74/2
Juli 1974

Bibliothek

Targetasymmetrie der Photoproduktion neutraler Pionen
an Protonen bei 4 GeV in Vorwärtsrichtung

von

Horst Meyer-Wachsmuth

Targetasymmetrie der Photoproduktion neutraler Pionen
an Protonen bei 4 GeV in Vorwärtsrichtung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Horst Meyer-Wachsmuth

aus Bremen

Hamburg

1974

Die Ergebnisse dieser Arbeit sind bereits veröffentlicht in
Physics Letters 46B (1973) und als
DESY-Report 73/29.

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg auf
Antrag von Professor Dr. G. Weber.

Gutachter: Prof. Dr. D. Schmitz
Prof. Dr. G. Weber

Tag der mündlichen Prüfung: 25. Jan. 1974

Prof. Dr. R. Haensel
Sprecher des Fachbereiches

Hamburg, den 9. Jan. 1974

INHALTSANGABE

	Seite
1. Einleitung	1
2. Polarisiertes Target	4
3. Meßprinzip	
3.1 Bestimmung des Prozesses	8
3.2 Abtrennung der Reaktionen an den gebundenen Protonen	10
3.3 Abtrennung von Untergrundprozessen	12
3.4 Asymmetriestimmung	12
4. Experimenteller Aufbau	
4.1 γ -Strahl	14
4.2 Pionendetektor	14
4.3 Protonenarm	18
5. Elektronik	
5.1 Elektronik des Pionenzweiges	21
5.2 Elektronik des Protonenarms	24
5.3 Experimentkontrollen	26
5.4 Datenaufzeichnung	27
6. Auswertung	
6.1 Bestimmung der π^0 -Trigger	28
6.2 Ermittlung der Protonenraten	30
6.3 Abtrennung des Untergrundes	32
6.4 Bestimmung der Asymmetrie	39
7. Diskussion der Ergebnisse	46
8. Zusammenfassung	51

Anhang

A1. Target

A1.1 Polarisationsprinzip	52
A1.2 Messung der Polarisation	55
A1.3 Polarisations-interface	56
A1.4 Berechnung der Polarisation	57
A1.5 Strahlungsschäden und Strahlprofileinfluß	58

A2. Elektronik des Rückstoßarmes

A2.1 Digitaler Teil	62
A2.2 Linearer Teil	66

A3. Auswertung

A3.1 Einfluß der Doppelereignisse	68
A3.2 Berechnung der Multiplizitäten	70
A3.3 Bestimmung der Einzelzählrate	72
A3.4 Herleitung der Subtraktionsformel	73
A3.5 Hochrechnung der Protonenraten	77
A3.6 Berechnung der Asymmetrie	78

A4. Datenverarbeitung

A4.1 Einsatz des Kleinrechners	80
A4.2 On-line Einsatz des Großrechners	81
A4.3 Off-line Auswertung	82

Verzeichnis der Tabellen	85
--------------------------	----

Verzeichnis der Abbildungen	86
-----------------------------	----

Literaturverzeichnis	89
----------------------	----

EINLEITUNG

In den letzten Jahren sind zur Photoproduktion pseudoskalarer Mesonen oberhalb des Resonanzbereiches eine Reihe von Experimenten durchgeführt worden. Es wurden differentielle Wirkungsquerschnitte sowohl an Protonen als auch an Neutronen, die Polarisation der Rückstoßprotonen, die Targetasymmetrie und die Asymmetrie der Reaktionen mit linear polarisierten Photonen bestimmt (Lüb 70, Wii 71, Tal 73).

Die Daten können qualitativ richtig beschrieben werden im Rahmen von Reggemodellen, in denen zusätzlich zu den dominanten Beiträgen des Austausches von einer oder mehreren t-Kanal-Resonanzen Absorptions- oder Schnittbeiträge notwendig sind. Ein empfindlicher Test dieser Ansätze ist mit den vorliegenden Daten nicht möglich, insbesondere weil die meisten Modelle aufgrund der großen Zahl ihrer freien Parameter sehr flexibel sind. Darum erscheint es heute sinnvoll, genügend viele Observablen zu messen, so daß eine vollständige Amplitudenanalyse möglich wird. Die Bestimmung der einzelnen Amplituden erlaubt eine schärfere Überprüfung der Modellvorstellungen.

Die in dieser Arbeit untersuchte Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$, zu der der ω -Austausch den dominanten Beitrag liefert, läßt sich durch vier unabhängige Helizitätsamplituden, die Helizitätsflip- ϕ_{\pm} und die Helizitätsnonflipamplituden H_{\pm} , beschreiben:

$$\phi_{\pm} = \langle \frac{1}{2} |T| -\frac{1}{2}, 1 \rangle \pm \langle \frac{1}{2} |T| -\frac{1}{2}, -1 \rangle \quad (1.1)$$

$$H_{\pm} = \langle \frac{1}{2} |T| \frac{1}{2}, 1 \rangle \pm \langle \frac{1}{2} |T| \frac{1}{2}, -1 \rangle \quad (1.2)$$

Zu H_{+} und ϕ_{+} bzw. H_{-} und ϕ_{-} tragen im Grenzfall $s \rightarrow \infty$ nur der Austausch natürlicher bzw. unnatürlicher Parität im t-Kanal bei.

Mit diesen Amplituden berechnen sich der differentielle

Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$, die Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen Σ , die Targetasymmetrie A und die Polarisation der Rückstoßprotonen P wie folgt (Kra 71):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{1}{4} \left(|H_+|^2 + |\Phi_+|^2 + |H_-|^2 + |\Phi_-|^2 \right) \equiv \frac{D}{4} \quad (1.3)$$

$$\Sigma = \frac{\sigma_{\perp} - \sigma_{\parallel}}{\sigma_{\perp} + \sigma_{\parallel}} = \frac{1}{D} \left(|H_+|^2 + |\Phi_+|^2 - |H_-|^2 - |\Phi_-|^2 \right) \quad (1.4)$$

(Polarisation der Photonen senkrecht und parallel zur Reaktionsebene)

$$A = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} = \frac{2}{D} \text{Im} \left(H_+ \Phi_+^* + H_- \Phi_-^* \right) \quad (1.5)$$

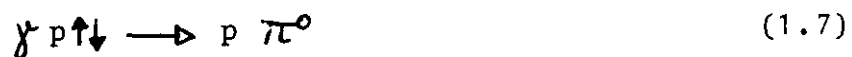
(Polarisation der Targetnukleonen senkrecht zur Reaktionsebene. Die positive Polarisationsrichtung ist definiert durch $\vec{k} \times \vec{q}$, wenn \vec{q} der Impuls des π^0 und \vec{k} der Impuls des γ ist.)

$$P = \frac{\sigma_{\uparrow} - \sigma_{\downarrow}}{\sigma_{\uparrow} + \sigma_{\downarrow}} = \frac{2}{D} \text{Im} \left(H_+ \Phi_+^* - H_- \Phi_-^* \right) \quad (1.6)$$

(Polarisation der Rückstoßnukleonen senkrecht zur Reaktionsebene)

Aus diesen Beziehungen folgt, daß mit der Messung von Σ die relative Größe der Amplitudenbeträge unterschiedlicher Normalität geprüft und daß mit der Messung von A und P eine Aussage über die relativen Phasen von Amplituden gleicher Normalität gewonnen wird.

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment, das die Targetasymmetrie A der Reaktion



in Abhängigkeit vom invarianten Viererimpulsübertrag t bestimmt. Die mittlere γ -Energie betrug 4 GeV. t variierte in dem Bereich von -0.2 (GeV/c)^2 bis -1.1 (GeV/c)^2 in Schritten von ungefähr 0.08 (GeV/c)^2 .

Die Messungen führte eine Gruppe von Physikern des I. Physikalischen Institutes der RWTH Aachen und von Mitarbeitern des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) am DESY durch. Mit ihnen werden frühere Experimente dieser Gruppe ergänzt, in denen die differentiellen Wirkungsquerschnitte der Photoproduktion von γ und π^0 Mesonen an Protonen (Bra 70, Bra 72/1) und Neutronen (Bra 72/2) bestimmt wurden.

Ein Teil der in den früheren Messungen verwandten Apparatur (π^0 -Detektor) wurde in diesem Experiment wieder eingesetzt. Er ist in bereits vorliegenden Arbeiten (Sch 70, Erl 71, Sch 71, Fre 73) ausführlich beschrieben, so daß in dieser Arbeit auf eine detaillierte Darstellung verzichtet werden kann. Dagegen wird besonders eingegangen auf Probleme, die mit der Benutzung des polarisierten Targets verbunden waren, und auf die speziell für dieses Experiment entwickelten Auswertungsmethoden.

2. POLARISIERTES TARGET

Eine für Streuexperimente in der Hochenergiephysik ausreichend hohe Polarisation freier Protonen wird bei dem heutigen Stand der Technik nur durch dynamische Polarisation (siehe Anhang A1.1) von Kernen der Wasserstoffatome in mit paramagnetischen Zentren dotierten Kristallen erreicht (Bor 68). In diesem Experiment wurde ein Butanoltarget (Man 69) verwandt, da dieses im Vergleich zu den LMN-Targets (Bor 67) eine größere Strahlungsresistenz und ein günstigeres Verhältnis freier Protonen zu den in Kernen gebundenen Nukleonen aufweist.

Die Herstellung der Targets substanz aus einer Mischung von 95 Gewichtsprozenten mit Porphyrexid ($(\text{CH}_3)_2\text{C}(\text{NO})(\text{CNH})_2(\text{NH})$) gesättigten Butanols ($\text{C}_4\text{H}_9\text{OH}$) und 5% zweifach destillierten Wassers ist beschrieben in Har 72. Die Substanz wurde in Form von gefrorenen Kugeln (2.0 - 2.5 mm Durchmesser) in einen Mikrowellenresonator (Kavität) gefüllt.

Die Kavität (Wände: $25\ \mu\text{ Cu}$, Volumen: $20 \times 20 \times 38\ \text{mm}^3$) befindet sich in der Nase des horizontalen Kryostaten (Abb. 2.1). Der kontinuierlich arbeitende He^4 -Kryostat wurde von P. Roubeau entworfen (Rou 66). Abweichend von der ursprünglichen Konstruktion ist in die Kryostat-Außenwand ein Fenster für den Strahl geschnitten worden und mit $70\ \mu$ innenverspiegelten Kaptons abgedeckt, um das vom Strahl durchsetzte Material zu minimieren (Abb. 2.2).

Das Target wurde durch Abpumpen des durch die Kavität geleiteten superfluiden He^4 auf 1 K abgekühlt (Leistung bis zu 2 Watt). Die Temperaturmessung erfolgte durch die Bestimmung des He^4 -Dampfdruckes. Sie war auf 3% genau.

Die Kavität befand sich in einem über den Targetbereich homogenen Magnetfeld ($25\ \text{kG}$, $\Delta H/H < 10^{-4}$) eines C-Magneten. Der Magnet ist eine Kopie der in CERN verwandten Polarisationsmagnete (Bor 67) und läßt einen großen Raumwinkel um das Target frei (vertikale Öffnung: ± 28 Grad, horizontale Öffnung: 280 Grad).

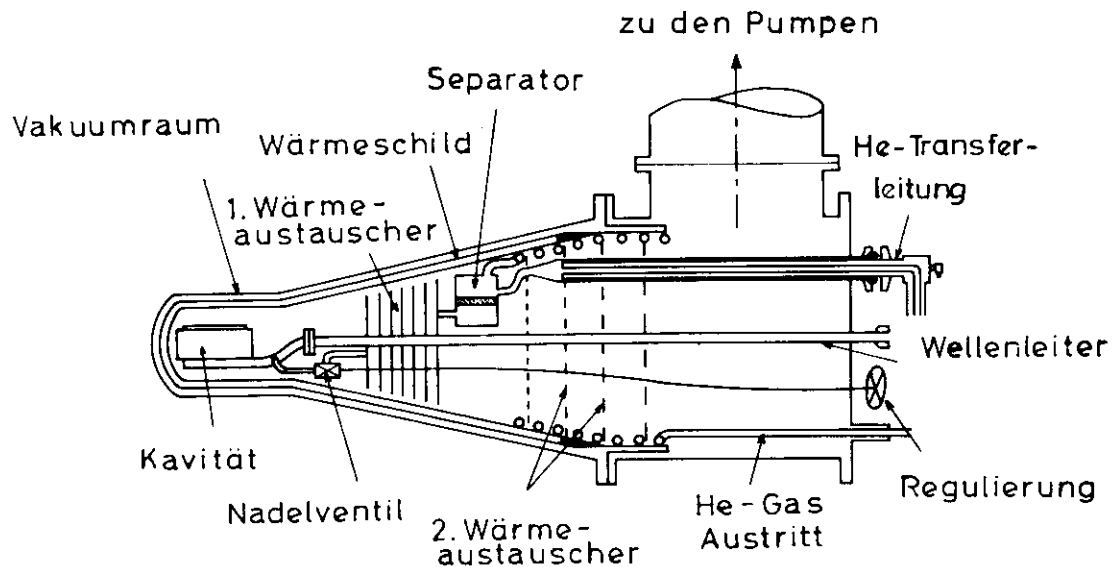


Abb. 2.1

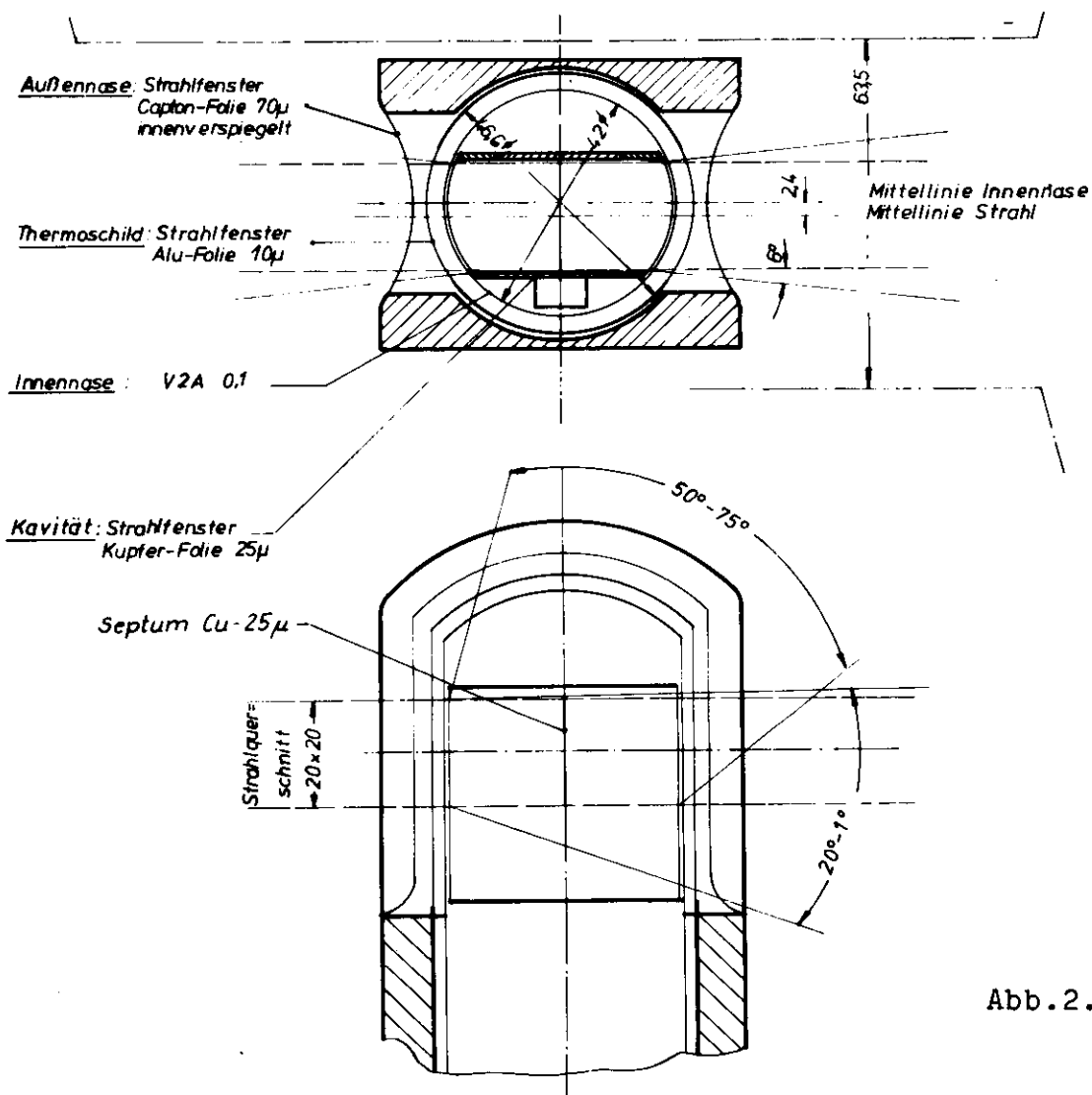


Abb. 2.2

Die zur dynamischen Polarisation nötige Hochfrequenzstrahlung (70 GHz) wurde über einen die Kavität tragenden Hohlleiter ($7 \times 3.5 \text{ mm}^2$, Abb. 2.1) in die Kavität eingespeist.

Zur Messung der Polarisation (Anhang A1.2) durch ein Kernresonanz-(NMR)-System (Knü 71, Knü 74) sind an den Stirnflächen der Kavität je zwei Spulenwindungen so angebracht, daß das magnetische Wechselfeld senkrecht zu dem statischen Magnetfeld und der Strahlrichtung war. Der vom Strahl durchsetzte Teil des Targets jedoch blieb frei von Spulenwindungen. Eine 25μ dicke Kupferfolie (Septum) stand senkrecht zum Strahl in der Mitte des Targets (Abb. 2.2) und verbesserte den Feldverlauf, der möglichst homogen sein sollte. Das von dem NMR-System gelieferte Signal wurde mit Hilfe einer speziellen Koppелеlektronik (Interface) (Anhang A1.3) von einem Kleinrechner (PDP-8) digitalisiert, eingelesen und auf dem Sichtschirm angezeigt. Die Ermittlung der Polarisation aus den NMR-Signalen wird im Anhang A1.4 beschrieben.

Das Verhältnis der in den Kernen gebundenen Protonen zu den freien Protonen beträgt für Butanol 3.2. Von den freien Protonen wurden ungefähr 35% polarisiert. Der Polarisationsgrad hängt u. a. von den paramagnetischen Zentren in den Kristallen ab (Anhang A1.1). Da die im Target entstehenden ionisierenden Teilchen die paramagnetischen Zentren zerstören und Fehlstellen im Kristallgefüge erzeugen (Mor 72), nimmt der Polarisationsgrad mit steigender Intensität und Dauer der Bestrahlung ab (Anhang A1.5).

Bei einer Intensität von $2.5 \cdot 10^9$ eff. Quanten/cm² sec nahm die Polarisation während eines Tages um 5% ab. Zur Regeneration des Kristallgefüges wurde darum alle 24 Stunden das Target auf 77 K aufgeheizt.

TABELLE I: Eigenschaften der Targetsubstanz

Zusammensetzung	
95% Butanol (C ₄ H ₉ OH)	
5% Wasser (H ₂ O)	
2% Porphyrexid ((CH ₃) ₂ C(NO)(CNH) ₂ (NH))	
Strahlungslänge	~ 40 cm
Dichten (g/cm ³)	
(bei Zimmertemperatur)	0.80+-0.01
(bei 77 K)	0.89+-0.05
mittlerer Kugeldurchmesser	2.3 mm
Füllfaktor	0.63+-0.06
gebundene Protonen/freie Protonen (Butanol)	3.2

TABELLE II: Vom Strahl durchsetzte Materie im Target

	Strahl.-länge	Dicke	
	X (mm)	D (mm)	D/X (%)
Targetsubstanz	400	38.6	9.65
Kapton	400	0.14	0.04
Aluminium	90	0.02	0.02
Kupfer	14.5	0.075	0.52
Eisen (V2A)	17.7	0.2	1.13
Strahlungslänge des gesamten Targets			11.36%

3. MESSPRINZIP

3.1 Bestimmung des Prozesses

Zur kinematischen Bestimmung der Reaktion



mit Bremsstrahlungsquanten, von denen nur die Richtung bekannt ist, reicht es aus, die Energie des erzeugten Pions E_π und seine Richtung (Θ_π, Φ_π) zu messen, wenn die Reaktion an ruhenden Protonen stattfindet.

In dem hier beschriebenen Experiment wurde dazu der 2γ -Zerfall des π^0 benutzt. Die beiden γ -Quanten mit den Energien k_1 und k_2 wurden durch totalabsorbierende Cerenkovzähler nachgewiesen. Die Zähler waren symmetrisch unter- und oberhalb der horizontalen Reaktionsebene angeordnet und hatten vom Target aus gesehen einen Öffnungswinkel 2α .

Aus der Gleichung für die invariante Masse des 2γ -Systems

$$m_{\gamma\gamma} = 2 \sqrt{k_1 \cdot k_2} \cdot \sin\alpha \quad (3.2)$$

und der Beziehung $E_\pi = k_1 + k_2$ folgt, daß E_π minimal wird, wenn der Zerfall des π^0 symmetrisch ($k_1 = k_2$) und α maximal ist. Der maximale Öffnungswinkel registrierbarer Zerfallsquanten α_{max} wird allein bestimmt durch die Justierung und Apertur der Zähler. α_{max} legt eine untere Energiegrenze E_π^{min} nachgewiesener Pionen fest ($E_\pi^{min} = m_\pi / \sin\alpha_{max}$). Die obere Grenze E_π^{max} der Pionenenergie wird bestimmt durch die Synchrotronendenergie k_{max} ($k_1 + k_2 = E_\pi(k_{max}, \Theta_\pi^{min}) \approx k_{max}$) (siehe Hus 68, Bra 69). Damit wird die Energieakzeptanz ΔE_π ebenso wie die Winkelauflösungen $\Delta \Theta_\pi$ und $\Delta \Phi_\pi$ (und die t-Auflösung Δt) allein abhängig von der Geometrie der Anordnung und der Synchrotronenergie. Die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur und die Schwerpunkte der E_π - und t-Verteilungen akzeptierter Pionen wurden mit

einer Monte-Carlo Rechnung bestimmt (Sch 70). Die Genauigkeit dieser Bestimmung ist für die Messung der Asymmetrie nur von untergeordneter Bedeutung, da die Nachweiswahrscheinlichkeit nur zur Kontrolle der Apparatur nicht jedoch zur Berechnung der Asymmetrie benötigt wird.

Zur Identifizierung des Pions dient die Messung der Energien der koinzidenten γ -Quanten in den Cerenkovzählern: In der $m_{\gamma\gamma}$ -Häufigkeitsverteilung läßt sich ein deutliches Signal im Bereich der Pionenmasse gut von einem flachen Untergrund trennen (Abb. 3.1).

3.2 Abtrennung der Reaktionen an den gebundenen Protonen

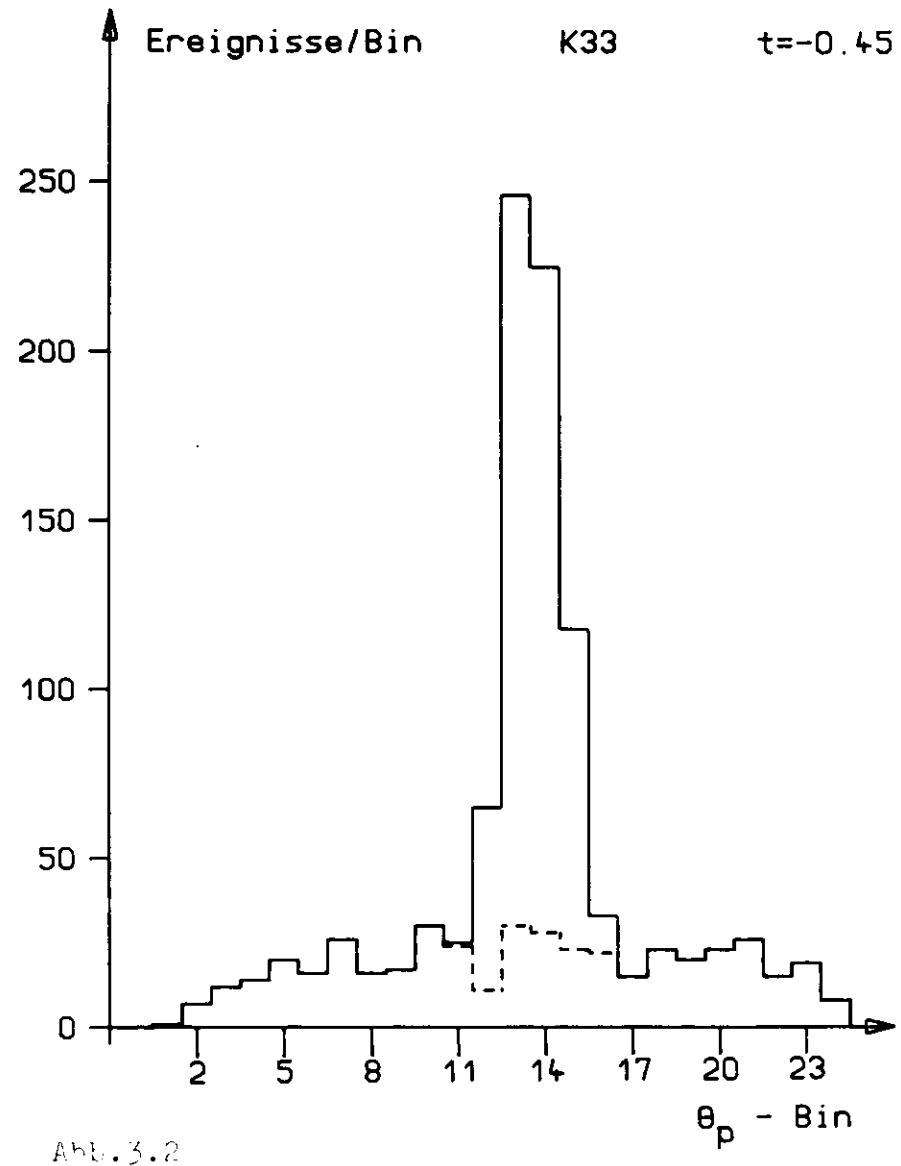
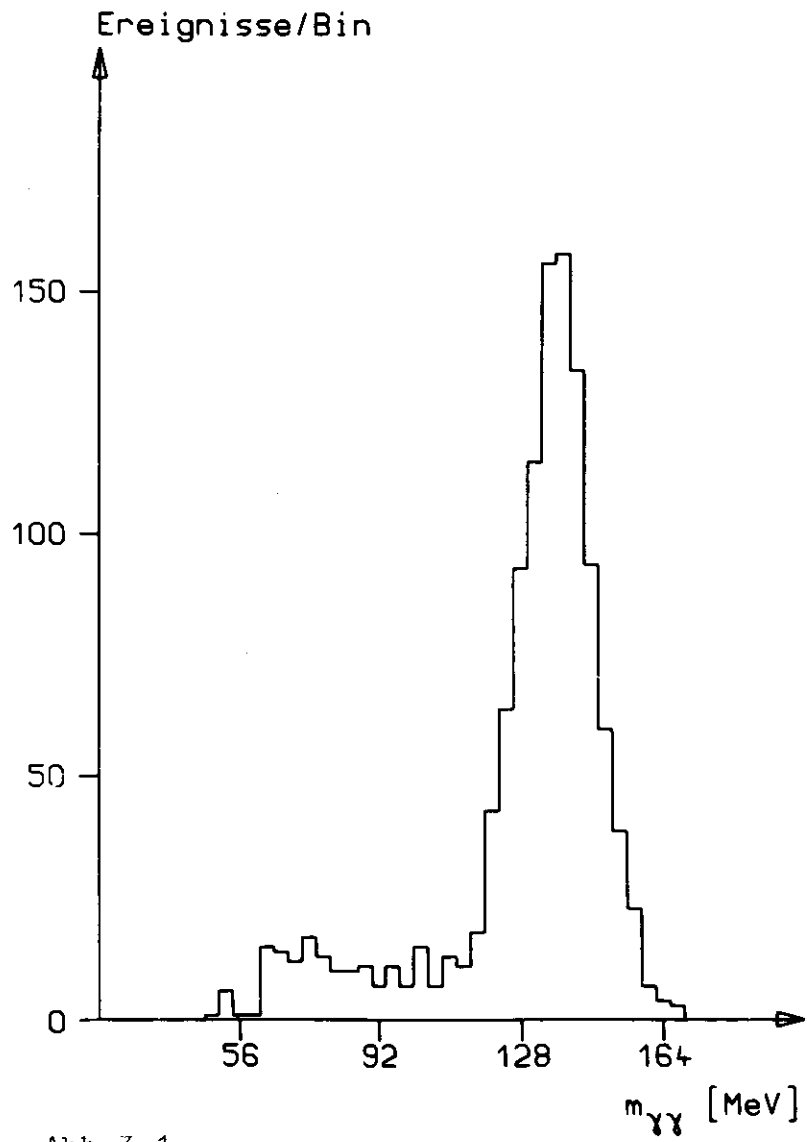
In Tabelle I ist das Verhältnis der Anzahl der in den Kernen (C, O, He) gebundenen Protonen im Target zur Anzahl freier Protonen zu 3.2 angegeben. Unter Berücksichtigung der schweren Kerne (Cu, Fe, Al) in den Wänden der Targetnase sowie der gegenseitigen Abschattung der Nukleonen in den Kernen ergibt sich (siehe Kap. 6.3 und Tabelle V), daß die Reaktion



an den in den Kernen A gebundenen Protonen um einen Faktor ~ 2.2 häufiger ist, als die Reaktion (3.1) an den polarisierbaren, freien Protonen, den Kernen der Wasserstoffatome. Zur Bestimmung der Asymmetrie müssen beide Prozesse voneinander getrennt werden.

Eine vollständige Trennung ist grundsätzlich nicht möglich. Da jedoch wegen der Fermibewegung die gebundenen Protonen nicht ruhen, genügt die zusätzliche Festlegung einer kinematischen Variablen, um den Prozeß (3.3) stark zu unterdrücken.

In diesem Experiment wurde der Winkel Θ_p zwischen Bremsstrahlrichtung und Flugrichtung des Rückstoßprotons gemessen. Dazu wurde das Proton koinzident zum Pion in einem Szintillationszählerhodoskop nachgewiesen. Die breite Impulsverteilung der gebundenen Protonen bewirkt eine



wesentlich breitere Θ_p -Verteilung bei Reaktion (3.3) als bei (3.1), so daß nur ein Teil der Rückstoßprotonen aus Reaktion (3.3) in dem Θ_p -Bereich der Reaktion (3.1) nachgewiesen wurden.

Abb. 3.2 zeigt als Ergebnis einer Monte-Carlo Rechnung die Summe der Θ_p -Verteilungen der Reaktionen (3.1) und (3.3). Nach dieser Rechnung beträgt der Anteil der Reaktion (3.3) an der Pion-Proton-Koinzidenzrate $N_{\pi p}$ im Θ_p -Bereich von (3.1) je nach t-Wert 8% bis 25%.

Um diesen Untergrundbeitrag experimentell zu bestimmen, gibt es zwei Methoden:

1. Messung der $N_{\pi p}$ -Rate an einem reinen Kohlenstofftarget und spätere Subtraktion dieser Rate nach entsprechender Normierung.
2. Messung der Θ_p -Winkelverteilung in einem ausreichend breiten Θ_p -Intervall und Interpolation zwischen den Bereichen der Θ_p -Verteilung der Protonen aus Reaktion (3.3), die beiderseits des Θ_p -Bereiches der Reaktion (3.1) liegen (Abb. 3.2). Die Form der Verteilung kann dafür aus der Monte-Carlo Rechnung entnommen werden.

Für das vorliegende Experiment wurde die zweite Methode benutzt und das Szintillationszählerhodoskop so breit gewählt (Kap. 4.2), daß für alle t-Werte, bei denen die Asymmetrie bestimmt werden sollte, für eine Interpolation ausreichend große Bereiche der Θ_p -Verteilungen mit dem Hodoskop erfaßt werden konnten.

Diese Methode hatte den Vorteil, daß keine zusätzliche Meßzeit für die Messung am reinen Kohlenstoff erforderlich war, die Normierung entfiel und gleichzeitig ohne Änderung des Aufbaus in einem großen t-Bereich gemessen werden konnte. Die Nachteile dieser Methode bestanden in größerem elektronischen Aufwand und einer hohen Rate zufälliger Ereignisse im Hodoskop; denn die im Target (0.11 Strahlungslängen, siehe Tabelle II) durch Paarproduktion im wesentlichen in Vorwärtsrichtung erzeugten Positronen wurden durch das Magnetfeld am Ort des Targets so abgelenkt, daß sie eine hohe Untergrundrate im Rückstoßarm der Apparatur

verursachten. Diese Rate zufälliger Ereignisse war besonders hoch, da die Protonen nur in einem Rückstoßzählerhodoskop und nicht in einem magnetischen Spektrometer nachgewiesen wurden.

Die große Ersparnis an Maschinenzeit wog den ersten Nachteil auf. Das Problem der hohen Rate zufälliger Ereignisse konnte, wie später gezeigt wird, zufriedenstellend gelöst werden.

3.3 Abtrennung von Untergrundprozessen

Die zusätzliche Bestimmung der kinematischen Variablen Θ_p genügt, um den Prozeß (3.1) vollständig zu bestimmen und damit die Untergrundprozesse

$$\gamma p \rightarrow \pi^0 X \quad (3.4)$$

(z.B. $\gamma p \rightarrow p\pi^+\pi^-$, $\gamma p \rightarrow \Delta^+\pi^0$) abzutrennen, solange das Targetproton ruht. Findet die Reaktion (3.4) aber an gebundenen Protonen statt, so ist wegen der Fermibewegung die Kinematik nicht mehr vollständig bestimmt und die Reaktion (3.4) trägt zur Protonenrate N_{pp} in dem Θ_p -Bereich der Reaktion (3.1) bei. Jedoch zeigte eine Monte-Carlo Rechnung, daß auch dann der Beitrag der Reaktionen (3.4) vernachlässigbar klein ist (Bra 72/1).

Rechnungen zeigten weiterhin (Wes 72), daß die Beiträge zur Rate registrierter Pionen von den Zerfällen photoproduzierter Vektormesonen ($\gamma P \rightarrow P V$, $V \rightarrow \pi^0 \gamma$) kleiner als 5% sind. Damit ist der Beitrag dieser Prozesse zur π^0 -P-Koinzidenzrate zu vernachlässigen.

3.4 Asymmetriestimmung

Zur Bestimmung der Asymmetrie wurden Messungen sowohl mit positiver als auch mit negativer Polarisierung der

Targetprotonen vorgenommen. Während dieser Messungen wurde das Target mit den integrierten Intensitäten I^+ bzw. I^- durchstrahlt. P^+ bzw. P^- bezeichne die mit der Intensität des γ^+ -Strahles gewichtete mittlere Polarisation (Kap. 6.4) für die Messung mit positiver bzw. negativer Polarisation. Die aus diesen Messungen nach dem obigen Verfahren bestimmten Protonenraten seien $N_{\pi p}^+$ bzw. $N_{\pi p}^-$. Dann gilt, wenn Q als

$$Q \equiv (N_{\pi p}^+ - N_{\pi p}^-) / (N_{\pi p}^+ + N_{\pi p}^-) \quad (3.5)$$

definiert ist, für die Asymmetrie A (Anhang A3.5):

$$A = - \frac{(Q-1)I^+ + (Q+1)I^-}{(Q-1)I^+ |P^+| - (Q+1)I^- |P^-|} \quad (3.6)$$

4. EXPERIMENTELLER AUFBAU

4.1 γ -Strahl

Der γ -Strahl wurde an einem internen Target (0.5 mm Tantal) im Synchrotron erzeugt. Zwei Bleikollimatoren blendeten einen Teil des Bremsstrahls so aus, daß das Target auf einer Fläche von $17 \times 18 \text{ mm}^2$ bestrahlt wurde. Ein Reinigungsmagnet ($B \times L = 15 \text{ kGm}$) vor dem Austritt aus dem Synchrotronring reinigte den Strahl von geladenen Teilchen. Zur Reduktion des Untergrundes wurde der Strahl bis auf einen 3 m langen Bereich hinter dem Target in einem Vakuumrohr ($p < 0.1 \text{ Torr}$) zum Quantameter geführt (Abb. 4.1). Die Intensität des Strahles verteilte sich ungleichmäßig über die Pulslänge von 2 msec. Zusätzlich bewirkte die Einschußlücke der 'single turn injection' eine zeitliche Struktur des Pulses (Umlaufdauer $1 \mu \text{ sec}$).

Um einen möglichst großen freien Raumwinkel für die Reaktionsprodukte offen zu halten, wurde der γ -Strahl durch das Joch des Targetmagneten geführt. Das Target in dem horizontalen Kryostaten wird von der Seite zwischen die Polschuhe in den Strahl geschoben (Abb. 4.1). Eine detaillierte Beschreibung des Targetaufbaus findet man in Bor 67 und Pau 73.

4.1 Pionendetektor

Da die erwarteten Zählraten sehr klein waren, wurde zur besseren Ausnutzung der Meßzeit die Asymmetrie bei mehreren t -Werten gleichzeitig gemessen. Dies wurde dadurch erreicht, daß mit 7 oberhalb und 7 unterhalb der Reaktionsebene angeordneten Cerenkovzählern 13 Koinzidenzen für 13 t -Werte t_i ($i = 1, 13$) gebildet wurden. Abb. 4.2 zeigt eine schematische Darstellung der Koinzidenzanordnung.

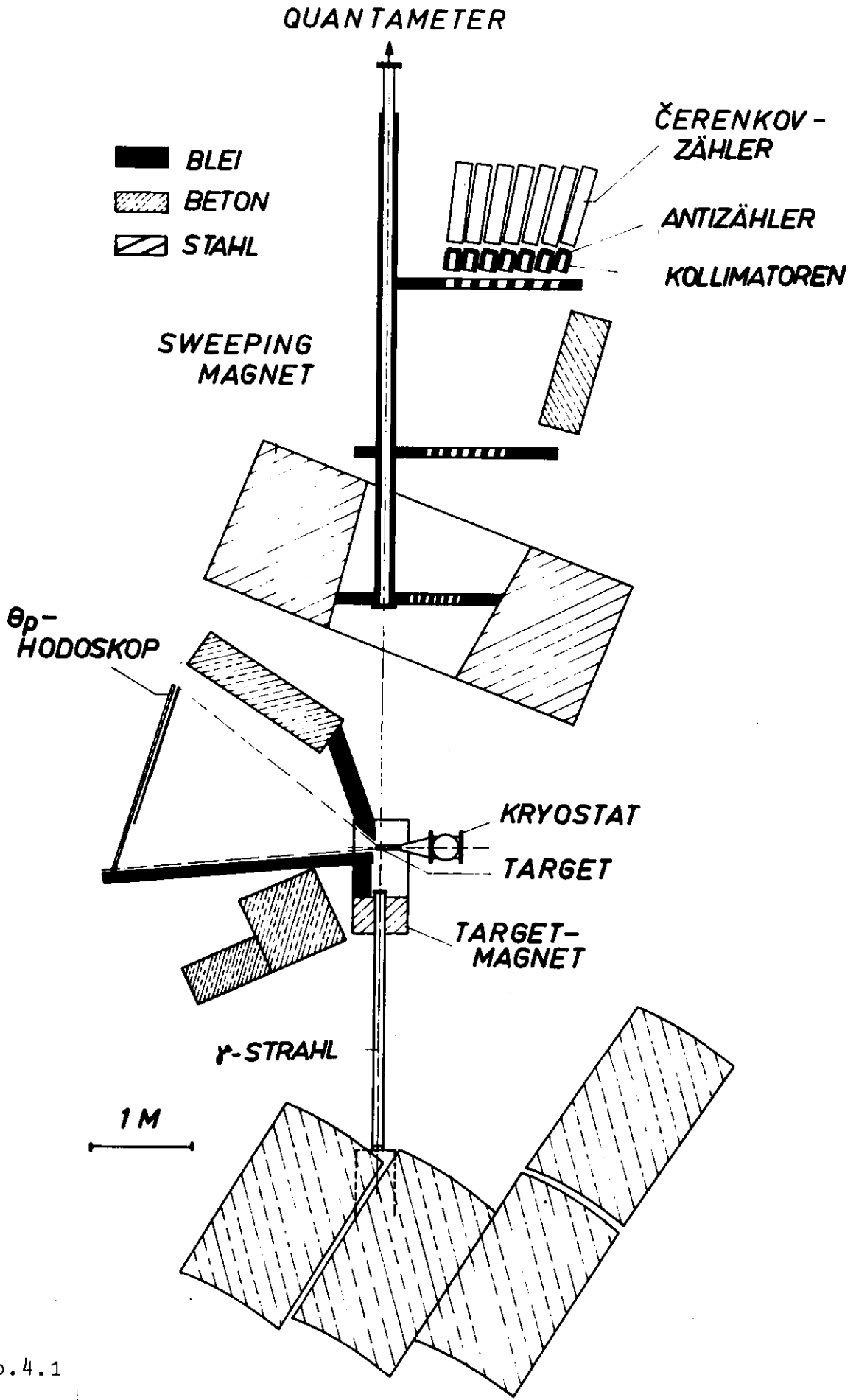
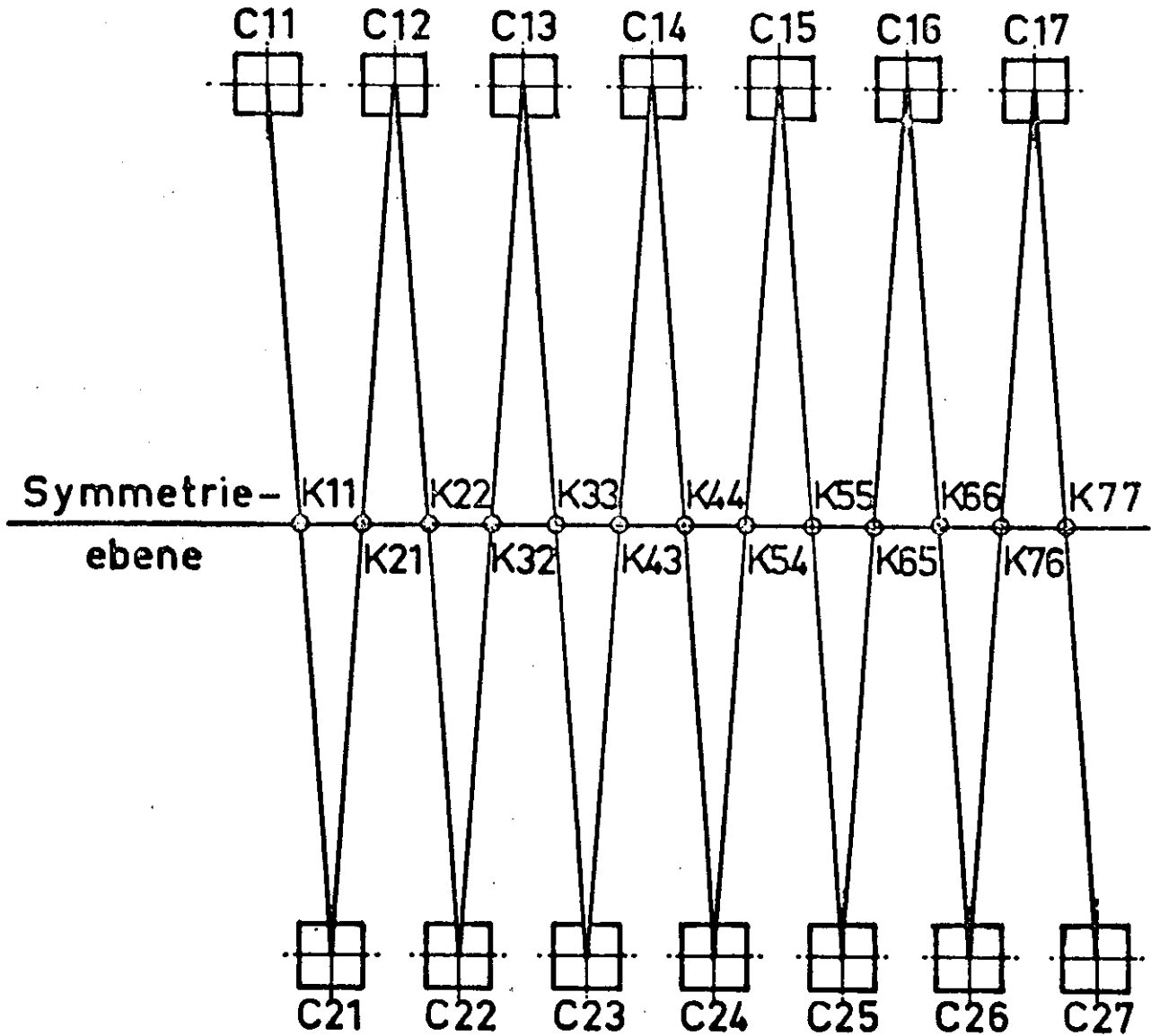


Abb. 4.1



Koinzidenzschema für 13 Koinzidenzen
K11 bis K77 aus 14 Čerenkovzählern
C11 bis C27

Die Cerenkovzähler wurden so justiert, daß die Messungen bei einer mittleren Energie der primären Photonen von $\bar{k} = 4$ GeV und bei den mittleren t-Werten t_i erfolgten, die in Tabelle III angegeben sind.

Die Zähleraperturen wurden definiert durch 15 cm dicke Bleieinsätze (Hus 68) in Stahlkollimatoren, die unabhängig von den Zählern auf 0.5 mm genau justiert werden konnten (Sch 71). Die Aperturgrößen von 8×8 cm² stellten einen Kompromiß zwischen benötigter Zählrate und gewünschter Auflösung dar. Die Akzeptanz für die primäre γ -Strahlenergie betrug $\Delta k = 400$ MeV. Tabelle III enthält die wichtigsten geometrischen Größen der γ -Zählerjustierung und die resultierenden t-Auflösungen.

Die Cerenkovzähler bestehen aus Bleiglasblöcken (SF5-Glas, Querschnitt 260×140 mm², Tiefe 300 mm = 12 Strahlungslängen) auf deren Rückseite zwei Photovervielfacher (XP1040 bzw. XP1041 von VALVO) montiert sind. Die beiden Anodensignale werden auf einem 50 Ohm Kabel addiert. Die Ladung dieser Stromimpulse ist der Energie des einfallenden Photons proportional. Diese Abhängigkeit - durch die Röhrenhochspannung einstellbar - wurde mit einem monoenergetischen Elektronenstrahl geeicht (Sch 71).

Für die Energieauflösung gilt in guter Näherung

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \quad (4.1)$$

wobei je nach Zähler a zwischen $0.16 \sqrt{\text{GeV}}$ und $0.18 \sqrt{\text{GeV}}$ lag.

Da die Multipliierverstärkung (und damit die Eichung) außer von der Hochspannung noch von anderen Faktoren (Alterung, Strahlbelastung) abhängt, wurde sie kontrolliert durch die Messung von Blitzdiodenlichtpulsen (Ferranti XP21). Die Intensität der Lichtpulse ist konstant (Wes 72). Ladungsänderungen der Pulse am Multipliierausgang signalisierten somit Verstärkungsänderungen, die durch Regelung der Röhrenhochspannungen ausgeglichen werden konnten. Kleinere Verstärkungsabweichungen ($< 3\%$) wurden rechnerisch bei der

Auswertung korrigiert.

Eine mehr ins einzelne gehende Beschreibung der Eichung und ihrer Kontrolle findet man in Sch 71 und Wes 72.

Da die Blitzdiodenpulse in Form und Höhe den Meßsignalen ähnlich waren, konnte außer der Röhrenverstärkung zusätzlich die gesamte Elektronik während der Messung ständig überprüft werden (Kap. 5.3).

In einem Abstand von 8 cm vor jedem Cerenkovzähler war ein Szintillationszähler (Pilot Y, 230 x 110 x 5 mm³, 56 AVP) montiert, dessen Ansprechwahrscheinlichkeit für geladenen Teilchen ca. 100% und für γ -Quanten nur 0.5% betrug. Mit Hilfe dieser Antizähler konnte zwischen geladenen und ungeladenen Teilchen unterschieden werden.

Zur Reduktion des Untergrundes wurden zwischen Target und π^0 -Detektor ein Reinigungsmagnet (B x L = 7 kGm) sowie drei Bleikollimatorwände aufgebaut (Abb. 4.1).

4.2 Protonenarm

Die Winkelverteilung der Rückstoßprotonen wurde mit einem Szintillationszählerhodoskop gemessen. Es war 2 m vom Target unter einem Winkel von 73 Grad gegen den γ -Strahl aufgestellt (Abb. 4.1). Für die Reaktionen an freien Protonen erfaßte es einen t-Bereich von -0.15 (GeV/c)² bis -1.25 (GeV/c)² unter Berücksichtigung der Ablenkung durch das Targetmagnetfeld. Die 25 Zähler des Hodoskops bestanden aus Plastikszintillatoren (NE 102A, 80 x 500 x 5 mm³) verbunden durch Plexiglaslichtleiter mit Photomultipliern des Typs 56 AVP. Gegenüber den Röhren, auf den Schmalseiten der Szintillatoren aufgeklebt, befanden sich Lumineszenzdioden (Monsanto MV 50), die ebenso wie die Dioden der Cerenkovzähler eine ständige Kontrolle der Zähler und Elektronik auch während der Messung ermöglichten.

Die am Target durch Paarbildung erzeugten Positronen wurden

durch das Targetmagnetfeld in das Hodoskop gelenkt. Sie verursachten hohe momentane Zählraten in den Zählern. Diese Raten konnten reduziert werden, indem Bleiabschirmungen bis dicht an das Target und den Strahl herangebaut und Bleiabsorber vor das Hodoskop gehängt wurden (Abb. 4.1). Die Dicke der Absorber variierte je nach Energie der noch durchzulassenden Protonen aus Reaktion (3.1) von 0 bis 3 cm. (Zähler 0 - 11: 3 cm, 12 - 18: 1.5 cm, 19 - 24: kein Absorber). Die trotz dieser Maßnahmen verbleibende Gesamtzählrate im Hodoskop von 35 - 40 MHz warf noch große Probleme auf, die den Entwurf der Elektronik und die Auswertung beeinflussten.

TABELLE III

Geometrie der Gammazähler

Zähler	Abstand (cm)	Θ_{π} (Grad)	α (Grad)	Koinzidenz	-t +- Δt (GeV/c) ²
C11	603.7	6.063	1.940		
				K11	0.20+-0.03
C21	604.7	6.917	-1.940		
				K21	0.25+-0.03
C12	605.9	7.767	1.972		
				K22	0.31+-0.04
C22	607.2	8.631	-1.972		
				K32	0.38+-0.05
C13	608.7	9.470	2.014		
				K33	0.45+-0.06
C23	610.2	10.309	-2.012		
				K43	0.52+-0.06
C14	611.9	11.136	2.061		
				K44	0.60+-0.07
C24	613.7	11.973	-2.058		
				K54	0.68+-0.07
C15	615.7	12.783	2.116		
				K55	0.76+-0.08
C25	617.8	13.612	-2.108		
				K65	0.85+-0.08
C16	620.0	14.422	2.176		
				K66	0.94+-0.09
C26	622.3	15.237	-2.166		
				K76	1.02+-0.09
C17	624.7	16.023	2.244		
				K77	1.12+-0.12
C27	627.4	16.839	-2.225		

Θ_{π} , α sind die Horizontal- und Vertikalwinkel bezogen auf den Gammastrahl.

Breite x Höhe der Aperturen betrug 8 x 8 cm².

5. ELEKTRONIK

5.1 Elektronik des Pionenzweiges

Ein π^0 wird identifiziert durch

1. koinzidentes Ansprechen zweier Cerenkovzähler, ohne daß ein zu dieser Koinzidenz gehöriger Antizähler ein Signal gegeben hat, und
2. die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ der nachgewiesenen γ -Quanten (Kap. 6.1).

Dadurch sind die Aufgaben der Elektronik des π^0 -Zweiges festgelegt:

- Erzeugung eines Triggers mit Hilfe der Cerenkovzähler und Registrierung von Zählersignalen in einem digitalen Kreis sowie
- Messung von Pulshöhen und Zeitdifferenzen zwischen Signalen in einem linearen Kreis.

Digitaler Kreis

Im digitalen Kreis (Abb. 5.1) wurden die 14 Cerenkovzähler $C1i$ ($i=1,7$) und $C2j$ ($j=1,7$) zu 13 Koinzidenzen Kij zusammengeschaltet. Bei Erfüllung der Koinzidenzbedingung (Zeitauflösung $|\Delta t| < 5$ nsec) für eine der 13 Koinzidenzen wurde ein Generaltrigger erzeugt.

Die Rate echter Koinzidenzen war von derselben Größenordnung wie die Rate zufälliger Trigger. Deshalb wurde die Rate zufälliger Koinzidenzen simultan während der Datennahme gemessen. Dazu wurden die Signale der Zähler $C1i$ sowohl prompt als auch verzögert mit ein und demselben Koinzidenzmodul $KPVij$ auf Gleichzeitigkeit mit den Signalen der Zähler $C2j$ geprüft. Triggerschwellen und Auflösungszeiten waren somit für prompte und verzögerte Koinzidenzen gleich. Die Verzögerungszeit betrug 35 nsec, so daß der Einfluß der zeitlichen Struktur des γ -Strahles (Kap. 4) vernachlässigt werden konnte. Die prompten Koinzidenzen

wurden durch zusätzliche Koinzidenzen K_{Pij} mit größerer Auflösungszeit markiert, indem Flip-Flops in Koinzidenzregistern gesetzt wurden. (In Abb. 5.1 mit 'Bitbox' (BB) bezeichnet.)

Sowohl prompte als auch verzögerte Trigger öffneten neben dem linearen Kreis auch die Elektronik des Rückstoßarmes und starteten die Auslese der Information des Ereignisses durch den Kleinrechner (PDP-8).

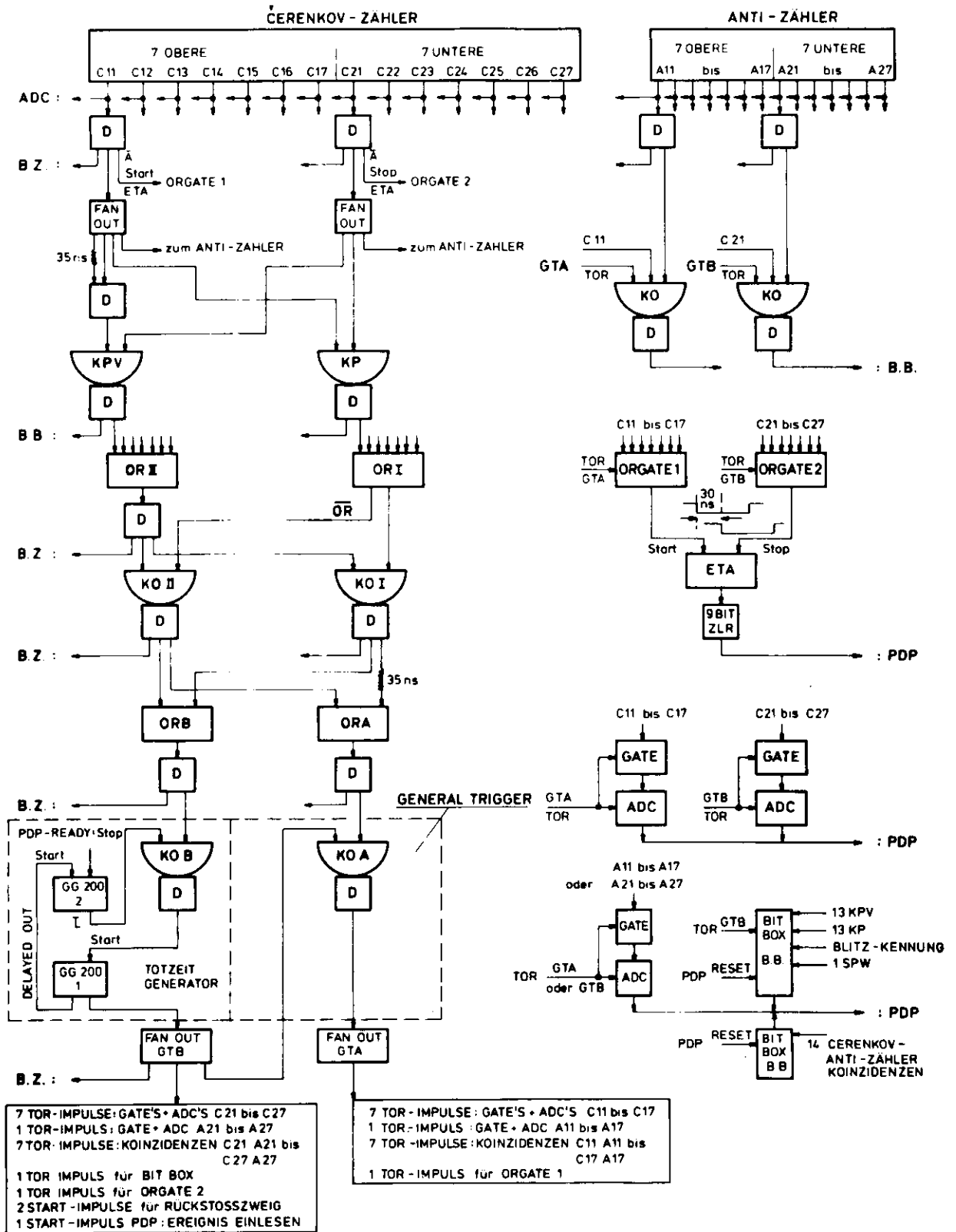
Nach Auftreten eines Triggers benötigte die PDP-8 70-100 μ sec zur Auslese der Information des Ereignisses. Während dieser Zeit wurde dafür gesorgt, daß keine neuen Trigger ausgelöst werden konnten. Die durch diese Totzeit verursachten Zählverluste betragen weniger als 0.1%.

Koinzidentes ($|\Delta t| < 5$ nsec) Ansprechen eines Antizählers vor einem der angesprochenen Koinzidenz zugehörigen Cerenkovzähler setzte ebenso wie die Cerenkovzählerkoinzidenzen ein Bit in einem Register und markierte dieses Ereignis als ein 'geladenes'.

Linearer Kreis

Im linearen Kreis (Abb. 5.1) wurden die Pulse der Cerenkovzähler integriert und digitalisiert. Dazu wurden schnelle lineare Gates mit nachgeschalteten Analog-Digital-Wandlern (ADC) benutzt (NIM-Moduln der Firma EG+G).

Zur Erhöhung der Zeitauflösung der $\gamma\gamma$ -Koinzidenz, wurde mit einem Time-Encoder (ET-100 von EG+G) die Zeitdifferenz zwischen den geordneten Cerenkovzählersignalen C_{1i} und C_{2j} gemessen. Da die Einzelzählrate der Cerenkovzähler im Mittel nur 0.027 MHz betrug, verursachten zufällige Start- oder Stop-Signale einen Meßfehler von nur 1%.



BLOCKSCHALTBILD DER ELEKTRONIK DES T°-ZWEIGES

Abb. 5.1

5.2 Elektronik des Protonenarmes

Die Elektronik des Rückstoßarmes (für Einzelheiten siehe Anhang A2.) diente dazu

1. festzuhalten, welche Zähler des Hodoskops angesprochen hatten,
2. die Flugzeit der Protonen zu messen, d. h. es wurden die Zeitdifferenzen zwischen dem Trigger und den Zählernsignalen ermittelt, und
3. Impulshöhenspektren der Hodoskopzähler aufzunehmen (siehe Kap. 5.3).

Während die Registrierung ansprechender Zähler in auslesbaren Koinzidenzregistern kein Problem darstellte, konnte die Flugzeitmessung nur mit Hilfe einer besonders zu entwickelnden Schaltung durchgeführt werden. Denn wegen der hohen Zählrate (Anhang A3.3) war zu erwarten, daß während eines Triggers mit hoher Wahrscheinlichkeit mehrere Hodoskopzähler angesprochen würden (Anhang A3.2). Jedoch standen aus Kostengründen nicht für jeden der 25 Hodoskopzähler ein time-to-digital Konverter (TDC) zur Verfügung. Die entwickelte Schaltung (Abb. 5.2, siehe auch Anhang A2.) erlaubte es, daß über 4 TDC's (ET 100 von EG+G) verfügt werden konnte unabhängig davon, welche Hodoskopzähler angesprochen hatten. Dennoch konnten 5% aller Trigger nicht ausgewertet werden, da bei diesen mehr als 4 Zähler angesprochen hatten. Dies mußte in der Auswertung besonders berücksichtigt werden (Kap. 6.2).

Die Höhe der zu erwartenden Zählrate machte es notwendig, die zufälligen Ereignisse im Hodoskop zu messen. Die Auftrittswahrscheinlichkeit m zufälliger Ereignisse im Hodoskop war gemäß der Poisson-Statistik proportional zu I^m ($I = \gamma$ -Strahlintensität, siehe Anhang A3.2). Deshalb mußten zur Messung der zufälligen Ereignisse zufällige Trigger erzeugt werden, deren Auftrittswahrscheinlichkeit ebenso wie die der π^0 -Trigger proportional zu I sein mußte. Damit wurde

Prinzipschaltbild der Elektronik des Rückstoßarmes

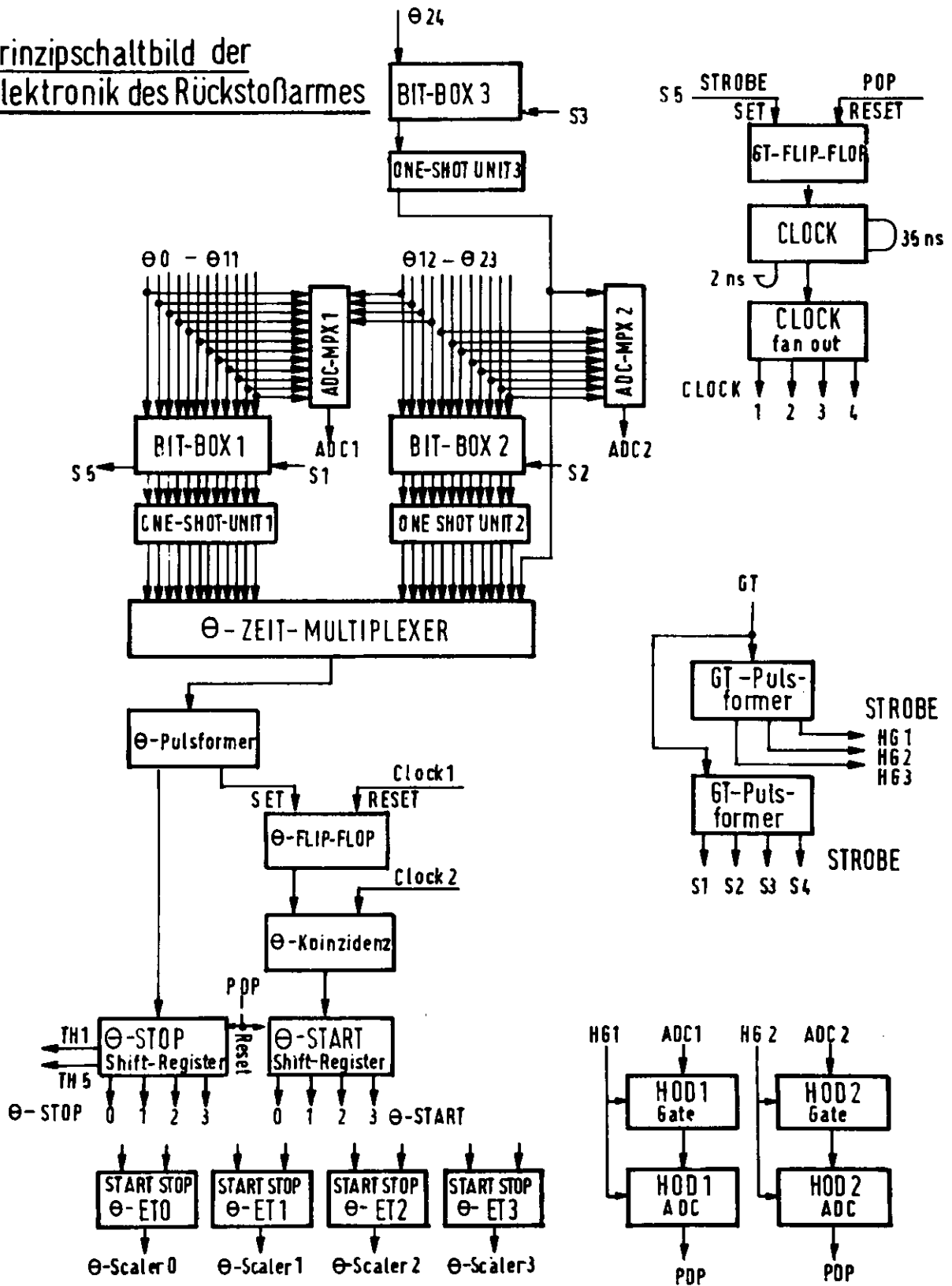


Abb. 5.2

die zeitliche Intensitätsverteilung des γ -Strahles berücksichtigt. Die Einzelzählrate der Cerenkovzähler ist proportional zu I. So konnte die um einen Faktor 10^5 untersetzte Einzelzählrate des äußersten Cerenkovzählers (C27) als zufälliger Trigger verwandt werden.

5.3 Experimentkontrollen

Die Einzelzählraten der Cerenkov-, Anti- und einiger Hodoskopzähler wurden neben den Triggerraten des Generaltriggerkreises auf schnellen Scalern gemessen. Die Bestimmung dieser momentanen Raten ermöglichte eine Berechnung der Rate zufälliger Koinzidenzen und der Totzeitverluste.

In der PDP-8 wurden die Ereignisse nach einer Vielzahl verschiedener Ereignistypen klassifiziert und die Anzahl dieser Ereignisse ständig angezeigt (Fre 73). Dadurch konnte der Verlauf der Messung gut überwacht werden.

In den Pausen zwischen den Synchrotronpulsen wurden mit 50 Hz die Blitzdioden aller Zähler gezündet (Blitzereignis). Die Höhen der Multiplierpulse aller Cerenkovzähler und jeweils eines Antizählers sowie zweier Hodoskopzähler wurden digitalisiert. Nach 1024 Blitzereignissen wurden Mittelwerte gebildet. Da nicht für jeden Zähler ein ADC zur Verfügung stand, konnten - gesteuert durch die PDP - über einen Relaismultiplexer (Anhang A2.) die Signale verschiedener Anti- bzw. Hodoskopzähler auf die ADC's gegeben werden. Innerhalb von 10 min wurden die Blitzmittelwerte aller Zähler neu ermittelt. Die momentane Abweichung dieser Mittelwerte von den Sollwerten wurden tabellarisch und ihr Langzeitverhalten auch graphisch angezeigt. So konnte bei Abweichungen von den Sollwerten die Hochspannung nachgeregelt werden. Da für jeden Cerenkovzähler ein ADC zur Verfügung stand, konnten deren Blitzmittelwerte alle 20 sec ermittelt werden. Damit war es möglich, die Eichung bei der Auswertung rechnerisch auf die geringfügigen Abweichungen der Blitzmittelwerte von den Sollwerten zu korrigieren.

Bei den Blitzereignissen sollte jeder Zähler und jede

Koinzidenz ansprechen und ein Bit in den Koinzidenzregistern setzen. Das Fehlen eines Bits wurde durch elektronische Schaltungen geprüft und tabellarisch auf dem Sichtschirm angezeigt. Dies ermöglichte eine unmittelbare Kontrolle des digitalen Teils der Elektronik.

Eine weitere Kontrolle des Experimentes erlaubten die on-line in einem Großrechner akkumulierten Spektren: γ -Massen- und Zeitspektren nach verschiedenen Cerenkovzählerkoinzidenzen und TDC's aufgeschlüsselt, Pulshöhenverteilung von ausgewählten Anti- und Hodoskopzählern, Zählratenverteilungen der Hodoskopzähler, Multiplizitätsverteilungen im Hodoskop usw. Diese Spektren konnten während der Messung vom Experimentator angefordert und auf dem Sichtschirm der PDP überprüft werden.

5.4 Die Datenaufzeichnung

Die Datenaufzeichnung (Fre 73) erfolgte im 'single event recording' auf der PDP-8 (siehe Anhang A4.). Die eingelesenen Daten wurden im Kleinrechner gepuffert und in Blöcken von 1024 Worten über das DESY-on-line-Netz an die Großrechner IBM /360-75 bzw. /360-65 im DESY-Rechenzentrum geschickt. Dort erfolgte - nach einer Zwischenspeicherung auf Magnetplatten - die Aufzeichnung der Daten auf Magnetbänder.

Aufgezeichnet wurden:

1. Die vollständige Eventinformation (Informationen aus den ADC's, TDC's und Koinzidenzregistern),
2. Blitzmittelwerte (alle 3 Minuten),
3. Einzelzählraten (alle 10 Minuten) und
4. das Meßprotokoll mit allen wichtigen Parametern.

Um erstens die Daten besser zu sichern und zweitens die Auswertung zu erleichtern, wurde gleich nach dem Aufzeichnen der Daten auf Magnetband eine komprimierte und sortierte Version der Daten auf ein zweites Magnetband geschrieben. (Für Details der Datensicherung siehe Anhang A4.2.)

6. AUSWERTUNG

Die auf Magnetband gespeicherten Daten wurden auf den Anlagen des DESY-Rechenzentrums mit Programmen, die größtenteils in Fortran geschrieben waren, ausgewertet (siehe Anhang A4.3).

Die Auswertung gliederte sich in vier Abschnitte:

1. Ermittlung der π^0 -Trigger,
2. Bestimmung der Raten koinzidenter Protonen im Rückstoßarm durch Subtraktion der zufälligen Ereignisse im Hodoskop,
3. Berechnung der Rate der Rückstoßprotonen aus den Reaktionen an freien Protonen,
4. Bestimmung der Asymmetrie

6.1 Bestimmung der π^0 -Trigger

Für die Ereignisse, bei denen kein Antizähler angesprochen hatte, wurden gemäß der Eichung der Cerenkovzähler aus den integrierten Cerenkovzählersignalen die Energien der registrierten γ -Quanten berechnet und daraus nach (3.1) die invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ bestimmt. Da die gemessene Zeitdifferenz zwischen den Signalen der beiden Cerenkovzähler (ETA) durch unterschiedliche Pulshöhen verfälscht war (time-slewing der Diskriminatoren), wurde sie anhand einer Eichkurve rechnerisch korrigiert. Trägt man jedes prompte Ereignis als einen Punkt in ein $(m_{\gamma\gamma}, \text{ETA})$ -Diagramm ein (Abb. 6.1), so zeigt sich ein deutliches Pionensignal in einem Zeitintervall von 2 nsec und einem Massenbereich zwischen 120 MeV und 160 MeV.

Der breit verteilte Untergrund entstand durch zufällige $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen. Der Untergrundanteil unter dem π^0 -Peak läßt sich aus den Messungen der verzögerten Trigger zu 2% ermitteln. Im Auswerteprogramm wurden diese zufälligen Koinzidenzen dadurch automatisch berücksichtigt, daß die verzögerten Ereignisse abgezogen wurden. Durch Schnitte in den $m_{\gamma\gamma}$ - und ETA-Verteilungen wurden die π^0 -Raten bestimmt.

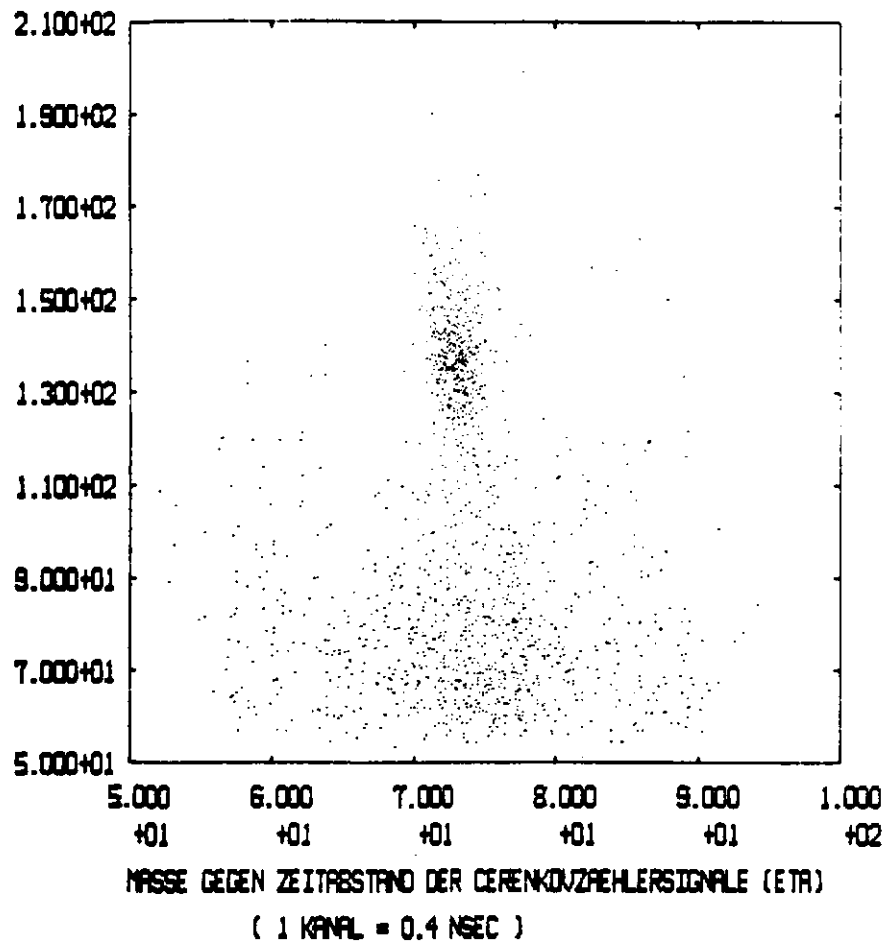


Abb. 6.1a

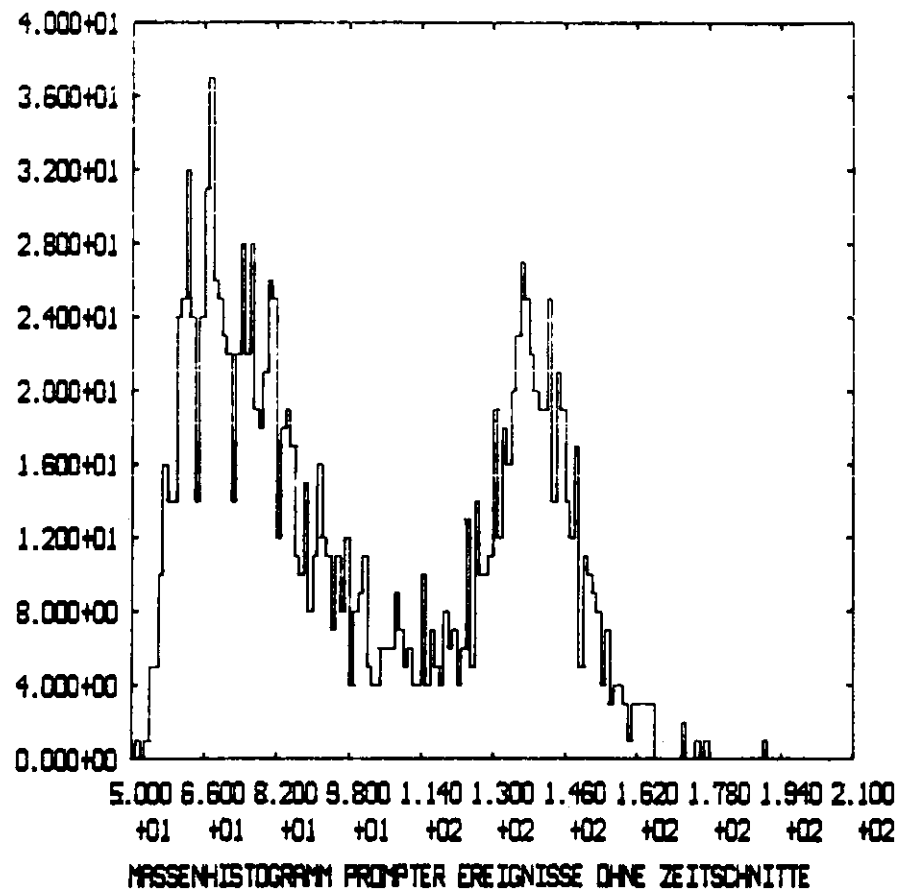


Abb. 6.1b

Dieselbe Auswerteprozedur läßt sich auch für die Ereignisse durchführen, bei denen mindestens ein Antizähler angesprochen hat. Für diese 'geladenen' Ereignisse erhält man ebenfalls eine Anhäufung im π^0 -Bereich des $m_{\pi\pi}$ -ETA-Schaubildes. Nach Anbringen derselben Zeitschnitte wie bei den ungeladenen Ereignissen wird es möglich, durch Abzug eines Untergrundes im $m_{\pi\pi}$ -Spektrum den Anteil der 'geladenen' π^0 -Ereignisse abzuschätzen. Das Ergebnis dieser Abschätzung konnte durch zufällige Koinzidenzen zwischen den Cerenkovzählern und ihren Antizählern, sowie durch Konversion von γ -Quanten auf dem Weg vom Target zum Zähler erklärt werden. Diese beiden Effekte bedingen Korrekturen der π^0 -Raten je nach Koinzidenz von 4 - 7.5% (Tabelle IV).

Für die weitere Auswertung wurden nur die ungeladenen Ereignisse benutzt, da die Asymmetrie von diesen Korrekturen nicht beeinflußt wird.

6.2 Ermittlung der Protonenraten

Die Wahrscheinlichkeit, bei einem Trigger mindestens ein zufälliges Ereignis in dem Protonenhodoskop zu finden betrug 0.65 (Anhang A3.2). Die mittlere Wahrscheinlichkeit, ein Proton zu einem π^0 -Trigger zu finden, ergab sich zu 0.25. Zur Bestimmung der während der T_{π^0} π^0 -Trigger nachgewiesenen Protonen, müssen deshalb die zufälligen Hodoskopereignisse abgezogen werden. Diese Ereignisse wurden mit Hilfe von zufällig erzeugten Triggern $T_{\frac{1}{2}}$ gemessen (Kap. 5.2). Die Ermittlung der Protonenrate erfolgt in erster Näherung durch Subtraktion der auf die Trigger T_{π^0} und $T_{\frac{1}{2}}$ normierten gemessenen Zufälligenraten. Die Genauigkeit dieser ersten Näherung reicht nicht aus. Es muß zusätzlich berücksichtigt werden, daß

1. nur Multiplizitäten (Zahl der pro Trigger angesprochenen Hodoskopzähler) kleiner fünf ausgewertet werden können und daß
2. bei einer Koinzidenz zwischen einem Proton und einem

zufälligen Ereignis im selben Zähler nur die zeitliche Lage eines der beiden Pulse gemessen werden konnte. Jeder der beiden Effekte bewirkte eine Änderung der Protonenrate um 5%. Im Anhang A3.4 wird eine Formel zur Subtraktion abgeleitet, die diese Effekte berücksichtigt.

Bei der Herleitung dieser Subtraktionsformel wurde vorausgesetzt, daß keine Teilchen existieren, die - durch Aufschauern im Bleiabsorber - zwei (oder mehrere) Zähler gleichzeitig ansprechen lassen und damit ein 'Doppelereignis' erzeugen. Wie im Anhang A3.1 gezeigt, traten solche Doppelereignisse auf. Sie wurden im wesentlichen von nicht mit den T_{π} Triggern korrelierten Teilchen verursacht. Unter der Annahme, daß nur Untergrundteilchen an der Erzeugung dieser Schauer beteiligt waren, können die Auftrittswahrscheinlichkeiten der Doppelereignisse für die einzelnen Zählerpaare berechnet werden (im Mittel 2.5%). Entsprechend dieser Auftrittswahrscheinlichkeit kann dann im Zuge der Auswertung in einem der beiden benachbarten Zähler das Ereignis gelöscht werden. Die weitere Auswertung zeigte, daß die Doppelereignisse keinen Einfluß auf die Protonenrate haben.

Zur Überprüfung der Abhängigkeit der Subtraktionsformel von der maximalen Multiplizität M , die wesentlich die Korrekturen zur ersten Näherung beeinflusst, wurden Auswertungen für $M = 1, 2, 3, 4$ durchgeführt und die jeweils erhaltenen Protonenraten auf $M = 25$ (25 Zähler) hochgerechnet (Anhang A3.5). Die hochgerechneten Protonenraten zeigen keine Abhängigkeit von der maximalen, bei der Auswertung berücksichtigten Multiplizität.

Zur Hochrechnung der Protonenraten war es nötig, die Wahrscheinlichkeiten für das Auftreten der verschiedenen Multiplizitäten m zufälliger Ereignisse zu kennen. Diese sind durch die Messung zufälliger Trigger der Berechnung zugänglich. Die gefundenen Werte können in einem einfachen Modell verstanden werden (Anhang A3.2). Dieses Modell ermöglicht eine Abschätzung der momentanen Gesamtrate des Hodoskops zu 35 MHz (Anhang A3.3), in Übereinstimmung mit

der in einem Parallelkreis direkt gemessenen Zählrate von 40 ± 4 MHz. Eine bessere Übereinstimmung konnte nicht erwartet werden, da die Schwellen der Diskriminatoren beider Kreise nicht völlig gleich eingestellt werden konnten.

Abb. 6.2 zeigt das Zeitspektrum eines Hodoskopzählers nach der Subtraktion der zufälligen Ereignisse. Die Anzahl der Ereignisse neben der scharfen Spitze (3 nsec HWB) korrelierter Ereignisse ist statistisch mit Null verträglich. Daraus folgt, daß die zufälligen Ereignisse vollständig und richtig abgezogen wurden. Das Anbringen von Zeitschnitten in diesen Spektren dient deshalb nur noch dazu, den statistischen Fehler zu verringern.

Die Abb. 6.3-6.15 zeigen für die 13 $\gamma\gamma$ -Koinzidenzen die Verteilungen der korrelierten Ereignisse über die 25 Hodoskopzähler (Punkte mit Fehlerbalken). Der Vergleich mit den Ergebnissen einer Monte-Carlo Rechnung (Histogramm, siehe auch weiter unten) zeigt, daß die gemessenen Verteilungen verträglich sind mit den erwarteten Verteilungen der Rückstoßprotonen aus den π^0 -Erzeugungsreaktionen an freien und gebundenen Protonen.

6.3 Abtrennung des Untergrundes

Um die experimentell erhaltenen Θ_p -Verteilungen quantitativ zu verstehen und die Form des Untergrundes zu bestimmen (Kap. 3.2), wurde mit einer Monte-Carlo Rechnung das Experiment simuliert. Diese Simulation enthielt einige Voraussetzungen, die kurz diskutiert werden sollen.

Für die Reaktion an gebundenen Protonen wurden die verschiedenen Elemente (C,O,He,Fe,Cu,Al) im Target durch ein Äquivalent aus Kohlenstoff dargestellt. Der Fehler der dadurch entsteht, daß die Impulsverteilung der Nukleonen für alle Kerne durch die Fermi-Impulsverteilung der Nukleonen im Kohlenstoffkern beschrieben wurde, ist klein. Denn aus der

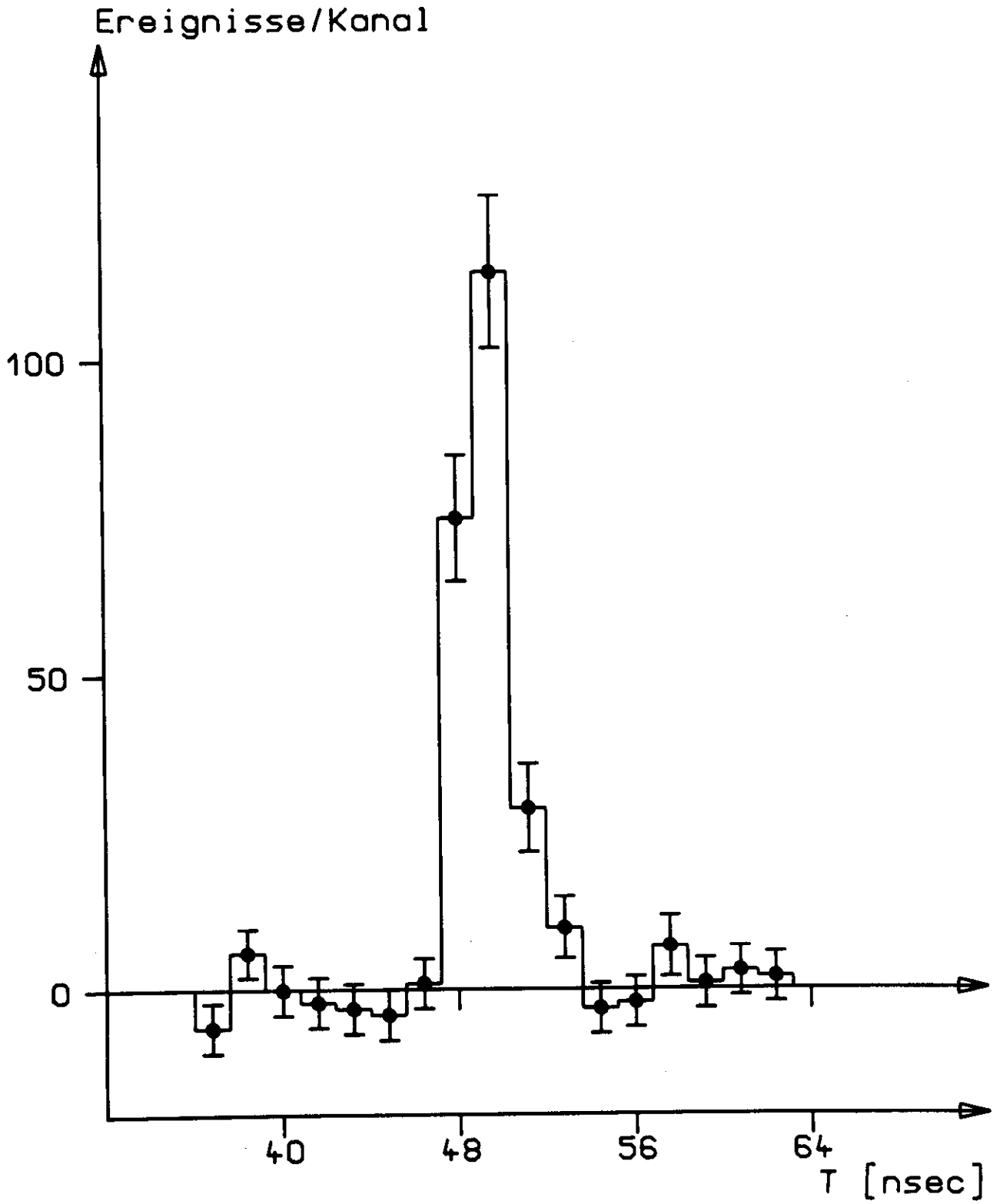


Abb.6.2

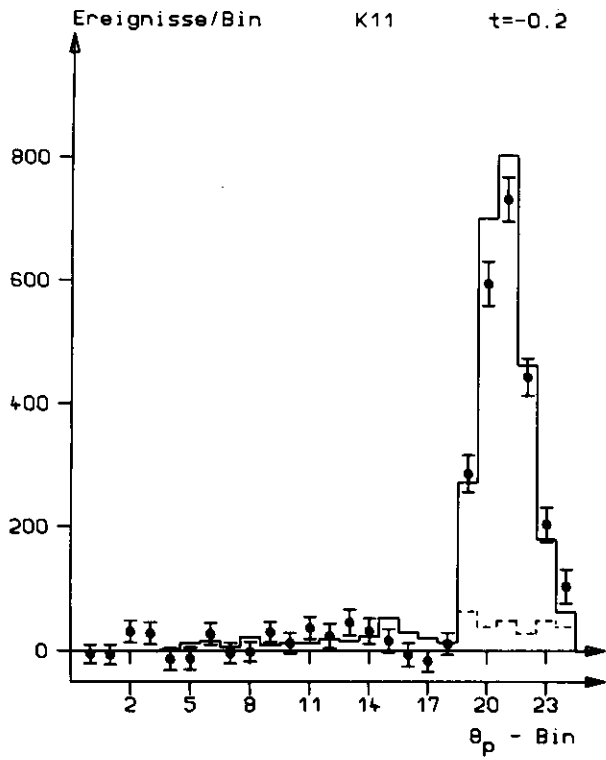


Abb. 6.3

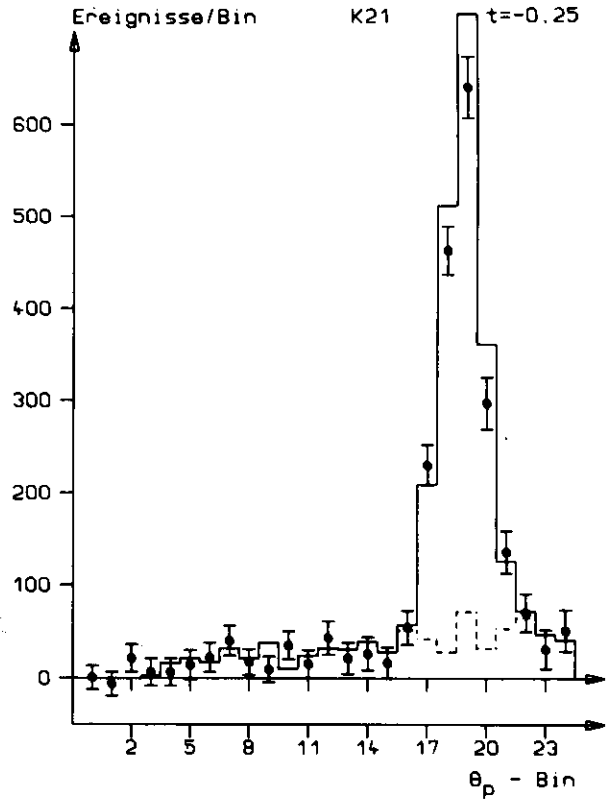


Abb. 6.4

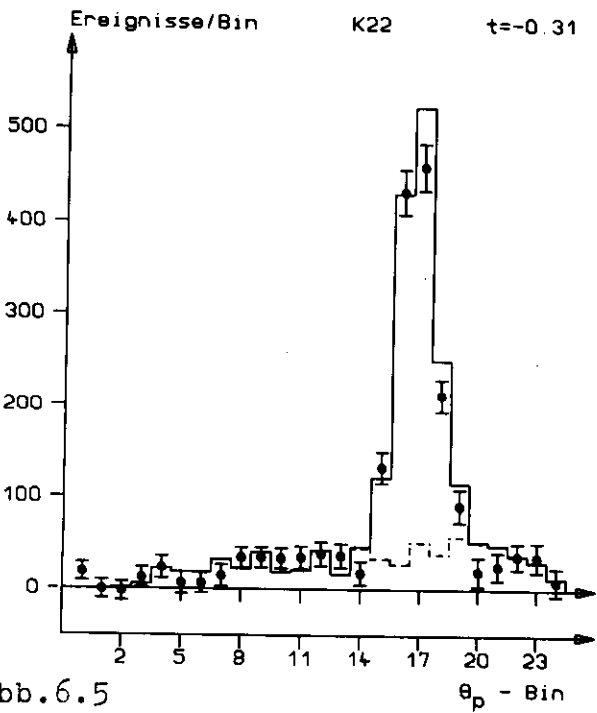


Abb. 6.5

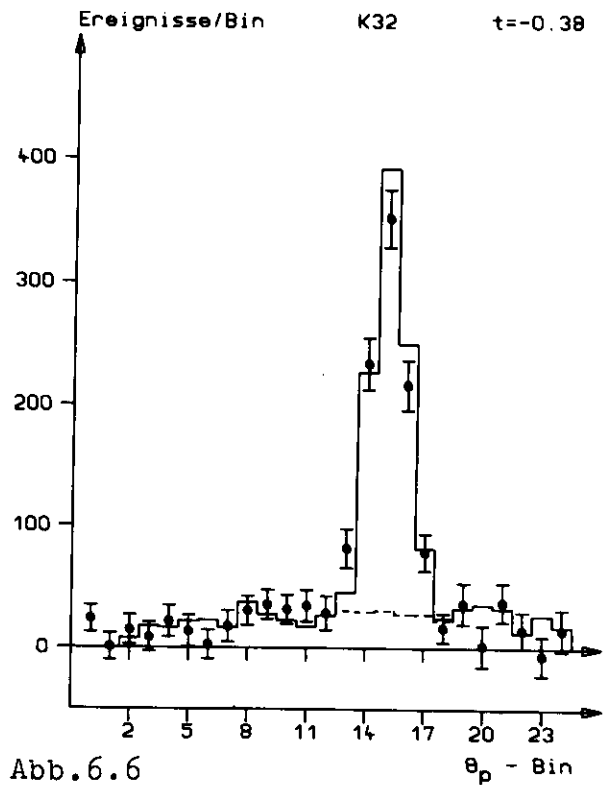


Abb. 6.6

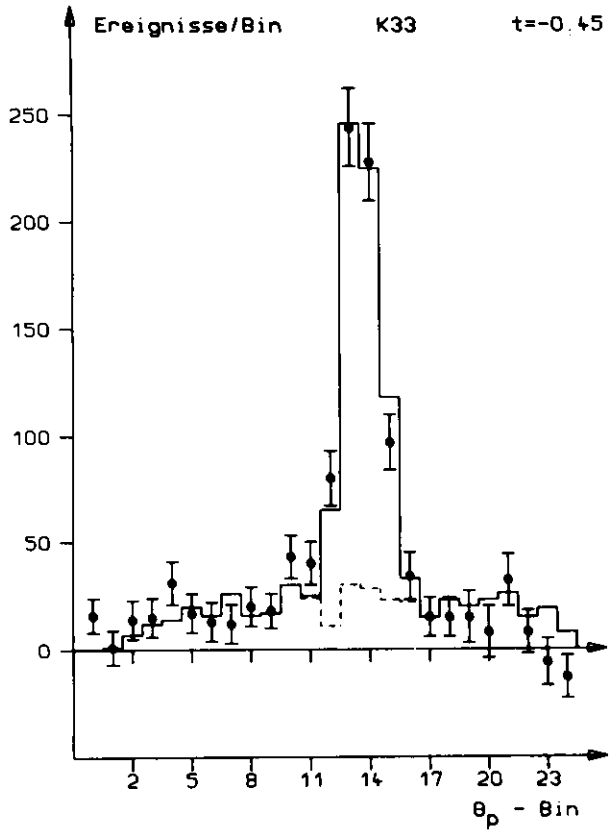


Abb. 6.7

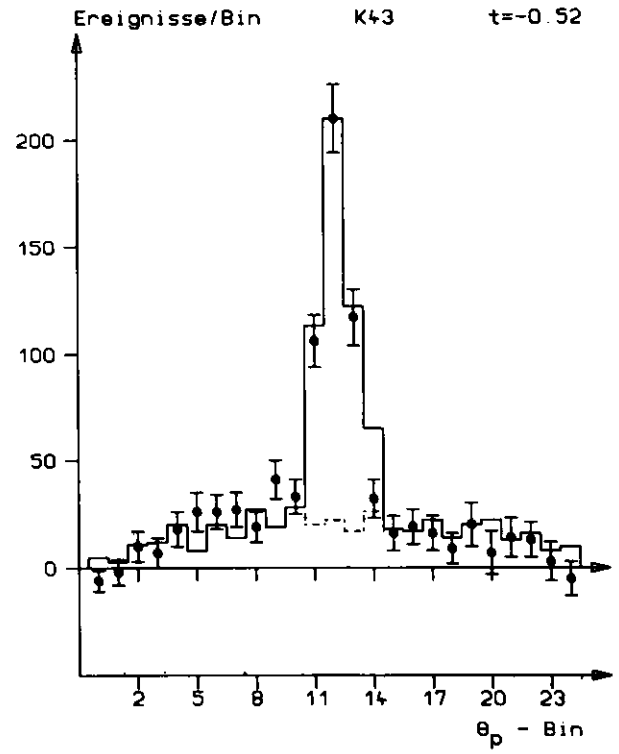


Abb. 6.8

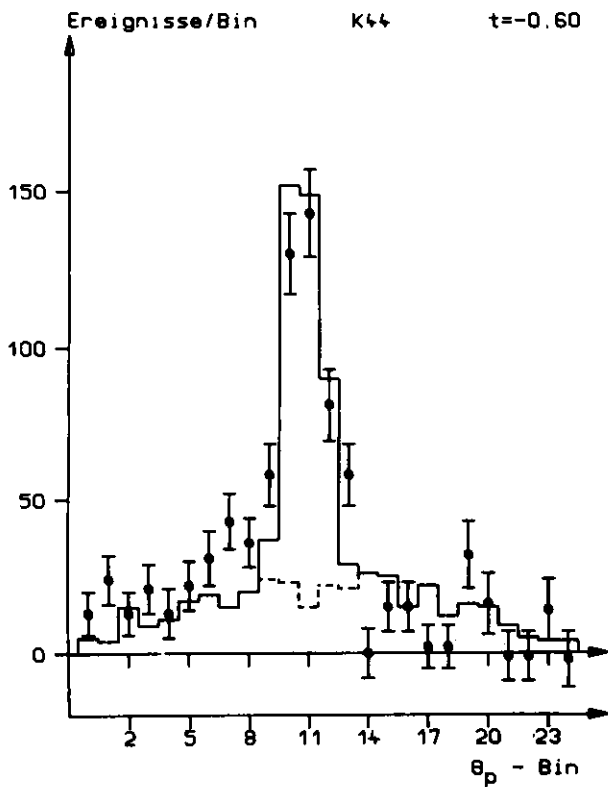


Abb. 6.9

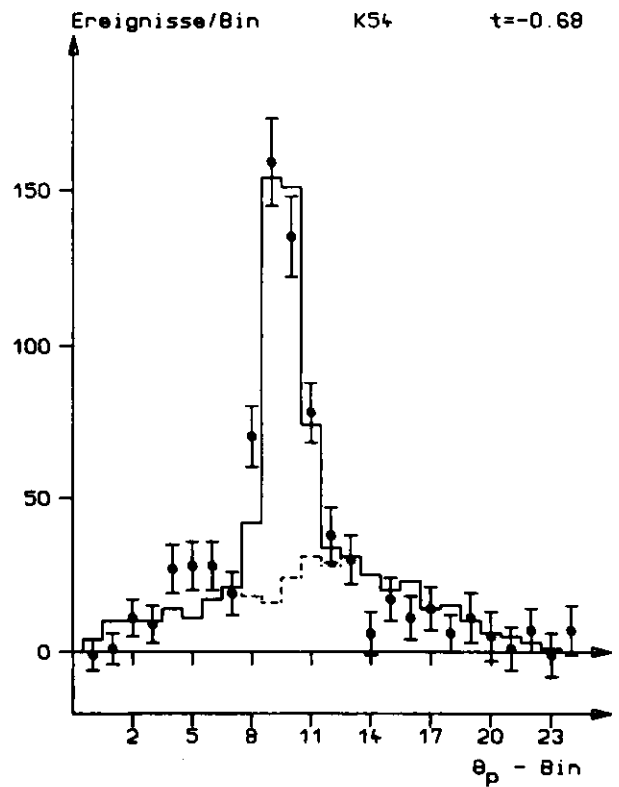


Abb. 6.10

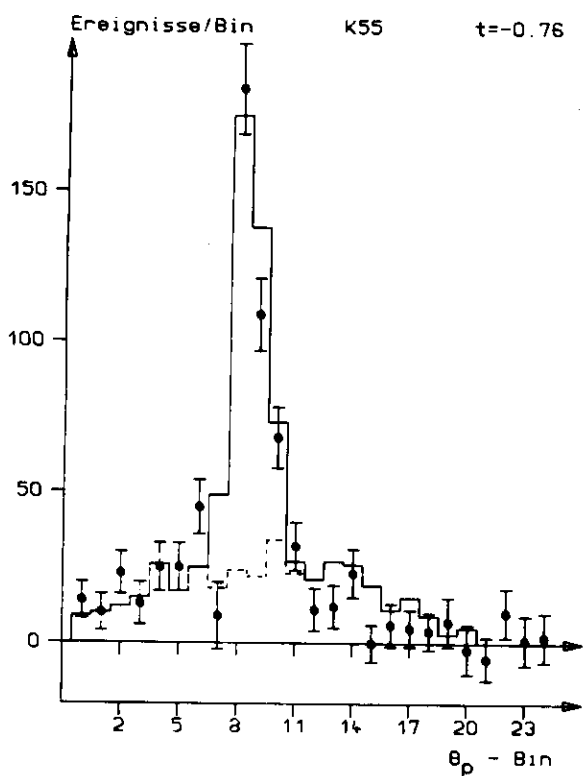


Abb.6.11

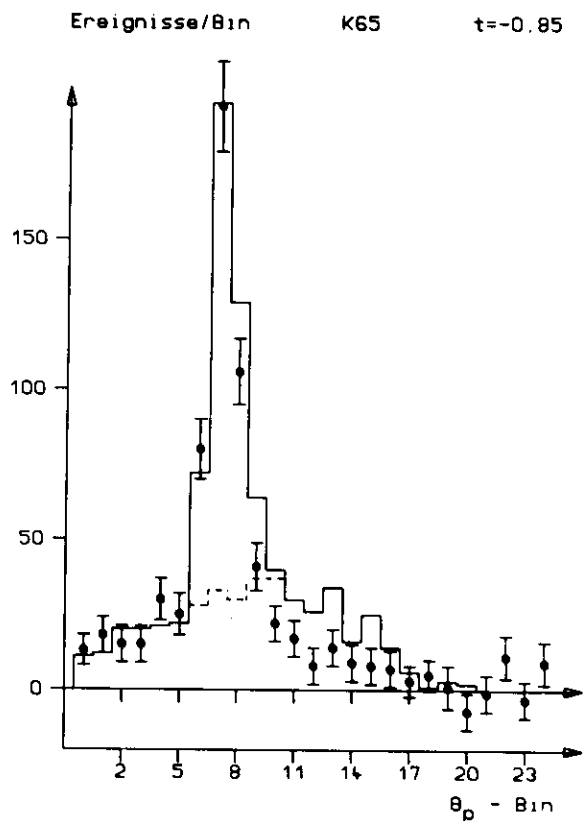


Abb.6.12

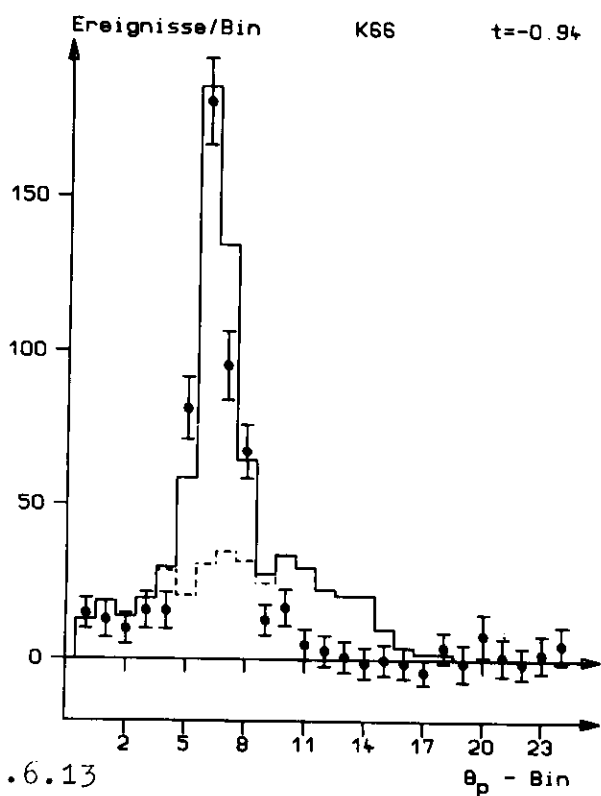


Abb.6.13

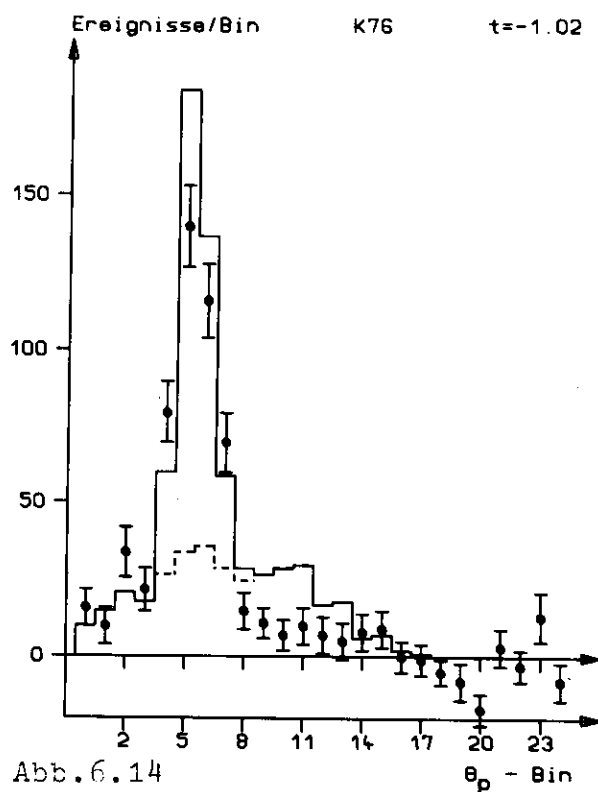


Abb.6.14

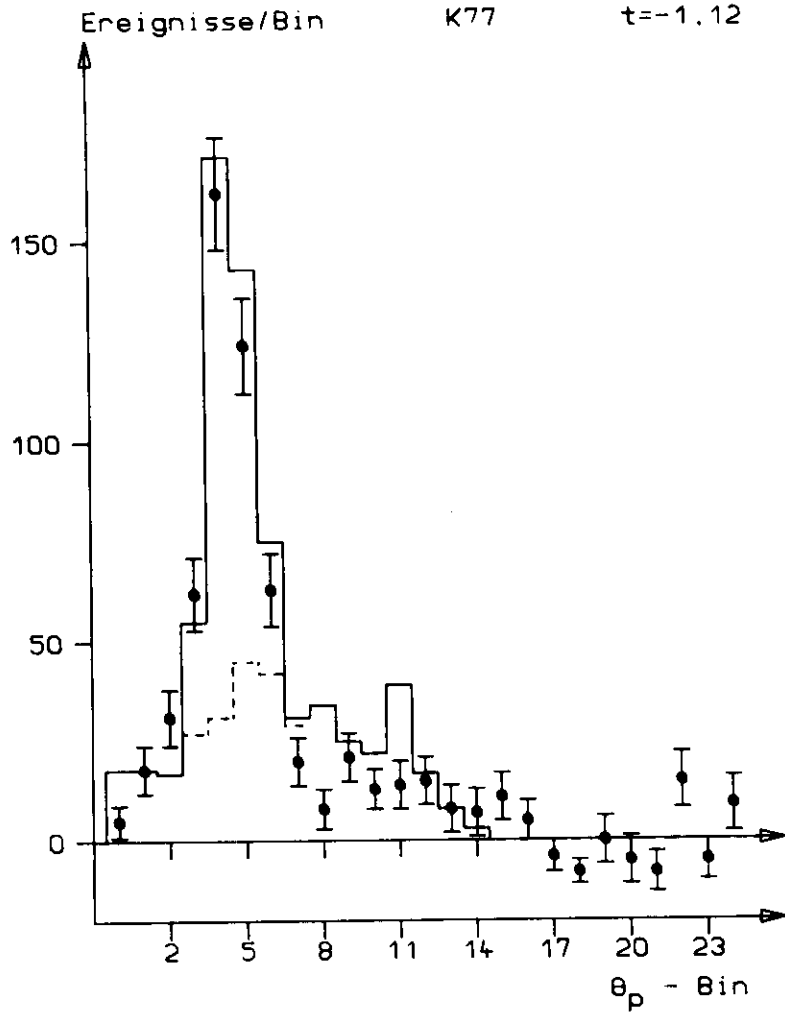


Abb.6.15

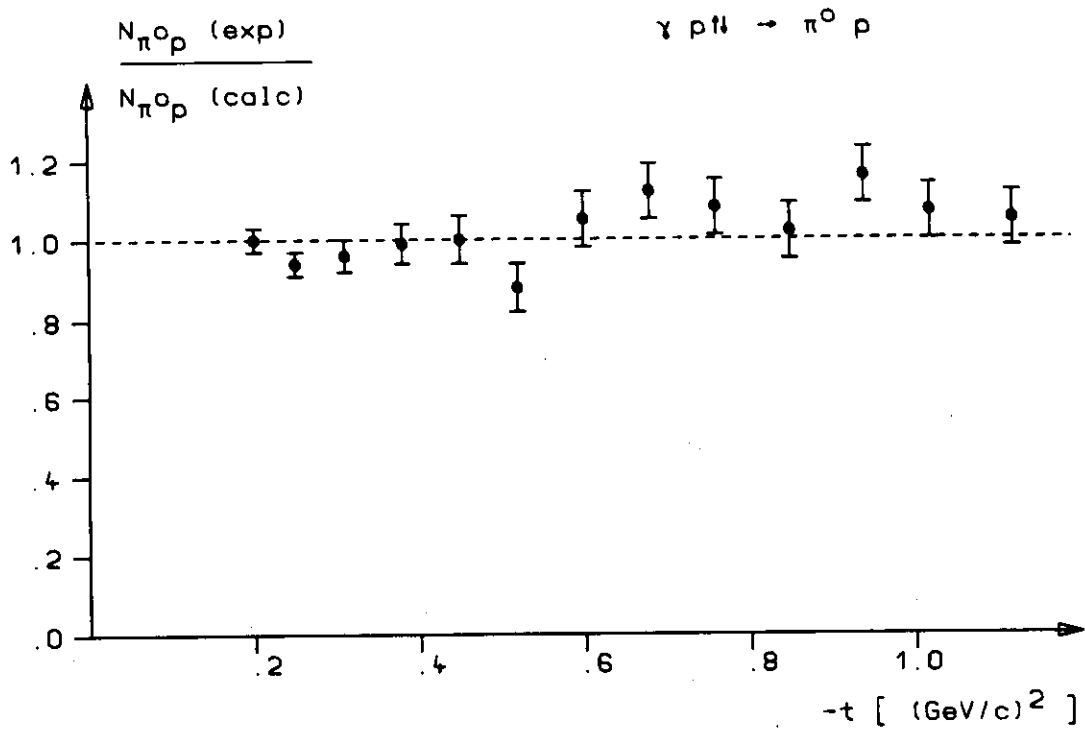


Abb.6.16

Bestimmung (Mey 72) von

$$Z_{\text{eff}} = \frac{d\sigma}{dt} (\gamma A \rightarrow \pi^0 p A') / \frac{d\sigma}{dt} (\gamma p \rightarrow \pi^0 p), \quad (6.3.1)$$

und aus der Targetzusammensetzung folgt, daß die Kohlenstoffkerne 61% und die Sauerstoffkerne 22% der wirksamen Protonen beitragen (Tabelle V). Aus Messungen der quasi-elastischen Elektronenstreuung (Mon 71) kann geschlossen werden, daß eine Fermi-Impulsverteilung mit einer Fermigrenze von 220 MeV/c die Impulsverteilung für Kohlenstoff und auch für Sauerstoff genügend gut wiedergibt.

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt(\gamma p \rightarrow \pi^0 p)$ wurden die Ergebnisse früherer Messungen (Bra 72/1) benutzt.

Die effektive Absorption der Protonen in dem Blei vor dem Hodoskop wurde unter Berücksichtigung der Folgeprodukte von Kernreaktionen nach Mea 69 abgeschätzt: 9% für 3 cm und 4.5% für 1.5 cm.

Vor dem Vergleich der berechneten Pion-Proton-Koinzidenzraten mit den gemessenen Raten wurden die Korrekturen der π^0 -Raten (Kap. 6.1) sowie die Korrekturen für die Nachweiswahrscheinlichkeit im Hodoskop (96.5%) und für Zählverluste durch Multiplizitäten größer 4 (5%) berücksichtigt.

Die berechneten Winkelverteilungen der Protonen stimmen mit den gemessenen gut überein. Zur absoluten Anpassung der Raten dienten zwei Parameter:

1. Der Füllfaktor des Targets, der bei dichtester Kugelpackung maximal 0.74 betragen kann und aus der Pion-Proton-Koinzidenzrate für Reaktion (3.1) ermittelt wurde. Der gefundene Wert von 0.65 ± 0.03 stimmt mit dem Ergebnis von 0.63 ± 0.06 einer unabhängigen, direkten Messung überein. Bei dieser Messung wurde das Volumen einer Targetfüllung aus gefrorenen Kugeln verglichen mit dem Volumen der geschmolzenen und wieder gefrorenen Targetsubstanz.
2. Die effektive Kernladungszahl Z_{eff} für Kohlenstoff wurde

aus den gemessenen Protonenraten von Reaktion (3.3) zu $Z_{\text{eff}} = 2.9 \pm 0.3$ bestimmt. Dieses Ergebnis ist verträglich mit dem von Meyer et al. (Mey 72) angegebenen Wert.

Zur Bestimmung des Untergrundes aus der Reaktion (3.3) in dem kinematisch erlaubten Hodoskopbereich der Rückstoßprotonen von (3.1) wurde die Form des Untergrundes aus der Monte-Carlo Rechnung durch ein Polynom angenähert und dieses Polynom mit einem Skalierungsfaktor an die gemessene Verteilung beiderseits des Θ_p -Bereichs von (3.1) angepaßt. Der daraus resultierende Untergrundbeitrag zur Protonenrate im kinematischen Bereich von Reaktion (3.1) variierte zwischen 8% bei kleinen und 25% bei großen t -Werten.

Unabhängig von diesem Verfahren wurden durch Anpassung eines Polynoms 2. Grades an die Θ_p -Verteilung beiderseits des Θ_p -Bereichs von (3.1) Untergrundbeiträge ermittelt, die mit den Ergebnissen der obigen Methode verträglich waren. Jedoch wird diese Methode umso unsicherer, je weiter das Maximum der Verteilung am Rande des Hodoskops liegt.

Da der Anteil des Untergrundes maximal 25% beträgt, bewirkt eine Unsicherheit von 20% bei seiner Bestimmung einen Fehler von weniger als 7% in der Rate $N_{\pi p}$ der Rückstoßprotonen aus den Reaktionen an den freien Protonen.

Abb. 6.16 zeigt den Verlauf des Quotienten aus den gemessenen $N_{\pi p}^{\text{exp}}$ und den berechneten Protonenraten $N_{\pi p}^{\text{calc}}$ in Abhängigkeit von t . Der Quotient ist mit eins verträglich und zeigt keine signifikante t -Abhängigkeit. Dieser Vergleich bestätigt das Verfahren zur Ermittlung der Protonenrate.

6.4 Bestimmung der Asymmetrie

Um zu vermeiden, daß die Messung der Asymmetrie verfälscht wurde durch langsame, unerkannte Veränderungen apparativer Parameter wurde bei der Datennahme die Polarisationsrichtung alle 4 Stunden gewechselt. Die Intensität des primären

γ -Strahles wurde mit einem Quantameter vom Wilson-Typ integriert und gemessen. Die integrierten Intensitäten waren für beide Polarisationsrichtungen gleich. Bei der Berechnung der mittleren Polarisationen \bar{P}^{\pm} wurden die Polarisationsmessungen mit den Intensitäten I^{\pm} gewichtet:

$$\bar{P}^{\pm} = \int P^{\pm}(t) I^{\pm}(t) dt / \int I^{\pm}(t) dt \quad (6.4.1)$$

(Wobei t die Zeit bedeutet.)

Die Untergrundbeiträge aus Reaktion (3.3) hingen im Rahmen der statistischen Genauigkeit nicht von der Polarisationsrichtung ab, deshalb wurde der Untergrundbeitrag bestimmt aus einer Zusammenfassung der Daten beider Polarisationsrichtungen bei jedem t -Wert.

Da $I^{+} = I^{-}$, ergibt sich für die Asymmetrie (siehe Anhang A3.6):

$$A = (N_{np}^{+} - N_{np}^{-}) / (N_{np}^{+} |\bar{P}^{-}| + N_{np}^{-} |\bar{P}^{+}|) \quad (6.4.2)$$

Die Asymmetriewerte in Abhängigkeit von t sind mit den einfachen statistischen Fehlern in Tabelle VI aufgeführt.

TABELLE IV: Korrekturen der π^0 -Rate

1. Berechnung der geladenen π^0 -Trigger

Anti- zähler	n (MHz)	e (%)
11	2.4	4.5
21	2.1	4.1
12	2.0	4.0
22	2.0	3.7
13	1.7	3.3
23	1.6	2.8
14	1.2	2.4
24	1.2	2.3
15	1.1	2.1
25	1.0	1.8
16	0.8	1.8
26	1.0	1.9
17	0.9	1.7
27	0.8	

n ... momentane Zählrate der Antizähler

e ... berechnete zufällige Koinzidenzwahrscheinlichkeit mit mindestens einem Antizähler. Der Anteil geladener π^0 -Ereignisse ergibt sich aus e und 3% Konversionswahrscheinlichkeit im Antizähler und in der Luft zwischen dem Target und den Cerenkovzählern.

TABELLE IV: Korrekturen der π^0 -Rate

2. Korrekturen für alle Koinzidenzen

a. Konversion der Zerfallsquanten	(%)	(%)
im Targetmaterial	3.5	
Helium	0.09	
Luft	2.02	
Cu, Fe, Al	0.85	
Antizähler	0.5	
	<hr/>	
Summe	6.96	
für beide Quanten		14.
b. Zerfallswahrscheinlichkeit $\pi^0 \rightarrow 2\gamma$: 98.8		1.2
c. Strahlabsorption im Target und der Luft		-5.3
d. Aussortierung durch zufällige ET-Start- oder ET-Stop-Signale (Kap. 5.1)		1.
	Gesamt	<hr/>
		10.9
		=====

TABELLE V

Beiträge der verschiedenen Elemente zu den gebundenen Protonen

Element	A	Rho (g/cm ³)	D _{eff}	Z	S ⁽¹⁾
C + O	74.12	0.9	2.53 ⁽⁴⁾	32 ⁽²⁾	0.54
He	4.0	0.125	1.33	2	0.9
Fe	55.85	7.87	0.02	26	0.4
Cu	63.54	8.96	0.0075	29	0.33
Al	26.98	2.7	0.002	13	0.45
O ⁽³⁾	18	1.0	0.148 ⁽⁵⁾	8	0.54

(1) Füllfaktor: 0.655

(2) $Z = 4 \cdot 6 + 8$ entsprechend C₄H₆OH

(3) Sauerstoff der 5% H₂O Beimischung

(4) Abschattungsfaktor nach Mey 72

(5) $D_{eff} = 2.53 \cdot 0.05 / (0.95 \cdot 0.9)$

Element	Z ^{2/3}	Z · S	E ⁽⁶⁾	E · Z · S	E · Z
C + O	17.2	17.3	3.07	0.530	0.528
He	1.59	1.8	4.16	0.075	0.066
Fe	8.78	10.4	0.28	0.029	0.025
Cu	9.44	9.57	0.11	0.011	0.010
Al	5.53	5.85	0.02	0.001	0.001
O	4.	4.32	0.82	0.036	0.033
			Summe	0.682 ⁽⁷⁾	0.663

(6) $E = \text{Rho } D_{eff} / A \cdot 10$ (g/cm³mol)

(7) für die freien Protonen gilt: $E \cdot Z \cdot S = 0.31$

TABELLE VI:

Asymmetrie A bei $\bar{k} = 4.0 \text{ GeV}$

$-t$ (GeV/c) ²	A \pm ΔA ⁽¹⁾
0.20	0.02 \pm 0.10
0.25	0.00 \pm 0.11
0.31	0.03 \pm 0.12
0.38	-0.08 \pm 0.15
0.45	-0.44 \pm 0.17
0.52	-0.34 \pm 0.18
0.60	-0.47 \pm 0.22
0.68	-0.40 \pm 0.19
0.76	-0.44 \pm 0.22
0.85	-0.67 \pm 0.20
0.94	-0.42 \pm 0.18
1.02	-0.48 \pm 0.19
1.12	-0.25 \pm 0.21

(1) einfacher statistischer Fehler

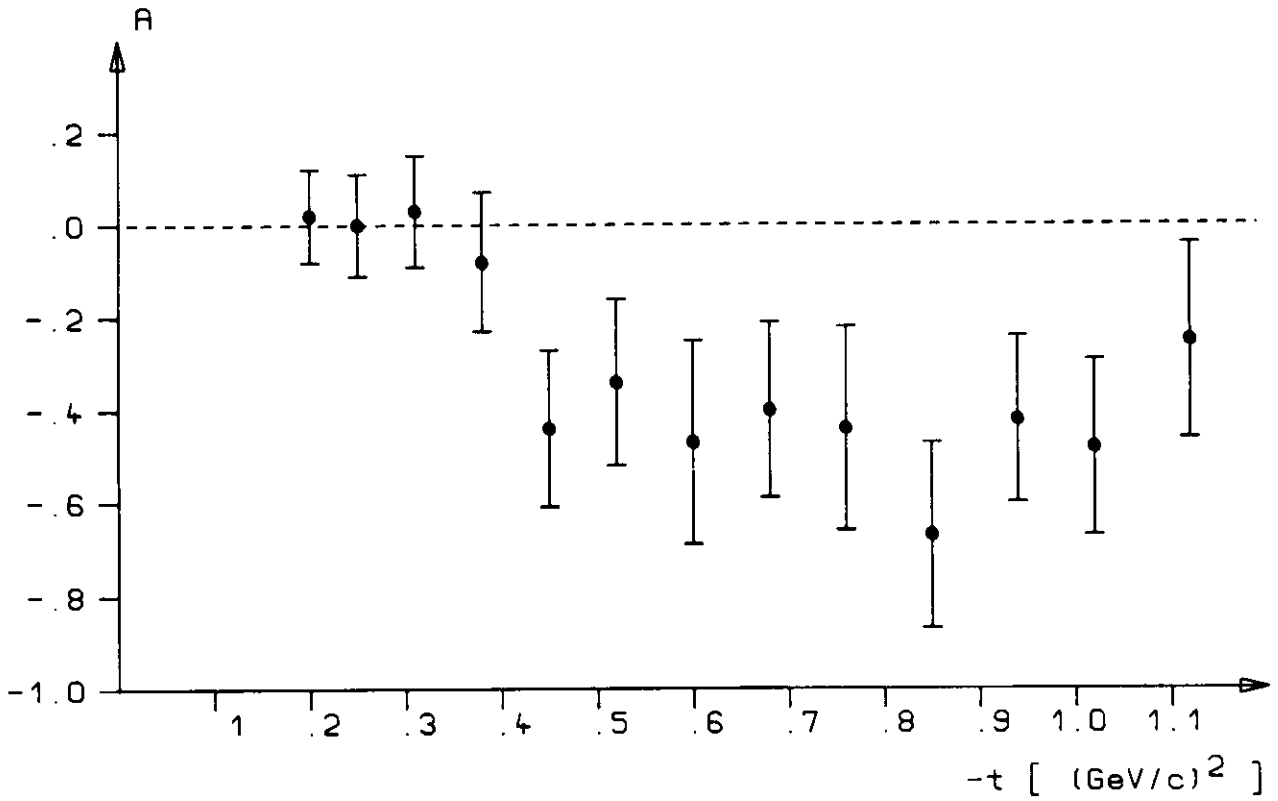


Abb.7.1

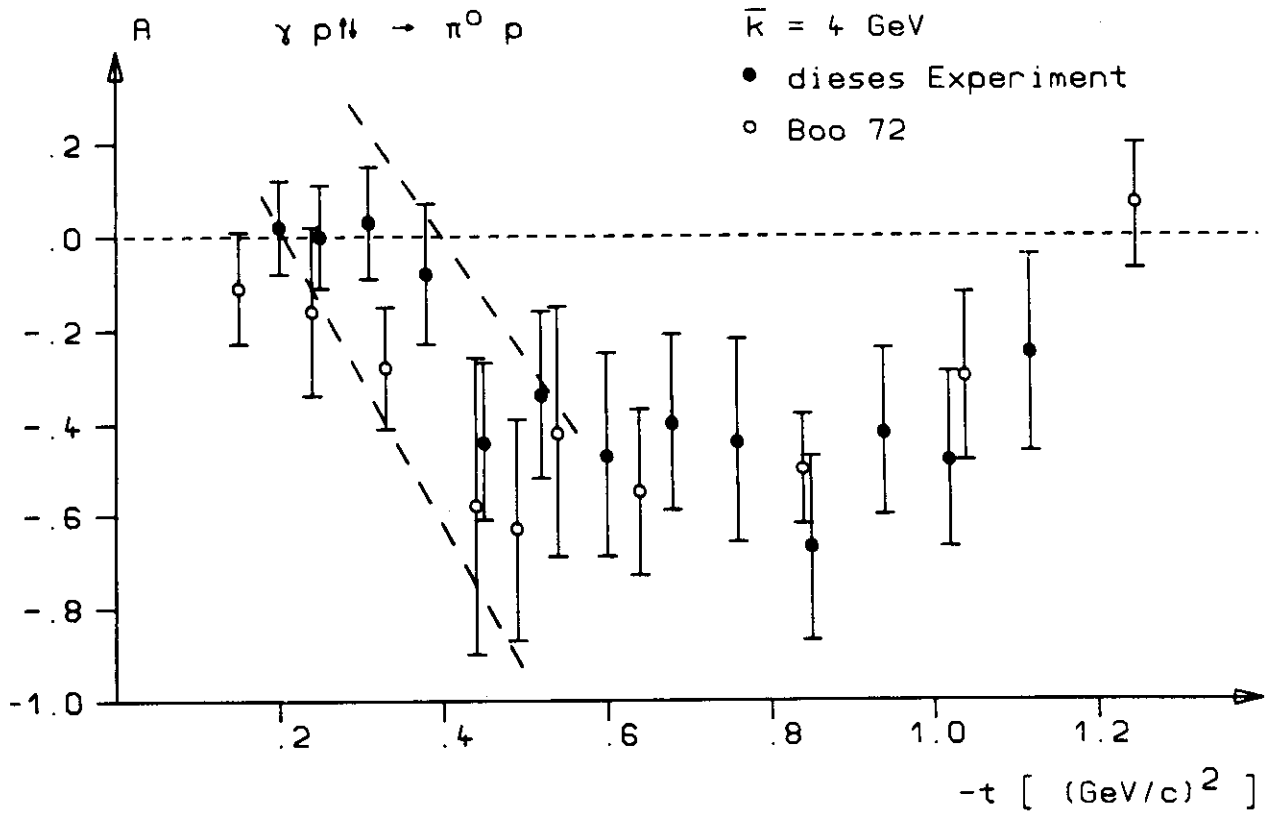


Abb.7.2

7. DISKUSSION DER ERGEBNISSE

Die Abb. 7.1 zeigt die in diesem Experiment gemessene Asymmetrie A bei 4 GeV als Funktion des invarianten Viererimpulsübertrages t . Die angegebenen Fehler sind die einfachen statistischen Fehler, wie sie auch in Tabelle VI aufgeführt sind.

Zusätzlich ergibt sich ein systematischer Fehler von $\Delta A/A = 7\%$, der die Unsicherheit in der Polarisationsmessung von $\Delta P/P = 5\%$ und in der Subtraktion des Untergrundes aus den Reaktionen an den gebundenen Protonen von $\Delta (N_{\pi p}^+ + N_{\pi p}^-) / (N_{\pi p}^+ + N_{\pi p}^-) = 5\%$ berücksichtigt.

Abb. 7.2 zeigt einen Vergleich dieser Ergebnisse mit den im selben kinematischen Bereich vorliegenden Ergebnissen eines Experimentes bei NINA (Boo 72). In dem NINA-Experiment wurden Impuls und Richtung der Rückstoßprotonen in einem magnetischen Spektrometer gemessen und die Zerfallsquanten der Pionen in zwei Cerenkovzählerhodoskopen nachgewiesen. Auch die Methode der Subtraktion des Untergrundes und das Auswerteverfahren unterschieden sich von dem in diesem Experiment benutzten Methoden. Es ist deshalb befriedigend, daß beide Datensätze für $|t| > 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ gut übereinstimmen. Im Bereich $|t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ liegen die NINA-Werte allerdings systematisch tiefer, ohne jedoch mit den Ergebnissen dieses Experimentes unverträglich zu sein.

Für die t -Abhängigkeit der Asymmetrie ergibt sich damit folgender Verlauf: Im Bereich $|t| < 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ ist die Asymmetrie mit Null verträglich. Zwischen $t = -0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ und $t = -0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ fällt sie auf -0.5 ab und bleibt konstant bis $t = -1.0 \text{ (GeV/c)}^2$. Sie steigt dann an und ist bei $t = -1.2 \text{ (GeV/c)}^2$ wieder mit Null verträglich.

Um die gemessene Targetasymmetrie zu überprüfen, können die vorliegenden experimentellen Werte der Polarisation P der

Rückstoßprotonen und der Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen Σ herangezogen werden (Gol 73). Denn aus der Differenz von Gleichung (1.5) und (1.6) resultiert nach Betragsbildung

$$|A - P| \leq (4/D) \cdot |H_-| \cdot |\phi_-|$$

und aus Gleichung (1.4) folgt

$$1 - \Sigma = (2/D) (|H_-|^2 + |\phi_-|^2)$$

Beide Gleichungen, kombiniert mit der Beziehung $2 |H_-| |\phi_-| < |H_-|^2 + |\phi_-|^2$, ergeben die Relation

$$|A - P| \leq 1 - \Sigma \quad (7.1)$$

Aus dieser Beziehung lassen sich mit den Werten von P (Deu 72, Sch 72, siehe Abb. 7.3) und von Σ (And 71, siehe auch Abb. 7.4) Grenzen für A angeben. Diese sind in Abb. 7.2 durch zwei gestrichelte Geraden dargestellt. Die in diesem Experiment gemessenen Asymmetriewerte verletzen diese Grenzen nicht.

Aus den Formeln (1.1) bis (1.6) folgt weiterhin, daß $A = P$ gilt, wenn $H_- = 0$ ist. Dies wird in den meisten Reggemodelle angenommen, da noch kein Teilchen mit $C = -1$ und $I^G = 1+$ bekannt ist, dessen Austausch zu H_- beitragen könnte. Abb. 7.3 zeigt einen Vergleich zwischen A und P. Für $|t| < 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ wird die Beziehung $A = P$ bestätigt. In einem Bereich um $t = -0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ dagegen zeigt sich eine unverstandene systematische Abweichung. Zwar wurden die benutzten Werte für P bei mittleren Photonenenergien zwischen 4 GeV (bei $t = -0.2 \text{ (GeV/c)}^2$) und 5.2 GeV (für $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$) gemessen, jedoch wird theoretisch keine starke Energieabhängigkeit erwartet und deshalb nicht angenommen, daß diese Abweichung darauf zurückzuführen ist.

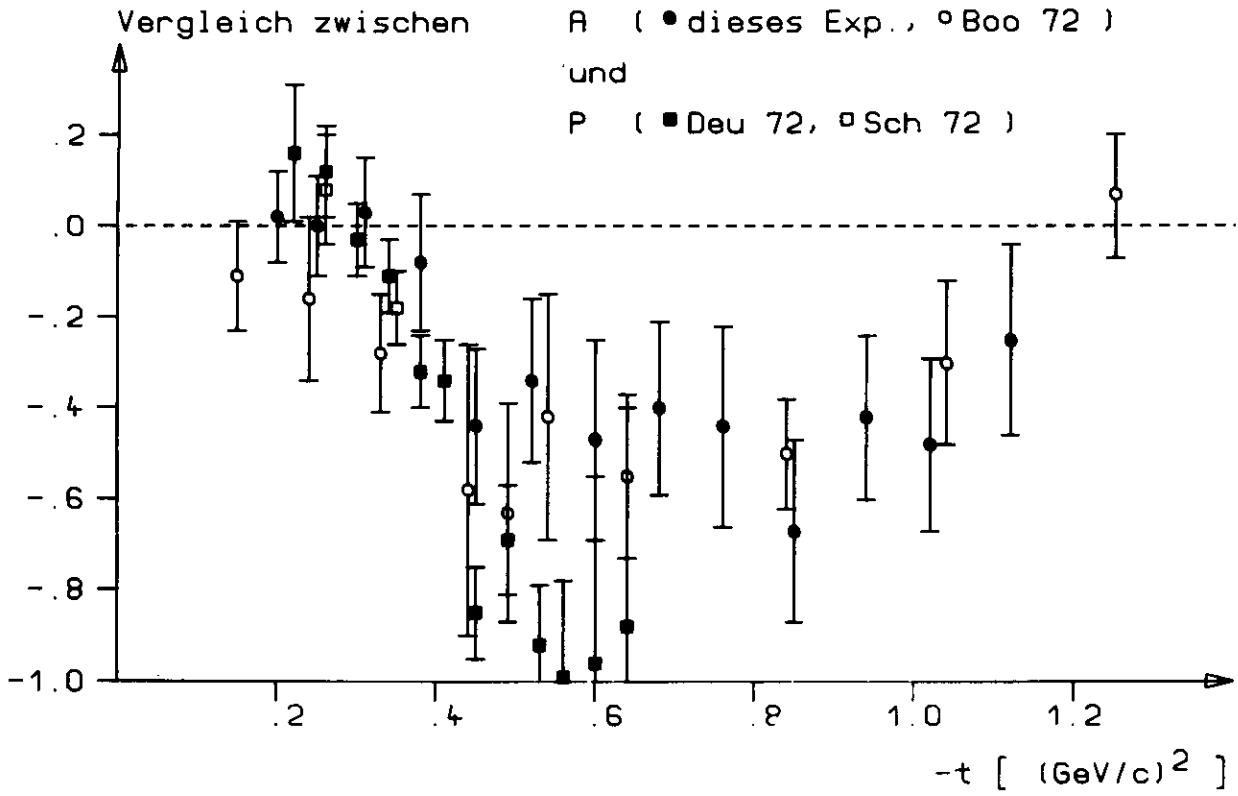


Abb.7.3

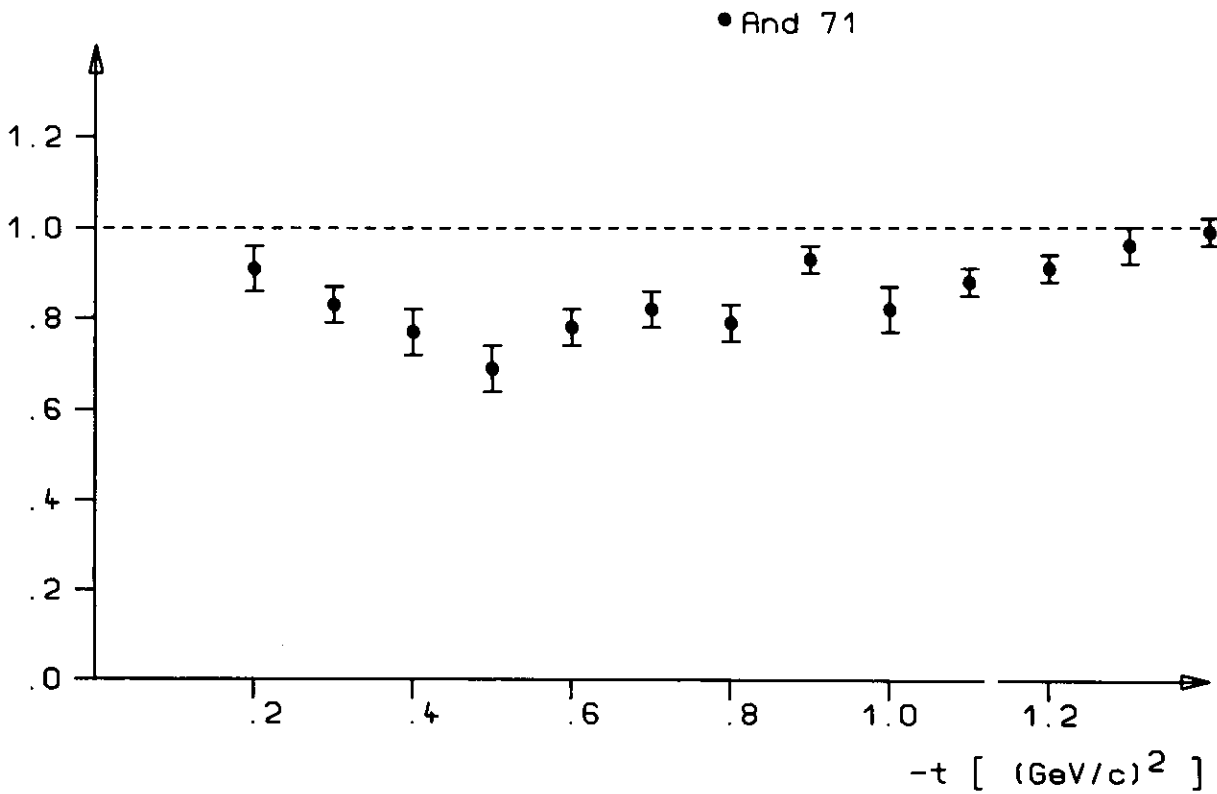


Abb.7.4

Für einen Vergleich mit theoretischen Aussagen über den Verlauf der Targetasymmetrie als Funktion von t können im wesentlichen nur Reggemodelle herangezogen werden.

Diese Modelle unterscheiden sich in der Weise, wie sie das Auftreten von Minima in der t -Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte zu erklären versuchen. In einer groben Klassifizierung können zwei Ansätze unterschieden werden: das Michigan Modell (MM) und das Argonne Modell (AM).

Im MM werden die Strukturen der Wirkungsquerschnitte durch destruktive Interferenz zwischen Pol- und Schnittbeiträgen zu den Amplituden erzeugt. Das erfordert große Schnittbeiträge im Gegensatz zum AM, das die Minima in den Wirkungsquerschnitten durch 'nonsense wrong signature zeros' (NWSZ) beschreibt und entsprechend schwächere Schnittbeiträge benötigt.

Abb. 7.5 zeigt die Vorhersagen für die Asymmetrie bei 6 GeV von Kramer (Kra 71) und Worden (Wor 71) sowie die beiden Kurven von Gault et al. (Gau 71) für die Vorhersagen des Michigan Modells (MM) und des Argonne Modells (AM). Die Kurve von Collins et al. (Col 73) ist keine Vorhersage sondern ein Fit eines Eikonalmodells mit starken Schnittbeiträgen an die vorliegenden Daten.

Der Vergleich der Modellaussagen mit den gemessenen Daten (Abb. 7.6) zeigt, daß die Modelle die Asymmetrie qualitativ richtig wiedergeben.

Neuere Ansätze unter Erweiterung von Harari's 'dual absorption model' (DAM) (Har 71) mit Hilfe von 'fixed t ' Dispersionsrelationen und von Phasenanalysedaten aus dem Energiebereich < 2.5 GeV (Dualität) zeigen ähnliche qualitative Übereinstimmung mit den Daten (Bar 73, Sal 73).

Der Vergleich mit den Modellaussagen bleibt unbefriedigend, so lange nicht die Amplituden vollständig und genau bestimmt sind. So sind die in diesem Experiment durchgeführten Messungen als ein Beitrag auf dem Wege zu einer vollständigen Amplitudenbestimmung aufzufassen.

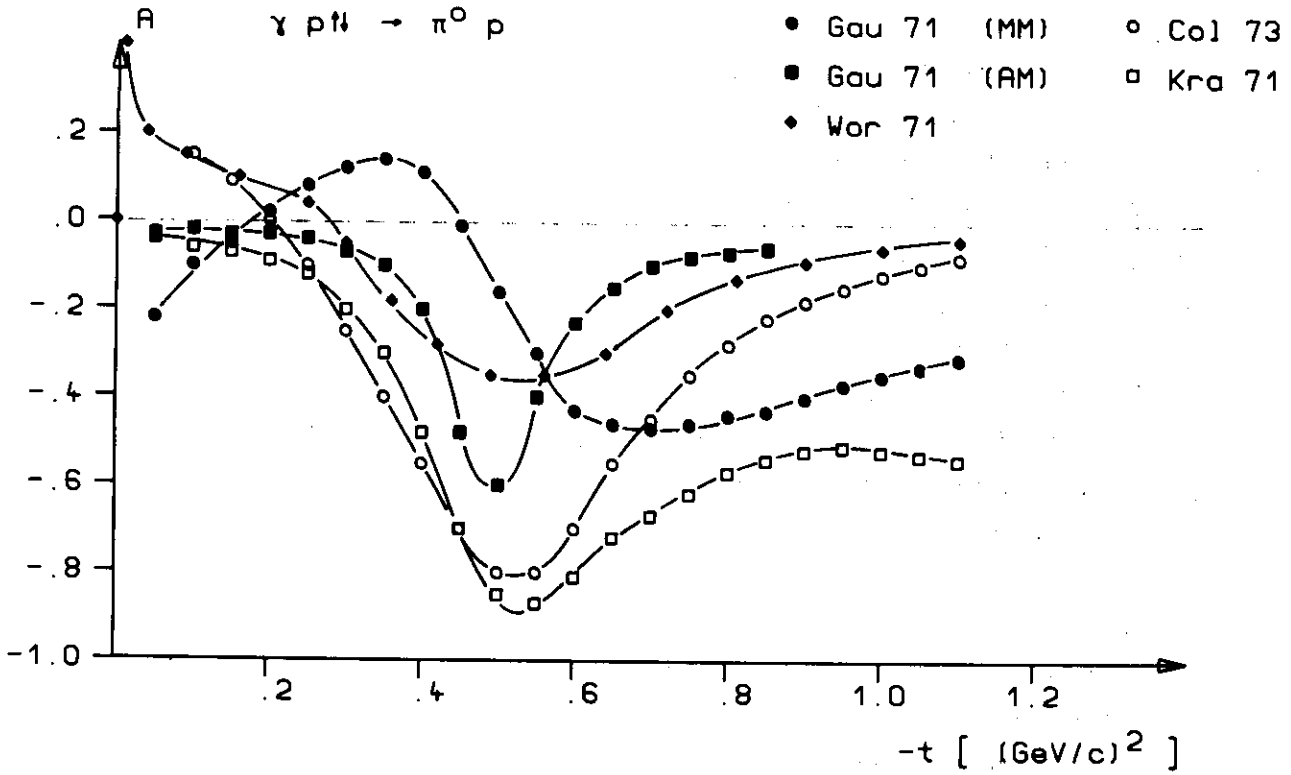


Abb.7.5

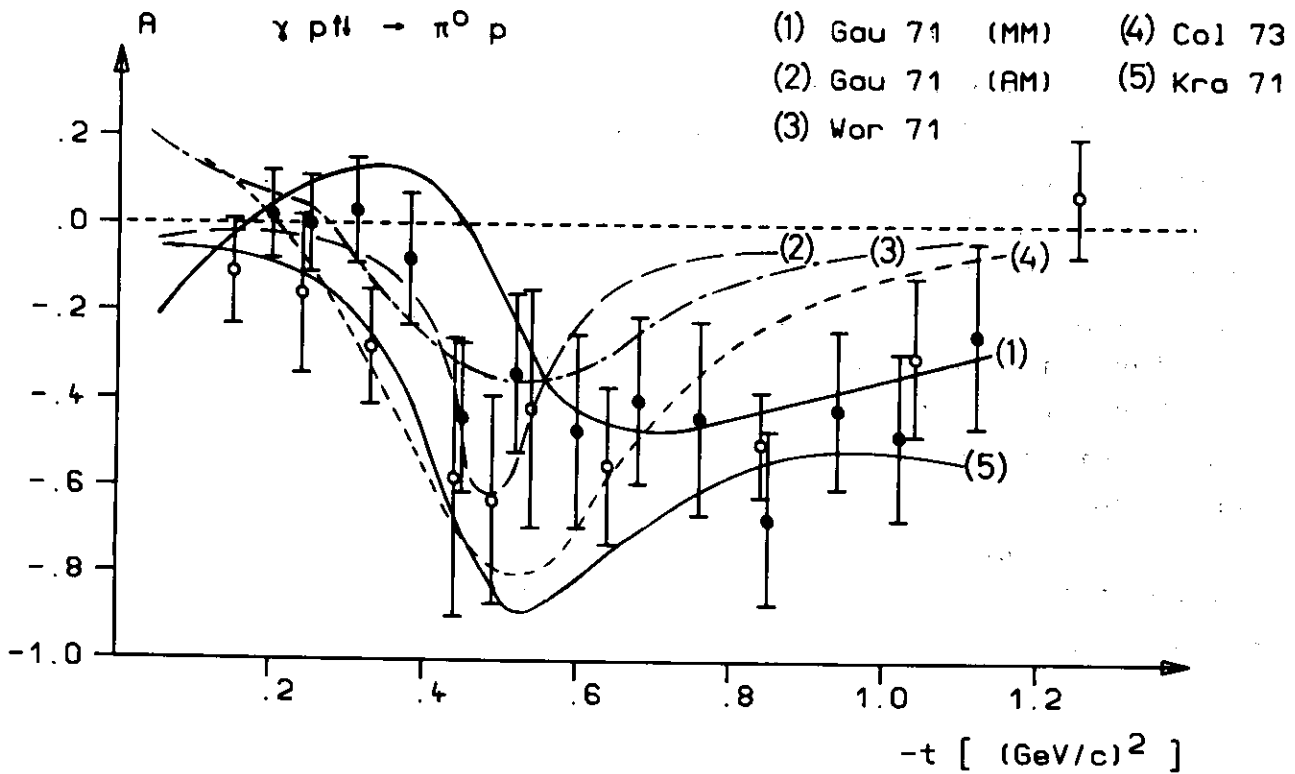


Abb.7.6

8. ZUSAMMENFASSUNG

In dieser Arbeit wird eine Messung der Targetasymmetrie A der Photoproduktion neutraler Pionen an Protonen bei 4 GeV in einem t -Bereich von -0.2 (GeV/c)^2 bis -1.1 (GeV/c)^2 in Schritten von ungefähr 0.08 (GeV/c)^2 beschrieben. Dabei wurden π^0 -Mesonen und Protonen in Koinzidenz nachgewiesen.

Die Asymmetrie ist im Bereich $|t| \leq 0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ mit Null verträglich. Zwischen $t = -0.3 \text{ (GeV/c)}^2$ und $t = -0.5 \text{ (GeV/c)}^2$ fällt sie auf -0.5 ab und bleibt annähernd konstant bis sie bei $t = -1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ wieder ansteigt.

Der Verlauf ist qualitativ in Übereinstimmung mit den theoretischen Vorstellungen. Dies zeigte ein Vergleich mit den Vorhersagen verschiedener Reggemodelle. Der Vergleich mit den vorliegenden Daten über die Polarisation P der Rückstoßprotonen bei Energien zwischen 3 und 7 GeV ergab, daß im Bereich $|t| \leq 0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ $A = P$ ist.

A N H A N G
=====

A1. TARGET

A1.1 Polarisationsprinzip

Die Polarisation P in z-Richtung der Teilchen mit dem Spin \vec{S} in einer Probe ist definiert durch

$$P = \langle s_z \rangle / |\vec{S}| \quad (\text{A1.1.1})$$

Im folgenden wird angenommen, daß die Teilchen den Spin 1/2 haben. Daraus folgt

$$P = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-) , \quad (\text{A1.1.2})$$

wenn N_+ (N_-) die Anzahl der Teilchen mit $s = +1/2$ ($-1/2$) darstellt.

Befindet sich die Probe in einem Magnetfeld \vec{H} (in z-Richtung) und tragen die Teilchen das magnetische Moment $\vec{\mu} \sim \vec{S}$ so gilt aufgrund der Boltzmann-Statistik bei der Temperatur T

$$P = \tanh (\vec{\mu} \cdot \vec{H} / kT) \quad (\text{A1.1.3})$$

Damit erhält man bei $H = 25$ kG und $T = 1$ K für Elektronen eine statische Polarisation

$$P_e = -93\% \quad (\text{A1.1.4})$$

($\vec{\mu}_e = \mu_B \cdot g_e \cdot \vec{S}$, $\mu_B \dots$ Bohrsches Magneton, $g_e = -2.0$, $s = 1/2$)
und für Protonen

$$P_p = 0.25\% \quad (\text{A1.1.5})$$

($\vec{\mu}_p = \mu_K \cdot g_p \cdot \vec{S}$, $\mu_K \dots$ Kernmagneton, $g_p = 5.58$, $s = 1/2$)

Die unter diesen Bedingungen allein durch Anlegen eines statischen Magnetfeldes ('brute force method') erreichte Protonenpolarisation ist somit zu klein für ein Streuexperiment.

Das Prinzip der dynamischen Polarisierung (Ove 53, Abr 58) ist die Übertragung der hohen Polarisierung freier Elektronen auf Protonen.

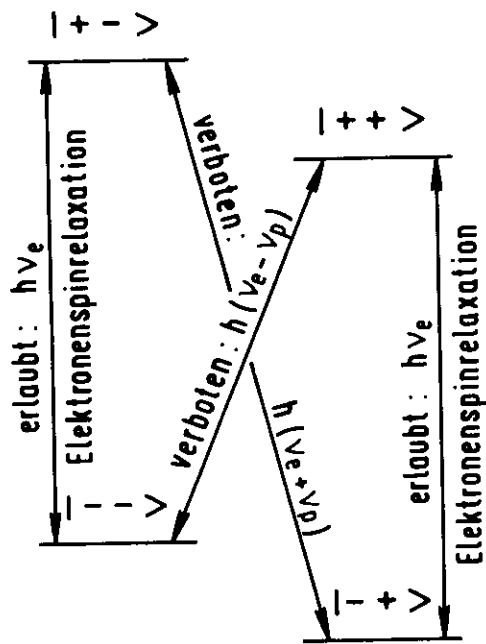
In die dielektrischen Kristalle des gefrorenen Butanols müssen (quasi)freie Elektronen durch Dotierung mit paramagnetischen Porphyrinradikalen eingebaut werden. Die Elektronenpolarisierung wird auf die freien, d. h. nicht in Kernen gebundenen Protonen der Wasserstoffatome des Butanolmoleküls übertragen.

Die Übertragung geschieht durch Anregung verbotener Übergänge mit magnetischen Wechselfeldern senkrecht zum Magnetfeld \vec{H} . Diese Einstrahlung bewirkt eine Umorientierung benachbarter, durch dipolare Wechselwirkung gekoppelter Spins der paramagnetischen Zentren S und der freien Protonen I, so daß gilt $\Delta(S+I) = 0$ bzw. 2 je nach gewählter Frequenz (Abb. A1.1). Damit haben die beiden Niveaus, zwischen denen die Übergänge stattfinden, gleiche Besetzung und tragen trotz entgegengesetzter Protonenspinrichtungen nicht zur Polarisierung bei.

Die auf den Anregungsprozeß folgenden Übergänge mit $\Delta S = -1$ der Elektronenspinrelaxation erfolgen rasch (Relaxationszeit: < 10 msec). Sie bestimmen die Besetzungen von Niveaus mit entgegengesetzten Protonenspins. Der Unterschied zwischen diesen Besetzungen bewirkt die Polarisierung. Er wird gemäß der Boltzmann-Statistik bestimmt durch die Energiedifferenz der Elektronenniveaus. Denn die Relaxationszeiten der Konkurrenzprozesse zur Elektronenspinrelaxation sind groß: Wechselwirkungen mit dem Kristallgitter, die die verbotenen Übergänge induzieren oder die Protonenspins umklappen, geschehen selten ($< 1 \text{ sec}^{-1}$). Trotzdem bewirken diese Prozesse, daß die hohe Elektronenpolarisierung nicht vollständig auf die Protonen übertragen werden kann (Bor68).

Eine wichtige Voraussetzung für die dynamische Polarisierung ist die rasche Diffusion der Ausrichtung der Protonenspins I durch die ganze Probe. Dies beruht auf dem Spinaustausch benachbarter Protonen, der durch die dipolare Wechselwirkung der Protonenspins bewirkt wird (10^4 Übergänge pro sec).

Elektron - Proton Spinsystem



$\frac{e^{-h\nu_e/kT}}{1}$	$\frac{1}{e^{-h\nu_e/kT}}$
Bei Sättigung des Überganges	
$h(\nu_e - \nu_p)$	$h(\nu_e + \nu_p)$
$\frac{1}{e^{+h\nu_e/kT}}$	$\frac{e^{+h\nu_e/kT}}{1}$

Termschema

relative Besetzung der Niveaus

Abb. A1.1

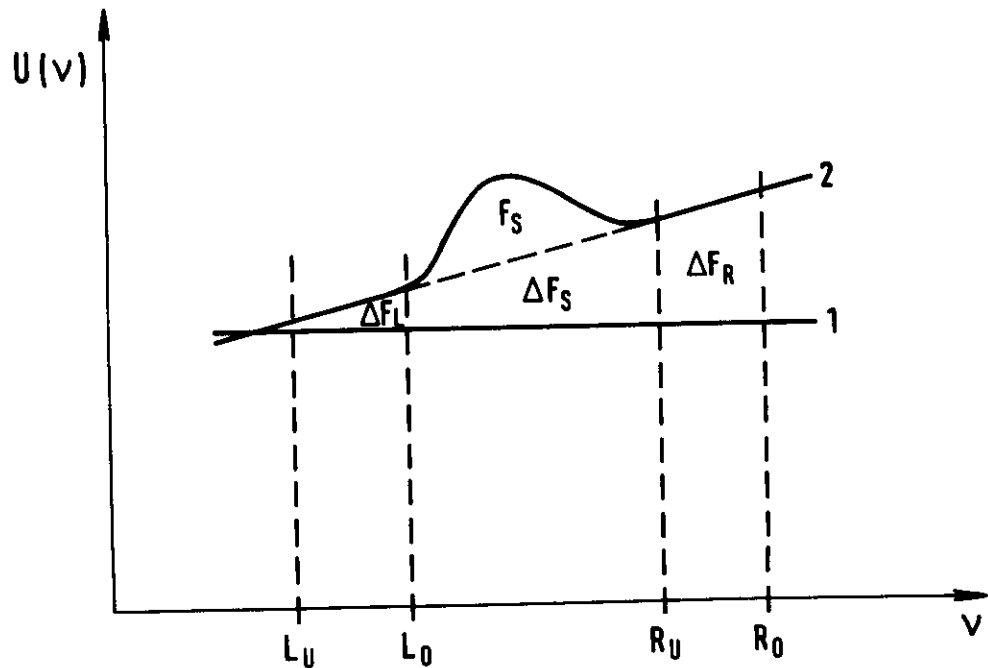


Abb. A1.2

Die Folge der Übergänge in Abb. A1.1 macht deutlich, daß für einen Wechsel der Polarisationsrichtung nur die Frequenz der eingestrahlten Wechselfelder geändert zu werden braucht.

Allerdings gibt der hier geschilderte Polarisationsmechanismus, der sogenannte Festkörpereffekt ('solid state effect'), nur dann eine einigermaßen zutreffende Beschreibung des Polarisationsprinzips, wenn die Resonanzlinie für die Anregung der verbotenen Übergänge schmal ist, verglichen mit der Frequenz $\nu_p = -2\vec{\mu}_p \vec{H}/h$. Dies ist jedoch beim Butanol nicht der Fall. Zur Erklärung des Polarisationsmechanismus werden daher zusätzlich die DONKEY-Effekte herangezogen (Bor 68).

A1.2 Messung der Polarisation

Die Polarisation wird mit einer Kernresonanz (NMR)-Methode gemessen: Das polarisierte Target befindet sich in dem statischen Magnetfeld \vec{H} und einer Spule eines Resonanzkreises, der auf die Frequenz ν_p abgestimmt ist. Dieser wird durch einen frequenzmodulierten Oszillator angeregt. Die Modulation ist linear und überstreicht einen Frequenzbereich, der die Resonanzfrequenz umfaßt und breiter als die Resonanzlinie ist. In der Nähe der Resonanzfrequenz werden die Protonenspins zum Umklappen veranlaßt. Je nach Besetzung der Niveaus, d.h. je nach Polarisationsrichtung, wird durch diese Übergänge dem Schwingkreis entweder Energie entzogen oder an ihn abgegeben. Der Imaginärteil $\chi''(t)$ der Suszeptibilität $\chi(\nu(t)) = \chi'(t) - i\chi''(t)$ ist proportional der zeitlichen Änderung dieser Energie (Kop 56) und damit proportional der Differenz $N_+ - N_-$ der Besetzungszahlen. Bei Berücksichtigung der endlichen Resonanzbreite $\Delta\nu_p$ (inhomogenes Magnetfeld, natürliche Linienbreite) folgt aus Gl. (A1.1.2)

$$P \sim \int_{\Delta\nu_p} \chi'(\nu) d\nu. \quad (A1.2.1)$$

Da der von $\chi'(\nu)$ linear abhängende Teil des Blindwiderstandes unter- und oberhalb der Resonanz verschiedene

Vorzeichen hat und $\Delta \nu_p$ klein ist, kann in guter Näherung die Polarisation durch die Impedanz $z(\nu)$ des Kreises angegeben werden (Pet 68):

$$P = \alpha \int_{\Delta \nu_p} (|z(\nu)| - |z_0(\nu)|) d\nu \quad (\text{A1.2.2})$$

Die Impedanz $z(\nu)$ wird durch den verstärkten und gleichgerichteten Spannungsabfall $V(\nu)$ über dem Schwingkreis gemessen. Der zweite Term auf der rechten Seite stellt die frequenzabhängige Impedanz $z_0(\nu) = z(\nu)$ für $\chi' = \chi'' = 0$ des Resonanzkreises ohne dynamische Polarisation dar. Das diesem Term entsprechende Spannungssignal wird mit einem Funktionsgenerator elektronisch simuliert und von $V(\nu)$ abgezogen. Die Integration des resultierenden Signals $U(\nu)$

$$F = \int U(\nu(t)) dt$$

wird durch den Kleinrechner (siehe A1.3) durchgeführt. Nach Gl. (A1.2.2) ist die gemessene Fläche F der Polarisation proportional. Der Proportionalitätsfaktor α wird durch die Messung der Fläche $F_s = F$ für die bekannte statische Polarisation $P_s = P_p$ (Gl. (A1.1.4)) bestimmt: $\alpha = P_s / F_s$.

A1.3 Polarisations-interface

Das Signal $U(\nu)$ wurde im 20 μsec Takt in 128 Digitalisierungen für ein einmaliges Durchlaufen von $\nu(t)$ durch den ganzen Modulationsbereich zerlegt. Dazu wurde es über einen 'sample and hold'-Verstärker (DEC A404) auf einen Analog-Digital-Wandler (DEC A811, 10 Bit) gegeben, der von der PDP ausgelesen wurde. Um auch bei gerade stattfindender, lang andauernder Division, während der die PDP keinen Interrupt beantworten kann, den ADC rechtzeitig auszulesen (im 'single cycle data break mode') wurde die Auslese dreifach in speziellen Registern des Interfaces zwischengepuffert.

A1.4 Berechnung der Polarisierung

Bei der Berechnung der Fläche unter dem kleinen Signal der statischen Polarisierung mußte eine mögliche Veränderung elektronischer Komponenten der Apparatur berücksichtigt werden. Deshalb wurde die elektronische Kompensation des Resonanzsignals ohne dynamische Polarisierung kontrolliert, indem die Flächen neben dem eigentlichen Signal ständig gemessen und bei der Berechnung des Signals berücksichtigt wurden.

In der Abb. A1.2 stellt die Kurve 1 das Signal des elektronischen Untergrundes dar. Sie ist ein Maß für die Vollständigkeit der Kompensation während der Eichmessung der statischen Polarisierung und kann in guter Näherung als Gerade dargestellt werden. Diese Bezugslinie wurde gemessen, indem das statische Magnetfeld so verändert wurde, daß keine Kernresonanz mehr auftrat und nur die Resonanzbedingung des Schwingkreises erfüllt war.

Die Kurve 2 ist das Signal. (Der Deutlichkeit halber sind Signal und Bezugslinie übertrieben divergent gezeichnet.) Gemessen wurden die Flächen ΔF_L und ΔF_R sowie die totale Fläche unter dem Signal

$F_T = F_S + \Delta F_S + \Delta F_L + \Delta F_R$. Die willkürlichen Grenzen L_u, L_o, R_u, R_o (Abb. A1.2) der Flächen wurden vom Experimentator so vorgegeben, daß das Signal vollständig und symmetrisch zwischen L_o und R_u lag und die Flächen ΔF_L und ΔF_R nicht zu klein wurden. Die Grenzen L_o und R_u wurden so weit gewählt, daß kleine Verschiebungen des Signals die Messung nicht beeinflussten. Die Lage des Signals konnte ständig auf dem Bildschirm überwacht werden.

Das zu messende Signal F_S wird nun wie folgt berechnet:

$$F_S = F_T - \frac{R_o - L_u}{R_o + R_u - L_o - L_u} \left[\Delta F_R \frac{R_o - L_o}{R_o - L_u} + \Delta F_L \frac{R_u - L_u}{L_o - L_u} \right]$$

So setzt sich jede Messung eines Polarisierungssignales aus zwei Messungen zusammen:

1. Messung des elektronischen Untergrundes (Feld aus der Resonanz)
2. Messung des Kernresonanzsignales.

Zur Eichung des ganzen Meßverfahrens, wird auf diese Weise zuerst die statische Polarisation P_s gemessen. Da das Signal der statischen Polarisation F_s sehr viel kleiner ist, als das der dynamischen Polarisation F_d muß noch zusätzlich ein Verstärker (Faktor V) bei der Messung von F_s zwischengeschaltet werden. Damit ergibt sich die dynamische Polarisation P_d zu

$$P_d = V P_s F_d / F_s .$$

Zur Bestimmung von P_s ist die Messung der Temperatur des Targets notwendig. Diese erfolgt durch die Messung des He^+ -Dampfdruckes und ist auf 3% genau. Sie ist die größte Fehlerquelle bei der Bestimmung der Polarisation, die nach Abschätzungen mit einem relativen Fehler von 5% behaftet ist. (Knü 74).

1.5 Strahlungsschäden und Strahlprofileinfluß

Um den Einfluß der Depolarisation durch die Strahlungsschäden abzuschätzen, wird im folgenden eine grobe Näherungsrechnung durchgeführt. Sie stützt sich auf drei Annahmen:

1. Die gemessene exponentielle Abhängigkeit (Mor 62) der Polarisation P

$$P = P' \exp(- \text{const. } Q) \quad (\text{A1.5.1})$$

(Q ... 'effektive' Quanten) wird in guter Näherung durch eine lineare Abhängigkeit von der depolarisierenden Intensität I' am Ort (x,y,z) und der Bestrahlungsdauer t

$$P(x,y,z,t) = P' (1 - P'' I'(x,y,z) t) \quad (\text{A1.5.2})$$

ersetzt. Die depolarisierende Intensität I' nimmt durch Paarbildung in Strahlrichtung (z -Richtung) zu. Die entstehenden Leptonen werden durch das Magnetfeld umgelenkt und erzeugen auch in dem nicht durchstrahlten Bereich des Targets eine Depolarisation. Diese beträgt etwa 50% der Depolarisation im durchstrahlten Bereich (Gen 73). So wird in der Näherungsrechnung angenommen, daß im durchstrahlten Bereich die depolarisierende Intensität $I' = C \cdot I$ proportional der Intensität I des γ -Strahles ist. Außerhalb des vom γ -Strahl durchstrahlten Volumens V_b wird die depolarisierende Intensität gleich der Hälfte des Mittelwertes der depolarisierenden Intensität in V_b gesetzt.

2. Die Abhängigkeit der Depolarisation von der z -Richtung wird vernachlässigt.
3. Es wird angenommen, daß das magnetische Wechselfeld zur Polarisationsmessung homogen ist; und damit das ganze Volumen in der Resonanzspule gleichmäßig zum NMR-Signal beiträgt.

Sei σ^+ (σ^-) der Wirkungsquerschnitt an Protonen mit dem Spin $s = +1/2$ ($-1/2$), dann gilt

$$N_{\pi p}^{\pm} = a \int_{t, V_b} \sigma^{\pm} I^{\pm}(x, y, z) n \, dv \, dt \quad (\text{A1.5.3})$$

($n \dots$ Dichte der freien Protonen im Target, $V_b \dots$ das durchstrahlte Volumen, $a \dots$ Nachweiswahrscheinlichkeit der Apparatur, $dv = dx \, dy \, dz$)

Im Anhang A3.5 wird gezeigt, daß mit $I^+ = I^- \equiv I$, $|P^+| = |P^-| = P$ und $\sigma_0 = (\sigma^+ + \sigma^-)/2$ gilt:

$$N_{\pi p}^{\pm} = a \int_{t, V_b} n \sigma_0 (1 \pm A P(x, y, z, t)) I(x, y, z) \, dv \, dt \quad (\text{A1.5.4})$$

Daraus resultiert mit Gleichung (3.5)

$$Q = A \int_{t, V_b} P(x, y, z, t) I(x, y, z) \, dv \, dt / \int_{t, V_b} I(x, y, z) \, dv \, dt \equiv A \cdot N/D \quad (\text{A1.5.5})$$

Mit der Definition der Mittelung über das Volumen V

$$\langle I \rangle_V \equiv (1/V) \int_V I(x,y,z) dv \quad (A1.5.6)$$

ergibt sich für den Nenner D aus Gleichung (A1.5.5)

$$D = t V_b \langle I \rangle_{V_b}$$

und mit (A1.5.2) gilt $N = P'(D - (1/2) t^2 P'' V_b \langle I' \cdot I \rangle_{V_b})$.

Daraus folgt $N/D = P' (1 - (1/2) P'' t \langle I' \cdot I \rangle_{V_b} / \langle I \rangle_{V_b})$

$$Q = A N/D \equiv A P' (1 - T_1) \quad (A1.5.7)$$

Das NMR-System mißt die Größe $P_0(t) = (1/V_T) \langle P(x,y,z,t) \rangle_{V_T}$ wobei V_T das Volumen des Targets ist. Setzt man (A1.5.2) ein und wichtet P_0 gemäß Gleichung (6.4.1) mit der Intensität, so erhält man die Größe \bar{P} , die für die Bestimmung der Asymmetrie verwandt wurde

$$\bar{P} = P' (1 - P'' (1/2) t \langle I' \rangle_{V_T}) \equiv P' (1 - T_2) \quad (A1.5.8)$$

Bei einer Auswertung, die P als richtige Polarisation akzeptiert, gilt statt (A1.5.5) bzw. (A1.5.7) die Gleichung $Q = A \bar{P}$. Der Fehler, der dabei entsteht, wird durch den Quotienten

$$\alpha = T_2/T_1 = \langle I' \rangle_{V_T} \cdot \langle I \rangle_{V_b} / \langle I' \cdot I \rangle_{V_b} \quad (A1.5.9)$$

beschrieben. Bisläng wurde nur die gute Näherung (A1.5.2) gebraucht, so daß (A1.5.9) auch als Ausgangsgleichung für genauere Rechnungen als die folgende Näherung benutzt werden kann.

Mit der Annahme 1 gilt

$$\begin{aligned} \langle I' \rangle_{V_T} &= (1/V_T) \left[\int_{V_b} I'(x,y,z) dv + \int_{V_T - V_b} I'(x,y,z) dv \right] \\ &= (C/2V_T) (2 V_b \langle I \rangle_{V_b} + \langle I \rangle_{V_b} \cdot (V_T - V_b)) \end{aligned}$$

$$\langle I' \rangle_{V_T} = (C/2V_T) (V_T + V_b) \langle I \rangle_{V_b}$$

Einsetzen in (A1.5.9) gibt

$$\alpha = (V_T + V_b) / 2 V_T \cdot \langle I \rangle_{V_b}^2 / \langle I^2 \rangle_{V_b} \quad (A1.5.10)$$

α kann danach abgeschätzt werden, indem die gemessene x- und y-Abhängigkeit des Strahlprofils durch Parabeln angenähert und die z-Abhängigkeit* vernachlässigt werden: $\alpha = 0.88$. Bei 5% Depolarisation und einer Anfangspolarisation von 35% folgt $T_2 = 0.14$. Daraus resultiert ein Fehler von

$$(N/D) - \bar{P} = P' (T_1 - T_2) = P' T_2 / (\alpha - 1) = 0.8\%$$

In diesem Modell erhält man einen durch die Strahlungsschäden verursachten Fehler von 1% für die Polarisationsmessung. Für die Asymmetrie folgt daraus ein relativer Fehler von 3%.

Die Formel (A1.5.10) demonstriert die Forderung nach einem vollständig durchstrahlten Targetvolumen und einer möglichst konstanten Intensitätsverteilung.

* Bei einem linearen Ansatz $I' = 1 + z/l'$ und $I = 1 - z/l$ (mit $l', l > z_0$ der Targetlänge) erhält man keine wesentliche Änderung des Ergebnisses.

A2. ELEKTRONIK DES RÜCKSTOSSARMES

Die Entwicklung der Elektronik des Rückstoßzweiges ging von folgenden Voraussetzungen aus:

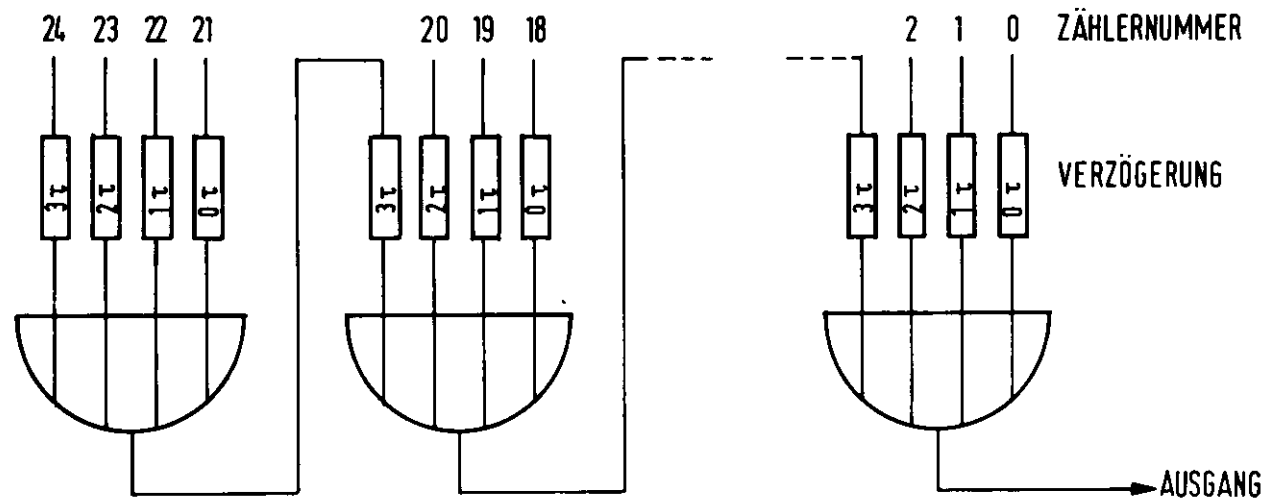
1. Die hohe Einzelzählrate der Hodoskopzähler ließ erwarten, daß Ereignisse häufig auftreten würden, bei denen mehr als ein Hodoskopzähler anspricht.
2. Für die 25 Hodoskopelemente standen nur 4 Time-Encoder (ET 100 der Firma EG+G) und zwei Analog-Digital-Wandler (AD 128/N von EG+G) zur Verfügung.

Die Elektronik mußte also so beschaffen sein, daß für vier beliebige Zähler aus 25 jeweils ein Time-Encoder (kurz ET genannt) zur Verfügung stehen und dabei eine eindeutige Zuordnung zwischen Zähler und ET bestehen würde. Außerdem wurde es als nötig erachtet, zur Zählerkontrolle die Impulshöhenspektren aller Zähler wahlweise auf einen der beiden ADC's zu schalten.

Diesen Aufgaben gemäß teilte sich die Elektronik in einen digitalen und einen linearen Teil. Beide Teile sind in Abb. 5.2 schematisch dargestellt.

A2.1 Digitaler Teil

Im digitalen Teil setzten die Impulse aus den Zählern die Flip-Flops dreier Koinzidenzregister, die ausgelesen wurden und damit eine Identifizierung aller angesprochenen Zähler ermöglichten. Die Register wurden mit einem Torpuls von 35 nsec geöffnet. Für jedes gesetzte Bit erschien an den Ausgängen der Register eine negative Gleichspannung deren Einschaltflanke durch einen One-shot zu einem 10 nsec breiten Puls umgeformt wurde. Diese Normpulse wurden nun für die Zeitmessung serialisiert. Dazu diente der \odot -Zeit-Multiplexer (kurz ZMPX), dessen Prinzipschaltung in Abb. A2.1 dargestellt ist.



PRINZIPSCHALTUNG DES 8-ZEIT-MULTIPLEXERS

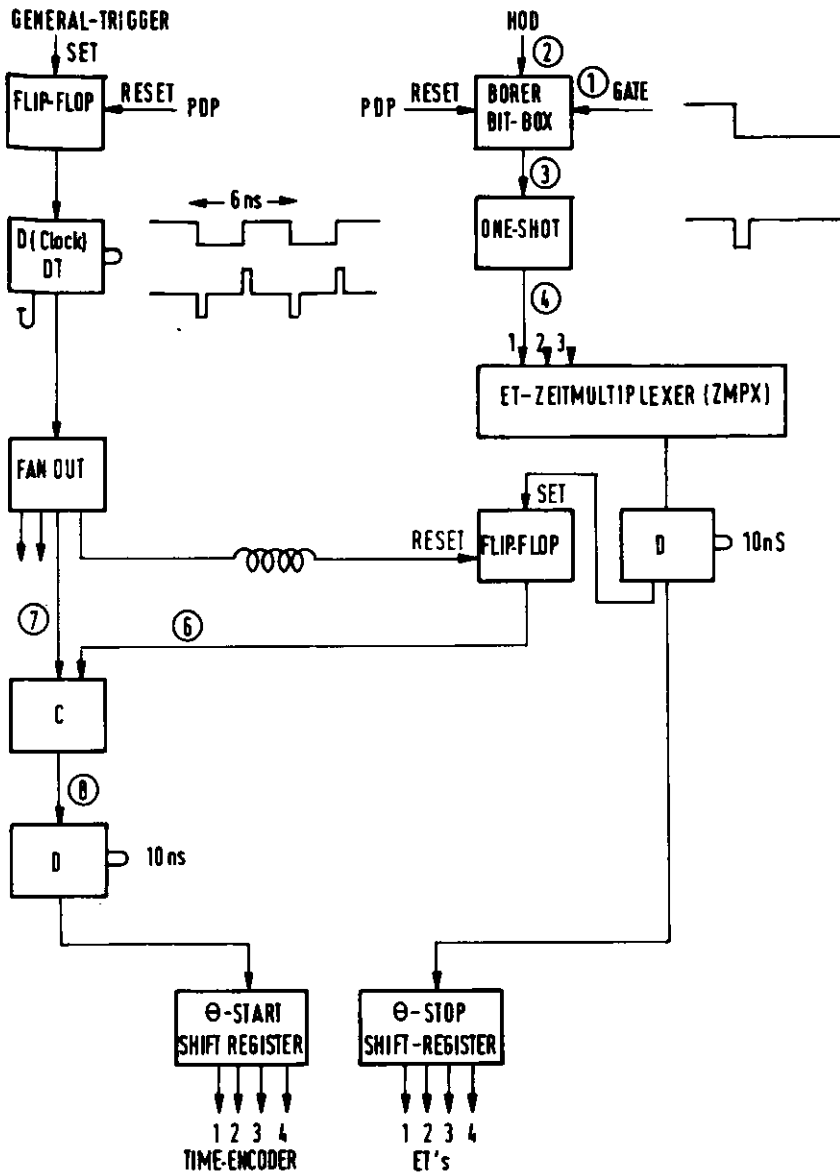
Abb. A2.1

Sind die Zähler von 0 bis 24 durchnummeriert, so werden die Signale eines jeden Zählers J_k um die Zeit $J_k \tau$ ($\tau = 60$ nsec) verzögert (Abb. A2.2, A2.3). Das Ausgangssignal aus dem ZMPX besteht also, wenn alle Zähler gleichzeitig angesprochen haben (was bei dem Zünden der Blitzdioden der Fall ist) aus einer Kette von 25 Impulsen im Abstand von 60 nsec. Wenn also innerhalb von $\tau_g = 35$ nsec statistisch verteilte Impulse der Zähler J_k ($k = 1, 2, 3, 4; 0 \leq J_k \leq 24$) vorliegen, dann liegen sie hintereinander in den Zeitintervallen $(J_k \tau, J_k \tau + \tau_g)$. Startet man nun den k-ten ET zum Zeitpunkt $J_k \tau$ und stoppt ihn mit dem Impuls aus dem ZMPX, so hat man die Zeit zwischen einem willkürlichen Zeitnullpunkt und dem Eintreffen des Zählersignals gemessen.

Dieser Zeitnullpunkt wird durch den Generaltrigger gegeben, der einen Rechteckpulsgenerator (schwingender Diskriminator T 101 von EG+G) mit einem Impulsabstand von 60 nsec anstößt. Der k-te ET darf jedoch nur für den Zähler J_k gestartet werden, wenn der Zähler J_k auch angesprochen hat. Ob ein Signal aus dem Zähler J_k eingetroffen ist, wird in dem \ominus -Flip-Flop (kurz \ominus -FF) hinter dem ZMPX festgehalten. Der Clockpuls 2 (Abb. 5.2) kann somit, da er um die Gatebreite gegenüber $J_k \tau$ verschoben ist, die Koinzidenzbedingung an der \ominus -Koinzidenz erfüllen und das \ominus -Start-Shift-Register 'weiterzählen' lassen. Jedes Zählen dieses Registers startet einen ET. Angehalten werden die ET's durch das \ominus -Stop-Shift-Register, das seinerseits durch den zusätzlich um die Gatebreite verzögerten Ausgang des \ominus -Pulsformers zum Zählen veranlaßt wird.

Durch das Erfüllen der \ominus -Koinzidenzbedingung wird dem Zähler J_k ein ET durch die Schieberegister zugewiesen und damit muß der \ominus -FF wieder gelöscht werden (reset), um dem nächsten Impuls vom Zähler J_{k+1} die Synchronisation durch den \ominus -FF zu ermöglichen.

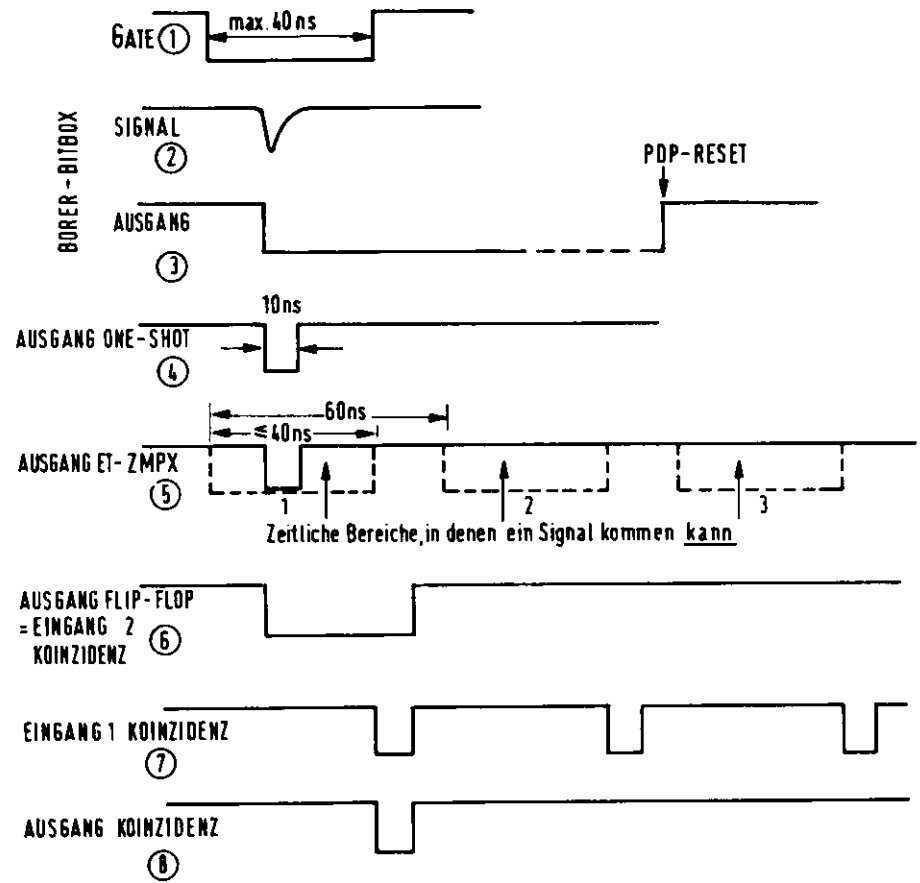
Die Reihenfolge der Zuordnung zwischen ET und Zähler geschieht damit automatisch: Der Zähler mit der niedrigsten Nummer J_k erhält den ersten ET zugewiesen, für den nächst niedrigen steht der zweite ET bereit usw.



D... DISKRIMINATOR
C... KOINZIDENZ

ELEKTRONIK ZUR
FLUGZEITMESSUNG

Abb. A2.2



ZEITSCHHEMA DER ELEKTRONIK
ZUR FLUGZEITMESSUNG

Abb. A2.3

Die Zeiteinstellung der verschiedenen ET's war so gut, daß die Protonensignale in den verschiedenen ET's sich um maximal 1 nsec unterschieden. Die Konstanz der ET's konnte mit Hilfe der Blitzereignisse, die immer einen konstanten Zeitabstand zum Zeitnullpunkt hatten, kontrolliert werden.

A2.2 Linearer Teil

Der lineare Teil der Elektronik des Rückstoßarmes bestand aus zwei ADC-Multiplexern (ADC-MPX) mit jeweils einem Analog-Digital-Wandler. Ein ADC-MPX ermöglicht es, jeweils eines von 16 Zählersignalen auf den Eingang des ADC zu schalten. Diese Schaltung geschieht mit Hilfe von Reed-Relais. Die Nummer des durchzuschaltenden Zählers ist mit Hilfe eines speziellen Interfaces durch das Programm in der PDP anwählbar. Die Schaltung des ADC-MPX ist in Abb. A2.4 wiedergegeben.

A3. AUSWERTUNG

A3.1 Einfluß der Doppelereignisse

Bei der Herleitung der Subtraktionsformel (Anhang A3.4) wird vorausgesetzt, daß ein Teilchen den Bleiabsorber durchquerend keinen so breiten Schauer macht, daß mehr als ein Hodoskopzähler anspricht. Um zu prüfen, inwieweit diese Voraussetzung zutrifft, wird für jedes Zählerpaar (j,j+1) (j = 0,...,23) in dem beide Zähler angesprochen haben, der Betrag der Zeitdifferenz Δt zwischen beiden Zählern signalen ermittelt. Abb. A3.1 zeigt zwei Häufigkeitsverteilungen von Δt für π^0 -Trigger (volle Linie) und zufällige Trigger (gestrichelt). Beide Histogramme zeigen einen steilen Anstieg innerhalb eines Zeitintervalles von 4 nsec zwischen Kanal 0 und 10 (1 Kanal = 0.4 nsec) und einen flachen linearen Abfall zwischen 10 und 85 mit der Steigung $m_e = 0.74 \pm 0.05$.

Der flache Abfall läßt sich durch die zufälligen Ereignisse erklären. Sei $W^j(t)$ die Wahrscheinlichkeit zum Zeitpunkt t im Zähler j ein zufälliges Ereignis zu finden. Dann gilt für die Wahrscheinlichkeit $W_0^j(\Delta t)$ in den Zählern j und j+1 zufällige Signale mit dem Zeitabstand Δt zu finden:

$$W_0^j(\Delta t) = (2/\Delta\tau) \int_0^{\tau_g - \Delta t} W^j(t) W^{j+1}(t + \Delta t) \Theta(\Delta t) dt$$

wobei $\tau_g = 35$ nsec die Gatebreite und $\Delta\tau = 0.4$ nsec die Binbreite bedeuten. Θ ist die Stufenfunktion: $\Theta(\Delta t) = 0$ (1) für $\Delta t < 0$ (> 0). Ist $n = (36 \pm 2)$ MHz (siehe Anhang A3.3) die momentane Zählrate im gesamten Hodoskop, dann gilt in guter Näherung $W^j(t) = \Delta\tau \cdot n/25$ und es folgt bei 24 Zählerpaaren (j,j+1):

$$W_0^j(\Delta t) = (2/\Delta\tau) (\Delta\tau \cdot n/25)^2 (\tau_g - \Delta t)$$

Bezeichnet T_2 die Anzahl der zufälligen Trigger, dann wird der flache Abfall beschrieben durch $N(\Delta t) = \sum_{j=0}^{23} W_0^j(\Delta t) T_2$.

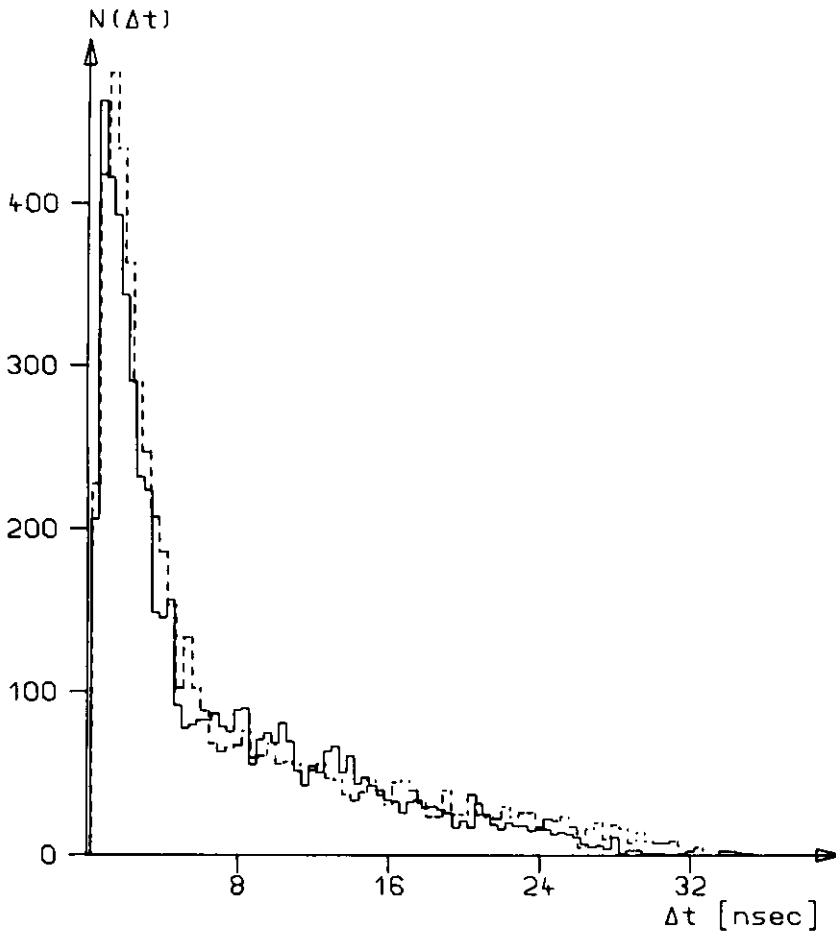


Abb. A3.1

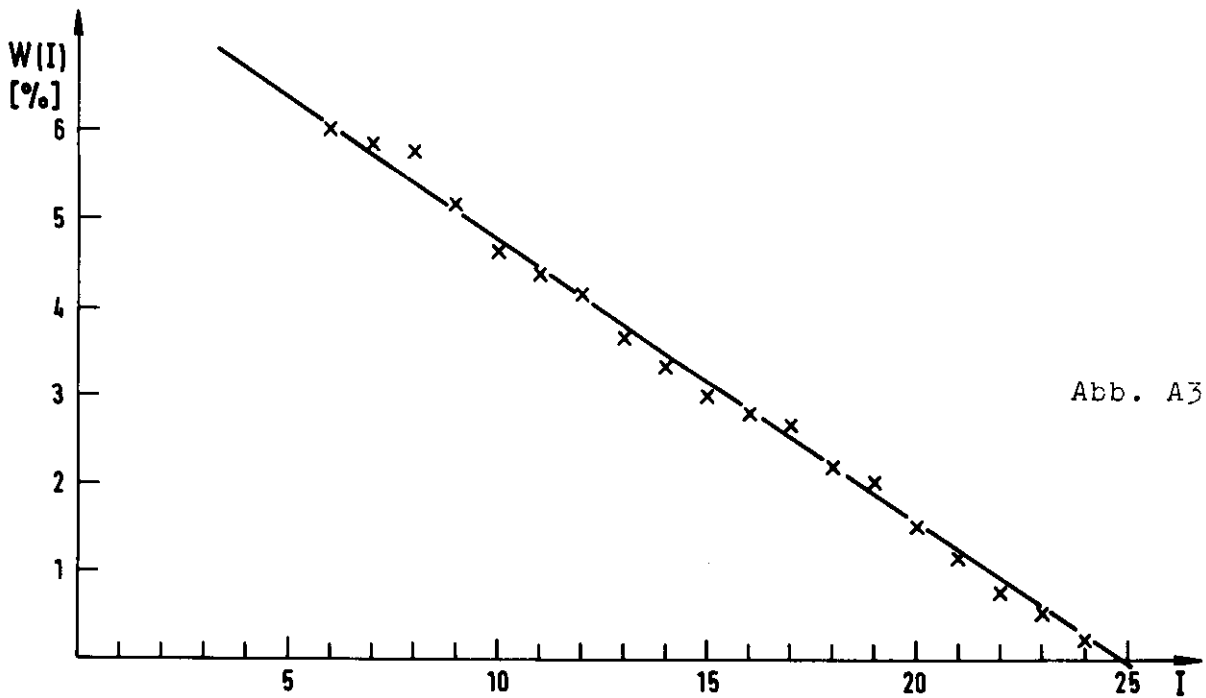


Abb. A3.2

Durch Einsetzen ergibt sich $m_{\mu} = 0.73 \pm 0.14$ in guter Übereinstimmung mit dem experimentellen Wert.

Der steile Anstieg bei 0 wird verursacht durch korrelierte Ereignisse in den beiden benachbarten Zählern ('Doppelereignisse'). In den Zählern, vor denen sich kein Bleiabsorber befand, wurden keine Doppelereignisse gefunden. Sie entstehen also durch Folgeprodukte von Streuprozessen in den Bleiabsorbern. Ihre Auftrittswahrscheinlichkeit beträgt 2.5%.

Die Ähnlichkeit der beiden Histogramme für π^0 -Trigger und zufällige Trigger in Abb. A3.1 weist daraufhin, daß die Doppelereignisse nur durch nicht korrelierte Ereignisse erzeugt werden. Das ist verständlich, da zu den nicht korrelierten Ereignissen hauptsächlich Positronen beitragen, die elektromagnetische Schauer auslösen können. Die Protonen selbst führen selten zum Ansprechen zweier Zähler.

Dies konnte bestätigt werden durch Untersuchung der Ereignisse in dem kinematischen Θ_p -Bereich der Reaktion (3.1), in dem besonders viele Protonen zu erwarten waren. Es zeigte sich keine signifikante Erhöhung der Anzahl von Doppelereignissen.

Probeweise wurden diese Doppelereignisse eliminiert und eine Auswertung mit diesen 'gereinigten' Daten durchgeführt. Es zeigte sich keine Änderung der Protonenrate gegenüber einer Auswertung mit 'unbereinigten' Daten.

A3.2 Berechnung der Multiplizitäten

Einen Weg zum Verständnis und zur bequemen Berechnung der Wahrscheinlichkeiten W^m des Auftretens von Multiplizitäten m zufälliger Ereignisse im Hodoskop bietet ein einfaches Modell, das auf folgenden Annahmen beruht:

1. Die momentane Zählrate $n(t)$ im gesamten Hodoskop in Abhängigkeit von der Zeit t ist proportional zur Intensität: $n(t) \sim I(t)$.
2. Die Intensitätsverteilung über den Spill (Spilldauer $\tau_s = 2$ msec) wird durch eine Parabel angenähert:

$$I(t) = I_0 (1 - (2t/\tau_s)^2)$$

3. Zufällige Löschungen in den einzelnen Zählern werden vernachlässigt. (Daraus resultiert ein Fehler von 5%.)

Nach Anwendung der Poisson-Statistik ergibt sich unter diesen Voraussetzungen die Wahrscheinlichkeit $W(m,t)$ zum Zeitpunkt t eine Multiplizität m innerhalb des Gates τ_g (35 nsec) zu erhalten:

$$W(m,t) = (1/m!) (n(t) \tau_g)^m \exp(-n(t) \tau_g)$$

Wird nun über die Zeitdauer des Spills τ_s integriert und entsprechend normiert, so gilt

$$W^m = (1/\tau_s) \int W(m,t) dt$$

$$W^m = (\tau_g^m I_0^m / m! \tau_s) \int_{\tau_s} (1 - (2t/\tau_s)^2) \exp(-I_0 \tau_g (1 - (2t/\tau_s)^2)) dt$$

Die Unbekannte I_0 wird als Parameter an den experimentellen Wert von W^0 angepaßt. Die so berechneten Werte von W^m für $m = 1,2,3,4$ werden in Tabelle VII mit den experimentellen Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

TABELLE VII

Vergleich zwischen berechneten und gemessenen
Multiplizitätswahrscheinlichkeiten

Multipli- zität	m	Experiment W^m	exp. korr. ⁽¹⁾ W_k^m	theoretisch W_{th}^m	W_{th}^m / W_k^m
0		0.351	0.351	0.351	1.00 ⁽²⁾
1		0.294	0.304	0.310	1.02
2		0.186	0.190	0.195	1.03
3		0.098	0.094	0.094	1.00
4		0.045	0.034	0.036	1.05

(1) Auf Doppelereignisse korrigiert (Anhang A3.1)

(2) Die theoretische Berechnung ist an W^0 angepaßt.

A3.3 Bestimmung der Einzelzählrate

Die elektronischen Einzelzählratenmessung war aus zwei Gründen unsicher:

1. Die Schwellen der Diskriminatoren vor den schnellen Scalern stimmten nicht völlig mit denen der Diskriminatoren in den Koinzidenzregistern überein.
2. Die Messung der momentanen Rate aller Zähler im Hodoskop war nicht ständig während der ganzen Messung möglich.

Zur Überprüfung der Zählratenmessung wurde die momentanen Zählrate im gesamten Hodoskop auf zweierlei Weise berechnet.

1. Durch Integration der aus den Multiplizitäten zufälliger Ereignisse ermittelten momentanen Zählrate $n(t)$

$$n = (1/\tau_s) \int_{\tau_s} n(t) dt = 34.5 \text{ MHz}$$

2. Sei $W_0(k)$ die Wahrscheinlichkeit, daß der Zähler k zufällig anspricht und sei $W(i)$ die Wahrscheinlichkeit, daß zufällige Ereignisse in zwei Zählern $k, k+i$ auftreten. Dann gilt

$$W(i) = \sum_{k=0}^{24-i} W_0(k) W_0(k+i) \Theta(i)$$

(Wobei Θ die Stufenfunktion $\Theta(i) = 1$ (0) für $i > 0$ (< 0) bedeutet.)

Für $W_0(k) = W_0 = \text{const.} = \tau_s \cdot r$, mit r der mittleren momentanen Rate der Zähler folgt

$$W(i) = W_0^2 \sum_{k=0}^{24-i} \Theta(i) = W_0^2 (25 - i)$$

Diese Form der Abhängigkeit $W(i)$ ist experimentell auf das beste bestätigt (Abb. A3.2). Aus dem experimentellen Verlauf von $W(i)$ ergibt sich $n = 25 \cdot r = 36.3 \text{ MHz}$ in Übereinstimmung mit dem obigen Ergebnis und der elektronischen Messung von $40 \pm 4 \text{ MHz}$.

A3.4 Herleitung der Subtraktionsformel

Die hohe Einzelzählrate im Rückstoßhodoskop und die Tatsache, daß nur die Zeitinformation für Ereignisse der Multiplizität $m < 5$ vorlag, erzwangen eine genaue Vorschrift zur Subtraktion der gemessenen, zufälligen Signale im Hodoskop von den Signalen, die zufällig oder korreliert zu einem π^0 -Trigger gehören. Zusätzlich mußten bei einer Gatebreite von 35 nsec und einer Totzeit von 25 - 30 nsec der Koinzidenzregister des Rückstoßarmes noch Totzeiteffekte berücksichtigt werden. Im folgenden wird diese Vorschrift entwickelt.

Dazu wird eine feste $\gamma\gamma$ -Koinzidenz mit $T_\pi \pi^0$ -Trigger betrachtet. Wenn nicht ausdrücklich anderes erwähnt, wird nur ein bestimmter Zähler j des Hodoskops betrachtet, so daß der Index j je nach Bedarf weggelassen oder angefügt wird. Zuerst einige Definitionen

k Laufindex des Kanals im Zeitspektrum der Signale des j-ten Hodoskopzählers. k bezeichnet damit ein bestimmtes Zeitintervall aus der gesamten Gatezeit.

$W_z^v = W_z^{vk}$ Wahrscheinlichkeit vor dem Zeitintervall k ein zufälliges Ereignis im Zähler j vorzufinden.

W_z^k Wahrscheinlichkeit im Zeitintervall k ein zufälliges Ereignis im Zähler j vorzufinden.

W_P^k (geometrische) Wahrscheinlichkeit im Zeitintervall k ein korreliertes (Proton-)Ereignis im Zähler j vorzufinden.

P_P (geometrische) Wahrscheinlichkeit, ein korreliertes (Proton-)Ereignis außerhalb des Zählers j nachzuweisen.

P_z^m Wahrscheinlichkeit, daß außer dem Hodoskopelement j noch m Hodoskopzähler zufällig angesprochen haben.

$P_P \cdot \tilde{P}_z^m$ Wahrscheinlichkeit, außerhalb des Hodoskopelementes j noch m zufällige und ein korreliertes Ereignis vorzufinden.

$W_H^k(m)$ ($W_z^k(m)$) die Wahrscheinlichkeit zu einem π^0 - (zufälli-

gen)-Trigger im Zeitintervall k im Zähler j ein Ereignis zu finden, während gleichzeitig $(m-1)$ andere Zähler ($\neq j$) angesprochen haben.

Mit diesen Definitionen ergeben sich folgende Beziehungen:

$$W_z^k(m) = W_z^k (1 - W_z^v) P_z^{m-1} \quad (\text{im Zähler } j \text{ ein Zufälliges im Zeitintervall } k, \text{ kein Zufälliges vor dem Zeitintervall } k \text{ und außerhalb des Zählers } j \text{ (} m-1 \text{) Zufällige. Damit berücksichtigt der Term } (1 - W_z^v) \text{ die Totzeit.})$$

$$\begin{aligned} W_{\pi}^k(m) &= W_p^k (1 - W_z^v) P_z^{m-1} && (\text{im Zähler } j \text{ ein Proton im Zeitintervall } k, \text{ kein Zufälliges vor dem Zeitintervall } k \text{ und außerhalb des Zählers } j \text{ (} m-1 \text{) Zufällige}) \\ &+ W_z^k (1 - W_z^v) (1 - P_p - \sum_{i=1}^k W_p^i) P_z^{m-1} && (\text{im Zähler } j \text{ während des Zeitintervalles } k \text{ ein Zufälliges, vor dem Zeitintervall } k \text{ kein Zufälliges, kein Proton im Hodoskop, (} m-1 \text{) Zufällige außerhalb von Zähler } j.) \\ &+ W_z^k (1 - W_z^v) P_p \tilde{P}_z^{m-2} && (\text{im Zähler } j \text{ während des Zeitintervalles } k \text{ ein Zufälliges, vor dem Zeitintervall } k \text{ kein Zufälliges, ein Proton im Hodoskop außerhalb des Zählers } j, \text{ (} m-2 \text{) Zufällige außerhalb des Zählers } j \text{ und des Zählers, in dem das Proton registriert wurde.}) \end{aligned}$$

(Andere Terme treten nicht auf, da vorausgesetzt wurde, daß es zu einem π^0 -Trigger nur ein korreliertes Rückstoßteilchen gibt (Anhang A3.1).)

Sei M die maximale Multiplizität der Ereignisse, die bei der Auswertung berücksichtigt wird, so wird die Zahl

$$N_{\pi p}^k = T_{\pi} W_p^k \sum_{m=1}^M P_z^{m-1}$$

gesucht, die angibt, wieviele korrelierte Ereignisse während des Zeitintervalls k im Zähler j vorliegen.

Definieren wir

$$\begin{aligned}
 D^k &\equiv \sum_{m=1}^M W_{\pi}^k(m) - \sum_{m=1}^M W_z^k(m) \\
 &= W_P^k \left((1 - W_z^v) - W_z^k (1 - W_z^v) \right) \sum_{m=1}^M P_z^{m-1} \\
 &\quad - W_P^k (1 - W_z^v) \left(P_P + \sum_{i=1}^{k-1} W_P^i \right) \sum_{m=1}^M P_z^{m-1} \\
 &\quad + W_z^k (1 - W_z^v) P_P \sum_{m=1}^M \tilde{P}_z^{m-2}
 \end{aligned}$$

und $P_z^m = \tilde{P}_z^m = 0$ für $m < 0$, dann gilt

$$W_P^k \sum_{m=1}^M P_z^{m-1} = \frac{D^k + W_z^k (1 - W_z^v) \left[P_P \sum_{m=1}^M (P_z^{m-1} - \tilde{P}_z^{m-2}) + \sum_{i=1}^{k-1} W_P^i \sum_{m=1}^M P_z^{m-1} \right]}{(1 - W_z^v) (1 - W_z^k)} \quad (A3.4.1)$$

Vor einer Interpretation dieses Ergebnisses soll erst diskutiert werden, welche Größen dieser Formel durch die gemessenen Daten zugänglich sind.

Bezeichnet T_z die zufälligen Trigger, dann wird das gemessene Zeitspektrum der zufälligen Ereignisse beschrieben durch

$$N_z^k = T_z \sum_{m=1}^M W_z^k(m)$$

und das Zeitspektrum der Ereignisse während der T_{π} π^0 -Trigger durch

$$N_{\pi}^k = T_{\pi} \sum_{m=1}^M W_{\pi}^k(m)$$

Die Anzahl der Protonen, die außerhalb des j-ten Zählers während der Trigger mit den Multiplizitäten $m \leq M$ nachgewiesen wurden, ist gleich

$$\tilde{n}_P = \sum_{l=0}^{24} \sum_{k=1}^{64} N_{\pi P}^{kl} = T_{\pi} P_P \sum_{m=1}^M P_z^{m-1} \quad (A3.4.2)$$

Die Größen P_z^m und \tilde{P}_z^m können aus den Messungen der Zufälligen bestimmt werden.

Setzt man diese Größen in die Formel (A3.4.1) ein, so erhält

man

$$N_{\pi p}^k = \frac{N_{\pi}^k - \frac{T_{\pi}}{T_z} N_z^k + \frac{N_z^k}{T_z} \left[\frac{\tilde{N}_p}{\sum P_z^{m-1}} \left(1 - \frac{\sum \tilde{P}_z^{m-2}}{\sum P_z^{m-1}} \right) + \frac{\sum_{i=1}^{k-1} N_{\pi p}^i}{\sum P_z^{m-1}} \right]}{(1 - W_z^v) - N_z^k / (T_z \sum P_z^{m-1})} \quad (A3.4.3)$$

$$\sum \equiv \sum_{m=1}^M$$

$$W_z^v \equiv W_z^{vk} = \sum_{i=1}^{k-1} W_z^i = \sum_{i=1}^{k-1} \left[N_z^i / (T_z \sum P_z^{m-1} (1 - W_z^{v(i-1)})) \right]$$

W_z^{vk} kann durch diese Rekursionsformel näherungsweise bestimmt werden, wenn $W_z^{v1} = 0$ gesetzt wird.

In der Formel (A3.4.3) ist noch eine weitere Unbekannte enthalten: \tilde{N}_p . Durch Hinzuziehen von Gleichung (A3.4.2) kann \tilde{N}_p ausgerechnet werden, ohne daß die Zeitspektren Kanal für Kanal abgezogen zu werden brauchen.

Zur Interpretation der Subtraktionsformel (A3.4.1) wird die Näherung $P_z^m = \tilde{P}_z^m$ benutzt:

$$N_{\pi p}^k = \frac{N_{\pi}^k - \frac{T_{\pi}}{T_z} N_z^k + T_{\pi} W_z^k (1 - W_z^v) \left[P_p P_z^{m-1} + \sum_{i=1}^{k-1} W_p^i \sum_{m=1}^M P_z^{m-1} \right]}{(1 - W_z^v) (1 - W_z^k)}$$

$$N_{\pi p}^k = \frac{1}{C_3} \left(N_{\pi}^k - N_z^k \cdot \frac{T_{\pi}}{T_z} + T_{\pi} C_1 + T_{\pi} C_2 \right)$$

Jetzt kann man die Bedeutung der einzelnen Terme erkennen:

$$H = N_{\pi}^k - N_z^k T_{\pi} / T_z$$

In diesem Term werden die auf die Trigger normierten zufälligen Ereignisse abgezogen. Dabei werden jedoch zuviele Ereignisse subtrahiert, weil bei zufälligen Triggern keine korrelierten Hodoskopereignisse auftreten. Diese können bei den π^0 -Triggern durch Aussortieren des Triggers in eine Multiplizität $m > M$ das Ereignis der Auswertung entziehen und durch Totzeit zufällige Ereignisse löschen.

$C_1 = W_z^k (1 - W_z^v) P_p P_z^{m-1}$ Stellt die Wahrscheinlichkeit dar, daß ein Zufälliges im

Zähler j , ein Korreliertes und $(m-1)$ Zufällige, außerhalb j auftreten. Da die Gesamtmultiplizität $M+1$ beträgt werden solche Ereignisse nicht ausgewertet.

$C_2 = W_2^K (1 - W_2^V) \left(\sum_{i=1}^{K-1} W_P^i \right) \left(\sum_{m=1}^M P_2^{m-1} \right)$ Gibt die Wahrscheinlichkeit an, vor dem Zeitintervall k ein Proton zu finden, das ein Zufälliges löscht.

$C_3 = (1 - W_2^V) (1 - W_2^K)$ Stellt die Wahrscheinlichkeit dar, kein Zufälliges vor dem Zeitintervall k zu finden, multipliziert mit der Wahrscheinlichkeit, kein Zufälliges im Zeitintervall k zu registrieren. Damit korrigiert dieser Term die durch zufällige Ereignisse gelöschten Protonen.

Die Terme C_1, C_2 , und C_3 sind stark abhängig von der Lage des Zählers j im Hodoskop. Insbesondere wirkt sich der Term C_1 in Zählern aus, die wenige Protonen aber hohe Raten zufälliger Ereignisse haben. Bei diesen Zählern ist die Summe der Korrekturen in der Größenordnung von H , da H selbst klein ist gegenüber N_{π}^K und $N_2^K T_{\pi}/T_2$. In dem Bereich mit vielen Protonen macht die Korrektur bis zu 10% der Protonenrate aus.

A3.5 Hochrechnung der Protonenrate

Da bei einer Auswertung, die nur Multiplizitäten $\leq M$ erfaßt, nicht alle während der T_{π} Trigger erzeugten Protonen n_p ermittelt werden, muß für den Vergleich verschiedener Auswertungen mit unterschiedlichem M eine Korrektur angebracht werden. Bezeichnet n_p^M die Anzahl der Protonen aus einer Auswertung mit der maximalen Multiplizität M , so gilt mit den Definitionen von A3.4:

$$n_p^M = T_{\pi} \sum_{j=0}^{24} \sum_{k=1}^{64} W_{P_j}^K \left(\sum_{m=1}^M P_{2_j}^{m-1} \right)$$

und da $\sum_{m=0}^{25} P_{2j}^m = 1$
 folgt, wenn $P_{2j}^m = P_2^m$ für alle j :

$$n_p = n_p^{25} = n_p^M / \left(\sum_{m=1}^M P_2^{m-1} \right)$$

Für $M = 4$ variierte $\sum_{m=1}^4 P_{2j}^{m-1}$ von 0.952 ($j = 0$) bis 0.958 ($j = 24$), so daß die Protonenraten um 5% korrigiert werden mußten.

Auswertungen für verschiedene M führten zu gleichen Protonenraten n_p , so daß die Auswertung nicht von der willkürlich gewählten maximalen Multiplizität abhängt.

A3.6 Berechnung der Asymmetrie

Sei σ_+ (σ_-) der Wirkungsquerschnitt des betrachteten Prozesses mit dem Protonenspin in Richtung $\vec{k} \times \vec{q}$ ($-\vec{k} \times \vec{q}$), wobei \vec{k} der Impuls des einfallenden γ -Quants und \vec{q} der Impuls des erzeugten Pions darstellen. Dann ist die Targetasymmetrie definiert durch

$$A = \frac{\sigma_+ - \sigma_-}{\sigma_+ + \sigma_-}$$

Mit dem mittleren Wirkungsquerschnitt $\sigma_0 = 1/2 (\sigma_+ + \sigma_-)$ folgt

$$\begin{aligned} \sigma_0 (1 + A) &= \sigma_+ \\ \sigma_0 (1 - A) &= \sigma_- \end{aligned} \quad (\text{A3.6.1})$$

Sei N_+ (N_-) die Anzahl der freien Protonen mit dem Spin in Richtung $\vec{k} \times \vec{q}$ ($-\vec{k} \times \vec{q}$). So folgt aus

$$P = (N_+ - N_-) / (N_+ + N_-)$$

und der Gesamtzahl der freien Protonen $N_0 = N_+ + N_-$ die Gleichungen

$$\begin{aligned} N_0 (1 + P) &= 2 N_+ \\ N_0 (1 - P) &= 2 N_- \end{aligned}$$

Wenn I die einfallende Intensität bedeutet, dann erhält man die Rate der erzeugten Pionen N_{π} :

$$\begin{aligned} N_{\pi} &= I (\sigma_{+} N_{+} + \sigma_{-} N_{-}) \\ &= (1/2) I N_0 (\sigma_{+} (1 + P) + \sigma_{-} (1 - P)) \\ &= (1/2) I N_0 \sigma_0 ((1 + A) (1 + P) + (1 - A) (1 - P)) \\ &= I N \sigma_0 (1 + A P) \end{aligned}$$

Für die verschiedenen Polarisierungen P^{+} und P^{-} sowie die Intensitäten I^{+} und I^{-} , ergeben sich also Zählraten N_{π}^{+} und N_{π}^{-} :

$$\begin{aligned} N_{\pi}^{+} &= I^{+} N_0 \sigma_0 (1 + A P^{+}) \\ N_{\pi}^{-} &= I^{-} N_0 \sigma_0 (1 + A P^{-}) \end{aligned} \quad (\text{A3.6.2})$$

Damit folgt

$$N_{\pi}^{+} \pm N_{\pi}^{-} = N_0 \sigma_0 [I^{+} (1 + A P^{+}) \pm I^{-} (1 + A P^{-})]$$

und wenn Q definiert ist als

$$Q = (N_{\pi}^{+} - N_{\pi}^{-}) / (N_{\pi}^{+} + N_{\pi}^{-}) \quad (\text{A3.6.3})$$

berechnet sich die Asymmetrie zu

$$A = - \frac{(Q-1)I^{+} + (Q+1)I^{-}}{(Q-1)I^{+}P^{+} + (Q+1)I^{-}P^{-}} \quad (\text{A3.6.4})$$

Mit $I^{+} = I^{-} \equiv I$ kürzt sich die Intensität heraus

$$A = Q \frac{1}{\frac{1}{2}(P^{+} - P^{-})} \cdot \frac{1}{1 - Q \frac{P^{+} + P^{-}}{P^{+} - P^{-}}} = \frac{N_{\pi}^{+} - N_{\pi}^{-}}{N_{\pi}^{-} P^{+} - N_{\pi}^{+} P^{-}} \quad (\text{A3.6.5})$$

(Man beachte: $P^{+} > 0$, $P^{-} < 0$!)

A4. DATENVERARBEITUNG

Wie in fast allen modernen Experimenten der Hochenergiephysik hatte die Datenverarbeitung auch bei diesem Experiment umfangreiche on-line und off-line Aufgaben zu bewältigen. Dafür stand direkt am Experiment eine PDP-8 zur Verfügung. Sie war über einen Datenkanal (50 kHz Worte) mit einer Doppelkonfiguration von Großrechnern der Serien IBM /360-75 und /360-65 verbunden.

Im folgenden wird skizziert, wie unter diesen Randbedingungen des DESY-on-line-Systems (Ako 72) die Datenverarbeitungsprobleme dieses Experimentes gelöst wurden (siehe auch Fre 73).

A4.1 Einsatz des Kleinrechners

Die PDP-8 hatte im Echtzeitbetrieb während der Messung eine große Anzahl von Aufgaben unterschiedlicher Prioritäten durchzuführen:

1. Einlesen der Daten des Experimentes
2. Kommunikation mit dem Großrechner (Transfer der gemessenen Daten und Empfang von aufbereiteten Daten)
3. Verarbeitung von Daten zu einer übersichtlichen Kontrollinformation über das Experiment
4. Anzeigen dieser Kontrollinformation und der Daten von dem Großrechner auf dem Sichtschirm
5. Interpretation von Kommando- und Parametereingabe vom Fernschreiber
6. Protokollführung auf der Schreibmaschine

Die Betriebsmittel für die verschiedenen Tasks verwaltete ein modifiziertes DESY-Multitask-Betriebssystem (Fre 68, Rau 72).

Die für dieses Experiment entwickelte Koppелеlektronik (Interfaces) erfüllte mehrere Aufgaben (Fre 73).

1. Auslese aller Koinzidenzregister, TDC'S und ADC's in einem langen Format für Testzwecke und bei den Ereignissen, die durch Blitzdiodenlichtpulse erzeugt

wurden (Blitzereignis).

2. Datenreduktion während der Messung indem nur die zu einer angesprochenen -Koinzidenz gehörigen ADC's und Bits ausgelesen wurden.
3. Erstellen einer Kontrolltabelle über die Statistik der bei jedem Blitzereignis, in dem jedes Zähler- und Koinzidenzbit gesetzt sein muß, nicht gesetzten Bits durch Hochzählen von Speicherplätzen im 'memory increment mode'.
4. Digitalisierung und Einlesen des NMR-Signals zur Messung der Polarisation.

Durch diese Koppel elektronik sowie spezielle Modifikationen des Rechenwerks (MVC-option) und der Adressierung (TCB-Basisregister) wurde es möglich, mit einer relativ kleinen Maschine (12K 12-Bit-Worte, 1 Interruptlevel) eine große Anzahl von komplexen Aufgaben zu bewältigen, ohne daß die Ereignisrate durch den Kleinrechner beschränkt war (Task-switch: 120 μ sec, Pufferplatz: 3 x 1024 Worte, maximale Ereignisrate 50 Hz bei einer Eventlänge von 448 Bits).

A4.2 On-line Einsatz des Großrechners

Die Meßdaten wurden in Blöcken von 1024 Worten zu den Großrechnern übertragen und auf Magnetplatten gespeichert. Gleichzeitig wurden aus den übertragenen Daten Histogramme erstellt, die - ebenfalls auf Magnetplatten gespeichert - auf Anforderung zum Kleinrechner übermittelt werden konnten. Da es innerhalb der einen Sekunde, die ein on-line Programm benutzen darf (Kuh 71), nicht möglich war, sämtliche bisher in einem Meßabschnitt ('RUN') aufgezeichneten Daten wieder zu lesen, um neue Diagramme zu erstellen, konnten nur laufende Summationen durchgeführt werden. Alle zur Erstellung der Histogramme notwendigen Parameter mußten deshalb schon zu Beginn eines Meßabschnitts zur IBM übertragen werden.

Am Ende eines Meßabschnitts von etwa 4 Stunden Dauer wurden

die Daten von der Platte auf Magnetband kopiert (siehe Anhang A4.3). Es wurden zwei Plattendatensätze abwechselnd benutzt. So konnten während der Platte-Band-Übertragung der Daten eines Meßabschnitts schon weitere Daten aufgezeichnet werden.

Die Kommunikation dieses On-line-Jobs mit dem Off-line-Job, der die Plattendaten auf Magnetbänder übertrug, wurde über einen weiteren Plattendatensatz (Statusdatensatz) abgewickelt. Dabei war zu berücksichtigen, daß der Off-line-Job nicht unbedingt auf derselben Maschine lief wie der On-line-Job. Die ENQ/DEQ-Macros des OS /360 zum Schutz gegen wechselseitige Veränderungen von Datensätzen bei gleichzeitig laufenden Jobs wurden deshalb mit Marken auf dem Statusdatensatz simuliert, die der eine Job nur schreiben, der andere dagegen nur lesen durfte.

A4.3 Off-line Einsatz des Großrechners

Bei der Konzeption des verwendeten Off-line-Programmsystems (Abb. A4.1). mußten zwei Gesichtspunkte besonders berücksichtigt werden.

- (1) Maximale Sicherung der Daten.
- (2) Einsparung von Programmspeicherplatz zur Vermeidung von Overlays, die die Verweilzeit der Programme im Rechner verlängern.

Zur Sicherung der Daten wurde nach Beendigung eines Meßabschnitts im Step 'F34DUMP' der On-line-Plattendatensatz nicht nur auf ein Magnetband ('URBAND') übertragen, sondern auch auf einen temporären Plattendatensatz ('SAVE DISK'). Falls der nachfolgende Step 'F34UMF', der die Daten in ein kompaktes Format umsetzte, nicht erfolgreich terminierte, (Lesefehler beim Lesen des URBANDes o. ä.), wurden die Daten auf das 'SAVE TAPE' gerettet.

Die gleichzeitige Bearbeitung der Daten der 13 t-Werte hätte einen großen Speicherbedarf bei der parallelen Erstellung der Plots in allen Auswerteprogrammen zur Folge gehabt. Deshalb wurden im Step 'F34SORT1' (Lit. IBM) die Daten nach t-Werten sortiert und in dieser Form dem anschließenden Step 'F34DRUCK' übergeben. Dieser Step verarbeitete die Daten der 13 t-Werte nacheinander und schrieb die sortierten Daten auf das 'RUNTAPE'.

Der im Step F34DRUCK erzeugte Ausdruck nach dem Ende eines jeden Meßabschnitts diente dazu,

- durch Vergleich mit dem Meßprotokoll des Kleinrechners die Richtigkeit der Datenübertragung zu überprüfen und
- eine vorläufige Auswertung der Daten des letzten Meßabschnitts zu erstellen, um dann auch zweidimensionalen Verteilungen zu kontrollieren, die im On-line-Programm aus Speicherplatzgründen nicht erstellt und deshalb nicht während der Messungen überprüft werden konnten.

Nach einer Meßperiode wurden die erstellten RUNTAPES im Step 'F34SORT2' über alle Meßabschnitte nach den 13 t-Werten sortiert und im Step 'F34DMP3' mit demselben Programm ausgewertet wie im Step F34DRUCK.

```

*****
* PDP-8: *
*   FXSYS *
*   RFWIND *
*****

```

```

=====
F34 DATENFLUSS
=====

```

```

*
***
*****
* *
* *
-----
* *
* *
*****
***
*

```

IBM /360-75

DDNAMES

ON-LINE

```

*****
* F34PDDIHL *
*****

```

```

*****
* ON-LINE DISK *
* F34DT1 *
* F34DT2 *
*****

```

```

*****
* F34DUMP *
*****

```

```

*****
* URBAND *
*****

```

IBM /360-75

OFF LINE

```

*****
* F34UMF *
* DRUCKT 1. SEITE *
*****

```

```

*****
* SORTIN *
*****

```

```

*****
* SAVE DISK *
*****
I
*****
* BEI URBANDFEHLER: *
* SAVE TAPE *
*****

```

```

*****
* F34SORT1 *
*****

```

```

*****
* SORTOUT *
*****

```

```

*****
* F34DRUCK *
*****

```

```

*****
* SYSOUT=A *
* AUSDRUCK DES *
* LETZTEN RUNS *
*****

```

```

*****
* RUNTAPE *
*****

```

```

*****
* F34SORT2 *
*****

```

```

*****
* KOTAPE *
*****

```

```

*****
* F34DMP3 *
*****

```

```

*****
* SYSOUT=A *
* AUSDRUCK DER *
* ZUSAMMENFASSUNG *
*****

```

Abb. A4.1

VERZEICHNIS DER TABELLEN

Tabelle		Seite
I	Eigenschaften der Targets substanz	7
II	Vom Strahl durchsetzte Materie im Target	7
III	Geometrie der Gammazähler	20
IV	Korrektur der π^0 -Rate	
	1. Berechnung der geladenen Trigger	41
	2. Korrekturen für alle Koinzidenzen	42
V	Beiträge der verschiedenen Elemente zu den gebundenen Protonen	43
VI	Asymmetrie bei 4 GeV	44
VII	Vergleich zwischen berechneten und gemessenen Multiplizitätswahrscheinlichkeiten	71

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abb.		Seite
2.1	Schnitt durch den Kryostaten	5
2.2	Schnitt durch die Nase des Kryostaten	5
3.1	Verteilung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ des 2γ -Systems nach Abzug der verzögerten Ereignisse	10
3.2	Summe der Θ_p -Verteilungen der Reaktionen $\gamma p \rightarrow \pi^0 p$ (2.1) und $\gamma A \rightarrow \pi^0 p A'$ (2.2) (volle Linie) nach einer Monte-Carlo Rechnung. Der Beitrag von (2.2) ist gestrichelt dargestellt.	10
4.1	Experimenteller Aufbau	15
4.2	Schematische Darstellung der Koinzidenzanordnung der Cerenkovzähler	16
5.1	Blockschaltbild der Elektronik des π^0 -Zweiges. (BB...Bitboxen = Koinzidenzregister, BZ...schnelle Scaler)	23
5.2	Prinzipschaltbild der Elektronik des Rückstoßarmes (GT...Generaltrigger, für den Θ -Zeit-Multiplexer siehe auch Anhang A2.)	25
6.1a	Masse $m_{\gamma\gamma}$ des 2γ -Systems gegen Zeitabstand der Cerenkovzählersignale der prompten Ereignisse (keine Subtraktion zufälliger Trigger)	29
6.1b	Projektion der Ereignisse von Abb.6.1a auf die $m_{\gamma\gamma}$ -Achse	29
6.2	Zeitspektrum eines Hodoskopzählers nach Subtraktion der zufälligen Ereignisse	33
6.3-6.15	Hodoskopverteilungen der gemessenen korrelierten Ereignisse (Punkte mit Fehlerbalken) und der Monte-Carlo Ereignisse (Histogramm)	34 - 37

6.16	Quotient zwischen gemessener Pion-Proton-Koinzidenzrate und der aus Monte-Carlo Rechnungen erwarteten in Abhängigkeit vom Impulsübertrag t .	37
7.1	In diesem Experiment gemessene Abhängigkeit der Asymmetrie A vom Impulsübertrag t	45
7.2	Wie 7.1; hinzugefügt sind die Daten von Boo 72 und zwei Geraden, die angenähert die sich aus Messungen von Σ und P ergebenden Grenzen für A darstellen	45
7.3	Vergleich zwischen den gemessenen Werten von A (dieses Experiment, Boo 72) und P (Deu 72, Sch 72)	48
7.4	Asymmetrie mit linear polarisierten Photonen nach And 71	48
7.5	Voraussagen von Kramer (Kra 71), Worden (Wor 71) und Gault et al. (Gau 71) für das Michigan Modell (MM) und das Argonne Modell (AM). Daneben ein Fit an die Daten von Collins et al (Col 73) für ein 'strong cut eikonal model'.	50
7.6	Kurven wie in 7.3 verglichen mit den experimentellen Daten	50
A1.1	Termschema des Elektron-Proton Spinsystems und die relative Besetzung dieser Niveaus	54
A1.2	Polarisationssignal $U(\uparrow)$ mit Bezugslinie und den bei der Berechnung der Polarisation benötigten Flächen	54
A2.1	Prinzipschaltung des Zeitmultiplexers	63
A2.2	Prinzipschaltung des logischen Teils der Rückstoßelektronik	65
A2.3	Zeitdiagramm des logischen Teils der Rückstoßelektronik	65
A2.4	ADC-MPX Logik	67

A3.1	Häufigkeitsverteilung $N(\Delta t)$ der Zeitabstände Δt zweier in benachbarten Zählern auftretenden Signale	69
A3.2	Wahrscheinlichkeit $W(i)$, daß zwei Signale in zwei Hodoskopzähler $(k, k+i)$ auftreten	69
A4.1	Datenfluß des Experimentes	84

Literaturverzeichnis

- Abr 58 A. Abragam, W. G. Proctor;
Compt. Rend. 246 (1958) 2253 Academie des
Sciences, Paris
- Ako 72 F. Akolk, H. Dilcher, H. Frese, G. Hochweller,
P. Kuhlmann, E. Raubold;
Computer Physics Communication 4, 275 (1972)
- And 71 R. L. Anderson, D. B. Gustavson, J. R. John-
son, I. D. Overman, D. H. Ritson, B. H. Wiik,
D. Worcester; Phys. Rev. D4 (1971) 1937
- Bar 73 I. M. Barbour, R. G. Moorhouse;
TH 1712 - CERN (1973)
- Boo 72 P. S. L. Booth, G. R. Court, B. Craven,
R. Gamet, P. J. Hayman, J. R. Holt, A. P. Huf-
ton, J. N. Jackson, J. H. Norem, W. H. Range;
Nucl. Phys. 38B (1972) 339
- Bor 67 M. Borghini, P. Roubau, C. Rytter;
Nucl. Instr. 49 (1967) 248 und 259
- Bor 68 M. Borghini; Phys. Lett. 26A (1968) 242
'Polarized Proton Targets', Herceg Novi 1968
- Bra 70 W. Braunschweig, W. Erlewein, H. Frese, K. Lü-
belsmeyer, H. Meyer-Wachsmuth, D. Schmitz,
A. Schultz von Dratzig, G. Wessels;
Phys. Lett. 33B (1970) 236

- Bra 72/1 W. Braunschweig, W. Erlewein, H. Frese, K. Lübelmeyer, H. Meyer-Wachsmuth, D. Schmitz, A. Schultz von Dratzig;
Nucl. Phys. B 51 (1973) 167 und DESY 72/52 (1972)
- Bra 72/2 W. Braunschweig, H. Dinter, W. Erlewein, H. Frese, K. Lübelmeyer, H. Meyer-Wachsmuth, C. C. Morehouse, D. Schmitz, A. Schultz von Dratzig, G. Wessels;
Nucl. Phys. B 51 (1973) 157 und DESY 72/51 (1972)
- Bra 69 W. Braunschweig; Dissertation Bonn 1969
- Col 73 P. D. B. Collins, A. Fitton; Durham University, 1973
- Deu 72 M. Deutsch, L. Golub, P. Kijewski, D. Potter, D. Quinn, J. Rutherford; MIT COO 3069-71 (1972)
- Erl 71 W. Erlewein; Dissertation Bonn 1971 PIB 1-121
- Fre 68 H. Frese; Diplomarbeit Hamburg 1968
- Fre 73 H. Frese; Dissertation Hamburg 1973
- Fro 72 J. Froyland; Springer Tracts in Modern Physics 63 (Springer, Berlin 1972)
- Gau 71 F. Gault, A. Martin, G. Kane;
Nucl. Phys. B32 (1971) 429
- Gen 73 H. Genzel, J. Knütel; persönliche Mitteilung

- Go1 73 G. R. Goldstein, J. F. Owens, J. P. Rutherford, M. J. Moravcsik; Int. Symp. Electron-Photon Int., Bonn 1973, Beitrag 46
- Har 71 H. Harari; Phys. Lett. 26 (1971) 1400
- Har 72 G. Hartmann, D. Hubert, S. Mango, C. C. Morehouse, K. Plog; DESY 72/63 (1972)
- Hus 68 D. Husmann; Dissertation Bonn 1968
- IBM IBM System/360 Operating System, Sort / Merge
IBM Form C28-6543-5
- Käs 72 K. H. Käselau; Diplomarbeit Hamburg 1972
- Knü 71 J. Knütel; Diplomarbeit Hamburg 1971
- Knü 74 J. Knütel; DESY int. Bericht (wird veröffentlicht)
- Kop 56 H. Kopfermann; 'Kernmomente'
'Akademische Verlagsgesellschaft, Frankfurt
1956, S. 289
- Kra 71 G. Kramer; DESY 71/27 (1971)
und Fortschritte der Physik 19 (1971) 725
- Kuh 71 P. E. Kuhlmann; PDA - Manual
Interner Bericht, DESY R1-71/2
- Lüb 70 K. Lübelsmeyer;
Proc. of the XVth Int. Conf. on HEP Kiev 1970
- Lut 67 G. Lutz, H. O. Schultz; DESY 67/29 (1967)
- Man 69 S. Mango, Ö. Runolfson, M. Borghini; Nucl.
Instr. Meth. 72 (1969) 45

- Mea 69 D. F. Measday, C. Richard-Serre;
Nucl. Instr. Meth. 76 (1969) 45
- Mey 72 W. T. Meyer, A. Browman, K. Hanson, A. Os-
borne, A. Silverman, F. E. Taylor, N. Horwitz;
CLNS - 176 (1972)
- Mon 71 E. J. Moniz, I. Sick, R. R. Whitney, I. R. Fi-
cenec, R. D. Kephart, W. P. Trower;
HEPL 646 / ITP 377 (1971)
- Mor 72 C. C. Morehouse;
interner Bericht DESY F34-72/1 (1972)
- Ove 53 A. W. Overhauser;
Phys. Rev. 89 (1953) 689 und 92 (1953) 411
- Pau 73 L. Paul; Dissertation Hamburg 1973
Interner Bericht DESY F38-73/1
- Pet 68 V. Petricek;
Nucl. Instr. Meth. 58 (1968) 111
- Rau 72 E. Raubold;
Interner Bericht DESY DV 72/1 (1972)
- Rou 66 P. Roubeau; Cryogenics 6 (1966) 207
- Sal 73 Ph. Salin; Übersichtsvortrag, Int. Symp. on
Electron-Photon Int., Bonn 1973
- Sch 72 D. Schmidt, L. Criegee, G. Franke, A. Giese,
G. Poelz, U. Timm, G. Vogel, K. Wegener,
W. Zimmermann, G. Buschhorn, P. Heide,
R. Kotthaus, H. Werner;
Contr. to 16th Int. Conf. on HEP NAL 1972

- Sch 70 D. Schmitz;
 Habilitationsschrift Bonn 1970 PI-1-114
- Sch 71 A. Schultz von Dratzig;
 Dissertation Bonn 1971 PIB-1-120
- Tal 73 R. Talman; Übersichtsvortrag, Int. Symp. on
 Electron-Photon Int., Bonn 1973
- Wes 72 G. Wessels; Dissertation Bonn 1972 PIB-1-177
- Wii 71 B. Wiik; Proceedings of the 1971 Int. Symp. on
 Electron and Photon Interactions
 Cornell University 1972
- Wor 72 R. Worden; Nucl. Phys. B37, 253 (1972)

DANKSAGUNG

Den Herren Prof. G. Weber, Prof. E. Lohrmann und Prof. K. Lübelmeyer danke ich für ihr stets förderndes Interesse. Dem DESY-Direktorium verdanke ich großzügige Unterstützung bei der Durchführung des Experimentes.

Die gute Zusammenarbeit mit dem Hallendienst, der Synchrotrongruppe und besonders mit den Mitgliedern des Rechenzentrums bei DESY möchte ich dankend erwähnen.

Mein Dank gilt insbesondere den Herren Prof. D. Schmitz, Dr. W. Erlewein und Dr. H. Frese für viele anregende Diskussionen, von denen ich viel lernen konnte.

Weiterhin möchte ich allen Mitgliedern der Gruppe F34 für ihre tatkräftige Mitarbeit an diesem Experiment danken.

LEBENS LAUF

Als Sohn des Kaufmanns Joh. Theod. Heinr. Meyer-Wachsmuth und seiner Ehefrau Elsa, geb. Luther, wurde ich am 15. Nov. 1942 in Bremen geboren.

Nach der Einschulung im April 1949 besuchte ich dort die Grundschule an der Lessingstraße, die Realschule an der Hemelinger Str. und das Gymnasium an der Hamburger Str., an dem ich 1962 die Reifeprüfung ablegte.

Im Frühjahr 1962 begann ich das Studium der Physik an der Universität Hamburg, das ich 1969 mit dem Diplom abschloß. Die Diplomarbeit mit dem Titel 'Eine Anlage zur differentiellen Energieanalyse schneller Elektronen mit Filterlinsen als Monochromator und Analysator' fertigte ich im Institut für Angewandte Physik unter Leitung von Prof. Dr. H. Raether an.

Im August 1969 wurde ich Mitarbeiter des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) und im April 1973 Assistent am I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen.

Seit Dez. 1973 bin ich mit meiner Frau Anita, geb. Castedello, verheiratet.