

697
769
Interner Bericht
DESY F34-74/1
Mai 1974

Photoproduktion neutraler Pi-Mesonen an
Neutronen bei 4 GeV in Vorwärtsrichtung

von

DESY-Bibliothek

2. JULI 1974

H. Frese

Photoproduktion neutraler Pi-Mesonen an
Neutronen bei 4 GeV in Vorwärtsrichtung

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von

Hans Frese

aus Bremen

Hamburg

1973

Genehmigt vom Fachbereich Physik der Universität Hamburg
auf Antrag von Professor Dr. E. Lohrmann

Hamburg, den 27. Juni 1973

Prof. Haensel
Sprecher des Fachbereichs
Physik

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	3
2. Meßprinzip	7
3. Experimenteller Aufbau	11
3.1 Pion-Nachweis, Gammazähler	13
3.2 Protonen-Hodoskop	15
3.3 Neutronenzähler	22
4. Elektronik	24
4.1 Logischer Kreis (Triggerelektronik)	24
4.2 Analoger Kreis	27
4.3 Zähler und Kontrolle	28
4.4 Datenaufzeichnung	29
5. Auswertung	30
5.1 Ermittlung der Pinull-Ereignisrate N_{Pi}	30
5.2 Ermittlung der Pinull-Proton-Ereignisrate N_{PiP}	31
5.3 Ermittlung der Pinull-Neutron-Ereignisrate N_{PiN}	35
5.4 Globale Korrekturen der Ereignisraten	36
5.5 Beiträge aus anderen Reaktionen	39
5.6 Berechnung der Wirkungsquerschnitte und des Verhältnisses R	46
6. Ergebnisse und Diskussion	47
6.1 Ergebnisse am Wasserstoff	47
6.2 Ergebnisse am Deuterium	53
7. Zusammenfassung	64

ANHANG

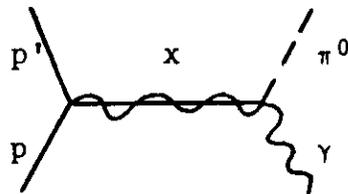
A1. Bestimmung der Akzeptanz und der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit	65
A1.1 Kinematische Beziehungen	65
A1.2 Die Akzeptanz ΔE und Δt	66
A1.3 Bestimmung der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit	70
A2. Die Eichung der Gammazähler	73
A3. Totzeit- und Zufälligen-Korrektur im Rückstoßarm	76
A4. Datenverarbeitung des Experimentes	81
A4.1 Einsatz des Kleinrechners	83
A4.2 Koppelelektronik	85
A4.3 On-line Einsatz des Großrechners	102
A4.4 Off-line Einsatz des Großrechners	104
Verzeichnis der Abbildungen	107
Literaturverzeichnis	110

1. Einleitung

Zur Photoproduktion von Pinull-Mesonen an Protonen bei Energien oberhalb des Resonanzbereiches (Photonenergie $k \geq 2\text{GeV}$) liegen umfangreiche Messungen vor (Lit. 1, 2).

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dt$ zeigt als Funktion des invarianten Viererimpulsübertrages t ein ausgeprägtes Maximum bei $t \approx -0.15 (\text{GeV}/c)^2$ und ein flaches Minimum bei $t \approx -0.5 (\text{GeV}/c)^2$.

Dieses Verhalten läßt sich im Rahmen verschiedener Modelle, insbesondere Regge-Modelle (Lit. 3), gut beschreiben, bei denen die dominanten Amplituden gemäß dem angeführten Graphen durch Austausch von Vektormesonen im t -Kanal bestimmt werden.

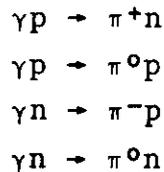


Der Austausch von Rho-, Omega-, Phi- ($J^P=1^-$) und B-Mesonen ($J^P=1^+$) ist aufgrund der Erhaltungssätze erlaubt. Die t -Abhängigkeit des gemessenen Wirkungsquerschnittes wird besonders gut durch die Annahme eines dominanten Rho- oder Omega-Austausches beschrieben, wobei wegen der großen Omega-Pi-Gamma-Kopplung der Omega-Austausch den Hauptbeitrag liefert.

Die Messungen von $d\sigma/dt$ alleine erlauben es jedoch nicht, die freien Parameter der einzelnen Modelle eindeutig zu bestimmen.

Heute gehen die Bestrebungen deshalb dahin, über die Messung möglichst vieler beobachtbarer Größen die Bestimmung der 4 Helizitätsamplituden zu ermöglichen, die den Prozeß vollständig beschreiben. So bestätigten Messungen mit polarisierten Photonen die Annahme, daß die Pinull-Photoproduktion überwiegend durch den Omega- oder Rho-Austausch bestimmt wird.

Die Helizitätsamplituden lassen sich weiter nach ihren Isospinzuständen zerlegen. So lassen sich die 4 möglichen Prozesse der Pimeson-Photoproduktion



durch 3 Isospinamplituden beschreiben.

Zur Pinull-Photoproduktion tragen die skalare Isospinamplitude und eine Linearkombination der beiden vektoriellen Amplituden bei. Der isovektorielle Term ist für die Produktion am Neutron und am Proton der gleiche.

Jede der 4 s-Kanal-Helizitätsamplituden kann in einen isoskalaren Anteil h_{\pm}^0 bzw. ϕ_{\pm}^0 und einen isovektoriellen Anteil h_{\pm}^1 bzw. ϕ_{\pm}^1 zerlegt werden. Dabei sind die ϕ die Helizitäts-Flip- und die h die Helizitäts-Nonflip-Amplituden. Zu den mit + indizierten Amplituden trägt im hochenergetischen Grenzfall nur der t-Kanal-Austausch von Teilchen natürlicher Parität, zu den mit - indizierten nur der von Teilchen unnatürlicher Parität bei.

Für die Amplituden am Proton bzw. Neutron gilt somit:

$$\begin{aligned}h \text{ (Proton)} &= h_{\pm}^0 + h_{\pm}^1 & \text{bzw.} & \quad h \text{ (Neutron)} = - h_{\pm}^0 + h_{\pm}^1 \\ \text{und } \phi \text{ (Proton)} &= \phi_{\pm}^0 + \phi_{\pm}^1 & \text{bzw.} & \quad \phi \text{ (Neutron)} = - \phi_{\pm}^0 + \phi_{\pm}^1.\end{aligned}$$

Da die isoskalaren Amplituden durch den Rho-Austausch und die isovektoriellen Amplituden durch den Omega-Austausch bestimmt werden, geben Messungen der Pinull-Produktion an Proton und Neutron Auskunft über den Anteil beider Beiträge.

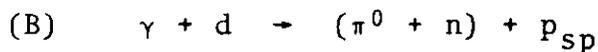
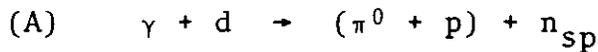
Das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dt$ am Neutron und Proton ist gegeben durch:

$$R = \frac{d\sigma/dt (\gamma n \rightarrow \pi^0 n)}{d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \pi^0 p)}$$

$$R = \frac{|-h_+^0 + h_+^1|^2 + |-h_-^0 + h_-^1|^2 + |-\phi_+^0 + \phi_+^1|^2 + |-\phi_-^0 + \phi_-^1|^2}{|h_+^0 + h_+^1|^2 + |h_-^0 + h_-^1|^2 + |\phi_+^0 + \phi_+^1|^2 + |\phi_-^0 + \phi_-^1|^2}$$

Diese Arbeit beschreibt ein Experiment zur Bestimmung des Verhältnisses R. Da es keine freien Neutronentargets gibt, wurde das Verhältnis der unkohärenten Pinull-Photoproduktion an den im Deuterium gebundenen Neutronen und Protonen gemessen.

Im Rahmen des Zuschauermodells wechselwirkt das Photon bei den Reaktionen



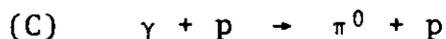
nur mit einem der Targetnukleonen, während das andere unbeteiligt zuschaut. Diese Annahme ist dadurch begründet, daß der Energieübertrag groß ist gegen die Bindungsenergie des Nukleons und damit die Wechselwirkung nicht oder nur schwach von der Bindung des Nukleons im Kern abhängt.

Andere Effekte wie die Abschirmung der Nukleonen im Kern, Endzustandswechselwirkungen der beiden Nukleonen und Doppelstreuung des Pi-Mesons sollten klein sein und vor allem annähernd gleich für beide Reaktionen (A) und (B).

Deshalb gilt in guter Näherung:

$$\frac{d\sigma/dt (\gamma d \rightarrow \pi^0 n p_{sp})}{d\sigma/dt (\gamma d \rightarrow \pi^0 p n_{sp})} \approx R = \frac{d\sigma/dt (\gamma n \rightarrow \pi^0 n)}{d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \pi^0 p)}$$

Um die Güte dieser Annahmen zu überprüfen, wurde mit dem identischen experimentellen Aufbau die Reaktion



am Wasserstoff gemessen und die Querschnitte am freien und gebundenen Proton verglichen.

Die vorliegende Arbeit entstand zusammen mit der Dissertation von G. Wessels (Lit. 4). In dieser Arbeit wird die Ermittlung der Zählraten im Rückstoßzweig der Apparatur und die Verarbeitung der Meßdaten auf den Rechenmaschinen DEC PDP-8 und IBM /360-75 beschrieben, in jener der Nachweiszähler für Neutronen, die Ermittlung von Untergrundbeiträgen und die Stabilisierung der Verstärkung der Photomultiplier in den Nachweiszählern.

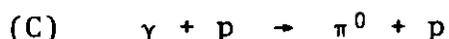
2. Meßprinzip

In den Reaktionen



wurden die Pinull-Mesonen über ihren 2-Gamma-Zerfall in Koinzidenz mit dem Rückstoß-Proton bzw. -Neutron nachgewiesen.

Um die Beschreibung von (A) und (B) im Rahmen des Zuschauermodells zu überprüfen, wurde mit derselben Apparatur die Reaktion



am Wasserstoff gemessen.

Zur vollständigen Beschreibung der Reaktion (C) müssen zwei kinematische Variable der beiden auslaufenden Teilchen gemessen werden, denn bei der Benutzung der Photonen eines Röntgenbremsstrahles ist über ihre Energie nur bekannt, daß sie kleiner oder gleich der Energie der Elektronen ist, die die Bremsstrahlung erzeugen. In diesem Experiment wurden Energie und Winkel des Pinull-Mesons gemessen.

Die Reaktionen (A) und (B) lassen sich im Rahmen des Zuschauermodells so interpretieren, daß das einfallende Photon nur mit einem der beiden Nukleonen wechselwirkt, während das andere unbeteiligt zuschaut (siehe S.5). Die Kinematik dieser Prozesse entspricht der der Reaktion (C), bis auf die Tatsache, daß die Reaktion an einem virtuellen, bewegten Nukleon stattfindet. Da die Impulsverteilung der Nukleonen im Deuterium sich mit ausreichender Genauigkeit mit Hilfe der Hulthen-Wellenfunktion beschreiben läßt, kann die hierdurch bedingte Impulsänderung der auslaufenden Pinull-Mesonen berücksichtigt werden.

Das Pinull-Meson zerfällt mit einem Verzweigungsverhältnis von 98.8% und einer Halbwertszeit von $0.56 \cdot 10^{-16}$ Sekunden (Lit. 5) in zwei Gammaquanten. Durch die Messung von Richtung und Energie der beiden Photonen, also ihrer Viererimpulse K_1 und K_2 , sind die Masse, die Energie und die Richtung des zerfallenen Teilchens bestimmt.

Als Gammazähler wurden totalabsorbierende Bleiglas-Cerenkovzähler verwendet (SF5, $14 \times 26 \text{ cm}^2$, 30 cm tief), deren Aperturen durch 15 cm tiefe Bleikollimatoren definiert wurden. Die durch die Aperturgröße ($8 \times 8 \text{ cm}^2$ im Abstand von 6 m) gegebene Winkelauflösung betrug ca. 1 Grad. Die Pulshöhe der Cerenkovzählersignale ist proportional der Energie der absorbierten Gammaquanten. Die Energieauflösung der Zähler betrug im benötigten Energiebereich 7 - 20% (F.W.H.M.) (siehe Anhang A2.). Je zwei Gammazähler wurden unter- und oberhalb der Strahlebene so aufgebaut, daß ihr Öffnungswinkel $2\alpha_0$ dem Öffnungswinkel für den symmetrischen Zerfall der Pinull-Mesonen der mittleren Energie \overline{E}_π entsprach:

$$\sin \alpha_0 = m_\pi / \overline{E}_\pi$$

Antizähler (Szintillationszähler von 5 mm Dicke), die nur auf geladene Teilchen ansprechen, erlaubten es, Trigger der Gammazähler durch geladene Teilchen elektronisch wieder zu löschen.

Ein 2-Gamma-Ereignis war durch eine Koinzidenz zwischen 2 Gammazählern und Nichtansprechen der Antizähler definiert. Aus den 2-Gamma-Ereignissen wurden die Pinull-Ereignisse über die Messung der invarianten Masse $m_{\gamma\gamma}$ des 2-Gamma-Systems identifiziert.

Für $m_{\gamma\gamma}$ gilt (siehe Anhang A1.1):

$$m_{\gamma\gamma}^2 = 4 k_1 k_2 \sin^2 \alpha_0.$$

bei den gewählten Akzeptanzen kinematisch nicht ausgeschlossen werden.

Zur Pinull-Rate wurden Beiträge von bis zu 30% aus diesen Konkurrenzprozessen gefunden.

Eine detailliertere Untersuchung der verschiedenen Untergrundprozesse wurde durch Abschätzung einzelner Beiträge und durch Messungen bei verschiedenen Endenergien mit dadurch bedingten verschiedenen Energieakzeptanzen durchgeführt. Die Abschätzungen und die Bestimmung der Untergrundbeiträge aus diesen Messungen sind in der Dissertation von G. Wessels (Lit. 4) ausführlich beschrieben. Die Analyse ergab, daß der gefundene Untergrund erklärt werden kann, wenn man als einzigen Beitrag die Delta-Produktion annimmt.

Für diese Arbeit ist die Tatsache wesentlich, daß der Untergrundbeitrag zu den Pinull-Proton- und Pinull-Neutron-Koinzidenzraten stark unterdrückt ist, da die geladenen Teilchen aus dem Delta-Zerfall über einen wesentlich größeren Raumwinkel verteilt sind als die Rückstoßteilchen der Einfach-Produktion. Diese Untergrundbeiträge hatten deshalb auf die Bestimmung des Verhältnisses R einen vernachlässigbaren Einfluß ($<1\%$).

3. Experimenteller Aufbau

Eine Übersicht über den gesamten Aufbau des Experimentes zeigt die Abbildung 1.

Der Gammastrahl wurde an einem internen Target aus 0.05 mm starkem Wolfram im Synchrotron erzeugt, durch zwei Kollimatoren auf einen Querschnitt von $13 \times 13 \text{ mm}^2$ am Targetort gebracht und zwischen dem zweiten Kollimator und dem Target in einem Magneten (M1, $BL = 1.5 \text{ Tm}$) von geladenen Teilchen gereinigt. Der Strahl wurde im Vakuum (0.1 Torr) oder in heliumgefüllten Plastiksäcken geführt und im Quantameter, dem Strahlmonitor, absorbiert.

Die Dauer eines Strahlimpulses betrug ca. 2 ms bei einer Wiederholungszeit von 20 ms. Die durch die "single turn injection" bedingte Einschußlücke bewirkte bei einer Gesamtumlaufzeit von 1 Mikrosekunde eine zusätzliche zeitliche Struktur von abwechselnd 750 ns Strahl und 250 ns Pause. Das effektive Tastverhältnis betrug ca. 5 %.

Die Maximalenergie der im Synchrotron beschleunigten Elektronen bestimmt die Maximalenergie der Gammaquanten; sie war mit einer Genauigkeit von 1 % bekannt. Das Spektrum wurde berechnet. (Siehe Lit. 7)

Das Target - ein waagrecht liegender Zylinder aus Kaptonfolie mit einem Durchmesser von 6 cm und einer Länge von 19.5 cm - war mit flüssigem Deuterium oder flüssigem Wasserstoff gefüllt.

Zur Abschirmung der Cerenkovzähler gegen geladene Teilchen standen zwischen Target und Zählergestell ein Reinigungsmagnet ($BL = 0.7 \text{ Tm}$) und zwei 10 cm dicke Vorkollimatorwände aus Blei.

Die Nachweiszähler für die Rückstoßnukleonen waren auf einer um den Targetmittelpunkt drehbaren Lafette montiert.

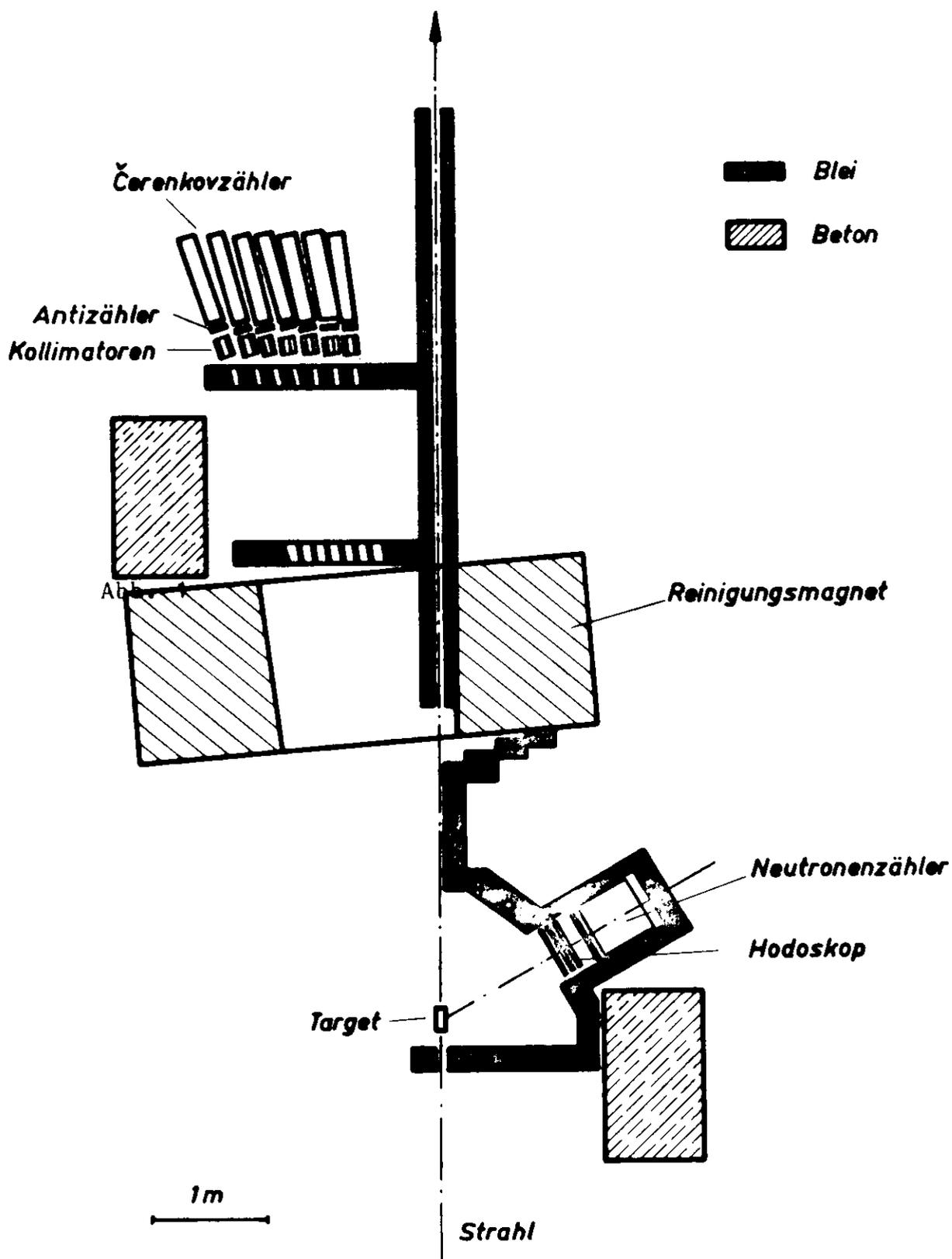


Abb. 1

Sie wurden abgeschirmt durch ein Bleihaus von 10 cm Wandstärke mit einer Öffnung von 30 x 50 cm² zum Target, eine 20 cm starke Bleiwand quer zum Gammastrahl vor dem Target und eine 20 cm dicke Bleimauer längs des Gammastrahls zwischen Target und Reinigungsmagnet.

3.1 Pion-Nachweis, Gammazähler

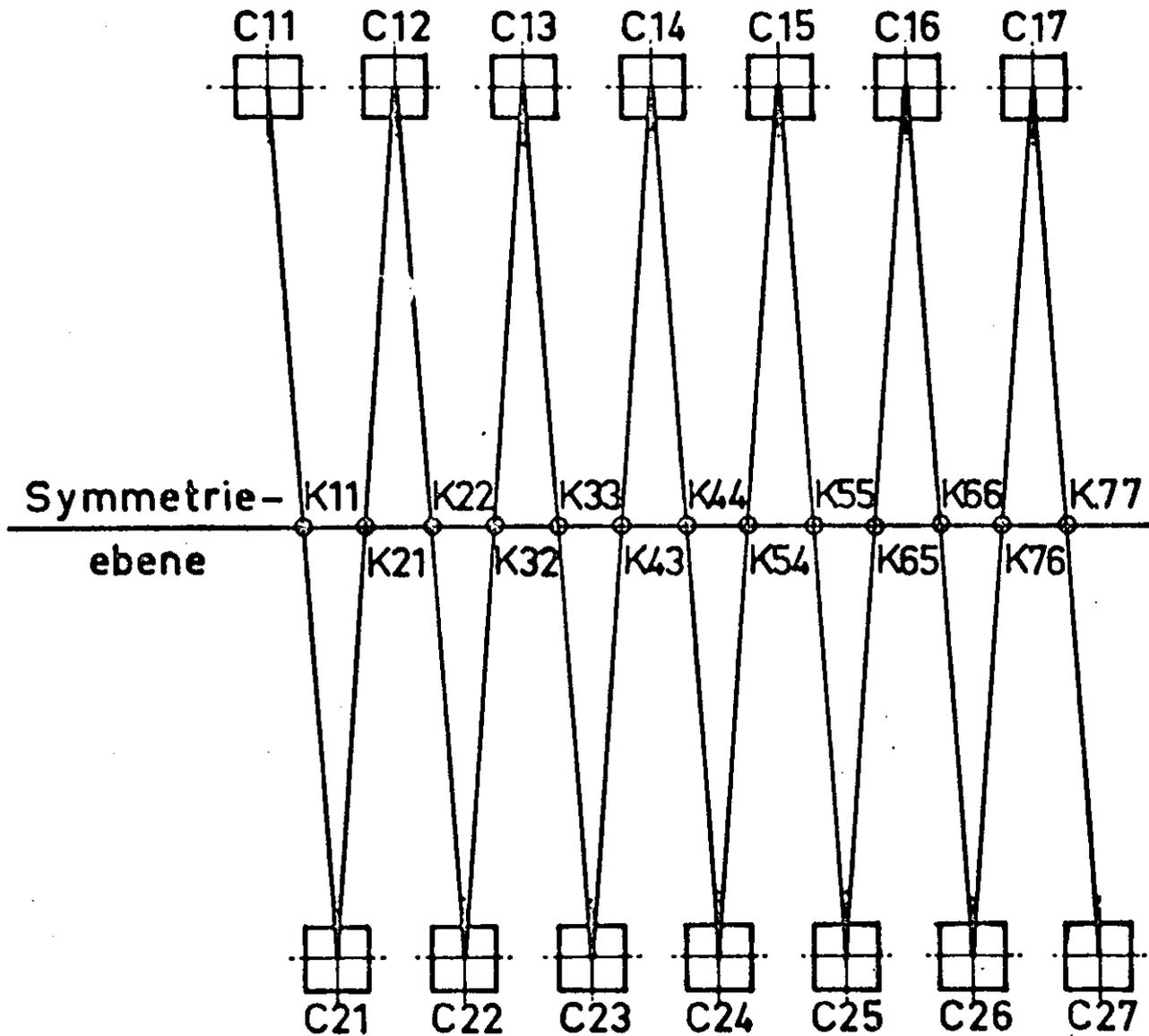
Wie bei früheren Messungen (Lit. 6) wurde zur Erhöhung der Meßgeschwindigkeit ein Aufbau mit 14 Gammazählern gewählt, die zu je 7 ober- und unterhalb der Ebene des Gammastrahles angeordnet waren und in 13 Koinzidenzen zusammengefaßt wurden. Jede Koinzidenz erfaßte einen anderen t-Bereich, so daß eine gesamte t-Verteilung gleichzeitig gemessen wurde. Die Gammazähler und ihre aperturdefinierenden Kollimatoren waren einzeln justierbar in zwei Gestellen aufgebaut. Das Kollimatorgestell war 6 m vom Target entfernt.

Die verwendeten Bleiglasblöcke (SF5-Glas der Fa. Schott, Mainz) hatten einen Querschnitt von 260 x 140 mm² und eine Tiefe von 300 mm, entsprechend 12 Strahlungslängen. An der Rückseite der Klötze waren je 2 Multiplier (Typ Valvo XP 1040 bzw. XP 1041) montiert. Der Bedeckungsfaktor betrug 51 % (Lit. 7).

Die Anodensignale der beiden Photomultiplier wurden auf einem 50-Ohm-Kabel addiert. Die Ladung des Strompulses ist der Energie der einfallenden Photonen proportional. Die Gammazähler wurden an einem Elektronenstrahl geeicht (siehe Anhang A2.).

Vor jedem Cerenkovzähler war in 8 cm Abstand ein Antizähler montiert. Der Szintillator (Pilot Y) hatte eine Dicke von 5 mm und eine Fläche von 230 x 110 mm². Als Multiplier wurden Röhren des Typs 56 DVP (Fa. Valvo) eingesetzt.

Vor dem Cerenkovzähler, jedoch mechanisch von diesem getrennt, befand sich ein Kollimator. Er bestand aus einem Eisengehäuse mit einer inneren Öffnung von 216 x 96 mm².



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

Abb. 2 Gammazähler Zickzack

Die gewünschte Apertur ($8 \times 8 \text{ cm}^2$) ließ sich durch Auffüllen der inneren Öffnung mit 15 cm tiefen Bleiplatten herstellen.

Zur Justierung der Apparatur konnte das Target aus dem Gammastrahl herausgefahren und ein Theodolit am Ort der Targetmitte aufgestellt werden. Die Justiergenauigkeit der Kollimatoren betrug $\pm 0.5 \text{ mm}$.

Abb. 2 zeigt schematisch die Anordnung der Zähler. Tabelle 1 enthält die wichtigsten geometrischen Größen der Gammazähler, die Tabellen 2-5 zeigen Energie- und Impulsaufösungen sowie die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeiten für die verschiedenen Messungen.

3.2 Das Protonenhodoskop

Zum Nachweis der Rückstoßprotonen diente ein Szintillationszähler-Hodoskop (siehe Tab. 6). Es bestand aus zwei Ebenen, wobei die erste 5 vertikale (VP1 bis VP5) und die zweite 3 horizontale Zähler (HP1 bis HP3) enthielt. Die Szintillatoren waren 5 mm dick und mit je einem Photomultiplier (Valvo 56 AVP) versehen.

Die Ebenen waren 2.5 cm voneinander entfernt, insgesamt 50 cm breit und 30 cm hoch. Vor der ersten Zählerebene stand zur Abschirmung des vom Target kommenden Untergrundes eine 0.5 cm dicke Bleiplatte.

Da die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für Protonen und Neutronen bei einem festen Positionswinkel des Rückstoßarms über die 13 t-Kanäle variiert, wurden die Messungen am Deuterium bei $\Theta_R = 60$ und 66 Grad durchgeführt, um eine gleichmäßigere Nachweiswahrscheinlichkeit der Rückstoßzähler zu erreichen.

Tabelle 1 Geometrie der Gammazähler

Zähler	Abstand cm	β_x Grad	β_y Grad	Koinzidenz	$\bar{\epsilon}$ (GeV/c) ²
C11	628.9	17.290	2.394		
				K11	1.17
C21	626.2	16.523	-2.124		
				K21	1.07
C12	623.3	15.550	2.281		
				K22	0.98
C22	621.3	14.923	-2.123		
				K32	0.89
C13	618.5	13.911	2.147		
				K33	0.80
C23	616.7	13.234	-2.130		
				K43	0.71
C14	614.1	12.161	2.005		
				K44	0.62
C24	612.5	11.408	-2.143		
				K54	0.54
C15	610.4	10.455	1.194		
				K55	0.46
C25	608.9	9.604	-2.117		
				K65	0.39
C16	607.4	8.771	1.876		
				K66	0.32
C26	605.9	7.790	-2.043		
				K76	0.26
C17	604.9	7.073	1.899		
				K77	0.20
C27	603.5	5.907	-1.899		

β_x , β_y sind die Horizontal- und Vertikalwinkel bezogen auf den Gammastrahl.

Breite x Höhe der Aperturen betrug

8 x 8 cm² für die Messungen bei 4.1 GeV und 4.3 GeV

8 x 5 cm² für die Messungen bei 4.2 GeV

Tabelle 2 Akzeptanz der Apparatur

Messung am Wasserstoff

Maximale Gammaenergie = 4.1 GeV

Mittlere Gammaenergie = 4.0 GeV

Rückstoßwinkel = 66 Grad

\bar{t} (GeV/c) ²	Δt (GeV/c) ²	Δk MeV	F x 10 ⁻¹³	BP
0.20	0.045	360	0.69	0.81
0.26	0.05	360	0.68	0.94
0.32	0.06	360	0.69	0.97
0.39	0.08	360	0.69	0.99
0.46	0.08	360	0.71	0.99
0.54	0.11	360	0.56	1.00
0.62	0.11	360	0.52	1.00
0.71	0.12	360	0.47	1.00
0.80	0.13	360	0.43	0.95
0.89	0.13	360	0.43	0.95
0.98	0.15	340	0.38	0.57
1.07	0.16	340	0.36	0.41
1.17	0.18	340	0.36	0.21

In einer Monte-Carlo-Rechnung wurden die folgenden Größen ermittelt:

Δt = Breite der t-Verteilung (F.W.H.M.)

Δk = Breite der k-Verteilung (F.W.H.M.)

F = integrale geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Anhang A1.3)

BP = Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einem Pion-Nachweis das zugehörige Proton das Proton-Hodoskop trifft.

Tabelle 3 Akzeptanz der Apparatur

Messung am Wasserstoff

Maximale Gammaenergie = 4.2 GeV

Mittlere Gammaenergie = 4.0 GeV

Rückstoßwinkel = 66 Grad

\bar{t} (GeV/c) ²	Δt (GeV/c) ²	Δk MeV	F x 10 ⁻¹³	BP
0.20	0.045	330	0.32	0.90
0.26	0.05	330	0.33	0.98
0.32	0.06	330	0.31	0.99
0.39	0.07	330	0.30	1.00
0.46	0.09	330	0.29	1.00
0.54	0.10	320	0.26	1.00
0.62	0.11	320	0.24	1.00
0.71	0.12	280	0.24	1.00
0.80	0.13	280	0.22	0.90
0.89	0.13	240	0.21	0.68
0.98	0.14	240	0.19	0.48
1.07	0.14	240	0.19	0.31
1.17	0.16	240	0.17	0.16

Definitionen siehe Tabelle 2.

Tabelle 4 Akzeptanz der Apparatur

Messung am Wasserstoff

Maximale Gammaenergie = 4.3 GeV

Mittlere Gammaenergie = 4.0 GeV

Rückstoßwinkel = 66 Grad

\bar{t} (GeV/c) ²	Δt (GeV/c) ²	Δk MeV	F x 10 ⁻¹³	BP
0.20	0.055	480	1.05	0.82
0.26	0.075	510	1.05	0.92
0.32	0.09	560	1.04	0.95
0.39	0.12	600	0.97	0.98
0.46	0.12	560	1.01	0.98
0.54	0.15	560	0.89	1.00
0.62	0.15	520	0.82	1.00
0.71	0.16	480	0.75	0.99
0.80	0.17	440	0.72	0.90
0.89	0.20	440	0.72	0.71
0.98	0.22	440	0.65	0.55
1.07	0.22	440	0.60	0.37
1.17	0.26	440	0.56	0.20

Definitionen siehe Tabelle 2.

Tabelle 5 Akzeptanz der Apparatur

Messung am Deuterium

Maximale Gammaenergie = 4.3 GeV

Mittlere Gammaenergie = 4.0 GeV

Rückstoßwinkel			=	60 Grad		66 Grad		η
\bar{t}	Δt	Δk	F	BP	BN	BP	BN	
(GeV/c) ²	(GeV/c) ²	MeV	$\times 10^{-13}$					
0.20	0.06	480	1.22	0.28	0.22	0.45	0.41	0.27
0.26	0.07	480	1.17	0.40	0.30	0.59	0.53	0.27
0.32	0.10	480	1.11	0.52	0.46	0.69	0.62	0.30
0.39	0.10	480	1.05	0.66	0.57	0.74	0.67	0.30
0.46	0.13	480	1.09	0.74	0.67	0.79	0.72	0.30
0.54	0.15	480	1.03	0.81	0.75	0.81	0.75	0.30
0.62	0.15	460	0.89	0.85	0.80	0.81	0.73	0.30
0.71	0.18	460	0.89	0.89	0.85	0.78	0.68	0.30
0.80	0.18	440	0.83	0.90	0.85	0.70	0.57	0.30
0.89	0.20	440	0.77	0.88	0.82	0.59	0.46	0.30
0.98	0.20	440	0.72	0.89	0.82	0.48	0.35	0.30
1.07	0.22	440	0.65	0.85	0.77	0.36	0.23	0.30
1.17	0.26	440	0.60	0.78	0.66	0.25	0.14	0.30

Definitionen siehe Tabelle 2, außerdem:

BN = Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einem Pion-Nachweis das zugehörige Neutron den Neutronenzähler trifft.

η = Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers

Tabelle 6 Geometrie des Rückstoßarmes

	l_0	h	b	d
	cm	cm	cm	cm
Blei-Absorber	104	30	50	0.5
Protonen-Hodoskop				
V-Ebene	120.8	30	10	0.5
H-Ebene	123.5	10	50	0.5
Blei-Absorber	127	30	50	2.5
Neutronenzähler	141	30	50	50.0

l_0 = Entfernung vom Target-Mittelpunkt

h = Höhe

b = Breite

d = Dicke der verschiedenen Elemente

3.3 Der Neutronenzähler

Zum Nachweis der Neutronen diente ein Zähler aus NE102A Plastik-Szintillatormaterial, der hinter dem Protonenhodoskop und 2.7 cm Bleiabsorber auf der Lafette stand (Abb. 1).

Der Zähler war ein Quader von 50 cm Breite, 30 cm Höhe und 50 cm Tiefe, aus 15 Szintillatorblöcken von $10 \cdot 10 \cdot 50 \text{ cm}^3$ zusammengesetzt.

Ein Photomultiplier (Valvo XP1041) sah von oben über einen Plexiglaslichtleiter auf die Szintillatoren, die zur Verbesserung des optischen Kontakts in einem ölgefüllten Eisenbehälter lagen, dessen Stirnwand 0.5 mm und dessen andere Wände 2 mm stark waren. Zur Erhöhung der Lichtausbeute waren Boden und Wände mit Aluminiumfolie beklebt.

Neutronen können in einem Szintillationszähler nur über Sekundärprozesse nachgewiesen werden. Die erzeugte Lichtmenge hängt von der Energie ab, die das Neutron bei Wechselwirkungen mit Wasserstoff- oder Kohlenstoffkernen auf Protonen überträgt. Dieser Übertrag kann zwischen Null und der maximalen Neutronenenergie liegen.

Das Spektrum der Pulshöhen zeigt eine kontinuierliche Verteilung. Da die nachgeschaltete Elektronik eine Schwelle hat, hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit des Zählers von dieser Schwelle ab.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit η des Neutronenzählers und seiner Elektronik für Neutronen wurde am Spektrometer der DESY-Gruppe F35 mit Neutronen aus der Reaktion $\gamma p \rightarrow \pi^+ n$ für vier verschiedene Neutronenenergien gemessen.

Winkel und Impuls des π^+ -Mesons wurden durch die Spektrometereinstellung festgelegt, und damit waren eindeutig Energie und Flugrichtung des zugehörigen Neutrons bestimmt.

Die Verstärkung des Photomultipliers und die Schwelleneinstellung müssen von der Eichung bis zum Ende der Messung sehr gut konstant gehalten werden. Als langfristiges Eichnormal wurde dafür das Spektrum von minimal ionisierenden Teilchen aus der Höhenstrahlung verwendet.

Für weitere Einzelheiten der Eichung sei auf die Dissertation von G. Wessels verwiesen (Lit. 4).

4. Die Elektronik

Die Elektronik bestand aus einem logischen und einem analogen Teil, aufgebaut aus NIM-Moduln der Firma EGG. Zur Datenspeicherung und Experimentekontrolle stand ein Kleinrechner DEC PDP-8 am Experiment, der on-line mit einer IBM /360-65 bzw. /360-75 des DESY-Rechenzentrums verbunden war.

4.1 Der logische Kreis (Triggerelektronik)

Im logischen Kreis (Abb. 3) wurde bei einer Koinzidenz zwischen zwei Gammazählern in einem der 13 Koinzidenzpaare ein Generaltrigger erzeugt, der die Abfrage der Rückstoßzähler, den analogen Teil der Elektronik zur Messung der Pulshöhen der Gamma- und Rückstoßzähler sowie die Auslese durch die PDP-8 startete.

Koinzidenzen zwischen einem der an der Koinzidenz beteiligten Gammazähler und seinem zugehörigen Antizähler markierten ein "geladenes" Ereignis.

Die Zufallskoinzidenzrate wurde durch Messung von Koinzidenzen, in die die Signale der Zähler C11 - C17 um 35 ns verzögert eingegeben wurden, simultan miterfaßt. Die Schaltung wurde so ausgelegt, daß prompte und verzögerte Koinzidenzen in ein und demselben Koinzidenzkreis KP_{ij} gemessen wurden, in den identische Pulse eingegeben wurden, um zu vermeiden, daß durch unterschiedliche Schwellen die Auflösungszeiten der prompten und verzögerten Koinzidenzen verschieden waren. Die prompten Koinzidenzen KP_{ij} wurden in einem zusätzlichen Koinzidenzkreis mit größerer Auflösungsbreite markiert. Die Ausgänge aller Koinzidenzkreise waren mit "Bitboxen" verbunden, in denen sie Flipflops setzten, die die PDP-8 auslas.

Im Generaltriggerkreis wurden alle Koinzidenzen KP_{ij} und KP_{ij} zusammengefaßt. Da die Signale der Zähler C11 - C17 im analogen Kreis zu unterschiedlichen Zeiten anstanden (je

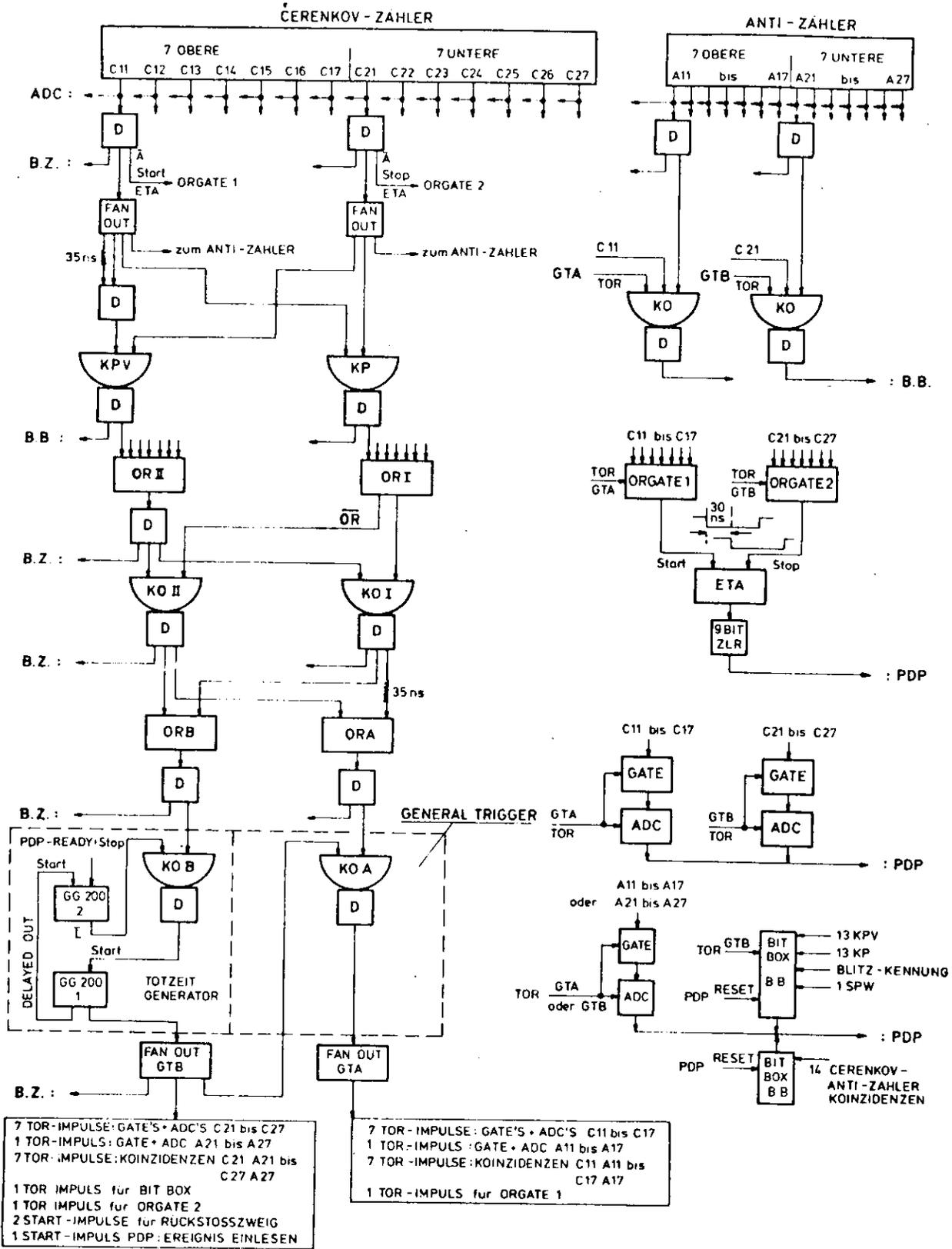


ABB: 3

BLOCKSCHALTBILD DER ELEKTRONIK DES T° - ZWEIGES

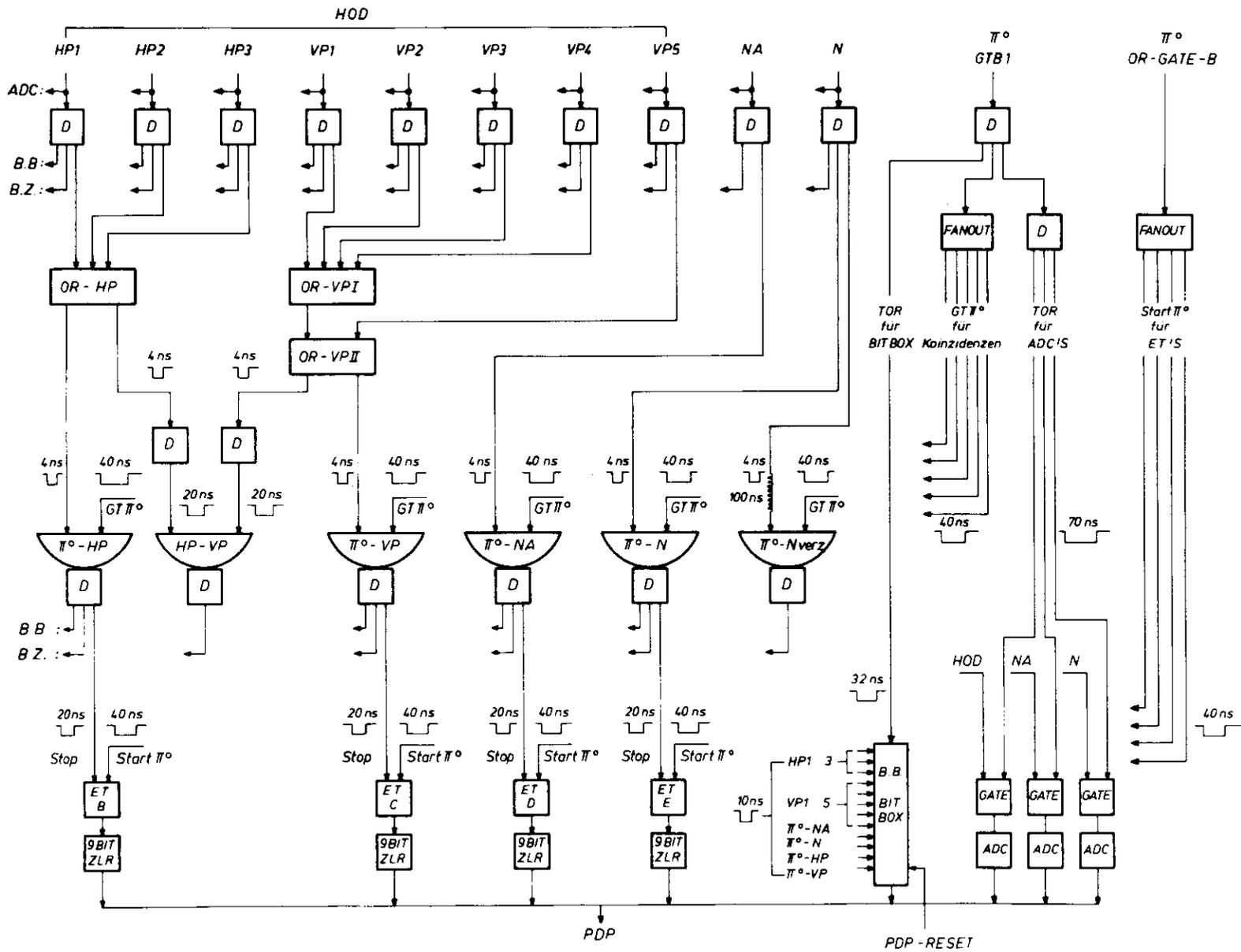


ABB : 4

Blockschaltbild der Elektronik für den Rückstoßarm

nachdem, ob eine prompte oder verzögerte Koinzidenz ansprach), wurden zwei Trigger GTA und GTB bereitgestellt, die Torpulse für die Gates der Zähler C11- C17 bzw. C21 - C27 unabhängig von der Triggerbedingung zur richtigen Zeit lieferten. Außerdem wurde noch durch eine Koinzidenz KOI (Abb. 3) gesichert, daß eine Koinzidenz KPij allein den Generaltrigger nicht auslösen konnte.

Die Rechenmaschine PDP-8 benötigte nach dem Auftreten eines Generaltriggers 70 - 100 Mikrosekunden zur Auslese der Eventinformation. Weitere Trigger innerhalb dieser Zeit wurden elektronisch unterdrückt. Die hierdurch bedingten Zählverluste betragen weniger als 0.1%. Durch das Zählen aller Impulse an den in Abb. 3 und 4 mit BZ bezeichneten Stellen wurden die durch Totzeiteffekte verlorenen Ereignisse direkt gezählt und die Funktion des Generaltriggerkreises überwacht.

4.2 Der analoge Kreis

Im analogen Kreis (Abb. 3 und 4) wurden die Pulshöhen der Cerenkovzähler, jeweils eines Antizählers, eines Protonenodoskopelementes und des Neutronenzählers digitalisiert. Dazu waren 17 lineare Gates (LG102/N) und ADCs (AD128A/N, 8 Bit Auflösung, max. Konversionszeit 25 Mikrosekunden) installiert. Die Länge der Torpulse an den Gates betrug 60 ns auf der Pion-Seite und 70 ns im Rückstoßzweig.

Mit Time-Encodern EGG-ET100 wurden folgende Laufzeitdifferenzen gemessen:

ETA: obere Cerenkovzähler gegen untere Cerenkovzähler

ETB: untere Cerenkovzähler gegen horizontale Protonenzähler

ETC: untere Cerenkovzähler gegen vertikale Protonenzähler

ETE: untere Cerenkovzähler gegen Neutronenzähler

Diese Messungen ermöglichen die Kontrolle des Zeitabgleichs der Elektronik und Zeitschnitte in der Auswertung, die die Zeitauflösung nachträglich verbessern.

4.3 Zähler und Kontrolle

Auf schnellen Scalern wurden die Einzelzählraten aller Gamma-, Anti- und Rückstoßzähler sowie die verschiedenen Triggerraten im Generaltriggerkreis gezählt. Die Einzelraten dienten zur Berechnung von zufälligen Koinzidenzen und Totzeitverlusten (siehe Anhang A3.).

Auf der PDP-8 wurden alle Koinzidenzen registriert und daraus nach Koinzidenz-Bins geordnete Zählraten für die verschiedenen Ereignistypen ständig gebildet und angezeigt. Es wurden prompte und verzögerte Ereignisse, jeweils ohne und mit Ansprechen der Gamma-Antizähler und der Rückstoßzähler unterschieden.

Aus diesen Zählraten ließen sich zwar noch nicht die Wirkungsquerschnitte ermitteln, sie erlaubten aber die on-line Kontrolle des Experiments.

In den Pausen des Synchrotronstrahles wurden mit 50 Hz in allen Zählern mit Blitzdioden Norm-Lichtpulse erzeugt. Die aus jeweils 1024 solcher Ereignisse gebildeten "Blitzmittelwerte" wurden benutzt, um die Verstärkung der Multiplier zu kontrollieren.

Bei Abweichungen wurden die Hochspannungen nachreguliert oder die Energie-Eichung rechnerisch korrigiert.

4.4 Die Datenaufzeichnung

Die Datenaufzeichnung erfolgte im "Single-Event-Recording" auf einem Kleinrechner DEC PDP-8 (siehe Anhang A4.), der die eingelesenen Daten pufferte und in Blöcken von 1024 Worten über das DESY-on-line-Netz an eine IBM /360-65 bzw. /360-75 im DESY-Rechenzentrum schickte. Dort wurden die Daten - nach einer Zwischenspeicherung auf Magnetplatten - auf Magnetbändern aufgezeichnet.

Diese Bänder dienten als Datengrundlage für die off-line-Auswertung.

Aufgezeichnet wurden (siehe auch Anhang A4.):

(a) das Meßprotokoll mit allen wichtigen Parametern,

(b) Blitzmittelwerte (alle 3 Minuten),

(c) Einzelzählraten (alle 10 Minuten) und

(d) alle Eventinformationen.

Dazu gehörten die Pulshöhen der Cerenkovzähler und der Rückstoßzähler, die Zeitmessungen und der Zustand aller Flipflops in den Bitboxen (Markierung des Ereignistyps).

5. Auswertung

Die off-line Auswertung der auf Magnetband gespeicherten Daten erfolgte auf den Anlagen des DESY-Rechenzentrums (IBM /360-75 und /360-65) mit Programmen, die größtenteils in FORTRAN geschrieben waren.

Aus den aufgezeichneten Events wurde zunächst die Menge der "echten" Pinull-Ereignisse ermittelt, daraus wiederum die Menge der Events mit einem koinzidenten Rückstoß-Proton bzw. Neutron. Die Ermittlung dieser Zählraten und ihrer Korrekturen werden im Folgenden beschrieben.

5.1 Ermittlung der Pinull-Ereignisrate N_{Pi}

Für jedes Ereignis läßt sich aus der Pulshöhe der Gammazähler und ihrem Öffnungswinkel die Masse des 2-Gamma-Systems berechnen. Es gab im Bereich der Pi-Masse einen Anteil (5%), bei denen mindestens einer der zugeordneten Antizähler ein geladenes Teilchen markierte. Diese Ereignisse können jedoch durch zufällige Koinzidenzen zwischen einem Gammazähler und seinem Antizähler sowie durch Konversion von Gammaquanten auf dem Weg vom Target zum Zähler erklärt werden. Für die Auswertung wurden die ungeladenen Ereignisse benutzt und anschließend auf die oben genannten Effekte korrigiert.

Für die ungeladenen Ereignisse wurden die Pulshöhen der Gammazähler in Energiewerte umgerechnet und anhand der Blitz-Test-Werte auf Verstärkungsänderungen der Photomultiplier korrigiert (siehe Anhang A2.). Da die Laufzeitinformation durch die unterschiedlichen Pulshöhen verfälscht war (time-slewing der Diskriminatoren), wurde sie anhand einer Eichkurve rechnerisch berichtigt.

Um bestimmen zu können, welche der 2-Gamma-Ereignisse aus dem Pinull-Zerfall stammen, wurde zunächst für prompte Ereignisse die invariante Masse des 2-Gamma-Systems aus den Gamma-Energien K_1 und K_2 berechnet nach der Formel A1.1-1 und gegen die Laufzeit aufgetragen (siehe Abb. 4). Über einem zeitlich gleichverteilten Untergrund mit einer Masse unter 110 MeV ist innerhalb eines Zeitintervalls von 2.5 ns Breite eine starke Anhäufung der Ereignisse um den Massenwert von 135 MeV zu erkennen.

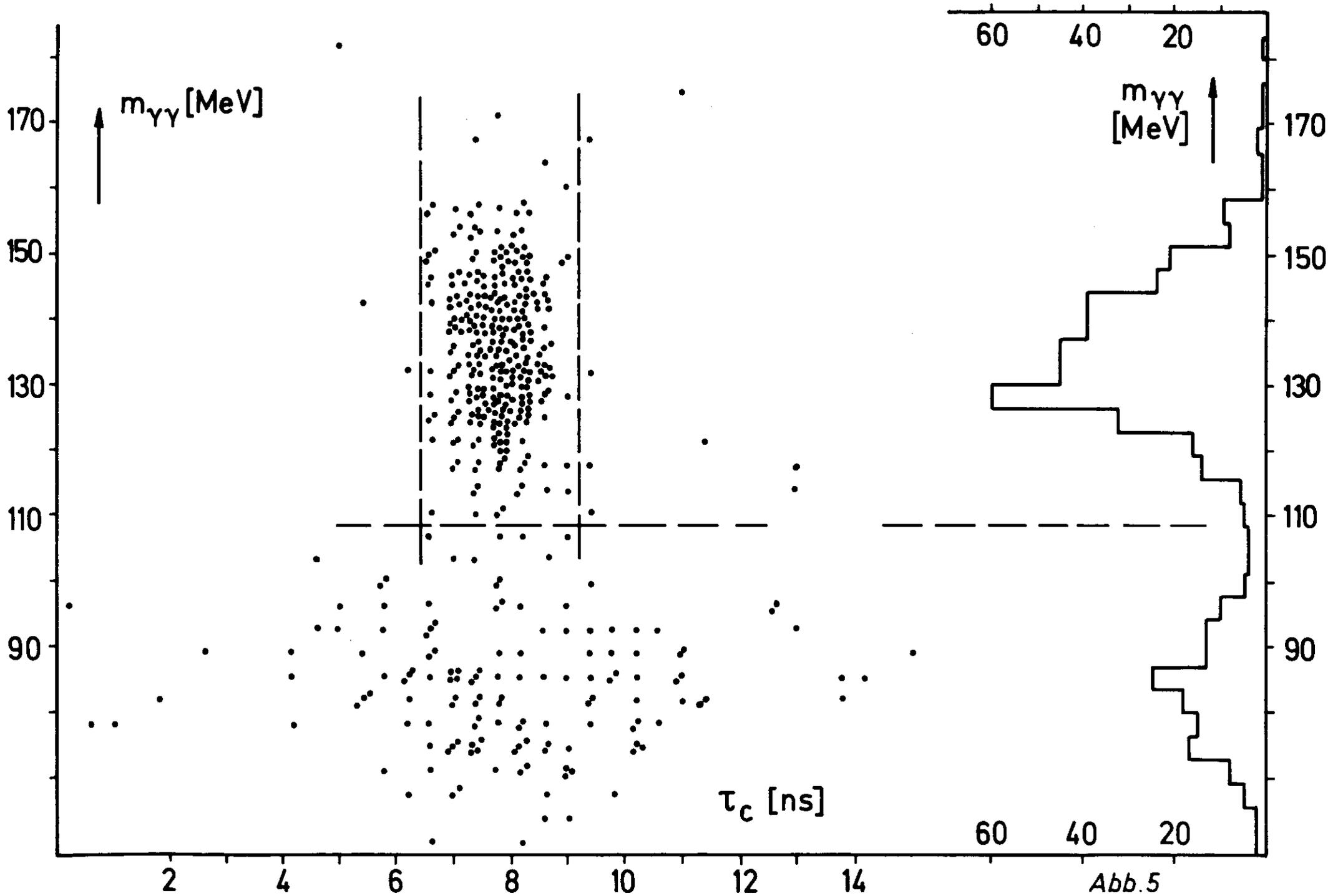
Pinull-Ereignisse sind durch richtige Lage in Zeit und Masse definiert.

Aus der Zahl der Ereignisse, die im Pi-Massenbereich, aber außerhalb der Zeitgrenzen liegen (Abb. 5), wurde der Anteil der Zufälligen an den Ereignissen im richtigen Zeitbereich zu 1% ermittelt.

5.2 Ermittlung der Pinull-Proton-Ereignisrate N_{PiP}

Da in jeder Rückstoßebene für ein Event nur eine Laufzeit gemessen werden konnte, lassen sich für Events, bei denen mehr als ein Hodoskopelement pro Ebene angesprochen hat, keine Zeitaussagen machen. Die Auswertung ging deshalb von den eindeutigen Protonen-Ereignissen aus, bei denen in jeder der beiden Ebenen nur ein Element angesprochen hatte. Auf Mehrfachereignisse wurde korrigiert.

In einem zweidimensionalen Laufzeitdiagramm der beiden Hodoskopebenen (Abb. 6) häufen sich die Pinull-Proton-Koinzidenzen in einem Intervall $\Delta\tau_H / \Delta\tau_V$, während zufällige Ereignisse Z_{PiV} im Wesentlichen entlang der Diagonalen $\tau_H = \tau_V$ auftreten. Sie stammen von zufälligen Koinzidenzen zwischen einem Pion, dessen Rückstoßteilchen die Hodoskope verfehlte, und einem Teilchen, das durch beide Hodoskope ging (siehe Anhang A3). Der Betrag der zufälligen Koinzidenzen Z_{PiV} wurde aus den außerhalb des Koinzidenzbereiches auftretenden Ereignissen ermittelt.



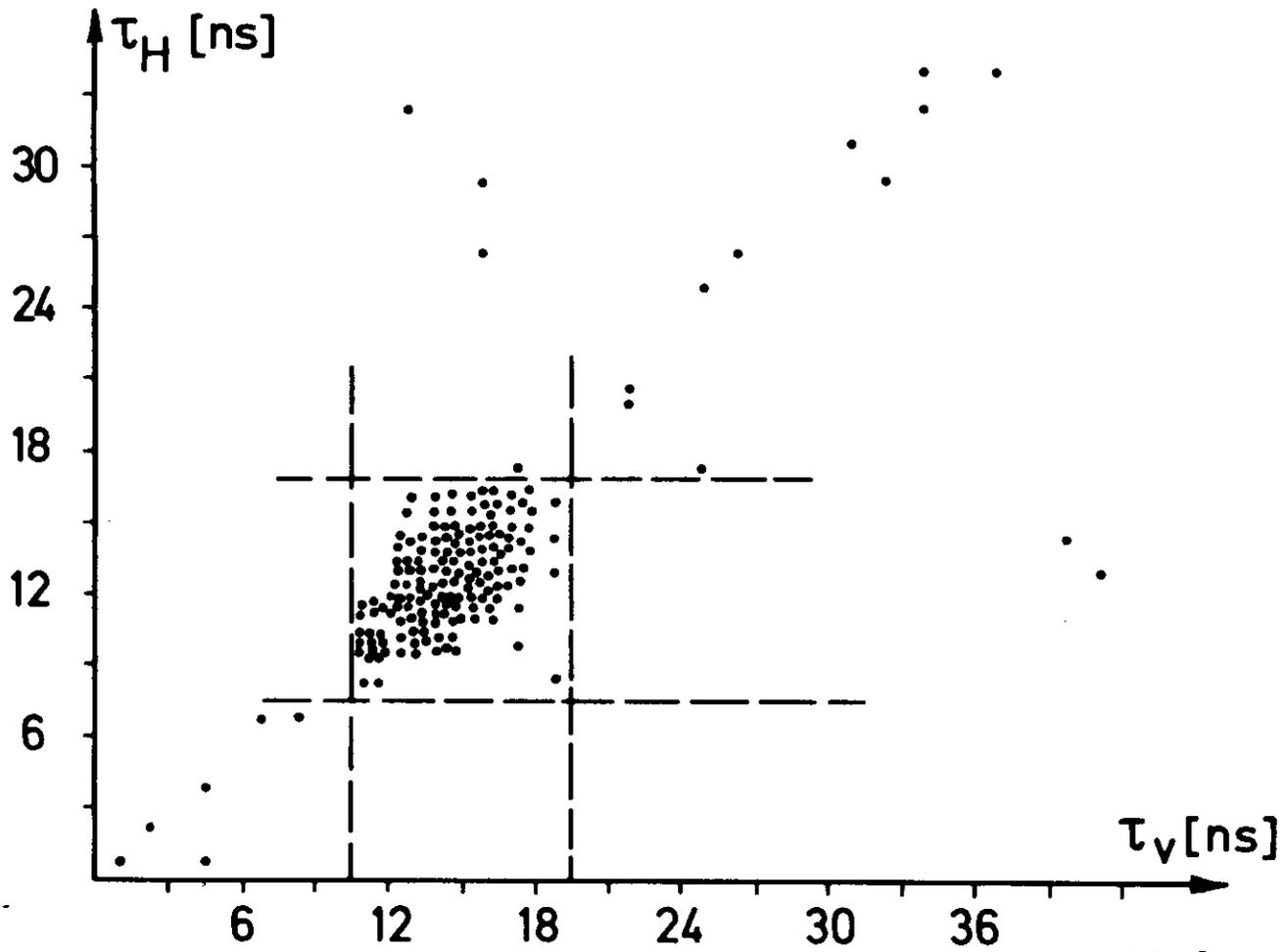


Abb. 6

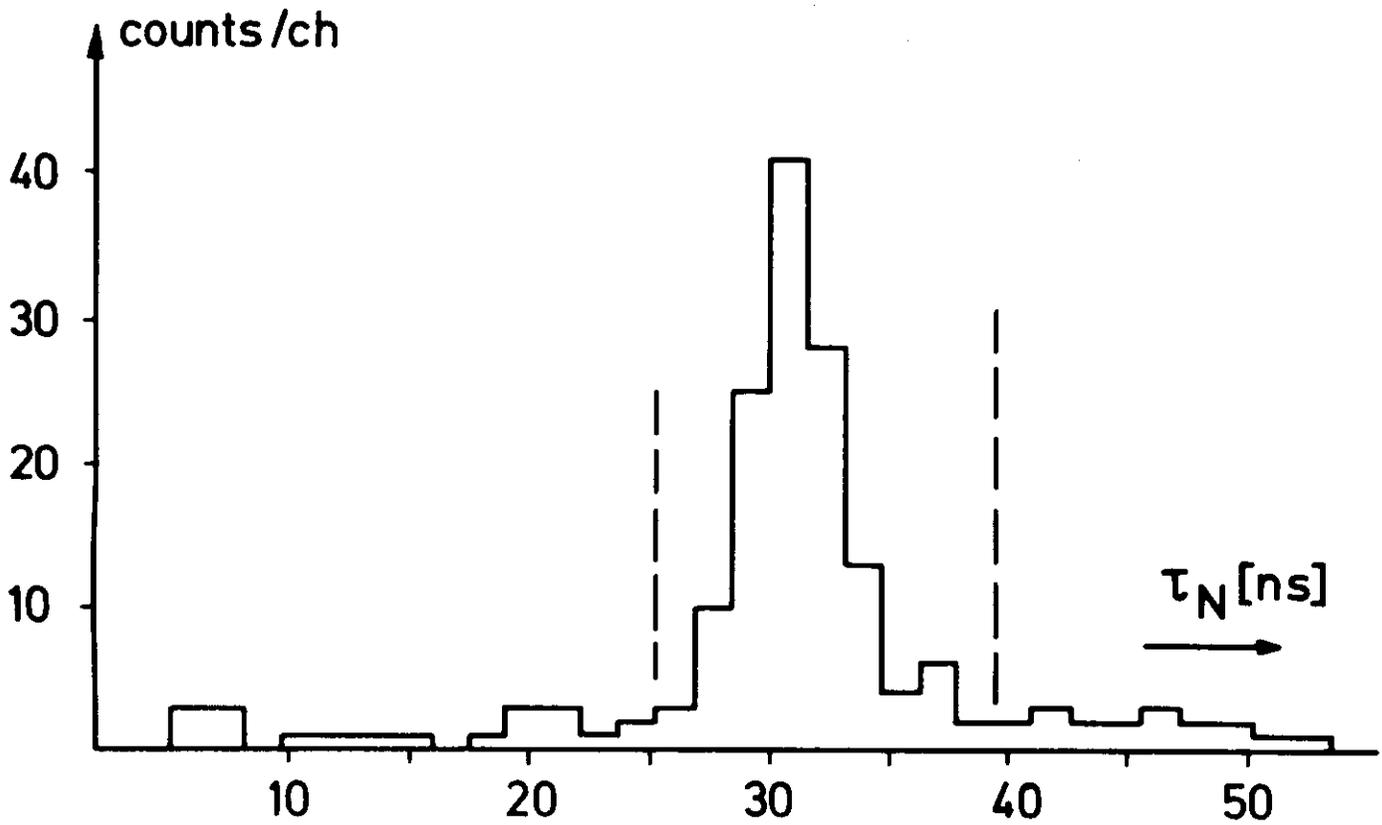


Abb. 7

Die Wahrscheinlichkeit dafür, eine eindeutige Pinull-Proton-Koinzidenz durch eine zufällige Koinzidenz zu einer mehrdeutigen zu machen, ist konstant während der Öffnungszeit des Rückstoßgates; mehrdeutige Ereignisse sind in den Zeitspektren gleichverteilt. Die aus einem begrenzten Zeitintervall gewonnene Protonenrate ist daher mit einem Faktor zu multiplizieren, der innerhalb des insgesamt vom Rückstoßgate erfaßten Zeitintervalls den Anteil der eindeutigen Pinull-Proton-Koinzidenzen an der Gesamtzahl der Pinull-Proton-Koinzidenzen berücksichtigt:

$$\text{MKORR} = \frac{\text{Pinull-Proton-Koinzidenzen insgesamt}}{\text{eindeutige Pinull-Proton-Koinzidenzen}}$$

Aus den gemessenen Einzelraten und Totzeiten wurden die Totzeitverluste an den Eingangsdiskriminatoren der Hodoskopzähler berechnet und auf sie korrigiert.

Wie im Anhang A3. im einzelnen gezeigt, ergibt sich die Pinull-Proton-Ereignisrate eines der 15 Quadranten des Rückstoßhodoskops zu

$$\text{NPiP} = \frac{(\text{ZPiPU} - \text{ZPiPV}) \text{MKORR}}{(1 - \text{TTR} (\text{ZH} + \text{ZV} - 1/15 \text{ZHV}))} \quad (5.1-1)$$

mit den Bezeichnungen:

ZPiPU: eindeutige prompte Protonen in DETB/DETC

ZPiPV: eindeutige verzögerte Protonen in DETB/DETC

TTR : Totzeit der Diskriminatoren

ZH : mittlere Zählrate eines Elementes des H-Hodoskops

ZV : mittlere Zählrate eines Elementes des V-Hodoskops

ZHV : mittlere Zählrate der H-V-Koinzidenz

5.3 Ermittlung der Pinull-Neutron-Ereignisrate NP_{iN}

Neutron-Ereignisse sind definiert durch eine Koinzidenz zwischen Pinull-Trigger und Neutronenzähler, bei der kein Hodoskopzähler angesprochen hat.

Verluste in der gemessenen Neutronen-Zählrate setzten sich zusammen aus:

- (1) Totzeitverlusten am Eingangsdiskriminator des Neutronenzählers. Sie wurden aus der gemessenen Einzelzählrate des Neutronenzählers ZN und der Totzeit TTN des Diskriminators berechnet.
- (2) Zufälliges Ansprechen eines Zählers der beiden Protonenhodoskopebenen führte zur Löschung der Pinull-Neutron-Koinzidenz. Diese Verluste wurden aus den gemessenen Einzelzählraten ZH, ZV, ZHV und der Auflösungszeit TAR berechnet.

Die Pinull-Neutron-Raten wurden auf beide Effekte korrigiert.

Das time-slewing der Laufzeitmessung ETE der Neutronen wurde mit der gemessenen Pulshöhe des Neutronenzählers korrigiert. Zufällige Koinzidenzen zwischen einem Pinull und dem Ansprechen des Neutronenzählers lieferten einen gleichverteilten Untergrund im Zeitspektrum, während sich die Pinull-Neutron-Koinzidenzen in einem Intervall DETE häuften. Der Anteil zufälliger Pinull-Neutron-Koinzidenzen innerhalb DETE wurde außerhalb der angegebenen Zeitschnitte gemessen und subtrahiert (Abb. 6).

Die Neutronen-Ereignisrate ist gegeben durch (siehe Anhang A3.):

$$NPiN = \frac{ZPiNU - ZPiNV}{1 - ZN TTN - (ZV + ZH - ZHV) TAR} \quad (5.2-1)$$

ZPiNU: prompte Neutronen in DETE
ZPiNV: verzögerte Neutronen in DETE
TTN : Totzeit des Neutron-Zähler-Diskriminators
ZN : Einzelzählrate des Neutronenzählers
ZH : mittlere Zählrate des H-Hodoskops
ZV : mittlere Zählrate des V-Hodoskops
ZHV : mittlere Zählrate der H-V-Koinzidenz

5.4 Globale Korrekturen der Ereignisraten

Pinull-Ereignisrate

- +5% Konversionsverluste der Zerfalls-Gammaquanten auf dem Weg vom Target zu den Cerenkov-Zählern
- +1% Zufällige Koinzidenzen der Cerenkovzähler mit ihren Antizählern
- 1% Absorption des Gamma-Strahles im Target
- +1.2% Verzweigungsverhältnis des Pinull-Zerfalls (98.8%)
- .- Totzeitverluste der Gammazähler sind vernachlässigbar (Einzelrate 10 kHz)
-
- +6.2% Gesamtkorrektur der Pinull-Zählrate

Die in den Formeln 5.1-1 und 5.2-1 enthaltenen und zusätzliche Korrekturen zur Berechnung der Ereignisraten der Pinull-Proton- und Pinull-Neutron-Koinzidenzen sind in den Tabellen 7 und 8 aufgeführt.

Pinull-Proton-Koinzidenzrate

- +6.2% Aufgrund der Korrektur der Pinull-Rate
- +10% bis 20% Verfälschung eindeutiger Ereignisse durch Mehrfachansprechen des Protonenhodoskopes
- 2% bis -8% zufällige Pinull-Proton-Koinzidenzen (ermittelt aus den Laufzeitdiagrammen).
- +3% bis 9% Totzeitverluste
- +5% Absorptionsverluste der Protonen auf dem Weg vom Target zu den Nachweiszählern im 0.5cm dicken Blei vor der ersten Hodoskopebene.
- 3% - Effekte der Coulomb-Vielfachstreuung bei kleinen t-Werten. Sie wurden bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit der Protonen berücksichtigt.

Pinull-Neutron-Koinzidenzrate

- +6.2% Aufgrund der Korrektur der Pinull-Rate
- 3% bis -20% zufällige Pinull-Neutron-Koinzidenzen (aus dem Laufzeitdiagramm entnommen)
- +7% Totzeitverluste
- +21% Lösungen eines Neutronen-Ereignisses durch zufällige Koinzidenzen mit Hodoskopzählern
Dies ist eine Folge der verwendeten Neutronen-Definition (siehe Anhang A3.).

Da die Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers mit dem benutzten Experimentaufbau gemessen wurde, gibt es keine Absorptionskorrekturen.

Tabelle 7 Korrekturen der Protonenraten

<u>H2 / 66 Grad</u>		Kmax = 4.1 GeV			Kmax = 4.3 GeV		
$\bar{\tau}$ (GeV/c) ²	COUL	MKORR	ZUF	TOTZ	MKORR	ZUF	TOTZ
0.20	3%	1.14	1%	4%	1.10	1%	3%
0.26	1%	1.13	1%	4%	1.15	1%	3%
0.32	-	1.15	-	4%	1.11	1%	3%
0.39	-	1.15	2%	4%	1.11	2%	3%
0.46	-	1.13	1%	4%	1.10	1%	3%
0.54	-	1.14	1%	4%	1.14	2%	3%
0.62	-	1.13	2%	4%	1.12	2%	3%
0.71	-	1.17	-	4%	1.10	2%	3%
0.80	-	1.09	3%	4%	1.11	1%	3%
0.89	-	1.21	2%	4%	1.09	1%	3%
0.98	-	1.13	5%	4%	1.13	2%	3%
1.07	-	1.07	9%	4%	1.10	6%	3%
1.17	-	1.18	-	4%	1.10	7%	3%

<u>Deuterium</u>		60 Grad			66 Grad		
$\bar{\tau}$ (GeV/c) ²	COUL	MKORR	ZUF	TOTZ	MKORR	ZUF	TOTZ
0.20	6%	1.20	5%	5%	1.15	4%	4%
0.26	1%	1.23	4%	5%	1.14	3%	4%
0.32	-	1.14	3%	5%	1.11	4%	4%
0.39	-	1.19	3%	5%	1.13	6%	4%
0.46	-	1.15	3%	5%	1.09	3%	4%
0.62	-	1.19	1%	5%	1.13	2%	4%
0.71	-	1.19	3%	5%	1.10	2%	4%
0.80	-	1.16	1%	5%	1.12	2%	4%
0.89	-	1.17	4%	5%	1.16	-	4%
0.98	-	1.20	3%	5%	1.17	7%	4%
1.07	-	1.22	1%	5%	1.10	1%	4%
1.17	-	1.17	2%	5%	1.15	2%	4%

MKORR = Korrekturfaktor für Mehrfachtrigger (Seite 34)

Tabelle 8 Korrekturen der Neutronenraten

<u>Deuterium</u>	60 Grad			66 Grad		
$\bar{\tau}$ (GeV/c) ²	ZUF	TOTZ	LÖSCH	ZUF	TOTZ	LÖSCH
0.20	19%	7%	21%	11%	10%	11%
0.26	11%	7%	21%	8%	10%	11%
0.32	6%	7%	21%	8%	10%	11%
0.39	7%	7%	21%	7%	10%	11%
0.46	8%	7%	21%	10%	10%	11%
0.54	3%	7%	21%	6%	10%	11%
0.62	3%	7%	21%	-	10%	11%
0.71	12%	7%	21%	8%	10%	11%
0.80	1%	7%	21%	14%	10%	11%
0.89	3%	7%	21%	7%	10%	11%
0.98	4%	7%	21%	8%	10%	11%
1.07	2%	7%	21%	2%	10%	11%
1.17	4%	7%	21%	12%	10%	11%

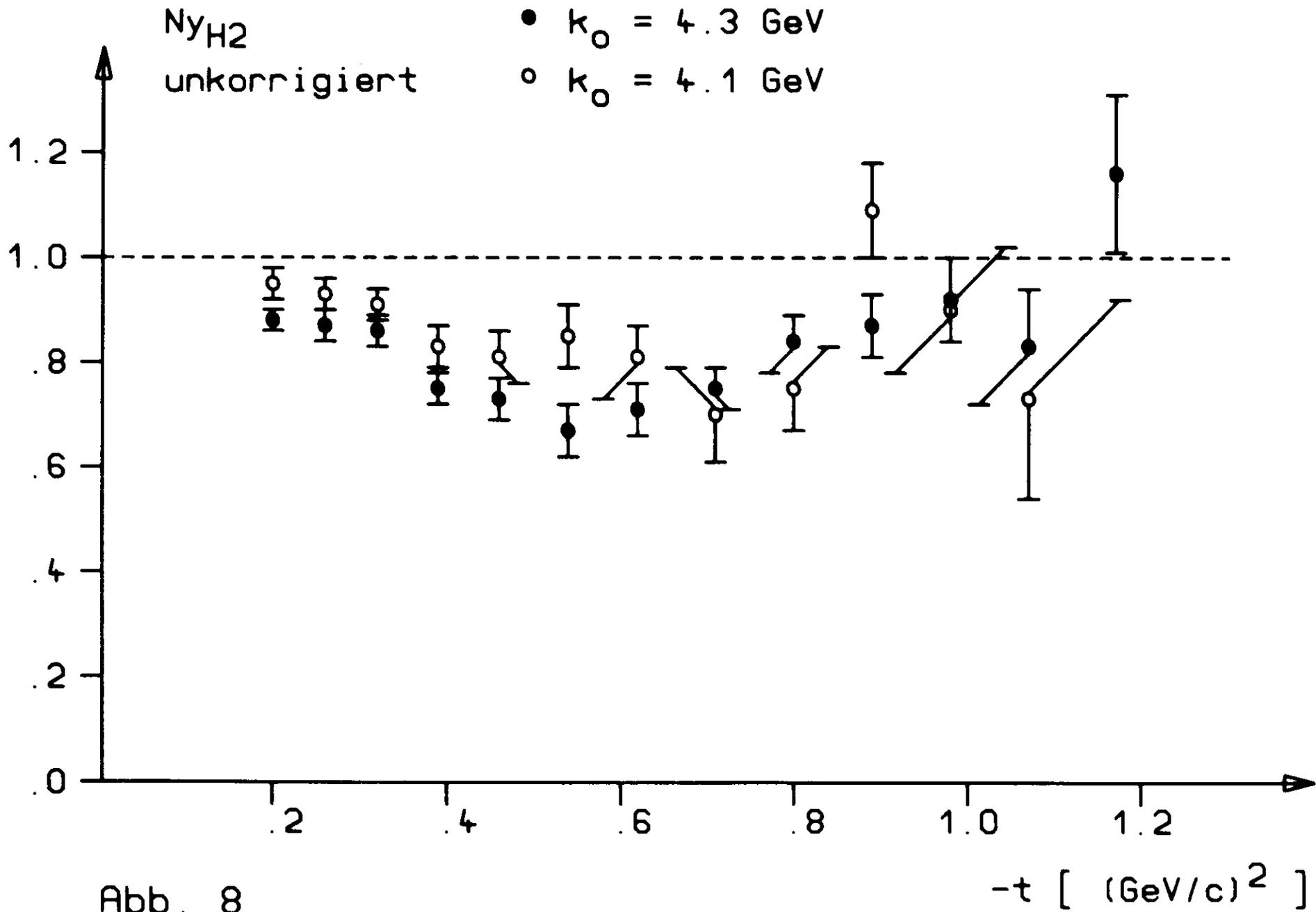
5.5 Beiträge aus anderen Reaktionen

Das am Wasserstoff gemessene Verhältnis

$$N_{yH2} = \frac{NPiP}{NPi} / BP ,$$

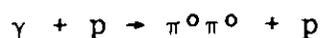
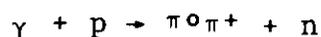
in dem NPiP die gemessene Pinull-Proton-Koinzidenzrate, BP die geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit für die Protonen aus dem Prozeß C ($\gamma p \rightarrow \pi^0 p$) und NPi die gleichzeitig gemessene Pinull-Rate ist, weicht bis zu 30% von 1 ab (siehe Abb.8).

Diese Abbildung zeigt an, daß nicht nur Ereignisse aus der Reaktion C gemessen wurden, sondern auch Beiträge aus Untergrundreaktionen mit erfaßt wurden. Charakteristisch für Untergrundprozesse ist, daß sie zwar zur Pinull-Rate,



zur Pinull-Proton-Rate aber nicht oder vernachlässigbar beitragen.

Aus Monte-Carlo-Rechnungen ergibt sich, daß der Beitrag aus dem Pinull-Zerfall der Vektormesonen Rho, Omega und Phi kleiner als 3% ist. Ebenso bleibt der Beitrag aus den nicht resonanten Reaktionen



kleiner als 2%, wenn die totalen Wirkungsquerschnitte $\sigma_{\text{tot}} < 5\mu\text{b}$ und $< 3\mu\text{b}$ sind und eine im Phasenraum gleichverteilte Doppel-Pi-Produktion zugrunde gelegt wird.

Die Messungen von NyH2 wurden bei drei verschiedenen Endenergien und damit bei drei verschiedenen Energieakzeptanzen durchgeführt. Sie sind verträglich mit der Annahme, daß die Reaktion



die einzige Untergrundreaktion ist (siehe Lit. 4, 11).

Ein auf diese Beiträge korrigiertes NyH2 zeigt für diese Meßwerte bei allen drei Endenergien keine signifikanten Abweichungen von 1 (Abb. 9).

Für die Messungen am Deuterium zeigt das entsprechende Verhältnis

$$\text{NyD2} = \frac{(\text{NPiP} / \text{BP}) + (\text{NPiN} / \text{BN})}{\text{NPi}}$$

den gleichen Verlauf wie NyH2 (Abb. 10).

N_{D2}
unkorrigiert

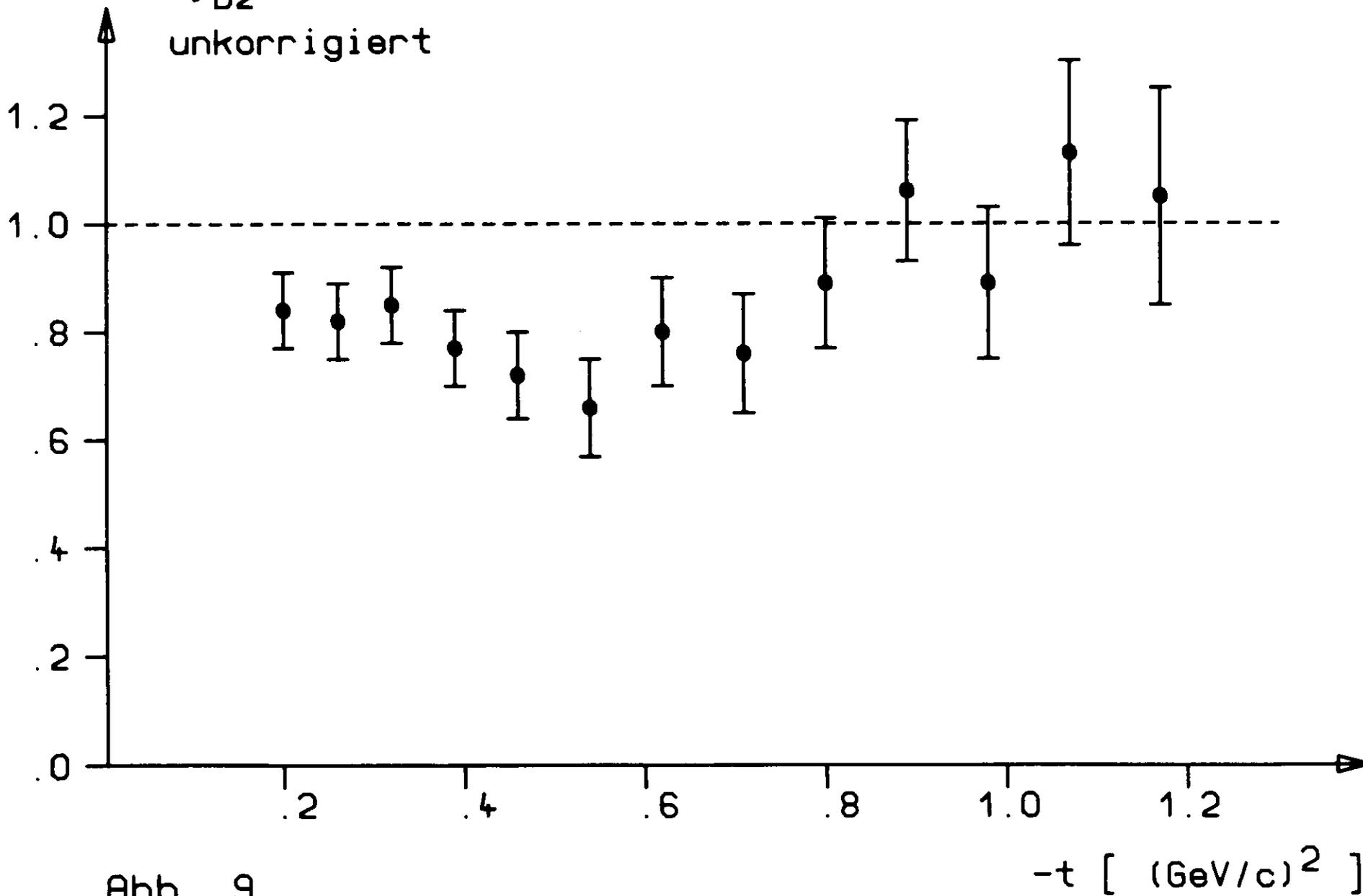


Abb. 9

N_{YH2}
korrigiert

- $k_0 = 4.3 \text{ GeV}$
- $k_0 = 4.1 \text{ GeV}$

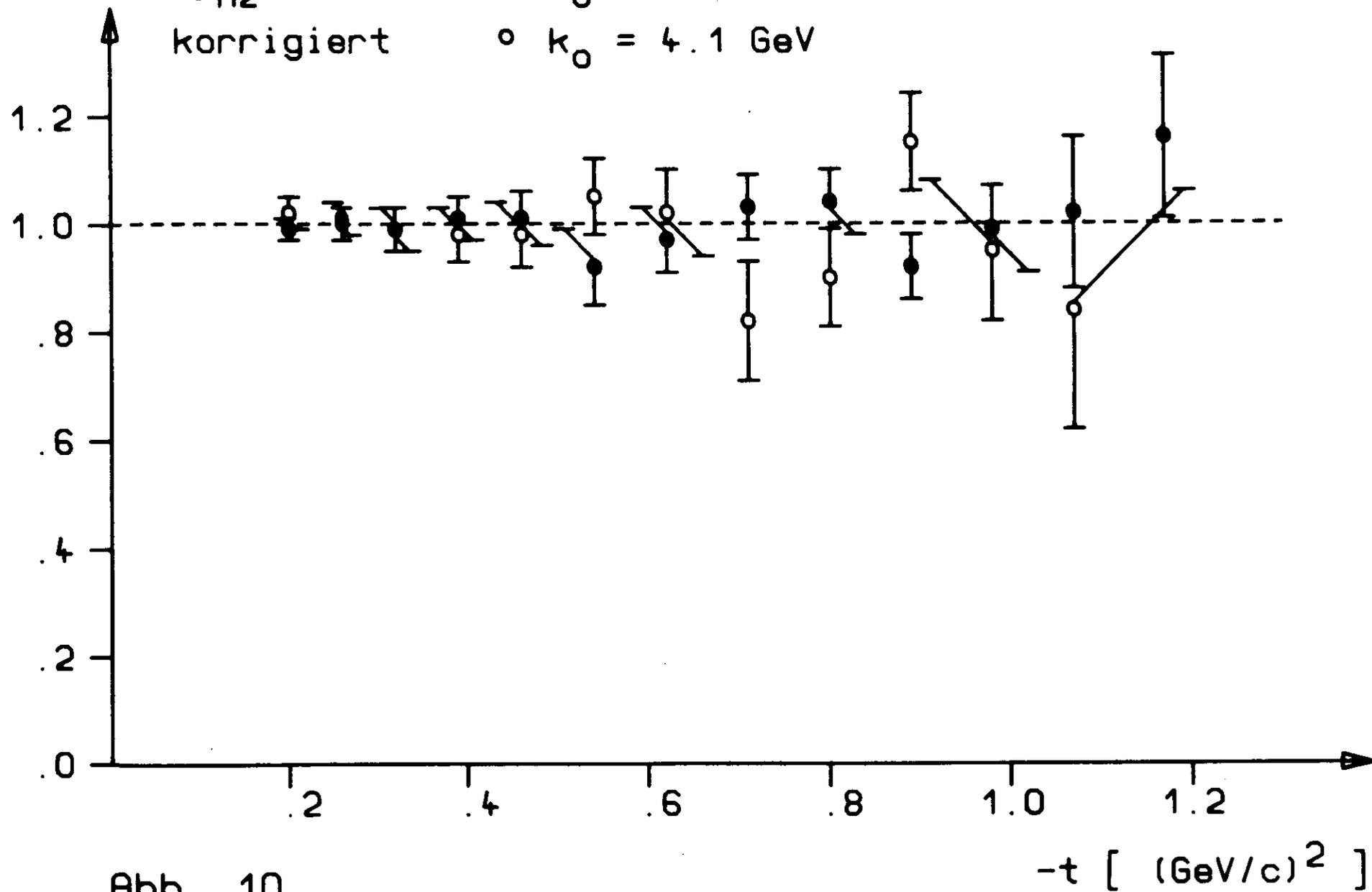


Abb. 10

Daraus schlossen wir, daß die Reaktion



der entsprechende Untergrundprozeß am Neutron ist. Weiterhin wurde angenommen, daß das Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$\frac{d\sigma/dt (\gamma n \rightarrow \pi^0 \Delta^0)}{d\sigma/dt (\gamma n \rightarrow \pi^0 n)}$$

gleich dem entsprechenden Verhältnis

$$\frac{d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \pi^0 \Delta^+)}{d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \pi^0 p)}$$

am Proton ist.

Ein unter diesen Annahmen auf Untergrundbeiträge korrigiertes NyD2 (Abb. 11) zeigt wiederum keine signifikanten Abweichungen von 1.

Dies rechtfertigt im nachhinein die der Korrektur zugrunde liegenden Annahmen.

Im Hinblick auf die Pinull-Proton- und Pinull-Neutron-Koinzidenzraten bleiben die Untergrundkorrekturen klein (am Wasserstoff < 3%, am Deuterium < 10%).

Das Verhältnis R der Pinull-Produktionsquerschnitte am Neutron und Proton wird von der Delta-Korrektur nicht beeinflusst (weniger als 1%), da sie für beide Reaktionen gleich groß ist.

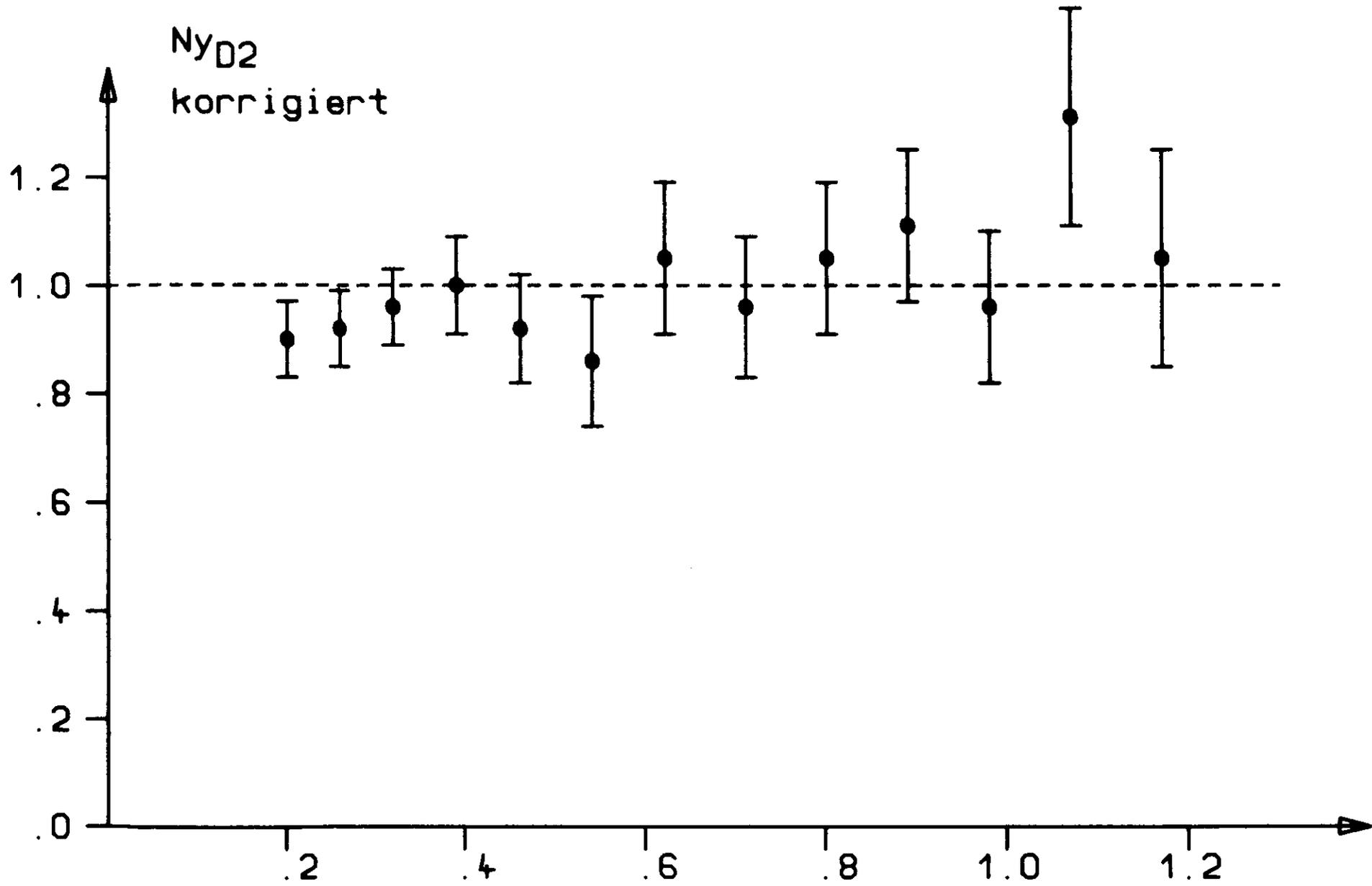


Abb. 11

$-t$ [(GeV/c)²]

5.6 Berechnung der Wirkungsquerschnitte und des Verhältnisses R

Der differentielle Wirkungsquerschnitt berechnet sich gemäß A1.3-8 aus der Pinull-Rate nach der Formel

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{N_{Pi}}{F \cdot Q_{eff} \cdot D_{eff}} \quad (5.6-1)$$

und aus den Pinull-Proton- bzw. Pinull-Neutron-Koinzidenzraten nach der Formel

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{N_{PiP}}{F \cdot Q_{eff} \cdot D_{eff} \cdot BP} \quad (5.6-2)$$

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{N_{PiN}}{F \cdot Q_{eff} \cdot D_{eff} \cdot BN} \quad (5.6-3)$$

Dabei ist:

- F : die integrale geometrische Pinull-Nachweiswahrscheinlichkeit (siehe Anhang A1.3)
- BP : die Wahrscheinlichkeit, zu einem Pinull das Rückstoßproton zu messen
- BN : die Wahrscheinlichkeit, zu einem Pinull das Rückstoßneutron zu messen
- Q_{eff} : die Anzahl der effektiven Quanten
- D_{eff} : die effektive Targetlänge (19.5 cm).

Die Ergebnisse der Wirkungsquerschnitte aus mehreren Messungen wurden nach der Poisson-Statistik gewichtet gemittelt.

Zur Berechnung des Verhältnisses R wurden die über die Rückstoßwinkel 60 und 66 Grad gemittelten Wirkungsquerschnitte der Messung am Deuterium benutzt.

6. Ergebnisse und Diskussion

6.1 Ergebnisse am Wasserstoff

Die Ergebnisse der Messungen der Wirkungsquerschnitte am Wasserstoff bei den drei Gamma-Energien 4.1, 4.2 und 4.3 GeV sind in den Tabellen 9.1 bis 9.4 zusammengestellt.

Bei den korrigierten Wirkungsquerschnitten ist der aus der Diskrepanz zwischen den Pinull- und den Pinull-Proton-Raten ermittelte Delta-Beitrag subtrahiert.

Als Ergebnisse der Messung am Wasserstoff sind in Abb. 12 die gemittelten Wirkungsquerschnitte aufgetragen, die aus den Pinull-Proton-Koinzidenzen berechnet wurden.

Die Fehler der Wirkungsquerschnitte geben den einfachen statistischen Fehler an. Er setzt sich zusammen aus der quadratischen Summe der Fehler der gemessenen Zählraten und der statistischen Fehler der Größen, die aus Monte-Carlo-Rechnungen stammen.

Ein gemeinsamer Normierungsfehler der Wirkungsquerschnitte von 11% setzt sich zusammen aus den Unsicherheiten der Endenergie des Synchrotrons (10%), der Berechnung des Bremsstrahlspektrums (3%), der Quantameterreichung (3%) und der effektiven Targetdicke und der Wasserstoffdichte (zusammen 3%).

Tabelle 9.1

Wasserstoff-Wirkungsquerschnitte

berechnet aus der Pinull-Zählrate

k_0	\bar{E} (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
4.1	0.20	1.445 \pm 0.062	1.347 \pm 0.057
	0.26	1.043 \pm 0.050	0.952 \pm 0.046
	0.32	0.632 \pm 0.036	0.572 \pm 0.033
	0.39	0.491 \pm 0.031	0.409 \pm 0.026
	0.46	0.318 \pm 0.024	0.257 \pm 0.020
	0.54	0.298 \pm 0.027	0.234 \pm 0.021
	0.62	0.303 \pm 0.028	0.235 \pm 0.021
	0.71	0.268 \pm 0.026	0.207 \pm 0.020
	0.80	0.319 \pm 0.030	0.262 \pm 0.025
	0.89	0.223 \pm 0.026	0.211 \pm 0.025
	0.98	0.296 \pm 0.031	0.279 \pm 0.029
	1.07	0.258 \pm 0.030	0.221 \pm 0.026
	1.17	0.272 \pm 0.030	0.272 \pm 0.030
4.2	0.20	1.493 \pm 0.079	1.414 \pm 0.075
	0.26	0.905 \pm 0.061	0.844 \pm 0.056
	0.32	0.550 \pm 0.048	0.509 \pm 0.044
	0.39	0.515 \pm 0.047	0.433 \pm 0.039
	0.46	0.368 \pm 0.040	0.312 \pm 0.034
	0.54	0.238 \pm 0.033	0.201 \pm 0.028
	0.62	0.227 \pm 0.034	0.191 \pm 0.029
	0.71	0.298 \pm 0.037	0.257 \pm 0.032
	0.80	0.328 \pm 0.043	0.299 \pm 0.039
	0.89	0.253 \pm 0.038	0.248 \pm 0.037
	0.98	0.295 \pm 0.043	0.286 \pm 0.042
	1.07	0.253 \pm 0.041	0.236 \pm 0.038
	1.17	0.295 \pm 0.047	0.295 \pm 0.047

Tabelle 9.2

Wasserstoff-Wirkungsquerschnitte

berechnet aus der Pinull-Zählrate

k_0	$\bar{\tau}$ (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
4.3	0.20	1.324 \pm 0.040	1.171 \pm 0.035
	0.26	1.133 \pm 0.046	0.967 \pm 0.040
	0.32	0.703 \pm 0.035	0.596 \pm 0.030
	0.39	0.501 \pm 0.022	0.360 \pm 0.016
	0.46	0.343 \pm 0.018	0.238 \pm 0.012
	0.54	0.282 \pm 0.016	0.198 \pm 0.011
	0.62	0.289 \pm 0.017	0.204 \pm 0.012
	0.71	0.296 \pm 0.018	0.209 \pm 0.013
	0.80	0.249 \pm 0.017	0.198 \pm 0.013
	0.89	0.296 \pm 0.019	0.279 \pm 0.018
	0.98	0.269 \pm 0.019	0.250 \pm 0.017
	1.07	0.276 \pm 0.019	0.220 \pm 0.015
	1.17	0.259 \pm 0.019	0.259 \pm 0.019
Mittel	0.20	1.383 \pm 0.031	1.253 \pm 0.028
	0.26	1.054 \pm 0.030	0.938 \pm 0.026
	0.32	0.648 \pm 0.022	0.571 \pm 0.020
	0.39	0.500 \pm 0.017	0.382 \pm 0.013
	0.46	0.339 \pm 0.013	0.251 \pm 0.010
	0.54	0.280 \pm 0.013	0.207 \pm 0.010
	0.62	0.285 \pm 0.014	0.210 \pm 0.010
	0.71	0.289 \pm 0.014	0.215 \pm 0.010
	0.80	0.276 \pm 0.014	0.226 \pm 0.011
	0.89	0.273 \pm 0.014	0.258 \pm 0.014
	0.98	0.279 \pm 0.015	0.261 \pm 0.014
	1.07	0.269 \pm 0.015	0.221 \pm 0.012
	1.17	0.267 \pm 0.015	0.267 \pm 0.015

Tabelle 9.3

Wasserstoff-Wirkungsquerschnitteberechnet aus der Pinull-Proton-Zählrate

k_0	\bar{t} (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$	
		$\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
4.1	0.20	1.378 \pm 0.074	1.368 \pm 0.074
	0.26	0.967 \pm 0.055	0.957 \pm 0.055
	0.32	0.575 \pm 0.040	0.568 \pm 0.040
	0.39	0.409 \pm 0.033	0.399 \pm 0.032
	0.46	0.258 \pm 0.025	0.252 \pm 0.025
	0.54	0.252 \pm 0.028	0.246 \pm 0.027
	0.62	0.245 \pm 0.028	0.240 \pm 0.028
	0.71	0.186 \pm 0.026	0.181 \pm 0.026
	0.80	0.239 \pm 0.031	0.236 \pm 0.030
	0.89	0.244 \pm 0.038	0.243 \pm 0.038
	0.98	0.267 \pm 0.046	0.265 \pm 0.046
	1.07	0.189 \pm 0.048	0.186 \pm 0.047
	1.17	0.466 \pm 0.105	0.466 \pm 0.105
4.2	0.20	1.428 \pm 0.113	1.421 \pm 0.112
	0.26	0.819 \pm 0.072	0.811 \pm 0.071
	0.32	0.524 \pm 0.061	0.518 \pm 0.060
	0.39	0.456 \pm 0.069	0.446 \pm 0.067
	0.46	0.297 \pm 0.055	0.292 \pm 0.054
	0.54	0.232 \pm 0.045	0.227 \pm 0.044
	0.62	0.217 \pm 0.046	0.213 \pm 0.045
	0.71	0.201 \pm 0.047	0.198 \pm 0.047
	0.80	0.277 \pm 0.054	0.274 \pm 0.054
	0.89	0.225 \pm 0.059	0.224 \pm 0.059
	0.98	0.363 \pm 0.091	0.363 \pm 0.091
	1.07	0.263 \pm 0.102	0.261 \pm 0.102
	1.17	0.353 \pm 0.169	0.353 \pm 0.169

Tabelle 9.4

Wasserstoff-Wirkungsquerschnitte

berechnet aus der Pinull-Proton-Zählrate

k_0	$\bar{\epsilon}$ (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
4.3	0.20	1.179 \pm 0.045	1.165 \pm 0.044
	0.26	0.978 \pm 0.050	0.960 \pm 0.050
	0.32	0.602 \pm 0.037	0.590 \pm 0.036
	0.39	0.375 \pm 0.021	0.361 \pm 0.021
	0.46	0.251 \pm 0.017	0.240 \pm 0.016
	0.54	0.190 \pm 0.016	0.183 \pm 0.015
	0.62	0.206 \pm 0.016	0.196 \pm 0.015
	0.71	0.221 \pm 0.018	0.214 \pm 0.017
	0.80	0.208 \pm 0.018	0.204 \pm 0.018
	0.89	0.255 \pm 0.023	0.254 \pm 0.023
	0.98	0.250 \pm 0.027	0.248 \pm 0.027
	1.07	0.230 \pm 0.033	0.225 \pm 0.032
	1.17	0.287 \pm 0.052	0.287 \pm 0.052
Mittel	0.20	1.260 \pm 0.036	1.248 \pm 0.036
	0.26	0.945 \pm 0.033	0.932 \pm 0.033
	0.32	0.580 \pm 0.025	0.571 \pm 0.024
	0.39	0.391 \pm 0.017	0.378 \pm 0.017
	0.46	0.256 \pm 0.013	0.247 \pm 0.013
	0.54	0.210 \pm 0.013	0.203 \pm 0.013
	0.62	0.217 \pm 0.014	0.209 \pm 0.013
	0.71	0.211 \pm 0.014	0.206 \pm 0.014
	0.80	0.223 \pm 0.015	0.219 \pm 0.015
	0.89	0.250 \pm 0.019	0.249 \pm 0.018
	0.98	0.264 \pm 0.023	0.262 \pm 0.023
	1.07	0.222 \pm 0.026	0.217 \pm 0.026
	1.17	0.339 \pm 0.046	0.339 \pm 0.046

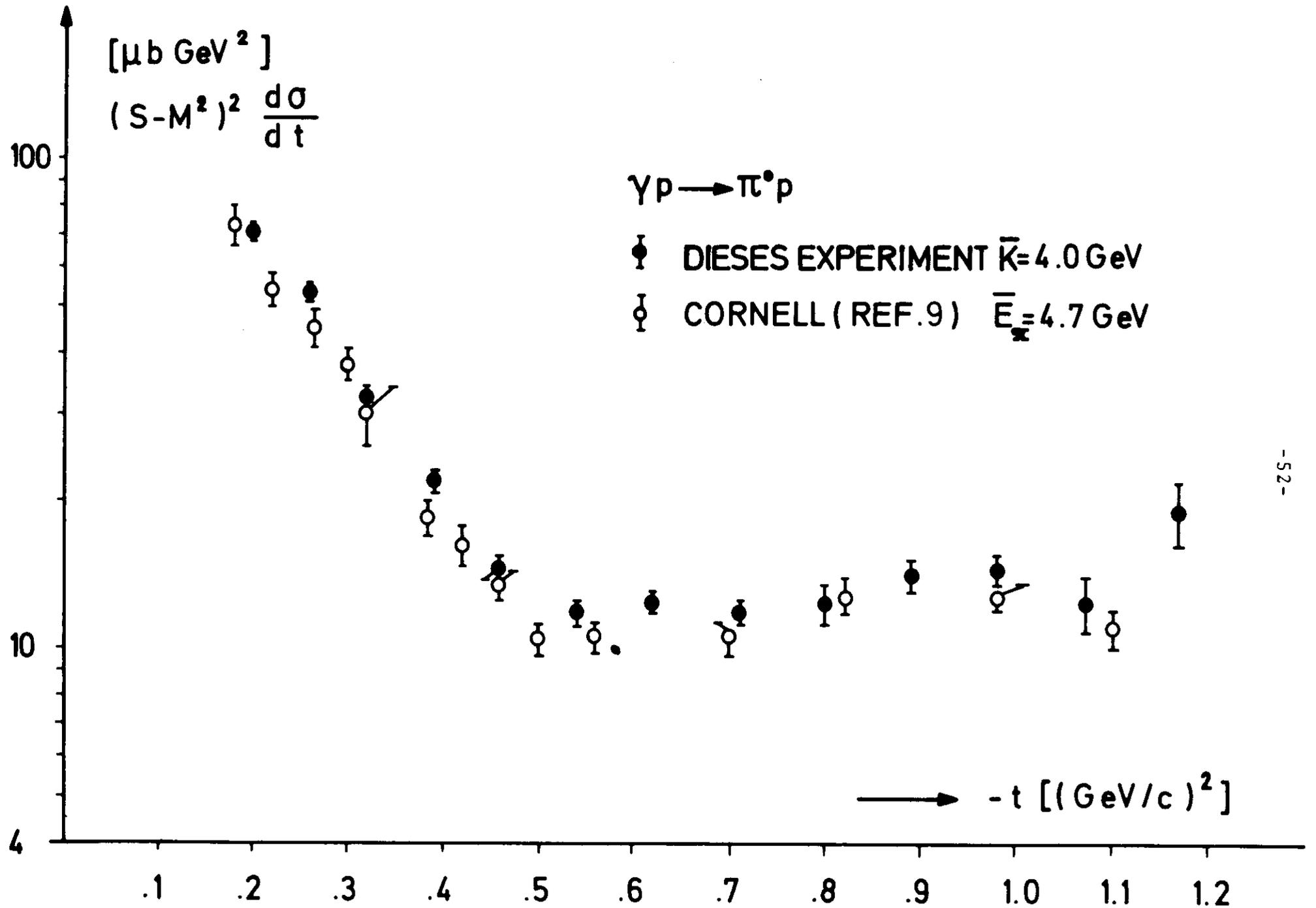


Abb. 12

6.2 Ergebnisse am Deuterium

Die Ergebnisse der Deuterium-Messungen bei den beiden Rückstoßwinkeln 60 und 66 Grad sind in den Tabellen 10.1 bis 10.5 zusammengestellt.

Die korrigierten Werte berücksichtigen wiederum die Delta-Produktion (siehe 5.5).

Als Fehler sind die statistischen Fehler angegeben, die sich wie bei der Messung am Wasserstoff zusammensetzen aus der quadratischen Summe der Fehler der gemessenen Zählraten und der statistischen Fehler der Größen, die mit Monte-Carlo-Rechnungen bestimmt wurden.

Innerhalb des t -Bereiches dieses Experimentes wurde nur ein geringer Wirkungsquerschnitt der kohärenten Photoproduktion von Pinull-Mesonen an Deuteronen $\gamma d \rightarrow \pi^0 d$ erwartet. Da im Rückstoßarm nicht zwischen Protonen und Deuteronen unterschieden werden konnte, sind im Prinzip Beiträge der Deuteronen zur Pinull-Proton-Koinzidenzrate möglich. Aus kinematischen Gründen sind die Rückstoßwinkelverteilungen der Deuteronen zu kleineren Winkeln als die der Protonen verschoben. Abb. 13 zeigt die gute Übereinstimmung der Rückstoßverteilung in den vertikalen Hodoskop-Elementen mit der berechneten Verteilung für den inkohärenten Prozeß $\gamma d \rightarrow (\pi^0 p)n$. Eine Analyse der Daten nur für die Bins, in denen die Rückstoßdeuteronen kinematisch ausgeschlossen waren, ergab keine Veränderung gegenüber dem aus der Pinull-Proton-Rate ermittelten Wirkungsquerschnitt. Daraus wurde geschlossen, daß der Beitrag der kohärenten Pinull-Produktion vernachlässigt werden kann.

Zur Abschätzung nuklearer Korrekturen der Pinull-Neutron- und Pinull-Proton-Raten wurden die Wirkungsquerschnitte aus der Pinull-Proton-Rate am Deuterium mit der am Wasserstoff verglichen (Abb. 14). Bei beiden Datensätzen sind die Untergrundbeiträge der Pinull-Delta-Produktion subtrahiert. Angegeben sind nur die statistischen Fehler; der systematische Fehler beträgt $\pm 7\%$ aufgrund der Unsicherhei-

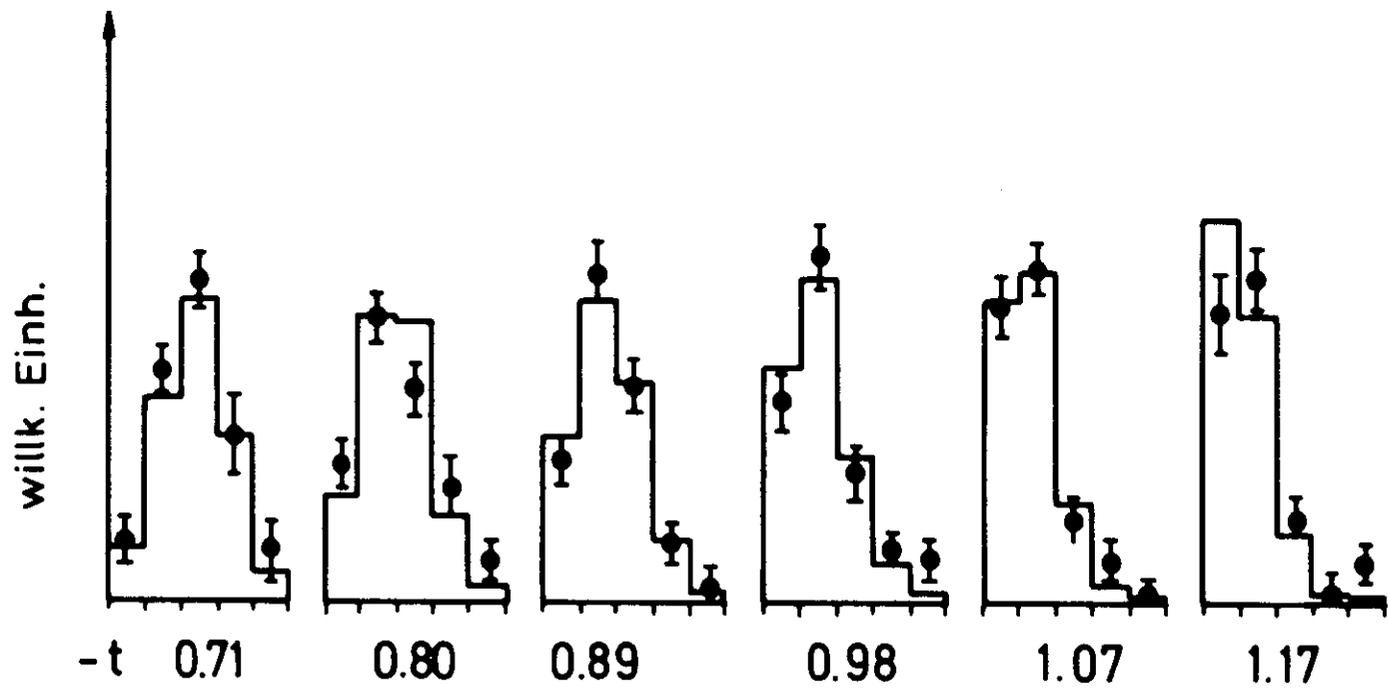
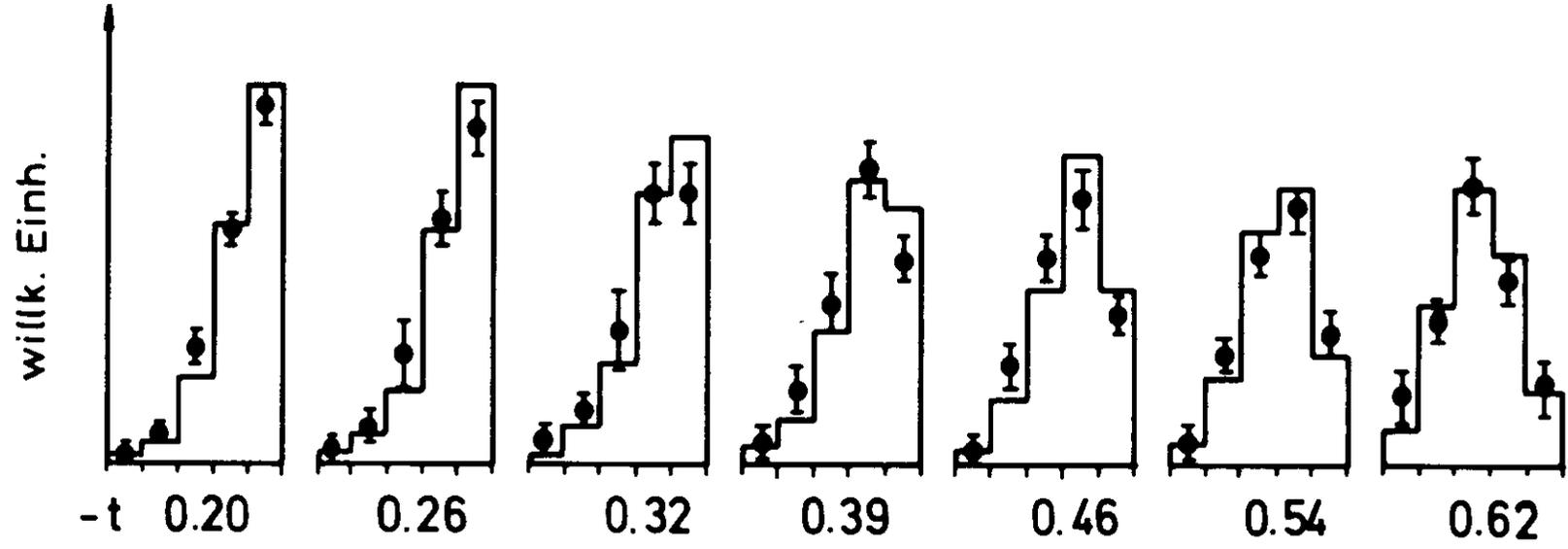


Abb. 13

Tabelle 10.1

Deuterium-Wirkungsquerschnitte

	$\bar{\tau}$ (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/\text{c})^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/\text{c})^2$ korrigiert
aus der	0.20	2.513 \pm 0.060	2.260 \pm 0.054
Pinull-	0.26	1.849 \pm 0.048	1.593 \pm 0.041
Rate	0.32	1.276 \pm 0.037	1.097 \pm 0.032
	0.39	0.971 \pm 0.031	0.690 \pm 0.022
	0.46	0.723 \pm 0.031	0.520 \pm 0.018
$\theta_R =$	0.54	0.575 \pm 0.023	0.410 \pm 0.016
60 Grad	0.62	0.548 \pm 0.023	0.391 \pm 0.016
	0.71	0.497 \pm 0.022	0.370 \pm 0.016
	0.80	0.472 \pm 0.022	0.384 \pm 0.018
	0.89	0.551 \pm 0.025	0.519 \pm 0.023
	0.98	0.516 \pm 0.024	0.476 \pm 0.022
	1.07	0.493 \pm 0.025	0.407 \pm 0.020
	1.17	0.419 \pm 0.023	0.419 \pm 0.023
aus der	0.20	1.165 \pm 0.074	1.111 \pm 0.071
Pinull-	0.26	0.904 \pm 0.054	0.850 \pm 0.051
Proton-	0.32	0.609 \pm 0.036	0.576 \pm 0.034
Rate	0.39	0.426 \pm 0.027	0.381 \pm 0.025
	0.46	0.308 \pm 0.021	0.280 \pm 0.019
$\theta_R =$	0.54	0.264 \pm 0.020	0.243 \pm 0.018
60 Grad	0.62	0.288 \pm 0.021	0.264 \pm 0.019
	0.71	0.241 \pm 0.019	0.224 \pm 0.017
	0.80	0.248 \pm 0.019	0.235 \pm 0.018
	0.89	0.284 \pm 0.022	0.280 \pm 0.022
	0.98	0.258 \pm 0.021	0.253 \pm 0.021
	1.07	0.244 \pm 0.022	0.232 \pm 0.021
	1.17	0.224 \pm 0.023	0.224 \pm 0.023

Tabelle 10.2

Deuterium-Wirkungsquerschnitte

	\bar{t} (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
aus der	0.20	0.881 \pm 0.124	0.829 \pm 0.117
Pinull-	0.26	0.823 \pm 0.098	0.775 \pm 0.092
Neutron-	0.32	0.581 \pm 0.064	0.550 \pm 0.060
Rate	0.39	0.359 \pm 0.044	0.319 \pm 0.040
	0.46	0.219 \pm 0.032	0.194 \pm 0.028
$\theta_R =$	0.54	0.138 \pm 0.023	0.124 \pm 0.021
60 Grad	0.62	0.185 \pm 0.028	0.168 \pm 0.025
	0.71	0.135 \pm 0.025	0.123 \pm 0.022
	0.80	0.187 \pm 0.028	0.177 \pm 0.027
	0.89	0.297 \pm 0.038	0.294 \pm 0.038
	0.98	0.159 \pm 0.029	0.156 \pm 0.028
	1.07	0.265 \pm 0.040	0.257 \pm 0.039
	1.17	0.181 \pm 0.037	0.181 \pm 0.037
aus der	0.20	2.518 \pm 0.059	2.251 \pm 0.053
Pinull-	0.26	1.868 \pm 0.047	1.594 \pm 0.040
Rate	0.32	1.315 \pm 0.038	1.117 \pm 0.032
	0.39	0.992 \pm 0.031	0.693 \pm 0.021
	0.46	0.702 \pm 0.024	0.498 \pm 0.017
$\theta_R =$	0.54	0.514 \pm 0.020	0.362 \pm 0.014
66 Grad	0.62	0.559 \pm 0.023	0.389 \pm 0.016
	0.71	0.462 \pm 0.020	0.339 \pm 0.015
	0.80	0.451 \pm 0.020	0.362 \pm 0.016
	0.89	0.496 \pm 0.022	0.466 \pm 0.021
	0.98	0.485 \pm 0.022	0.445 \pm 0.020
	1.07	0.489 \pm 0.024	0.400 \pm 0.019
	1.17	0.454 \pm 0.024	0.454 \pm 0.024

Tabelle 10.3

Deuterium-Wirkungsquerschnitte

	\bar{t} (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
aus der	0.20	1.161 \pm 0.055	1.134 \pm 0.054
Pinull-	0.26	0.804 \pm 0.038	0.780 \pm 0.037
Proton-	0.32	0.566 \pm 0.029	0.550 \pm 0.028
Rate	0.39	0.417 \pm 0.024	0.385 \pm 0.022
	0.46	0.288 \pm 0.018	0.271 \pm 0.017
$\Theta_R =$	0.54	0.212 \pm 0.016	0.200 \pm 0.015
66 Grad	0.62	0.257 \pm 0.019	0.241 \pm 0.017
	0.71	0.214 \pm 0.017	0.204 \pm 0.016
	0.80	0.239 \pm 0.020	0.231 \pm 0.019
	0.89	0.281 \pm 0.024	0.278 \pm 0.024
	0.98	0.242 \pm 0.027	0.239 \pm 0.027
	1.07	0.334 \pm 0.036	0.312 \pm 0.034
	1.17	0.250 \pm 0.039	0.250 \pm 0.039
aus der	0.20	0.961 \pm 0.084	0.938 \pm 0.082
Pinull-	0.26	0.628 \pm 0.059	0.611 \pm 0.058
Neutron-	0.32	0.483 \pm 0.046	0.473 \pm 0.045
Rate	0.39	0.318 \pm 0.036	0.296 \pm 0.033
	0.46	0.208 \pm 0.028	0.196 \pm 0.026
$\Theta_R =$	0.54	0.108 \pm 0.020	0.101 \pm 0.018
66 Grad	0.62	0.161 \pm 0.025	0.152 \pm 0.024
	0.71	0.134 \pm 0.025	0.130 \pm 0.024
	0.80	0.133 \pm 0.028	0.127 \pm 0.027
	0.89	0.233 \pm 0.043	0.232 \pm 0.043
	0.98	0.274 \pm 0.056	0.273 \pm 0.056
	1.07	0.331 \pm 0.080	0.320 \pm 0.077
	1.17	0.441 \pm 0.124	0.441 \pm 0.124

Tabelle 10.4 Mittelwerte der Deuterium-Wirkungsquerschnitte

	\bar{t} (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
aus der	0.20	2.516 \pm 0.042	2.256 \pm 0.038
Pinull-	0.26	1.859 \pm 0.033	1.593 \pm 0.029
Rate	0.32	1.295 \pm 0.026	1.107 \pm 0.023
	0.39	0.982 \pm 0.022	0.692 \pm 0.015
	0.46	0.712 \pm 0.018	0.508 \pm 0.013
	0.54	0.543 \pm 0.015	0.385 \pm 0.011
	0.62	0.553 \pm 0.016	0.390 \pm 0.011
	0.71	0.478 \pm 0.015	0.354 \pm 0.011
	0.80	0.461 \pm 0.015	0.372 \pm 0.012
	0.89	0.522 \pm 0.016	0.491 \pm 0.015
	0.98	0.500 \pm 0.016	0.460 \pm 0.015
	1.07	0.491 \pm 0.017	0.403 \pm 0.014
	1.17	0.436 \pm 0.017	0.436 \pm 0.017
aus der	0.20	1.162 \pm 0.044	1.126 \pm 0.043
Pinull-	0.26	0.839 \pm 0.031	0.805 \pm 0.030
Proton-	0.32	0.584 \pm 0.023	0.561 \pm 0.022
Rate	0.39	0.421 \pm 0.018	0.383 \pm 0.017
	0.46	0.297 \pm 0.014	0.275 \pm 0.013
	0.54	0.236 \pm 0.012	0.219 \pm 0.012
	0.62	0.272 \pm 0.014	0.255 \pm 0.013
	0.71	0.227 \pm 0.012	0.214 \pm 0.012
	0.80	0.244 \pm 0.014	0.233 \pm 0.013
	0.89	0.283 \pm 0.016	0.279 \pm 0.016
	0.98	0.252 \pm 0.017	0.248 \pm 0.016
	1.07	0.275 \pm 0.019	0.260 \pm 0.018
	1.17	0.231 \pm 0.020	0.231 \pm 0.020

Tabelle 10.5 Mittelwerte der Deuterium-Wirkungsquerschnitte

	\bar{t} (GeV/c) ²	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ unkorrigiert	$d\sigma / dt$ $\mu\text{b} / (\text{GeV}/c)^2$ korrigiert
aus der	0.20	0.937 \pm 0.070	0.905 \pm 0.067
Pinull-	0.26	0.692 \pm 0.051	0.666 \pm 0.049
Neutron-	0.32	0.521 \pm 0.037	0.503 \pm 0.036
Rate	0.39	0.335 \pm 0.028	0.306 \pm 0.026
	0.46	0.212 \pm 0.021	0.195 \pm 0.019
	0.54	0.122 \pm 0.015	0.112 \pm 0.014
	0.62	0.173 \pm 0.019	0.160 \pm 0.017
	0.71	0.135 \pm 0.017	0.127 \pm 0.016
	0.80	0.164 \pm 0.020	0.156 \pm 0.019
	0.89	0.273 \pm 0.029	0.270 \pm 0.029
	0.98	0.194 \pm 0.026	0.191 \pm 0.026
	1.07	0.281 \pm 0.036	0.272 \pm 0.035
	1.17	0.227 \pm 0.038	0.227 \pm 0.038

Neutron-Proton-Verhältnis R

\bar{t} (GeV/c) ²	unkorrigiert	korrigiert
0.20	0.806 \pm 0.067	0.804 \pm 0.067
0.26	0.824 \pm 0.068	0.827 \pm 0.068
0.32	0.892 \pm 0.073	0.897 \pm 0.073
0.39	0.795 \pm 0.075	0.798 \pm 0.075
0.46	0.715 \pm 0.078	0.710 \pm 0.078
0.54	0.517 \pm 0.070	0.509 \pm 0.069
0.62	0.636 \pm 0.077	0.634 \pm 0.076
0.71	0.593 \pm 0.084	0.592 \pm 0.083
0.80	0.673 \pm 0.091	0.671 \pm 0.091
0.89	0.965 \pm 0.116	0.969 \pm 0.117
0.98	0.771 \pm 0.117	0.771 \pm 0.117
1.07	1.021 \pm 0.149	1.046 \pm 0.153
1.17	0.984 \pm 0.184	0.984 \pm 0.184

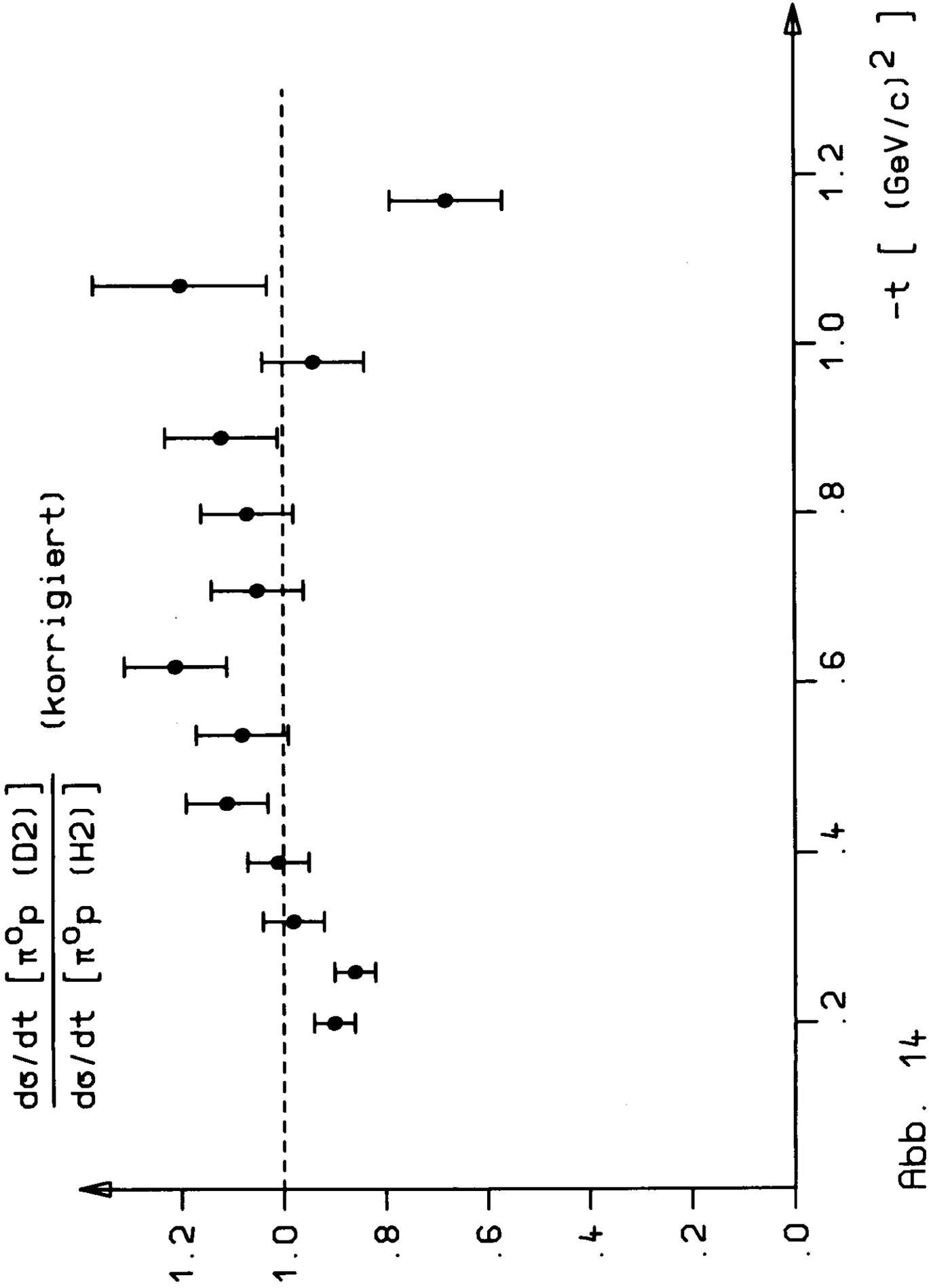


Abb. 14

ten der Targetdichten (3%), der Nachweiswahrscheinlichkeiten (4%) und der Untergrundkorrekturen (5%). Innerhalb der statistischen Fehler ist das Verhältnis mit 1 verträglich. Mögliche kleine kernphysikalische Effekte (10%) wurden bei der Ermittlung des Verhältnisses R der Wirkungsquerschnitte nicht berücksichtigt. R wurde aus den gemittelten Pinull-Neutron- und Pinull-Proton-Koinzidenzraten berechnet (Abb. 15). Angegeben sind wiederum die einfachen statistischen Fehler. Korrekturen auf Untergrundbeiträge verändern das Ergebnis nur innerhalb der statistischen Fehler. Ein Teil der systematischen Fehler, wie sie für die Wasserstoffmessungen angegeben sind, fällt bei der Berechnung von R heraus. Es verbleibt ein systematischer Fehler von 15% aufgrund der Unsicherheiten der Ansprechwahrscheinlichkeit des Neutronenzählers und der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit des Rückstoßarmes.

Das Verhältnis R wird von Untergrundkorrekturen nicht beeinflusst (weniger als 1%). Dies liegt an der Tatsache, daß die Beiträge des Pinull-Delta-Untergrundes zu den Pinull-Neutron- und Pinull-Proton-Raten klein sind und fast gleich. R zeigt eine glatte Abhängigkeit für kleine t -Werte zwischen $t = -0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ und $t = -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ ($R = 0.75$) und geht bei $t \approx -1.0 \text{ (GeV/c)}^2$ gegen 1. Das breite Minimum zwischen $t = -0.4 \text{ (GeV/c)}^2$ und $t = -0.8 \text{ (GeV/c)}^2$ ist ein Anzeichen der Interferenz zwischen den isoskalaren (dominanter ρ -Austausch) und den isovektoriellen (dominanter ω -Austausch) Anteilen der Produktionsamplitude bei $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$.

Abb. 16 zeigt die Ergebnisse dieses Experiments zusammen mit Messungen von CEA (Lit. 10) und Cornell (Lit. 9). Die generelle Übereinstimmung zwischen den Daten ist gut, wenn auch die Cornell-Daten eine weniger stark ausgeprägte Struktur bei $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$ anzuzeigen scheinen.

$$R = \frac{d\sigma/dt [\gamma d \rightarrow (\pi^0 n) p]}{d\sigma/dt [\gamma d \rightarrow (\pi^0 p) n]}$$

• dieses Experiment $\bar{k} = 4.0 \text{ GeV}$

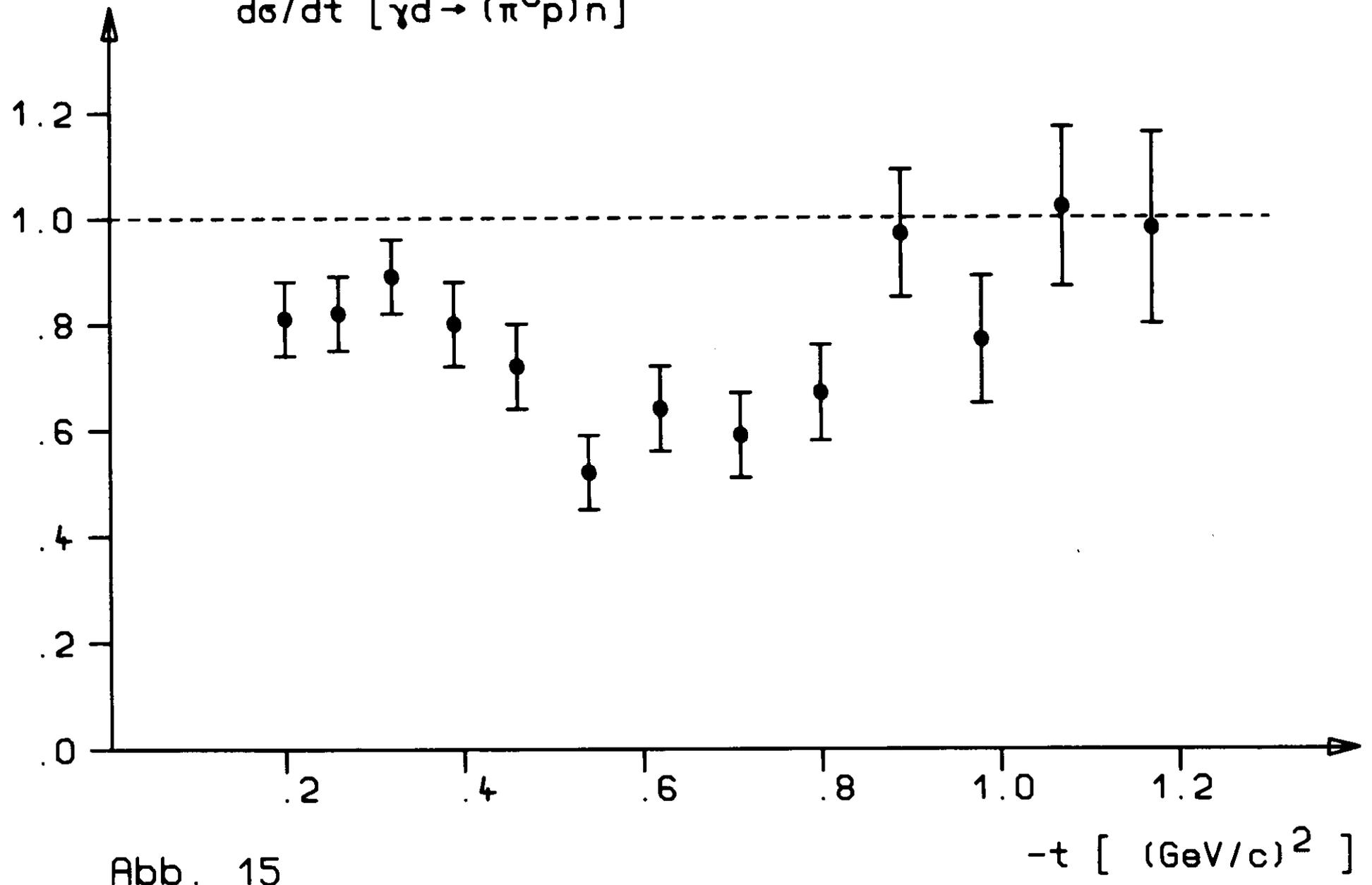


Abb. 15

$$R = \frac{d\sigma/dt [\gamma d \rightarrow (\pi^0 n) p]}{d\sigma/dt [\gamma d \rightarrow (\pi^0 p) n]}$$

- dieses Experiment $\bar{k} = 4.0 \text{ GeV}$
- CEA (Lit. 10) $\bar{k} = 4.0 \text{ GeV}$
- Cornell (Lit. 9) $\bar{E}_\pi = 4.0 \text{ GeV}$

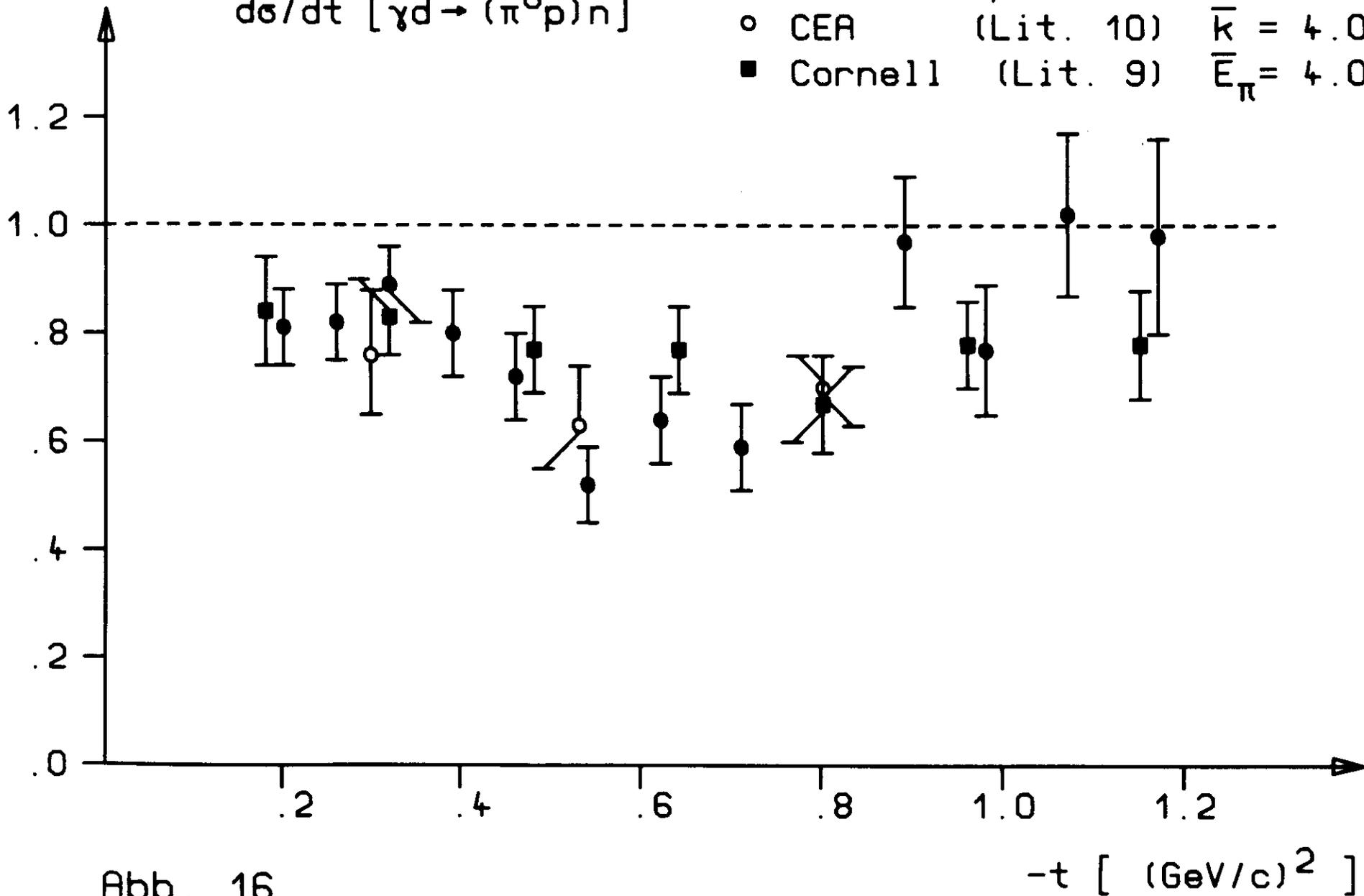


Abb. 16

Auf einen Vergleich mit verschiedenen existierenden Modellrechnungen (Lit. 3) wird verzichtet, da es erst mit vielen Meßgrößen sinnvoll sein wird, eine vollständige Amplitudenanalyse durchzuführen. Dieses Experiment ist eines aus der Reihe derjenigen, die zur Erreichung dieses Zieles notwendig sind.

7. Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit beschreibt ein Experiment zur Bestimmung des Verhältnisses

$$\frac{d\sigma/dt (\gamma d \rightarrow \pi^0 n p_{sp})}{d\sigma/dt (\gamma d \rightarrow \pi^0 p n_{sp})} = R = \frac{d\sigma/dt (\gamma n \rightarrow \pi^0 n)}{d\sigma/dt (\gamma p \rightarrow \pi^0 p)}$$

am Deutschen Elektronensynchrotron DESY. Die Messungen wurden an einem Deuteriumtarget durchgeführt bei einer mittleren Photonenenergie von 4.0 GeV und Viererimpulsüberträgern t zwischen $t = -0.2 \text{ (GeV/c)}^2$ und $t = -1.2 \text{ (GeV/c)}^2$ in Schritten von etwa 0.08 (GeV/c)^2 . Die Pinull-Mesonen wurden über ihren 2-Gamma-Zerfall nachgewiesen in Koinzidenz mit dem jeweiligen Rückstoßnukleon. Wie eine Vergleichsmessung mit der gleichen Apparatur mit einem Wasserstofftarget zeigte, sind die Einflüsse kernphysikalischer Effekte auf die Wirkungsquerschnitte am Deuterium klein. Daher ist das gemessene Verhältnis der Wirkungsquerschnitte am Deuterium in guter Näherung gleich dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte am freien Neutron bzw. Proton. Bis $t = -0.9 \text{ (GeV/c)}^2$ ist R kleiner als 1 und zeigt ein deutliches Minimum bei $t = -0.6 \text{ (GeV/c)}^2$.

A N H A N G

A1. Bestimmung der Akzeptanz ΔE und Δt und der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit F.

A1.1 Kinematische Beziehungen

Für den Zerfall eines Teilchens X mit dem Viererimpuls $X=(E_X, \vec{P}_X)$ in zwei Gammaquanten mit den Viererimpulsen $k_1=(k_1^0, \vec{k}_1)$ bzw. $k_2=(k_2^0, \vec{k}_2)$ gilt die Beziehung:

$$(1) \quad m_X^2 = (k_1 + k_2)^2 = 4 \cdot k_1^0 \cdot k_2^0 \cdot \sin^2 \alpha$$

Dabei ist 2α der Öffnungswinkel zwischen den beiden Gammaquanten. Beim symmetrischen Zerfall haben beide Quanten die gleiche Energie $k_1^0 = k_2^0$ und die Winkel zwischen jedem Gammaquant und der Flugrichtung des Teilchens X sind gleich. Im Ruhesystem des Teilchens X entspricht dies dem Zerfall unter 90 Grad zur Flugrichtung.

Für den Öffnungswinkel gilt dann:

$$(2) \quad \sin \alpha_S = m_X / E_X$$

$2\alpha_S$ ist auch der minimale Öffnungswinkel:

$$(3) \quad \alpha_S = \alpha_{\min} \leq \alpha$$

Aus (3) folgt, daß bei einem Zähleraufbau mit einem gegebenen maximalen Öffnungswinkel $2\alpha_{\max}$ nur Teilchen oberhalb einer minimalen Energie E_{\min} nachgewiesen werden können:

$$(4) \quad E_X^{\min} = m_X / \sin \alpha_{\max}$$

Ist der Zerfall nicht symmetrisch, so schließt die Winkelhalbierende der Flugrichtungen der beiden Gammaquan-

ten mit der Flugrichtung des Teilchens X einen Winkel δ ein, der gegeben ist durch:

$$(5) \quad \cos \delta = \cos \alpha / \beta_X$$

$$\text{mit: } \beta_X = |\vec{P}_X| / E_X$$

Es ist:

$$(6) \quad \cos \delta_{\max} = \cos \alpha_{\max} / \beta_X^{\max}$$

Diese Beziehungen legen für einen gegebenen Zähleraufbau Energie- und Winkelauflösung fest.

A1.2 Die Akzeptanz ΔE und Δt

Die Abb. A12-1 zeigt schematisch den Aufbau von zwei Gammazählern. Ihre Position im Raum wird durch die 3 Koordinaten l_0 , θ_0 und α_0 bestimmt.

Für den Nachweis von Pi-Mesonen der mittleren Energie \overline{E}_π wird α_0 nach (A11-2) zu

$$(1) \quad \sin \alpha_0 = m_\pi / \overline{E}_\pi \quad \text{festgelegt,}$$

da die Nachweiswahrscheinlichkeit für den symmetrischen Zerfall maximal ist.

Aus Abb. A12-2 entnimmt man, daß nur solche Pi-Mesonen nachgewiesen werden können, deren Polarwinkel größer als θ_{\min} ist und deren Zerfallsphotonen einen Winkel $2\alpha < 2\alpha_{\max}$ einschließen.

Mit (A1.1-4) folgt damit für die Energie der nachgewiesenen Pi-Mesonen E_π :

$$(2) \quad E_\pi < E_\pi^{\min} = m_\pi / \sin \alpha_{\max}$$

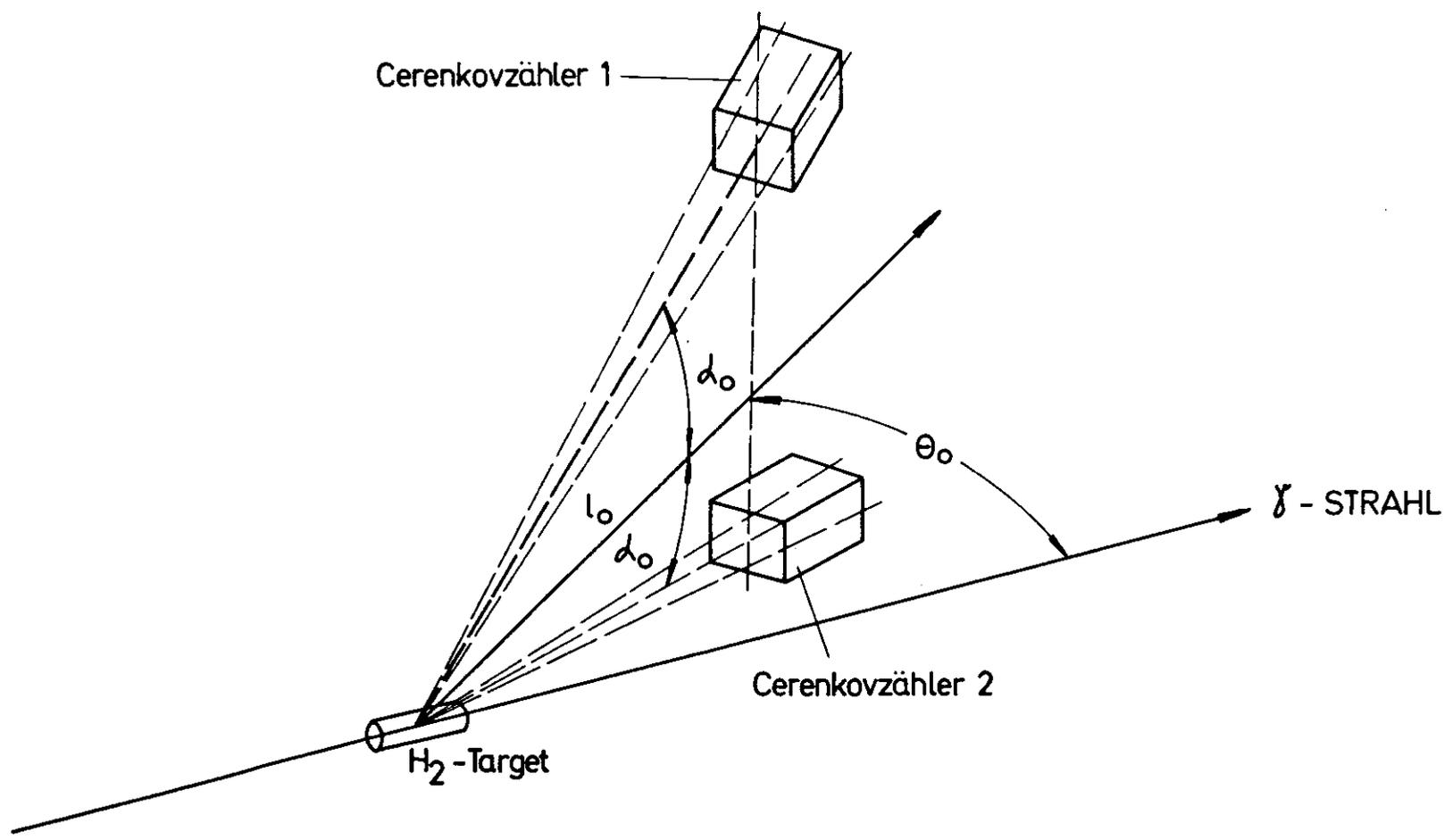


Abb. A12-1 SCHEMATISCHE ZÄHLERANORDNUNG

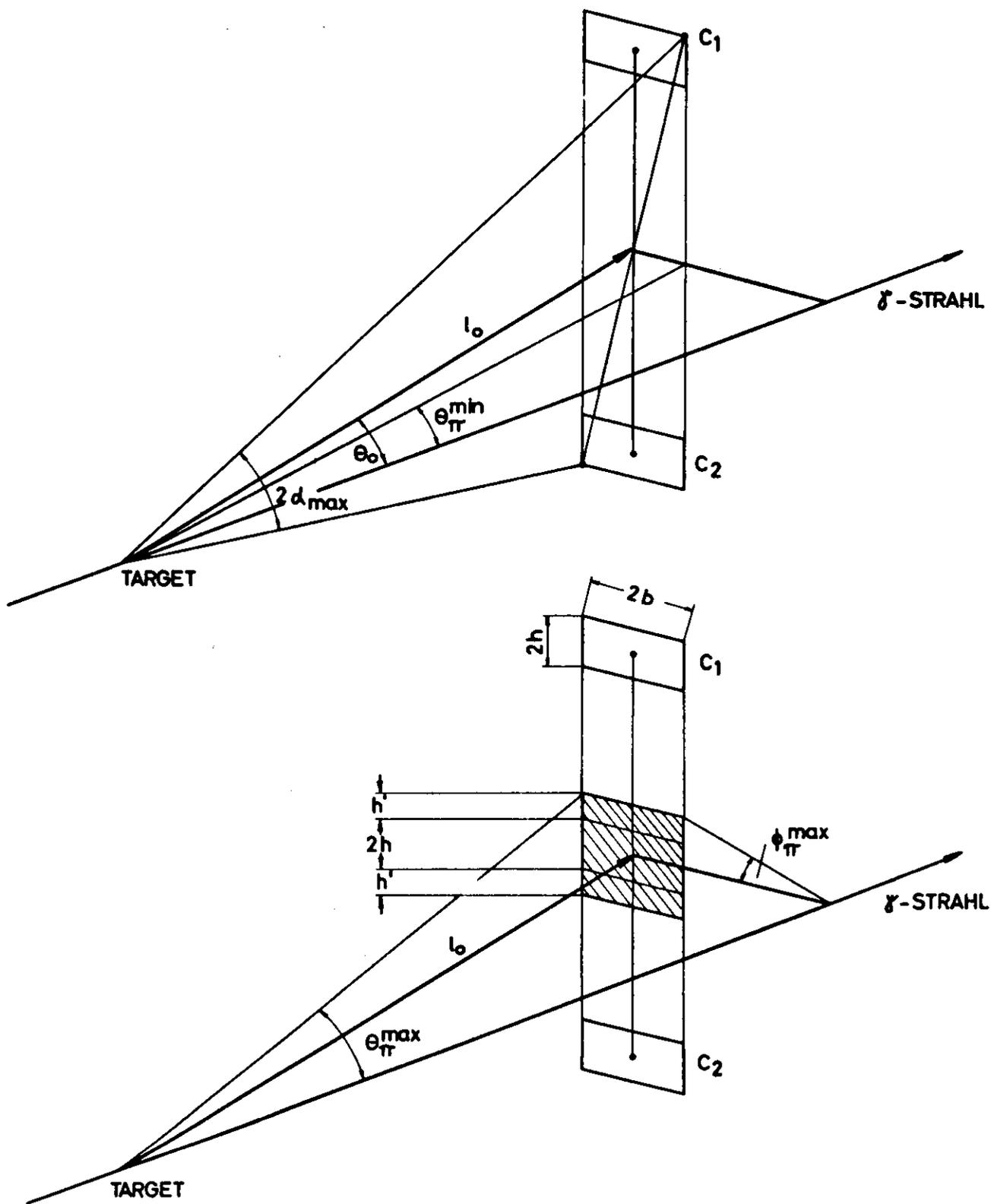


Abb. A12-2
SKIZZE DER TARGET - APERTUR - GEOMETRIE

Für die Energie k der primären Photonen gilt damit

$$(3) \quad k > k_{\min} = k(E_{\pi}^{\min}, \theta_{\pi}^{\min})$$

Die Maximalenergie der nachgewiesenen Pionen ist durch die Endenergie k_0 des Synchrotrons und θ_{π}^{\min} festgelegt:

$$(4) \quad E_{\pi} < E_{\pi}^{\max} = E_{\pi}(k_0, \theta_{\pi}^{\min})$$

Damit ist:

$$(5) \quad \Delta E_{\pi} = E_{\pi}^{\max} - E_{\pi}^{\min} = E_{\pi}(k_0, \theta_{\pi}^{\min}) - m_{\pi} / \sin \alpha_{\max}$$

$$\text{und} \quad \Delta k = k_0 - k_{\min} = k_0 - k(E_{\pi}^{\min}, \theta_{\pi}^{\min})$$

Die schraffierte Fläche in Abb. A12-2 gibt den Bereich der Durchstoßpunkte von Bahnen der nachgewiesenen Pi-Mesonen an. Aus ihr lassen sich die Grenzwinkel θ_{π}^{\max} , $\phi_{\pi}^{\min} = 0$ Grad und ϕ_{π}^{\max} entnehmen. Ihre Breite ist gleich der Aperturbreite $2b$ und ihre Höhe setzt sich zusammen aus der Aperturgröße $2h$ und einem Anteil $2h'$, der die asymmetrischen Zerfälle berücksichtigt.

Es ist:

$$(6) \quad h + h' \leq l_0 \tan \delta^{\max}$$

$$(7) \quad \cos \delta^{\max} = \cos \alpha^{\max} / \beta_{\pi}^{\max}$$

Mit θ_{π}^{\max} und θ_{π}^{\min} liegen die Grenzen in t fest:

$$(8) \quad t_{\min} = t(k_0, \theta_{\pi}^{\min})$$

$$t_{\max} = t(k_0, \theta_{\pi}^{\max})$$

Durch die Wahl der Breite $2b$ und der Höhe $2h$ der Aperturen sowie der Endenergie k_0 lassen sich die Intervallbreiten ΔE und Δt vorgeben.

Die Wahrscheinlichkeitsverteilung für E_π , k , θ_π , t und innerhalb dieser Intervalle sowie ihre Schwerpunkte werden in einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelt.

A1.3 Bestimmung der geometrischen Nachweiswahrscheinlichkeit

Für ein punktförmiges Target läßt sich die Pi-Zählrate aus:

$$(1) \quad N_\pi = N_T \cdot Q_{\text{eff}} \cdot \frac{1}{2\pi} \cdot \int B(k)/k \, d\sigma/dt(s(k), t) \, \epsilon(k, t, \phi) \, dk \, dt \, d\phi$$

berechnen. Dabei ist:

N_T = Zahl der Targetatome

Q_{eff} = Zahl der effektiven Quanten

$B(k)$ = Spektralfunktion

$d\sigma/dt(s(k), t)$ = differentieller Wirkungsquerschnitt, mit

$$s = 2kM + M^2 \quad (M = \text{Masse des Targetteilchens})$$

$\frac{1}{2\pi} \epsilon(k, t, \phi) \, dk \, dt \, d\phi$ ist die differentielle geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit. Für einen gegebenen Zähleraufbau gibt sie im Intervall $\frac{1}{2\pi} dk \, dt \, d\phi$ das Verhältnis der nachgewiesenen zu den erzeugten Pi-Mesonen an. ϵ ist nur innerhalb der in A1.2 diskutierten Grenzen von Null verschieden.

Berechnet wurde ϵ über eine Monte-Carlo-Rechnung, die die Winkelverteilung der Zerfallsphotonen (in diesem Fall isotrop im Ruhesystem des Pi-Mesons) berücksichtigte.

Dabei wurde die gleiche Energieverteilung der primären Photonen benutzt, die im Experiment vorlag:

$$(2) \quad n(k) dk = B(k)/k dk Q_{\text{eff}}$$

Da aus den Messungen der Wirkungsquerschnitt entnommen wird, schreiben wir:

$$(3) \quad d\sigma/dt (s, t) = d\sigma/dt (s_0, t_0) f(s, t)$$

mit: $s_0 \approx s(\bar{k}), \quad t_0 \approx t(\bar{k}, \bar{\theta}_\pi).$

Für die Änderung von $f(s, t)$ über das erfaßte t -Intervall wurden 2 Ansätze gemacht:

$$(4) \quad f(s, t) = \text{const.}$$

$$(5) \quad f(s, t) = (s - M^2)^{-2} g(t) \sim \bar{k}^{-2} g(t).$$

Bei (5) wurde $g(t)$ aus früheren Messungen von $d\sigma/dt$ genommen (Lit. 8). Die Ergebnisse zeigen nur unwesentliche Differenzen.

Für die nach $B(k)/k$ und $f(s, t)$ verteilten Versuche der Monte-Carlo-Rechnung gilt:

$$(6) \quad \begin{aligned} \text{NVER} &= A \int_{1/2\pi} B(k)/k f(s(k), t) dk dt d\phi \\ &= A \phi_{\text{max}}/\pi \int B(k)/k f(s(k), t) dk dt \end{aligned}$$

A ist eine Normierungskonstante. Die Zahl der erfolgreichen Versuche ist:

$$(7) \quad \text{NERF} = A \int_{1/2\pi} B(k)/k f(s(k), t) \epsilon(k, t, \phi) dk dt d\phi$$

Somit gilt für N_π :

$$(8) \quad N_\pi = N_T Q_{\text{eff}} \frac{d\sigma}{dt}(s_0, t_0) \text{ NERF/NVER}$$

$$\phi_{\text{max}}/\pi \int B(k)/k f(s, t) dk dt$$

Bei der Erweiterung der Rechnung auf ein ausgedehntes Target wurde eine gleichmäßige Intensitätsverteilung angenommen.

Die auf ein Target von 1 cm Länge und einen Wirkungsquerschnitt von $1\mu\text{b}/\text{GeV}^2$ normierte Zählrate beträgt dann

$$(9) \quad F = \rho L/A 10^{-30} \text{ NERF/NVER } \phi_{\text{max}}/\pi$$

$$\int B(k)/k f(s(k), t) dk dt.$$

Dabei ist ρ die Targetdichte, L die Loschmidtzahl und A das Atomgewicht.

F ist die integrale geometrische Nachweiswahrscheinlichkeit.

Für das vorliegende Experiment war mit Targetteilchen zu rechnen, deren Impulsverteilung der Hulthen-Funktion gehorchte. Außerdem wurden Monte-Carlo-Rechnungen durchgeführt zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten der Rückstoßnukleonen für die Einfach-Pinull- und die Delta-Pinull-Produktion. Für die Einzelheiten dieser Rechnungen sei auf die Angaben in (Lit. 4) und (Lit. 11) verwiesen.

A2. Die Eichung der Gamma-Zähler

Die Ladung Q des Stromimpulses der beiden Multiplier des Cerenkovzählers ist der Energie E des einfallenden Teilchens (Elektron oder Gammaquant) proportional. Da die Pulsform der Multiplier unabhängig von der Pulshöhe ist, sind Ladung und Pulshöhe auch proportional. Bei vorgegebener Energie E ist die Pulshöhe proportional zur Verstärkung der Multiplier, die sich über die angelegte Hochspannung regeln läßt.

Zur Messung der Ladung werden die Pulse, nachdem sie ein lineares Gate durchlaufen haben, integriert und mit einem ADC digitalisiert.

Die Stabilität der Multipliierverstärkung und des zugehörigen analogen Kreises (Gate, Integrator und ADC) wurde mit 3 Methoden überwacht:

1. mit elektronisch erzeugten Normpulsen wurde die Stabilität der analogen Elektronik allein geprüft. Über zwei Jahre waren die Abweichungen vom Sollwert typisch $\pm 1\%$, maximal $\pm 2\%$.
2. Vor den Glasblöcken sind Blitzdioden (Ferranti XP21) angebracht. Vier in Reihe geschaltete Dioden werden mit einem Normpuls (ca. 100 V, 5 ns lang) getriggert. Die Signale der Blitzdioden-Lichtpulse sind in Pulsform und Pulshöhe mit den Cerenkovlicht-Signalen nahezu identisch. So erlauben die Blitzpulse die Prüfung der gesamten Apparatur unter Meßbedingungen und auch während der Messung.
Die Konstanz der Blitzdioden war über 2 Jahre besser als $\pm 2\%$.
3. Auf dem Bleiglasblock ist ein 2 mm starker Szintillator aufgeklebt, vor dem eine Alpha-Quelle (Americium, $E_\alpha = 4.05$ MeV) geschwenkt werden kann. Da die Höhe dieser Pulse um einen Faktor 10 kleiner ist als die der

Meßsignale, mußten sie zusätzlich verstärkt werden. Da die Prüfung mit diesem Normal nicht schnell vorgenommen werden konnte, diente sie nur zur Langzeitüberwachung.

Die Gammazähler wurden mit einem monoenergetischen Elektronenstrahl geeicht. Dabei wurde die Abhängigkeit der Pulshöhe von der Energie der einfallenden Teilchen, die Energieauflösung und die nützliche Öffnung der Zähler bestimmt. Gleichzeitig wurden neben der an den Multipliern liegenden Hochspannung die Höhe der Blitzdiodenpulse und nach Abschluß der Eichung die "Alphapulse" gemessen.

Diese Messungen hatten folgende Ergebnisse:

1. die Pulshöhe (Kanalzahl) wächst linear mit der Energie der einfallenden Teilchen an, wenn man durch eine geeignete Wahl der Hochspannung dafür sorgt, daß die Multiplier nicht sättigen.
2. Die Energieauflösung ist in guter Näherung umgekehrt proportional zur Wurzel aus der Energie der einfallenden Teilchen:

$$(1) \quad \Delta E / E = a / \sqrt{E} \quad (\text{F.W.H.M.})$$

Für a ergaben sich je nach Zähler Werte von $0.16 - 0.18 \sqrt{E / \text{GeV}}$.

3. Bis auf eine Randzone von 3 cm hängt die Pulshöhe kaum vom Einschußort ab. Die Unterschiede sind kleiner als + 3 %.
4. Die Verstärkung der Multiplier ändert sich bei konstanter Hochspannung mit der Zeit, insbesondere bei Strahlbelastung.

Die Änderung ließ sich mit den Blitzpulsen gut verfolgen. Die Zeitkonstanten dieser Änderung betragen zwischen einigen Sekunden bis zu Wochen. Bei Messungen

am Strahl ändert sich die Verstärkung in der Pause zwischen zwei Synchrotronpulsen (18 ms) kaum (± 2 %). Zur Messung der Verstärkungsänderung genügt es also, in den Strahlpausen zu blitzen.

Die Blitzdiodenpulse erwiesen sich im Laufe der Zeit als so konstant, daß ihre Höhe benutzt wurde, um die Hochspannung der Multiplier nachzuregeln.

Die Energie-Eichung von auf diese Weise nachgeregelten Cerenkovzählern ließ sich über einen Zeitraum von 2 Jahren bei einer Nacheichung am monoenergetischen Elektronenstrahl innerhalb von ±2% reproduzieren.

A3. Totzeit- und Zufälligen-Korrektur im Rückstoßarm

Die Einzelzählraten der Elemente des Rückstoßarms lagen zwischen 1 und 2 MHz bei einer Pion-Triggerrate von 0.1 Hz. Totzeiteffekte und zufällige Koinzidenzen verfälschen deshalb das zu einem Pinull-Ereignis gehörende Bitmuster im Rückstoßarm. Eine logisch vollständige und eindeutige Behandlung der notwendigen Korrekturen läßt sich auf folgende Weise erreichen:

Wir unterscheiden zwischen Ereignistypen und Zählraten. Als Ereignistypen verstehen wir das Bitmuster, das ein Ereignis in der Zählerkonfiguration hinterlassen würde, wenn Totzeitverluste und zufällige Koinzidenzen nicht vorhanden wären. Als Zählraten bezeichnen wir die Rate der wirklich gemessenen Bitmuster. Bei einer gegebenen Zählerkonfiguration lassen sich alle prinzipiell möglichen Bitmuster auflisten, ohne daß man den gesuchten physikalischen Prozeß berücksichtigt. Erst die Zuordnung von Ereignistypen zu bestimmten physikalischen Ereignissen wie "Pinull-Proton-Koinzidenz" oder "Pinull-Neutron-Koinzidenz" geschieht aufgrund physikalischer Kriterien.

Aus den Ereignisraten lassen sich die Zählraten bei Kenntnis der apparativen Tot- und Auflösungszeiten eindeutig berechnen. Umgekehrt lassen sich aus einer ausreichenden Zahl von verschiedenen Zählraten auch die gewünschten Ereignisraten ermitteln.

Bei der Wahl der Bezeichnungen:

- N.. momentane Raten der Ereignistypen
- Z.. gemessene momentane Zählraten
- V Ansprechen der vertikalen Hodoskopeebene
- V Ansprechen der horizontalen Hodoskopeebene
- N Ansprechen des Neutronenzählers
- Pi Ansprechen des Pinull-Triggers
- HV Ansprechen der schnellen Koinzidenz zwischen H und V

haben wir im vorliegenden Falle folgende im Prinzip
möglichen Ereignistypen: (Die physikalischen Interpretatio-
nen der Ereignistypen sind mit angegeben.)

V	H	N	Pi		
N	1	0	0	0	Einzelraten
N	0	1	0	0	
N	0	0	1	0	
N	0	0	0	1	
N	1	1	0	0	Koinzidenzen im Rückstoßarm
N	0	1	1	0	
N	1	0	1	0	
N	1	1	1	0	
N	1	1	1	1	Protonen
N	1	1	0	1	Protonen
N	0	0	1	1	Neutronen
N	0	1	1	1	Mischtypen 1
N	1	0	1	1	
N	1	0	0	1	Mischtypen 2
N	0	1	0	1	

Die mit Mischtypen bezeichneten Bitmuster sind physikalisch
kaum interpretierbar. Deshalb erfolgte die Auswertung unter
der Annahme, daß es solche Ereignistypen nicht gibt.
Zählraten mit entsprechendem Bitmuster lassen sich aus der
Änderung anderer Bitmuster durch Zufallskoinzidenzen oder
Totzeitverluste erklären.

Die Ermittlung der Ereignisraten NPiP (Pinull-Proton) und
NPiN (Pinull-Neutron) geschah wie folgt:

Die Auflösungs- und Totzeiten sind:

TAR = Koinzidenzauflösungszeit der H- bzw. V-Ebene
TAN = Koinzidenzauflösungszeit des Neutronenzählers
TTR = Totzeit der Diskriminatoren der H- bzw. V-Ebene
TTN = Totzeit des Diskriminators des Neutronenzählers

Die Ereignisraten in den Ebenen sind:

$$\begin{aligned} NV &= N1000+N1100+N1110+N1010 + N1001+N1101+N1111+N1011 \\ NH &= N0100+N1100+N1110+N0110 + N0101+N1101+N1111+N0111 \\ NN &= N0010+N0110+N1110+N1010 + N0011+N0111+N1111+N1011 \\ NPi &= N0001+N0011+N0101+N0111 + N1001+N1011+N1101+N1111 \\ NHV &= N1100+N1110+N1101+N1111 \end{aligned}$$

Wegen der geringen Pinull-Rate (Hz) gegenüber der Rückstoßrate (MHz) gilt in guter Näherung:

$$\begin{aligned} NV &= N1000 + N1100 + N1110 + N1010 \\ NH &= N0100 + N1100 + N1110 + N0110 \\ NN &= N0010 + N0110 + N1110 + N1010 \\ NHV &= N1100 + N1110 \end{aligned}$$

Für die gemessenen Zählraten gilt bis auf Terme höherer Ordnung:

$$\begin{aligned} ZV &= NV (1 - NV \text{ TTR}) \\ ZH &= NH (1 - NH \text{ TTR}) \\ ZN &= NN (1 - NN \text{ TTN}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} ZHV &= NHV (1 - (NV + NH - NHV) \text{ TTR}) \\ &+ N10xx \text{ N01xx TAR} (1 - (NV + NH - NHV) \text{ TTR}) \end{aligned}$$

Mit NV NH NN MHz, TTR TTN 50 ns waren die Totzeiteffekte 5%.

Für die Totzeitterme können also bis auf Fehler unter 0.25% die Zählraten statt der Ereignisraten benutzt werden. Der zweite Term der Rate ZHV war kleiner als 10% und wurde vernachlässigt.

Damit ergibt sich:

$$\begin{aligned} NV &= ZV / (1 - ZV \text{ TTR}) \\ NH &= ZH / (1 - ZH \text{ TTR}) \\ NHV &= ZHV / (1 - (ZV + ZH - ZHV) \text{ TTR}) \end{aligned}$$

Protonen-Ereignisrate NPiP

Proton-Definition: $N1111 + N1101 = N11x1$

Damit setzt sich die Protonenrate zusammen zu

$$\begin{aligned} ZPiP &= N11x1 (1 - (NV + NH - NHV) TTR) \\ &+ N01x1 NV TAR (1 - (NV + NH - NHV) TTR) && (1) \\ &+ N10x1 NV TAR (1 - (NV + NH - NHV) TTR) && (2) \\ &+ N00x1 NHV TAR (1 - (NV + NH - NHV) TTR) && (3) \end{aligned}$$

Die Terme (1) und (2) sind zu vernachlässigen, da sie durch die unwahrscheinlichen Ereignisse vom Typ N01x1 bzw. N10x1 erzeugt werden. Wie die ETB/ETC-Verteilung zeigt, treten zufällige Protonen im Wesentlichen entlang der Diagonalen ETB = ETC auf (entsprechend Term (3)). Außerhalb liegende Zufällige lassen sich durch Terme höherer Ordnung erklären.

Die Dichte der zufälligen Protonen entlang der Diagonalen ist konstant im gesamten Zeitbereich. Diese Dichte kann daher aus den Randbereichen ermittelt und vom Maximum subtrahiert werden.

Damit ist die Protonenrate im gesamten Hodoskop gegeben durch

$$\begin{aligned} &ZPiP \\ NPiP &= (1 - TTR (ZH + ZV - ZHV)) \end{aligned}$$

und für einen Quadranten des Hodokops Vi/Hj (ZHV wurde nicht getrennt für jeden der 15 Quadranten gemessen)

$$\begin{aligned} &ZPiPij \\ NPiPij &= (1 - TTR (ZVi + ZHj - 1/15 ZHV)) \end{aligned}$$

Neutronen-Ereignisrate NPiN

Neutron-Definition: NO011

Diese Definition hat zur Folge, daß ein großer Teil der Neutronen-Events durch zufällige Koinzidenzen mit den Proton-Hodoskopen gelöscht wird.

Die resultierende Neutronen-Zählrate ist dann:

$$\begin{aligned} Z_{PiN} = & NO011 (1 - NN TTN) \\ & - NO011 (NV + NH - NHV) TAR \\ & + NO001 NO010 TAN (1 - NN TTN - (NV + NH - NHV) TAR) \\ & + N1011 N1000 TTR \\ & + NO111 NO100 TTR \\ & + N1111 N1100 TTR \end{aligned}$$

Die zufälligen Neutronen werden aus den Randbereichen des ETE-Zeitspektrums ermittelt.

Damit ist die Neutronen-Ereignisrate gegeben durch:

$$\begin{aligned} & Z_{PiN} \\ NPiN = & \\ & 1 - ZN TTN - (ZV + ZH - ZHV) TAR \end{aligned}$$

A4. Datenverarbeitung des Experiments

Die Datenverarbeitung des Experimentes hatte die beiden Aufgaben:

- (1) Datenaufzeichnung und Auswertung
- (2) Steuerung und Überwachung der Messung

Beide Aufgaben zerfielen je in einen Anteil, der im Realzeit-Betrieb (on-line) durchgeführt werden mußte, und einen zweiten, der nur off-line Verfahren benötigte.

Für die on-line-Aufgaben waren die Randbedingungen vom Beschleuniger und von dem bei DESY eingesetzten Rechnernetz gegeben:

Elektronen-Synchrotrons arbeiten mit hoher Wiederholungsrate (50 Hz) und kurzen Spills (ca. 2 ms), in denen Strahlung zur Verfügung steht.

Im allgemeinen befinden sich nicht mehr als zwei Experimente in der Phase des Datennnehmens.

Daraus folgte für die Konstruktion des DESY-on-line-Systems (Lit. 12):

Die Daten werden durch die zentrale Rechanlage auf Magnetplatten aufgezeichnet und in bestimmten Zeitabständen auf Magnetband übertragen.

Es sind zwei ähnliche Großrechner installiert, so daß beim Ausfall des einen auf den zweiten umgeschaltet werden kann.

Jedem Experiment ist ein Kleinrechner fest zugeordnet, der die Meßdaten einliest, puffert und zur zentralen Rechanlage überträgt, lokale Kontroll- und Steuerungsaufgaben wahrnimmt und auf dem Bildschirm den Experimentator über den Stand der Messung informiert.

Die Dateneinlese aus der Experiment-Elektronik erfolgt im direkten Speicherzugriff mit der Speicherfrequenz des Kleinrechners, damit während eines Spills von 2 ms mehrere Ereignisse aufgezeichnet werden können.

Zur optimalen Ausnutzung des Kleinrechners sind seine Programme in Maschinensprache zu erstellen.

Übertragungen zum Großrechner nutzen die Bandbreite eines Multiplexerkanals aus (ca. 300 kbit/s). Dies bedingt ein Übertragungsnetz aus Koaxialleitungen.

Die mit den Kleinrechnern kommunizierenden Großrechnerprogramme können in problemorientierten Sprachen wie FORTRAN erstellt werden.

Speicherplatzbeschränkungen im Großrechner haben zur Folge, daß allen on-line-Benutzern nur ein gemeinsamer Speicherbereich zugeordnet ist. Die Verwaltungsaufgaben beim Benutzerwechsel bringen Wartezeiten mit sich, die durch die Pufferkapazitäten der Kleinrechner aufgefangen werden müssen.

Das DESY-on-line-System wurde in dieser Form in den Jahren 1966/67 konzipiert und installiert. Es verbindet 17 Kleinrechner vom Typ PDP-8, PDP-11, PDP-15 und CAE-90-10 wahlweise mit einer IBM /360-65 oder IBM /360-75 (Lit. 13). Mit der Zunahme der Datenmenge pro Ereignis durch den Einsatz von Drahtkammern und großen Zählermatrizen und die bevorstehende Inbetriebnahme des Speicherrings sind jedoch die Grenzen erreicht. Die Installation des neuen schnelleren und größeren zentralen Rechnersystems (2 mal IBM /370-168) mit den Möglichkeiten des virtuellen Speichers und Zugriffsmethoden wie TCAM bzw. VCAM bieten neue Lösungen für die Wartezeitprobleme, die im Wesentlichen durch die derzeitigen Verwaltungszeiten beim Umschalten zwischen den on-line-Benutzern gegeben sind.

In den folgenden Abschnitten werden der Einsatz des Kleinrechners am Experiment, die Benutzung der on-line-Verbindung und die verwendeten Techniken der off-line-Meßdaten-Auswertung beschrieben.

A4.1 Einsatz des Kleinrechners

Eingesetzt wurde ein Kleinrechner vom Typ DEC PDP-8 mit folgender Ausrüstung:

- 12 k Kernspeicher (Wortlänge 12 bit, Zykluszeit 1.5 us)
- Multiplikations-Divisions-Hardware
- 4 DECTape-Laufwerken (Speicherkapazität 188672 Worte pro Band)
- Teletype ASR33 als Konsolschreibmaschine
- IBM 73 als Ausgabeschreibmaschine
- Datenkanal (660 kHz) zur Einlese der Daten aus der Experimente-Elektronik
- Datenkanal zum zentralen Großrechner (50 kHz)
- Sichtgerät Hewlett-Packard 1300A (Refresh Display, programmgesteuert)
- experiment-spezifische Interfaces (siehe Anhang A4.2)

Die PDP-8 ist ein typischer Kleinrechner der zweiten Hälfte der 60er Jahre, der an zahlreichen Stellen beschrieben ist (Lit. 14, 15).

Wichtig für die folgenden Ausführungen sind die Möglichkeiten des Datentransfers über

- Akkumulator (Programmierter Transfer) oder
 - direkten Speicherzugriff (DATA BREAK),
- sowie die Interrupt-Struktur (eine Unterbrechungsebene, Identifikation des Unterbrechers durch sequentielle Abfrage aller in Frage kommenden Geräte (SKIP CHAIN)).

Im Echtzeitbetrieb während der Messungen des Experiments hat der Kleinrechner eine ganze Reihe von Aufgaben unterschiedlicher Priorität in (im Wesentlichen) statistischer Reihenfolge durchzuführen, wie

- Interpretation von Fernschreiber-Kommandos zur Steuerung des Ablaufs des Experimentes und der Programme
- Einlese der Meßdaten
- Kommunikation mit dem Großrechner
- Protokollführung
- Bildwiederholung auf dem Display

Die dabei nötige Zuteilung der Betriebsmittel (Rechenwerk, Speicherplatz, Ein-/Ausgabegeräte) an die einzelnen Aufgaben gemäß ihrer Priorität aufgrund von Anforderungen aus der Außenwelt oder aus Programmen wird von einem Multi-Tasking-Betriebs-System durchgeführt, wie es auf allen bei DESY benutzten PDP-8-Rechnern im Einsatz ist (Lit. 15, 16).

Das Programm zur Durchführung der Meßaufgaben des in dieser Arbeit beschriebenen Experimentes war in die folgenden Tasks gegliedert:

- Kommando- und Parameter-Eingabe vom Fernschreiber
- Display-Steuerung
- Protokollführung auf der Schreibmaschine
- Dateneinlese und lokale Eventverarbeitung
- Überwachung der Blitzmittelwerte und des Ansprechens aller Koinzidenzbits bei Blitzevents.
- IBM-Kommunikation (Datentransfer und Feedback von Displays, die im Großrechner erzeugt wurden, siehe A4.3)
- Timer zur Auslese der Scaler (alle 10 Min.)
- Ausdruck von Displayinhalten auf der Schreibmaschine

Der Gesamtumfang betrug etwa 7000 Assembler-Befehle, die restlichen 5 k Kernspeicher standen als Datenpuffer und Zählerarrays zur Verfügung.

A4.2 Koppelelektronik

Die für dieses Experiment gebaute Koppelelektronik hatte zwei Aufgaben:

- (1) Auslese aller TDCs, ADCs und Bitboxen (langes Format - 27 Worte) für Testzwecke und bei den Events, die mit Blitzdioden künstlich erzeugt werden.
- (2) Auslese nur der zu einem Gammazählerpaar gehörenden Information (kurzes Format - 11 Worte) bei echten Events, um die Auslesezeit zu verkürzen und um den vorhandenen Pufferplatz besser auszunutzen.

Im Falle (1) schaltete ein Multiplexer (Scanner) alle Bitboxen, TDCs und ADCs der Reihe nach auf den Auslesebus, im Fall (2) wurden die Gamma-Koinzidenzbits mit einem Encoder (EVENT WORT BOX) so umgesetzt, daß außer den TDCs und den ADCs des Rückstoßarmes nur die beiden zu einer Koinzidenz gehörenden ADCs und Antizählerbits auf den Auslesebus gegeben wurden.

Die auf dem Auslesebus anstehenden Daten wurden auf 2 verschiedene Weisen in die PDP-8 übertragen:

- (a) über den bei DESY standardmäßigen Datenkanal (Lit. 15) im DATA BREAK direkt in den Kernspeicher,
- (b) für die Blitzevents über ein spezielles Interface, das die beiden Teile der Eventinformation getrennt behandelte:
 - Da bei einem Blitzevent alle Koinzidenzbits gesetzt sein müssen, wurden für fehlende Bits zugeordnete Speicherplätze im MEMORY INCREMENT MODE hochgezählt,
 - während die ADC- und TDC-Information im programmierten Transfer in den Akkumulator (und damit in das Rechenwerk) eingelesen wurde, da sie nur zur Bildung von Mittelwerten diente.

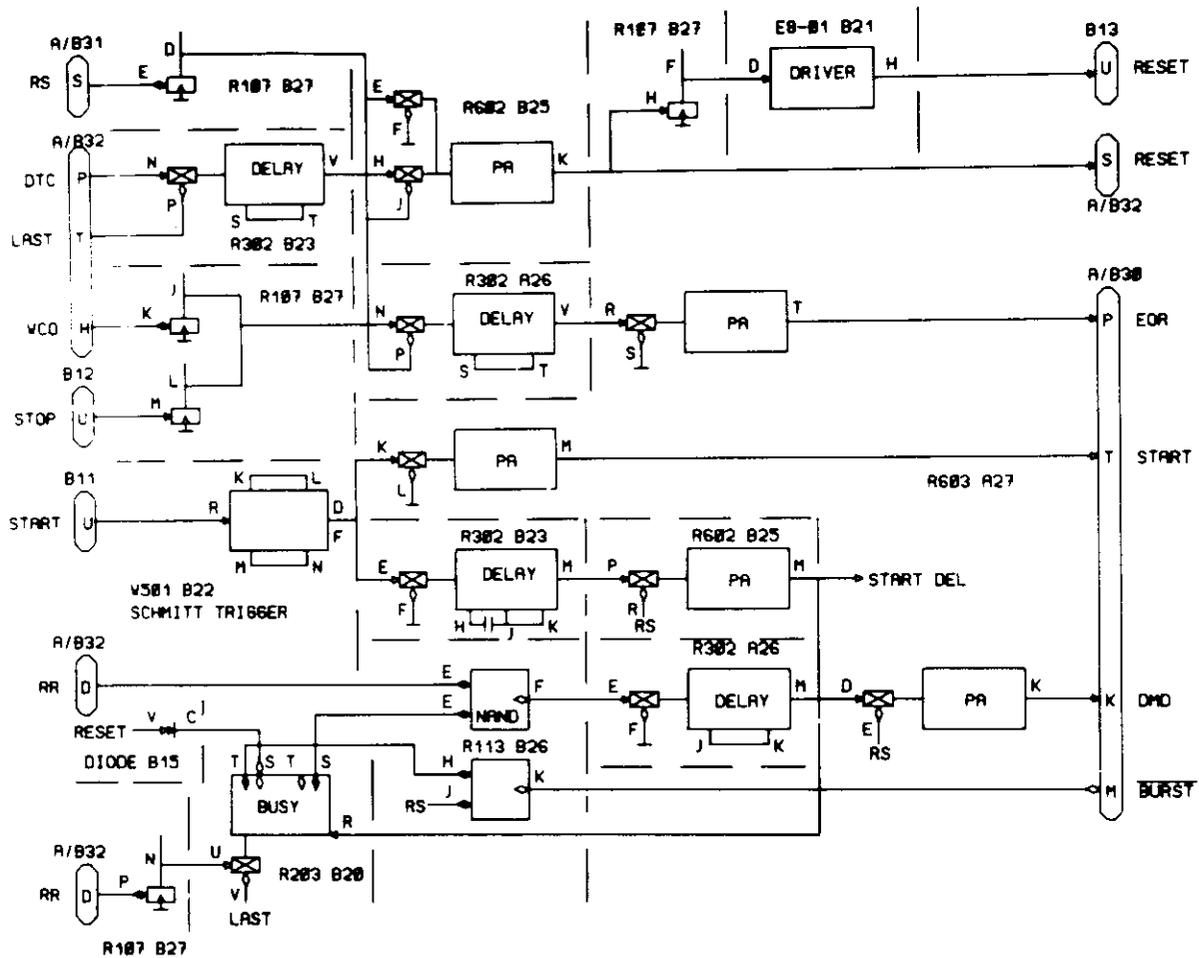
Die folgenden Seiten enthalten die Schaltungen der einzelnen Ausleseinterfaces:

14-Wort-Scanner (Abb. A4.2-1,2)

Dieses Gerät kann 14 12-bit-Worte nacheinander auf den Auslesebus geben. Falls die Eventlänge größer ist, können weitere gleiche Geräte in hintereinandergeschaltet werden, von denen das erste Master ist. Der Start-Impuls der schnellen Elektronik setzt 'BUSY' nach einer einstellbaren Zeit, die die Konversionszeit von ADCs und TDCs überdeckt. Für jedes 'READ READY' (RR) des Datenkanals oder der Blitzauslese wird ein 'DEMAND' (DMD) erzeugt, bis 'LAST' anzeigt, daß keine Worte mehr zu übertragen sind, oder 'WORD COUNT OVERFLOW' (WCO) eintritt, weil keine Daten mehr abgenommen werden können. Auf WCO antwortet der Scanner mit EOR. Falls der empfangende Datenbereich noch Events aufnehmen kann, erfolgt nach LAST mit RESET die Freigabe der schnellen Elektronik, sonst mit der Anstiegsflanke von 'READ SELECT' (RS) beim Wiederaufsetzen des Kanals.

Die Multiplexersteuerung ist als Schieberegister ausgelegt, das mit 'DATA TO CHANNEL' (DTC) weitergeschaltet wird, wenn der Empfänger auf dem Auslesebus ein Datenwort akzeptiert hat. Zur Verknüpfung mehrerer Scanner sind Anfang und Ende des Schieberegisters auf dem Auslesebus zum Vorgänger bzw. Nachfolger geführt.

Dieser Scanner wurde im Rahmen dieses Experimentes als DESY-Standardtyp entwickelt und ist inzwischen an allen Experimenten im Einsatz, die mit einer PDP-8 ausgelesen werden.



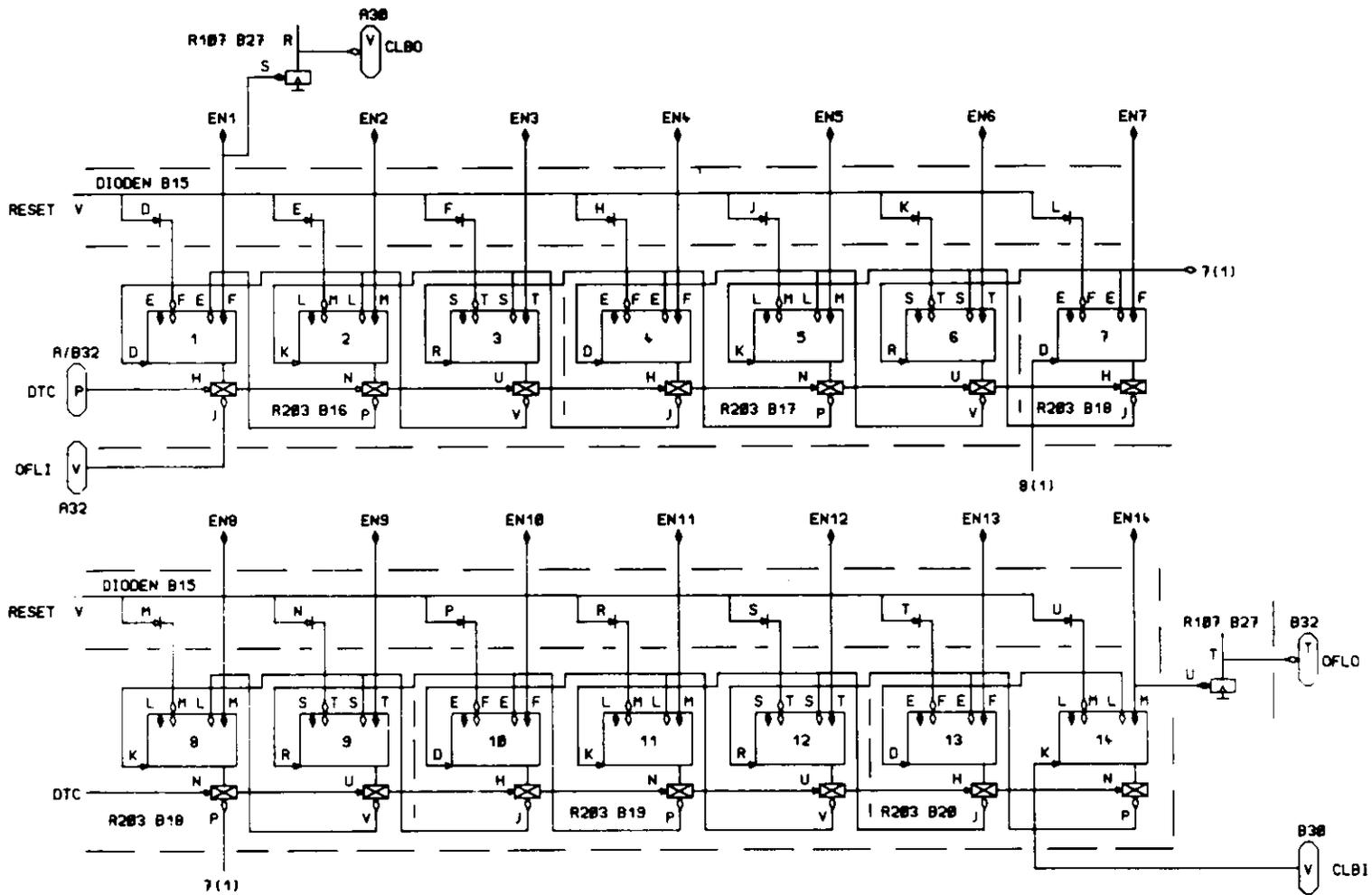
THIS SCANNER IS STARTED BY THE FAST ELECTRONICS IT DEMANDS DIRECT MEMORY ACCESS AFTER THE CONVERSION TIME OF THE ADC S AND PERFORMS XFERS UNTIL LAST IS ENCOUNTERED (FROM THE CERENKOV SCANNER).

ALL OTHER SCANNERS ARE RUN AS AUXILIARY MPX S.

THE ELECTRONICS ARE RESET ON THE LEADING EDGE OF READ SELECT . AFTER THE LAST WORD OF ONE EVENT HAS BEEN ACCEPTED BY THE DATA CHANNEL (DTC), THE ELECTRONICS ARE RESET AGAIN UNLESS READ SELECT HAS DROPPED, INDICATING THAT THE DATA BUFFER WORD COUNT IS EXCEEDED.

Abb. A4.2-1

DESY F34	19. 10. 71
	H. FRESE
14 WORT SCANNER	F34-1230



DES Y F34	20. 10. 70
	H. FRESE
14 W SCANNER SHIFT REG	F34-1231

Abb. A4.2-2

Cerenkov-Scanner (Abb. A4.2-3)

Diese Sonderform des 14-Wort-Scanners ermöglicht es, nicht nur sequentiell 14 Worte auszulesen, sondern auch über die Eingänge auf A28 im Falle 'SHORT' (kurzes Event-Format) nacheinander gezielt einen ADC der oberen und einen ADC der unteren Cerenkov-Zähler-Reihe auszulesen. In der Stellung '1' wird bei 'SHORT' das Signal 'REVBIT' an den Event Wort Encoder gegeben, um die komprimierte Information über die gefundene Koinzidenz auszulesen.

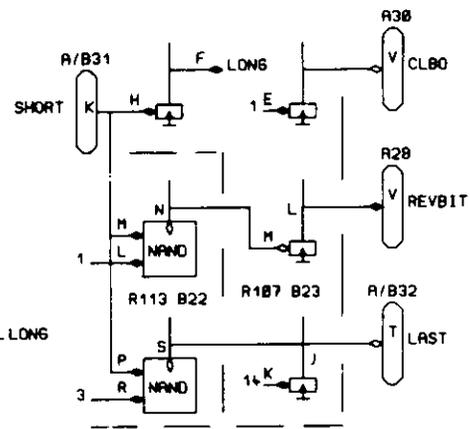
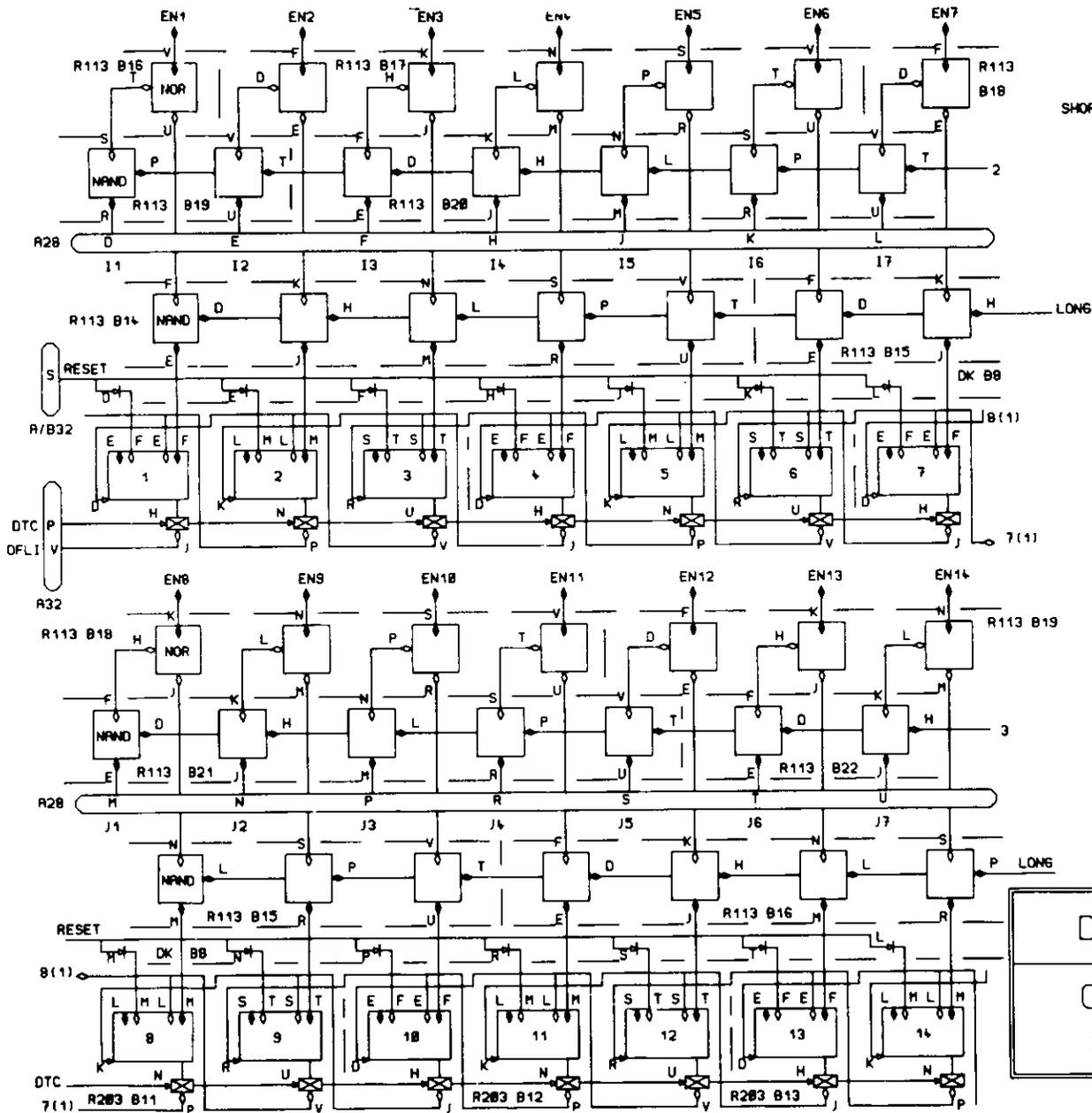
Bit Check, Blitz-Einlese (Abb. A4.2-4,5,6)

Falls das Blitz-Bit gesetzt ist, prüft der Bit Checker den ersten Teil der Event-Information, der nur Bit-Boxen enthält, Wort für Wort mit einem 1-aus-12-Multiplexer auf fehlende Bits. Parallel dazu wird ein Adressregister inkrementiert. Falls ein Bit fehlt, wird durch MEMORY INCREMENT eine 1 zu dem Inhalt des zugehörigen Speicherplatzpaares doppelt genau addiert.

Nach der Bearbeitung der letzten Bitbox ('LBB') wird ein Interrupt ausgelöst. Daraufhin werden von der Interrupt-Behandlungs-Routine im programmierten Transfer die Daten der TDCs und ADCs in den Akkumulator eingelesen.

Event Wort Box (Abb. A4.2-7,8)

Dieses Gerät enthält einen Multiplexer, der entsprechend der Zickzackstruktur der Cerenkovzähler-Koinzidenzen zu einem gefundenen KV-Koinzidenzbit das zugehörige Paar der Antizähler abfragt, die Koinzidenznummer zur Verfügung stellt und prüft, ob noch weitere KV-Bits angesprochen haben. Die gefundenen Cerenkov-Zähler-Nummern werden außerdem an den Cerenkov-Scanner übergeben (s. o.).



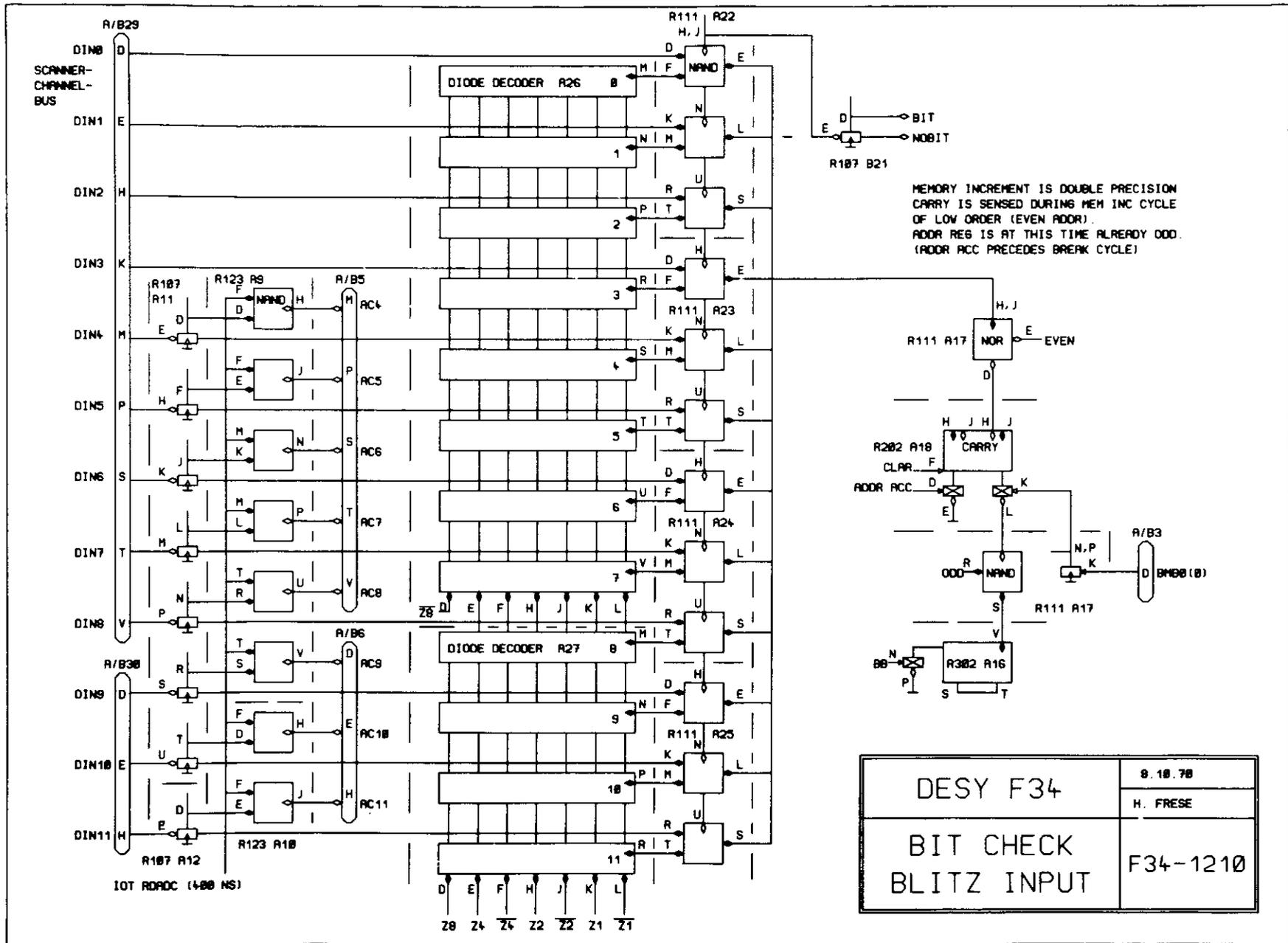
LONG MODE:
C11 BIS C27 WERDEN DER REIHE
NACH EINGELESEN

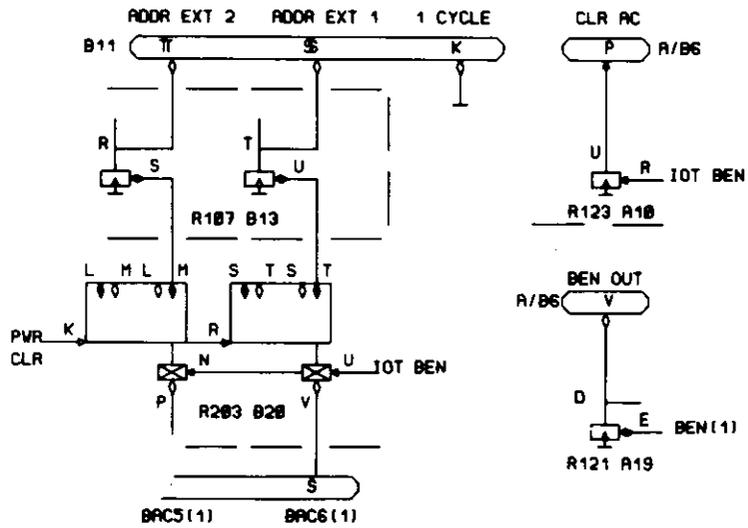
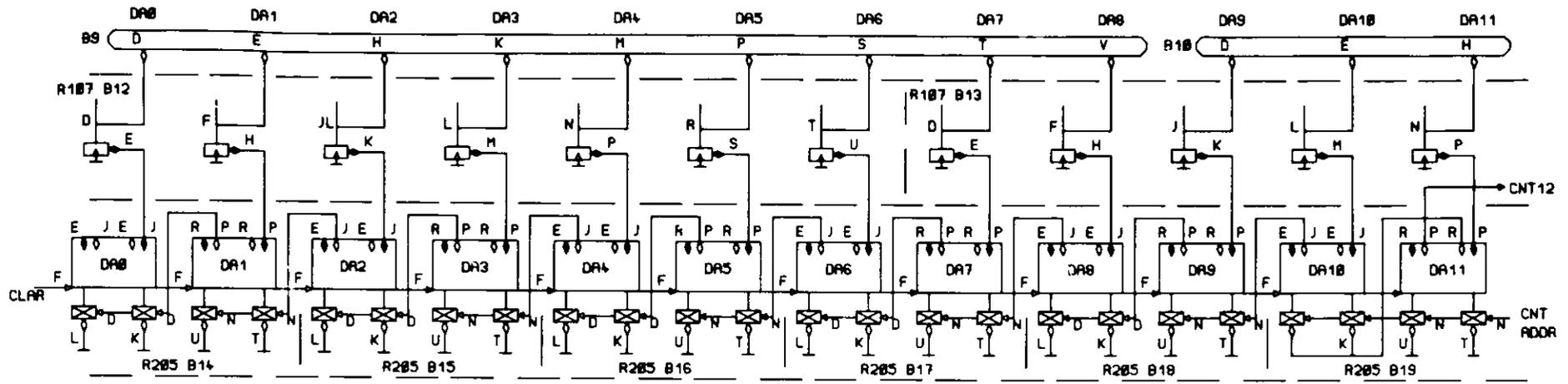
SHORT MODE:
DIE EVENT WORT BOX STELLT DIE BEIDEN
C-NUMMERN I UND J ZUR VERFUGUNG
EINGELESEN WERDEN
DIE EVENTBITS (REVBITS)
C11 UND C2)

DESY F34	24. 10. 78
CERENKOV SCANNER	M. FRESE F34-1200

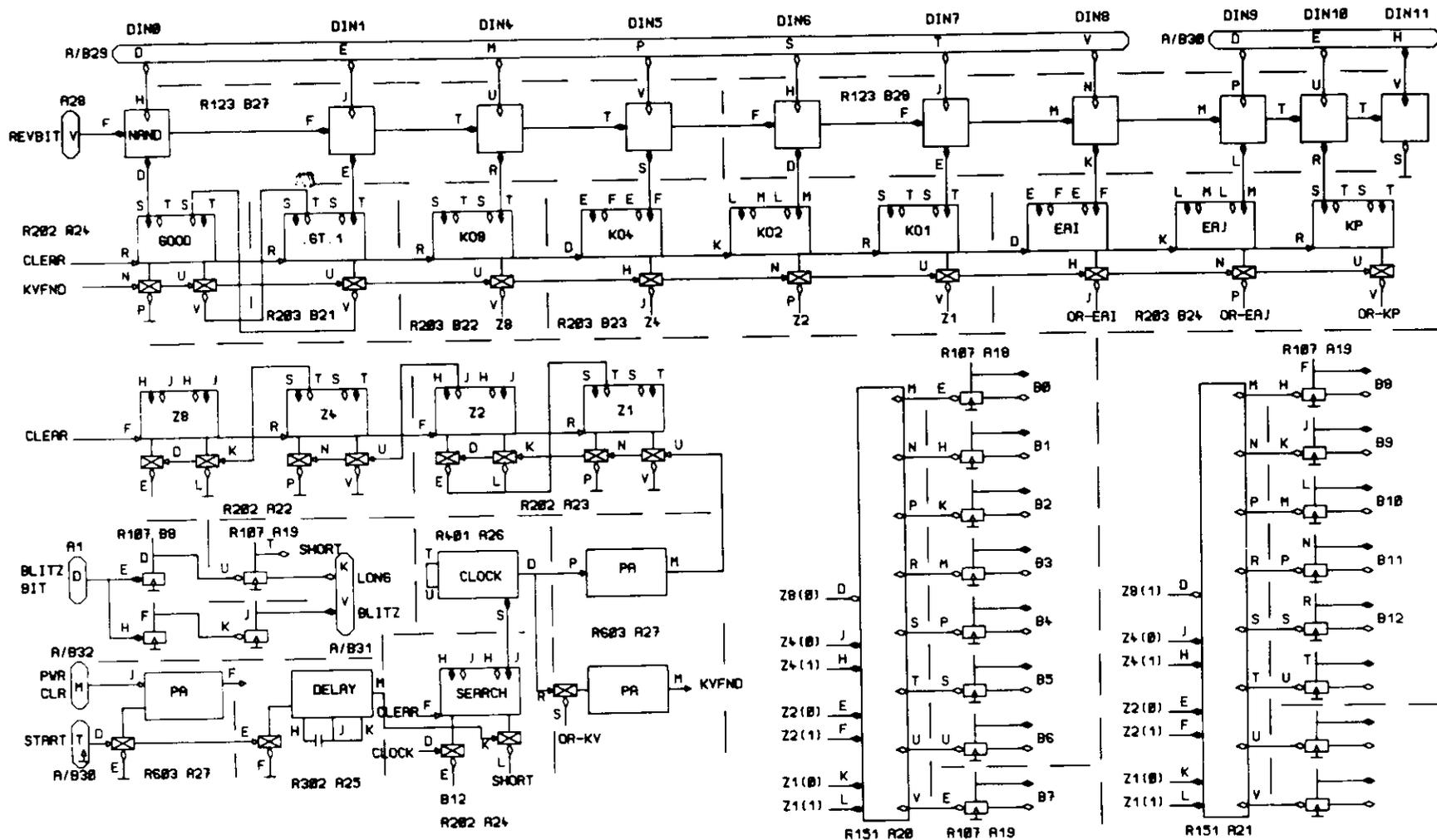
Abb. A4.2-3

Abb. A4.2-4





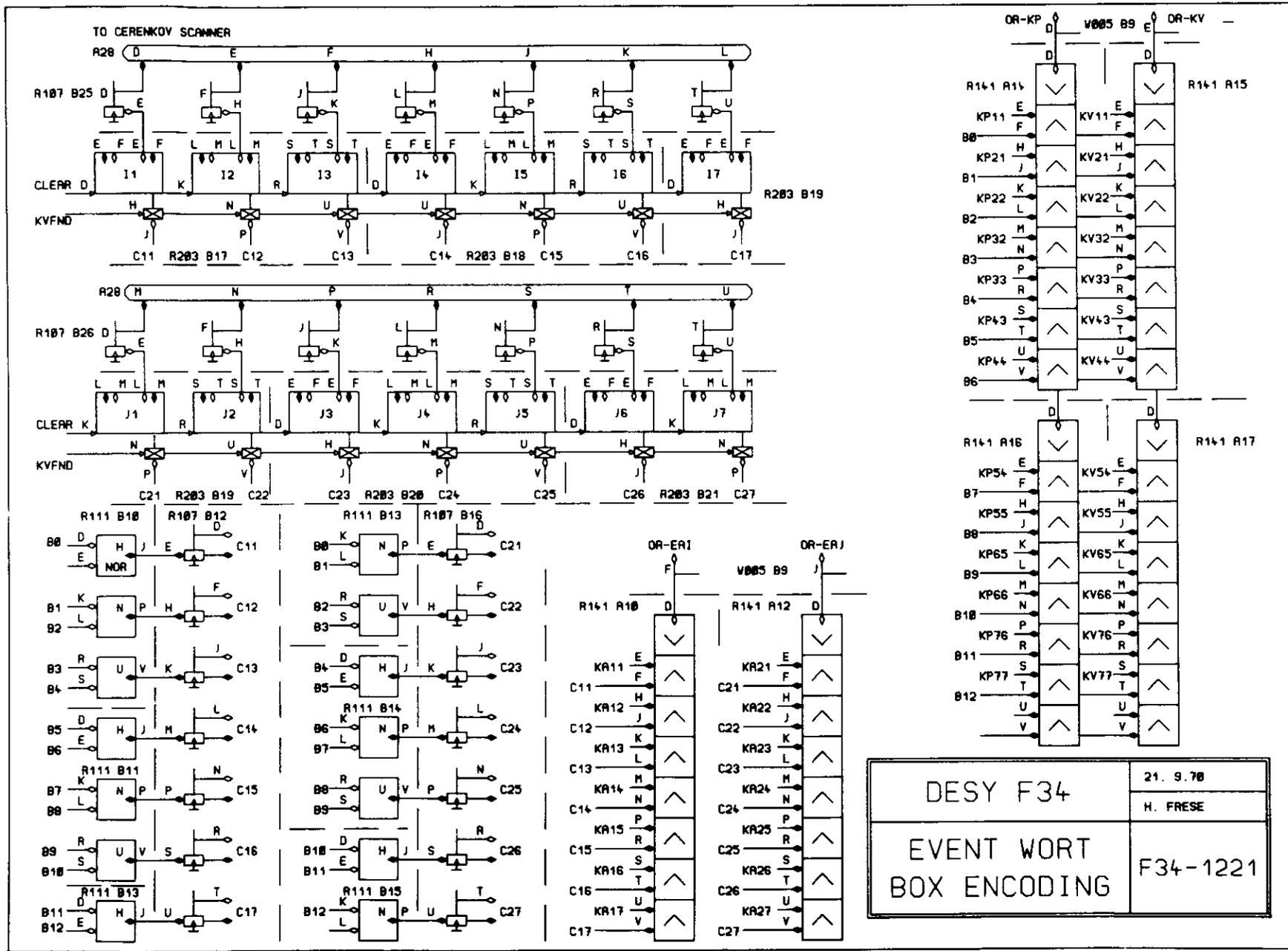
DESY F34	8.18.78
	H. FRESE
BIT CHECKER ADDR REG S	F34-1212



ALL 13 COINCIDENCE CHANNELS ARE SCANNED
 IF A KV IS FOUND, THE EVENT BIT PATTERN
 IS SAVED FOR LATER XFER BY REVBIT
 IF MORE KVS ARE FOUND, .GT.1 IS SET
 AND GOOD IS RESET

Abb. A4.2-7

DESY F3	21. 9.78 H. FRESE
EVENT WORT BOX LOGIK	F34-1220



MVC-Option (Abb. 4.2-9,10,11,12)

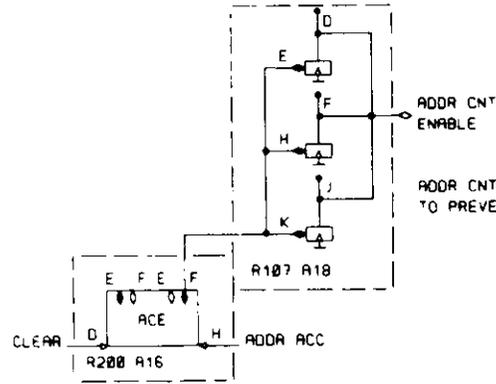
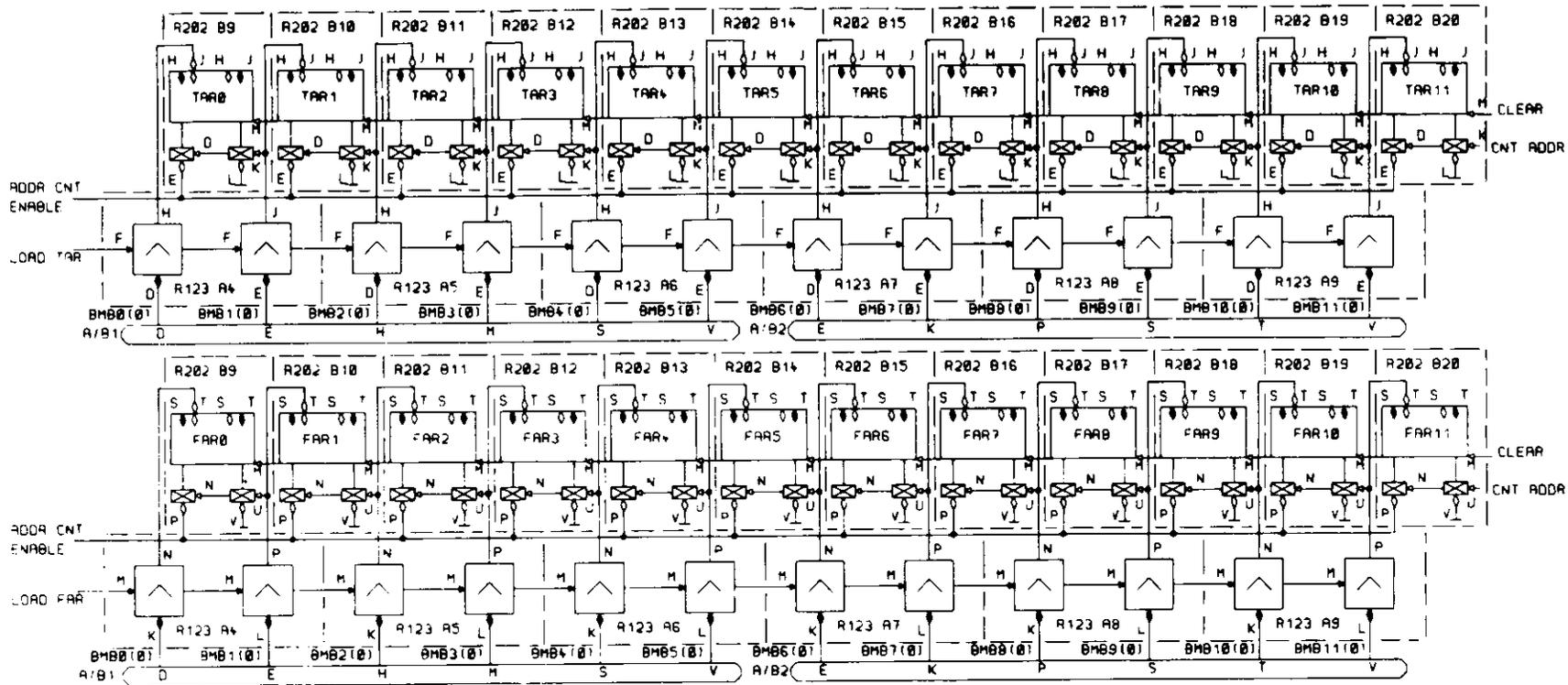
Die 'Bankstruktur' des Adressenraumes der PDP-8 (siehe Lit. 12) macht Programme, die Daten zwischen den verschiedenen Bänken des Speichers übertragen müssen, sehr ineffektiv. Dieses Interface löst dieses Problem durch Blockübertragung (1-256 Worte) im direkten Speicherzugriff und stellt ein Kanal-Kanal-Interface dar, das auch seine Parameter (Adressen und Länge des Sende- und Empfangsbereiches) im direkten Speicherzugriff aus den Speicherplätzen holt, die hinter demjenigen stehen, der das Aufsetz-Kommando enthält; damit ist der Aufruf reenterable. Sonstige Maschinenregister werden nicht benutzt. Gegenüber der programmierten Blockübertragung werden 75% des Speicherplatzes und 82% der CPU-Zeit gespart.

TCB-Basisregister (Abb. 4.2-13)

Beim Umschalten des Rechnerkontextes (Registersubstanz und Pseudo-Register in Speicherplätzen, die Reenterable Code ermöglichen) treten im normalen DESY-PDP-8-System Zeiten zwischen 1.1 und 1.4 ms auf, die im Wesentlichen durch die Bewegung der Pseudo-Register-Inhalte bedingt sind. Es war abzusehen, daß bei Folgeexperimenten die Anzahl der lokalen Kontrollaufgaben des Kleinrechners noch zunehmen würde. Durch die Einführung eines Basisregisters, das auf den Task Control Block der aktiven Task zeigt, kann beim Task Switch die Bewegung von Speicherplatzinhalten durch das Umsetzen dieses Zeigers ersetzt werden.

Wenn die Schaltung feststellt, daß der nächste Speicherzugriff in die ersten 32 (dezimal) Plätze des Kernspeichers gehen würde, wird 'TCBMA' gesetzt. Der tatsächliche Speicherzugriff wird dann durch das Oder des TCB-Registers auf die High-Order-Bits des Memory Address Registers reloziert.

Die Umschaltzeit vermindert sich um einen Faktor 10 auf etwa 110 bis 130 us.



ADDR CNT GATES HAVE TO BE DISABLED TO PREVENT CARRIES WHILE LOADING ZEROS

F34 MVC	13 2 72
	H FRESE
MVC OPTION ADDR REG'S	F34-2001

Abb. A4.2-10

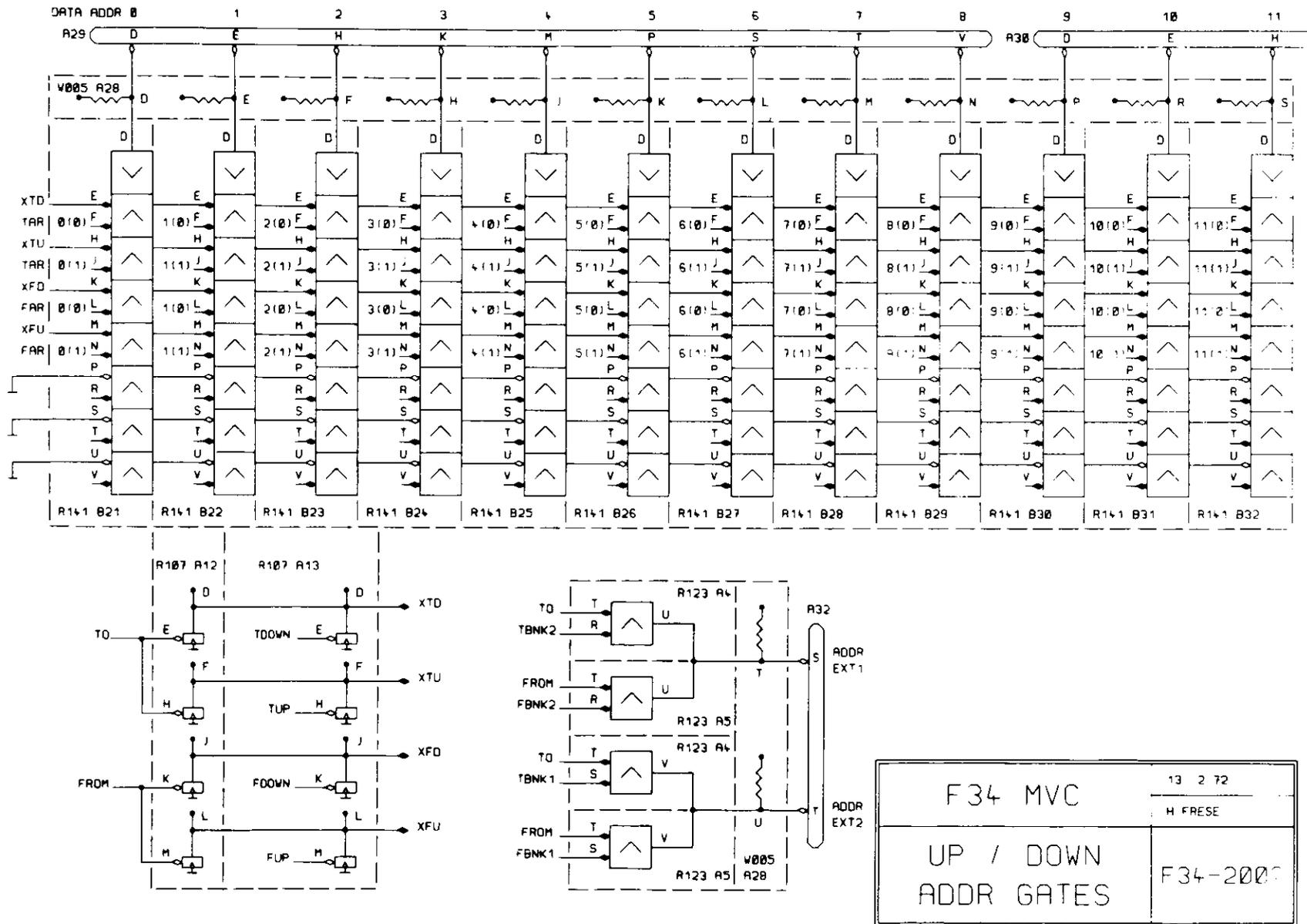


Abb. A4.2-11

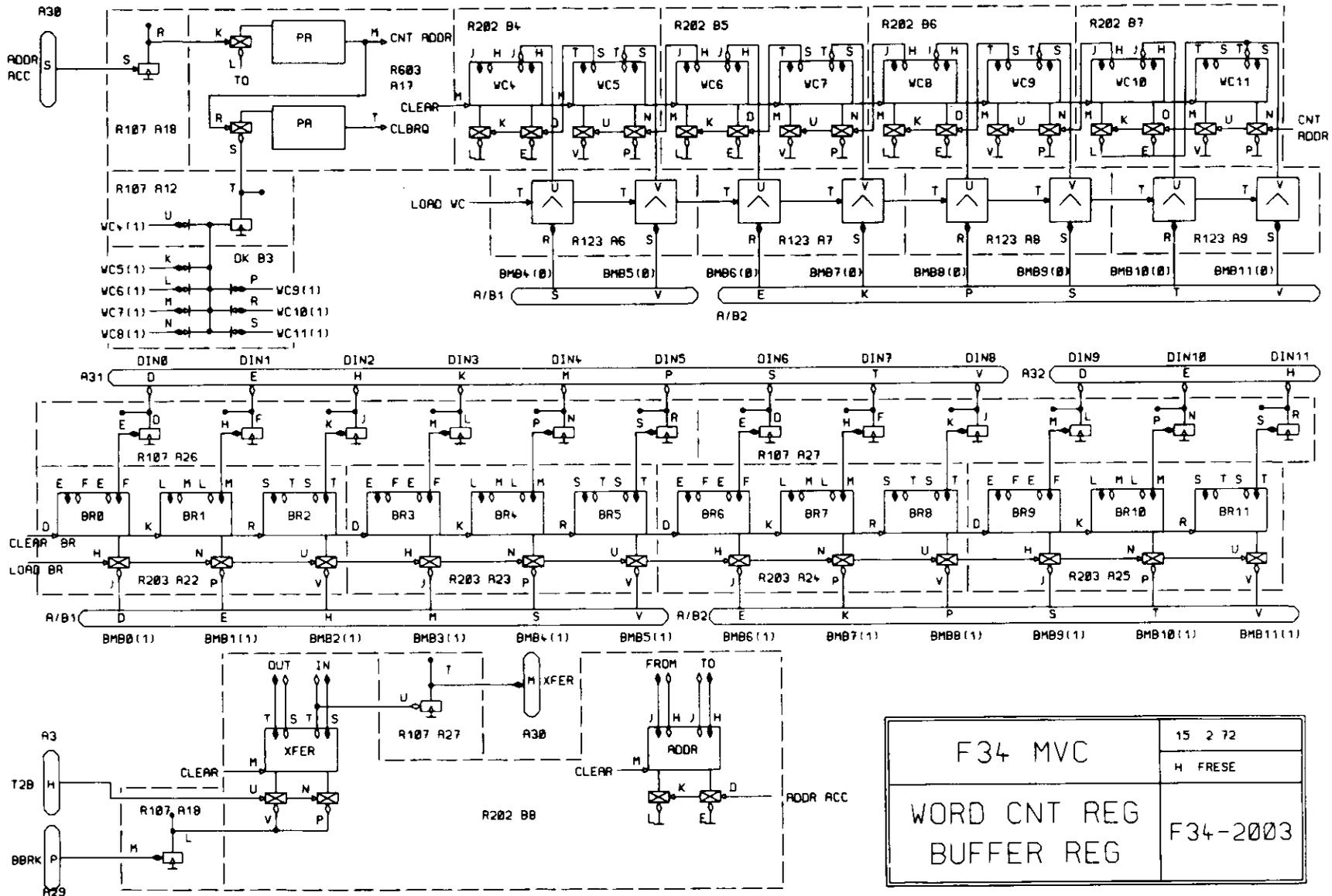


Abb. A4.2-12

F34 MVC	15 2 72
WORD CNT REG BUFFER REG	H FRESE F34-2003

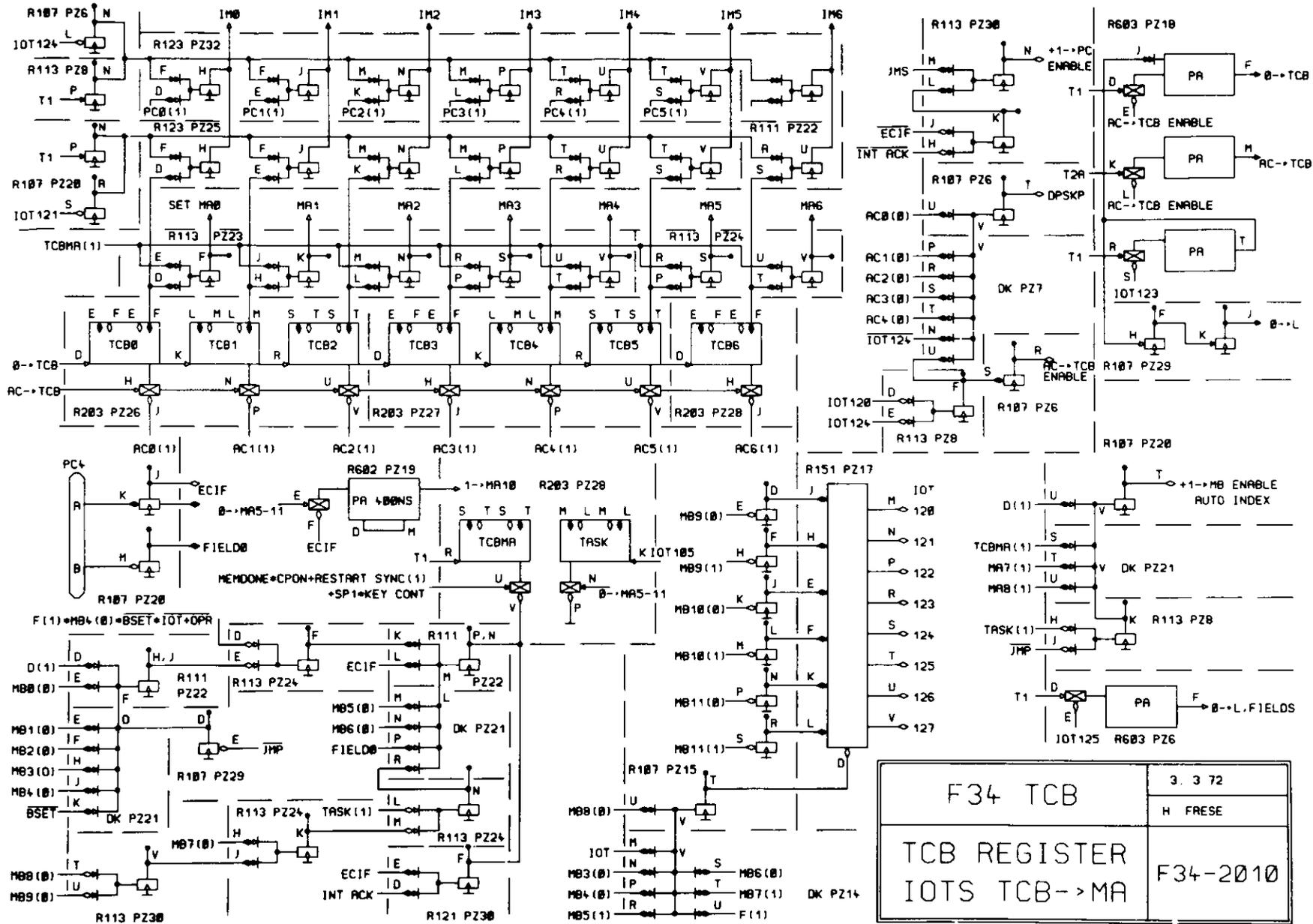


Abb. A4.2-13

F34 TCB	3. 3 72
TCB REGISTER	H FRESE
IOTS TCB->MA	F34-2010

A4.3 On-line Einsatz des Großrechners

Die Meßdaten wurden in Blöcken von 1024 Worten zum Großrechner IBM /360-75 bzw. /360-65 übertragen und auf Magnetplatten gespeichert. Gleichzeitig wurden aus den übertragenen Daten Plots erstellt, ebenfalls auf Magnetplatten gespeichert und nach Wunsch zum Kleinrechner übermittelt (Abb. 4.3-1,2).

Da es innerhalb der einen Sekunde, die ein on-line Programm benutzen darf (Lit. 13), nicht möglich ist, sämtliche bisher in diesem Run aufgezeichneten Daten wieder zu lesen, um neue Plots zu erstellen, können nur laufende Summationen durchgeführt werden. Alle zur Erstellung der Plots notwendigen Parameter müssen deshalb schon zu Beginn eines Meßruns zur IBM übertragen werden.

Am Ende eines Meßruns von etwa 2 Stunden Dauer wurden die Daten von der Platte auf Magnetband übertragen (siehe Anhang A4.4). Es wurden zwei Plattendatensätze abwechselnd benutzt. So konnten während der Platte-Band-Übertragung eines Runs schon die Daten des nächsten Runs aufgezeichnet werden.

Die Kommunikation dieses On-line-Jobs mit dem Off-line-Job, der die Plattendaten auf Magnetbänder übertrug, wurde über einen weiteren Plattendatensatz abgewickelt. Dabei war zu berücksichtigen, daß der Off-line-Dump nicht unbedingt auf derselben Maschine lief wie der On-line-Job. Die ENQ/DEQ-Macros des OS /360 zum gegenseitigen Schutz bei der Veränderung dieses Status-Datensatzes wurden deshalb mit Pointern simuliert, die der eine Job nur schreiben, der andere dagegen nur lesen durfte.

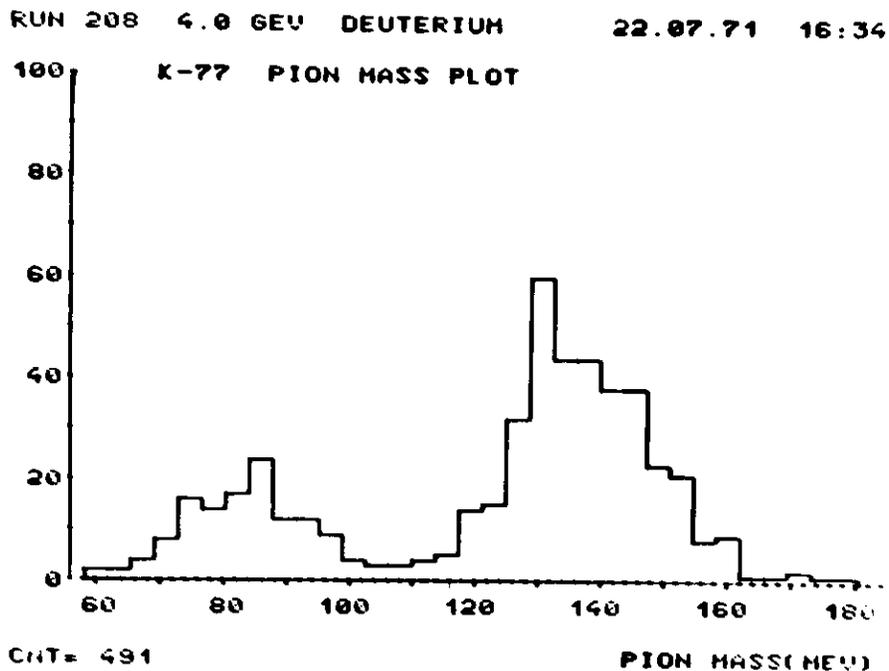


Abb. 4.3-1 Feedback: Massenplot

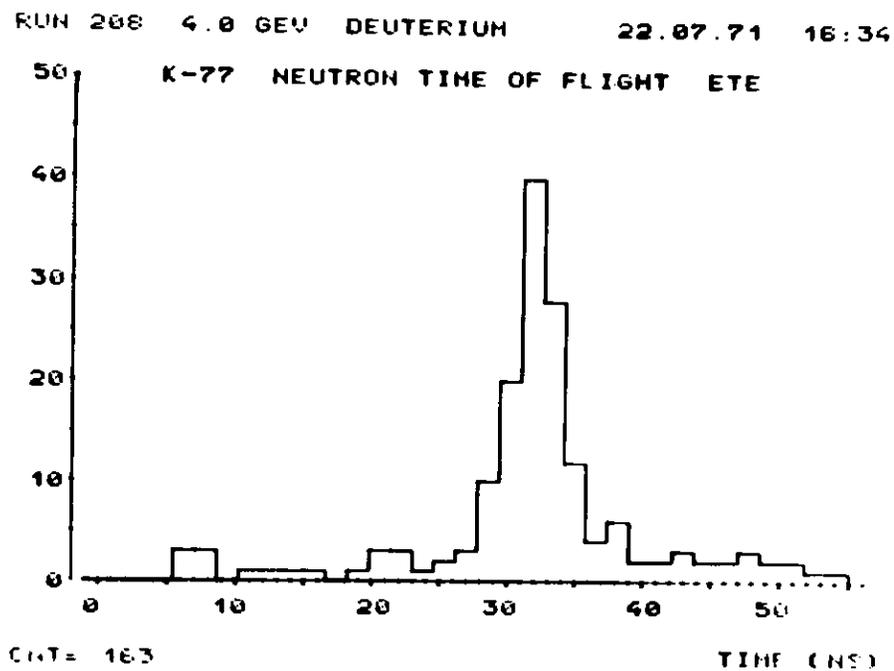


Abb. 4.3-2 Feedback: Neutronenzähler TOF

A4.4 Off-line Einsatz des Großrechners

Bei der Konzeption des verwendeten Off-line-Programmsystems (Abb. A4.4-1,2) mußten zwei Gesichtspunkte besonders berücksichtigt werden (Lit. 17):

- (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 Runs 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 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. 18) 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 Runs diente dazu,

- durch Vergleich mit dem Meßprotokoll des Kleinrechners die Richtigkeit der Datenübertragung zu überprüfen und
- eine Hardcopy der Rundaten zu erstellen, wobei auch die zweidimensionalen Plots ausgegeben wurden, die im On-line-Programm aus Speicherplatzgründen nicht als Feedback zur PDP gesandt werden konnten.

```

*****
* 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 *
*****

```

Nach einer Meßperiode wurden die erstellten Runtapes im Step 'F34SORT2' über alle Runs nach den 13 t-Werten sortiert und im Step 'F34DMP3' mit dem selben Programm ausgewertet wie im Step F34DRUCK.

Verzeichnis der Abbildungen

- Abb. 1 Aufbau des Experimentes
- Abb. 2 Koinzidenzschema für 13 Koinzidenzen K11 bis K77
aus 14 Cerenkovzählern C11 bis C27
- Abb. 3 Blockschaltbild der Elektronik des Pinull-Zweiges
- Abb. 4 Blockschaltbild der Elektronik für den Rückstoß-
arm
- Abb. 5 Invariante Masse $m_{\gamma\gamma}$ des 2-Gamma-Systems gegen
die Zeitdifferenz τ_c der Cerenkovzählersignale
- Abb. 6 Laufzeit der horizontalen Hodoskopebene gegen
Laufzeit der vertikalen Hodoskopebene
- Abb. 7 Zeitspektrum des Neutronenzählers
- Abb. 8 Unkorrigiertes Verhältnis N_{yH2} der gemessenen
Pinull-Proton-Raten zu den aus den Pinull-Raten
erwarteten Pinull-Proton-Raten am Wasserstoff
- Abb. 9 Auf Delta-Untergrund korrigiertes Verhältnis N_{yH2}
der gemessenen Pinull-Proton-Raten zu den aus den
Pinull-Raten erwarteten Pinull-Proton-Raten am
Wasserstoff
- Abb. 10 Unkorrigiertes Verhältnis N_{yD2} der gemessenen
Pinull-Proton-Raten zu den aus den Pinull-Raten
erwarteten Pinull-Proton-Raten am Deuterium

- Abb. 11 Auf Delta-Untergrund korrigiertes Verhältnis N_{yD2} der gemessenen Pinull-Proton-Raten zu den aus den Pinull-Raten erwarteten Pinull-Proton-Raten am Deuterium
- Abb. 12 Wirkungsquerschnitt $(S - M^2)^2 d\sigma/dt(t)$ für $p - p$
- Abb. 13 Verteilung der gemessenen Rückstoßprotonen in der vertikalen Hodoskopebene (Punkte mit Fehlerbalken) im Vergleich zur Monte-Carlo-Rechnung (Histogramm) für die verschiedene t -Werte
- Abb. 14 Auf Delta-Untergrund korrigiertes Verhältnis der Pinull-Proton-Raten am Deuterium zu den Pinull-Proton-Raten am Wasserstoff
- Abb. 15 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Pinull-Photoproduktion am Neutron des Deuteriums zu der am Proton des Deuteriums
- Abb. 16 Verhältnis der Wirkungsquerschnitte der Pinull-Photoproduktion am Neutron des Deuteriums zu der am Proton des Deuteriums im Vergleich mit Messungen von CEA (Lit. 10) und Cornell (Lit. 9)
- Abb. A12-1 Schematische Gamma-Zähler-Anordnung
- Abb. A12-2 Skizze der Target-Apertur-Geometrie
- Abb. A4.2-1 Schaltplan des 14-Wort-Scanners (Logik)
- Abb. A4.2- Schaltplan 14-Wort-Scanners (Schieberegister)
- Abb. A4.2-3 Schaltplan des Cerenkov-Scanners
- Abb. A4.2-4 Schaltplan Bit Check, Blitz Input

- Abb. A4.2-5 Schaltplan Bit Checker Logik
- Abb. A4.2-6 Schaltplan Bit Checker Adreß Register
- Abb. A4.2-7 Schaltplan Event Wort Box Logik
- Abb. A4.2-8 Schaltplan Event Wort Box - Encoding
- Abb. A4.2-9 Schaltplan MVC - CPU Extension - CTRL Logic
- Abb. A4.2-10 Schaltplan MVC - Address Register
- Abb. A4.2-11 Schaltplan MVC - UP/DOWN Address Gates
- Abb. A4.2-12 Schaltplan MVC - Word Count Register - Buffer Register
- Abb. A4.2-13 Schaltplan TCB Register - IOTs - TCB - MA
- Abb. A4.3-1 Feedback: Massenplot des 2-Gamma-Systems
- Abb. A4.3-2 Feedback: Neutronenzähler TOF
- Abb. A4.4-1 Datenfluß
- Abb. A4.4-1 Datenfluß

Literaturverzeichnis

1. B. Wiik; Proceedings of the 1971 Int. Symp. on Electron and Photon Interactions
Cornell University 1972
2. K. Lübelmeyer; Proc. of the XVth Int. Conf. on HEP
Kiev 1970
3. R. C. Arnold, M. L. Blackmon;
Phys. Rev. 176, 2082 (1968)

F. S. Henyey, G. L. Kane, J. Pumpkin and M. H. Ross;
Phys. Rev. 182, 1579 (1969)

G. Kramer DESY 71/72 (1971)

R. Worden; Nucl. Phys. B37, 253 (1972)
4. G. Wessels; Dissertation Bonn 1972 PIB 1-177
5. G. Belletini, C. Bemporad, P. L. Braccini, C. Bradaschia,
L. Foa, K. Lübelmeyer, D. Schmitz;
DESY 69/48 (1969)
6. W. Braunschweig, W. Erlewein, H. Frese, K. Lübelmeyer,
H. Meyer-Wachsmuth, D. Schmitz, A. Schultz von Dratzig und
G. Wessels;
Phys. Lett. 33B, 236 (1970)
7. W. Erlewein; Dissertation Bonn 1971 PIB 1-121
A. Schultz von Dratzig; Dissertation Bonn 1971 PIB 1-120
8. M. Braunschweig, W. Braunschweig, D. Husmann, K. Lübelmeyer,
D. Schmitz;
Nucl. Phys. B20, 191 (1970) und DESY 70/1 (1970)

9. A. M. Osborne, A. Browman, K. Hanson, W. T. Meyer, A. Silverman, F. E. Taylor, N. Horwitz;
Cornell University preprint CLNS - 189 (1972)
10. C. C. Bolon, D. Bellenger, W. Lobar, D. Luckey, L. S. Osborne, R. Schwitters;
Phys. Rev. Lett. 14, 964 (1971)
11. W. Braunschweig, W. Erlewein, H. Frese, K. Lübelmeyer, H. Meyer-Wachsmuth, D. Schmitz, A. Schultz von Dratzig;
DESY 72/52 (1972)
12. F. Akolk, H. Dilcher, H. Frese, G. Hochweller, P. Kuhlmann und E. Raubold;
Computer Physics Communication 4, 275 (1972)
13. P. E. Kuhlmann; PDA - Manual
Interner Bericht, DESY R1-71/2
14. Small Computer Handbook, Digital Equipment Corp., Maynard, Mass. (1969)
15. H. Frese, Diplomarbeit Hamburg 1968
16. E. Raubold; Interner Bericht DESY DV 72/1 (1972)
17. H. Meyer-Wachsmuth; Dissertation Hamburg 1973
18. IBM System/360 Operating System, Sort / Merge
IBM Form C28-6543-5

Herrn Prof. Dr. E. Lohrmann danke ich für sein stets förderndes Interesse an dieser Arbeit.

Herrn Prof. Dr. K. Lübelmeyer und Herrn Prof. Dr. D. Schmitz gilt mein aufrichtiger Dank für viele anregende Diskussionen und tatkräftige Zusammenarbeit.

Die Durchführung dieser Arbeit wäre nicht möglich gewesen ohne die enge Mitarbeit aller Mitglieder der Gruppe F34.

Schließlich danke ich dem Direktorium und den Organen der Stiftung DESY für die Ermöglichung der Durchführung dieses Experiments.

Lebenslauf

Ich wurde am 5. Februar 1942 als Sohn des Studienrats Georg Frese und seiner Ehefrau Karla Frese in Bremen-Vegesack geboren.

Dort besuchte ich von 1948 bis 1954 die Grundschule und von 1954 bis 1961 das Gerhard-Rohlf's-Gymnasium. Von 1958 bis 1959 verbrachte ich ein Jahr als Austauschschüler in Knoxville, Tennessee. Am 19. Februar 1961 legte ich die Reifeprüfung ab.

Vom SS 1961 bis zum Vordiplom im SS 1964 studierte ich Physik an der Philipps-Universität in Marburg / Lahn, dann bis zum Diplom im SS 1968 an der Universität Hamburg.

Seit dem Sommer 1968 bin ich Mitglied der Forschungsgruppe F34 am Deutschen Elektronensynchrotron.

