

Interner Bericht
DESY F34-77/03
Dezember 1977

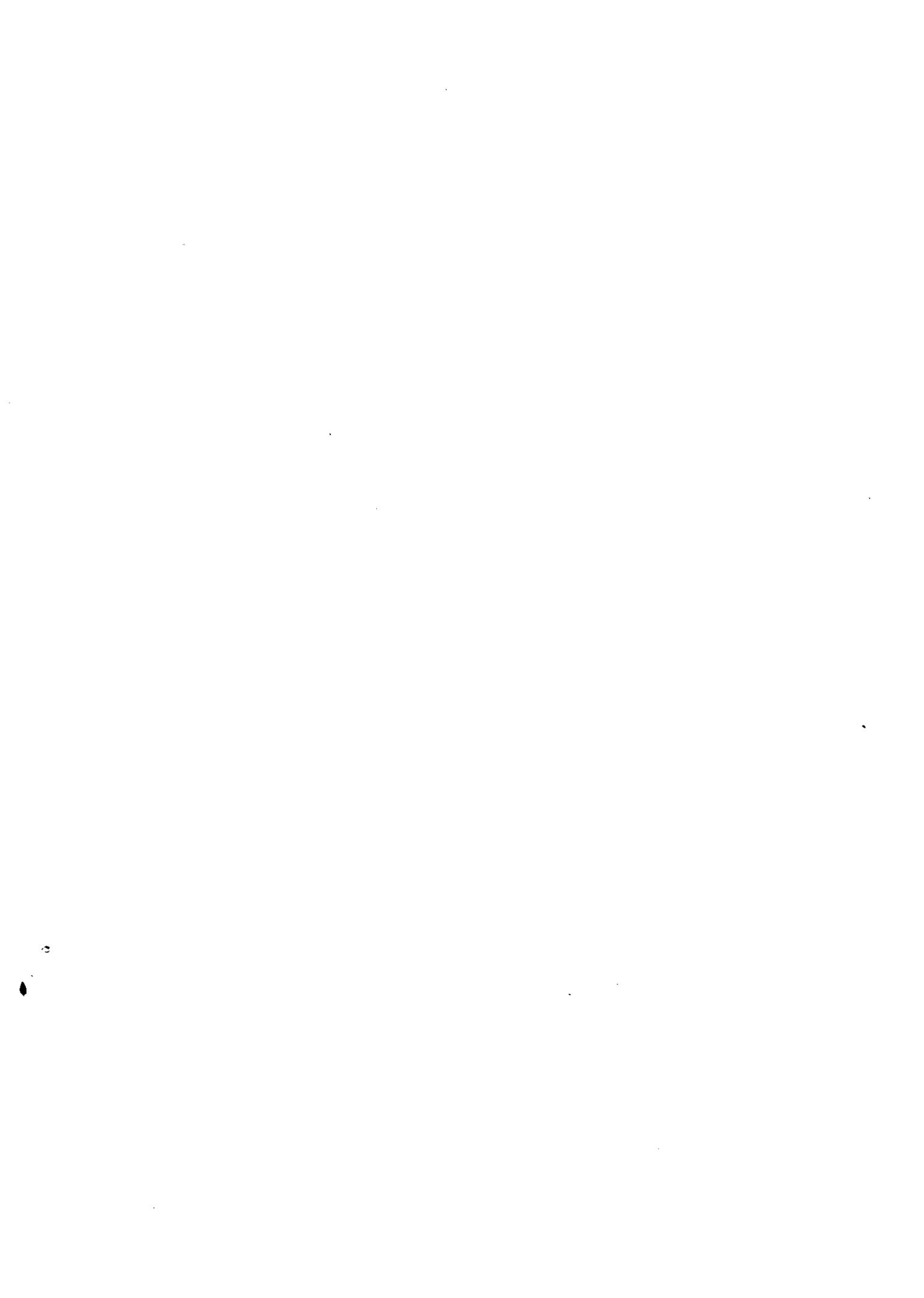
DESY-Bibliothek

4. JAN. 1978

ELASTISCHE ELEKTROPRODUKTION NEUTRALER PIONEN
OBERHALB DES RESONANZGEBIETES

von

Rolf Bühring



ELASTISCHE ELEKTROPRODUKTION
NEUTRALER PIONEN OBERHALB
DES RESONANZGEBIETES

Diese Arbeit ist eines der Resultate eines Experimentes, das im Deutschen Elektronen Synchrotron - DESY - in Hamburg in den Jahren 1973 - 1977 vorbereitet, durchgeführt und ausgewertet worden ist. Teilarbeiten sind auch im I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen ausgeführt worden.

Grundlage des Experimentes war das DESY - Proposal Nr. 125. Die das Experiment tragende Kollaboration bestand aus Teilen der Gastgruppe F34, RWTH Aachen, und aus der DESY Gruppe F32 mit Physikern aus Wuppertal und Marburg (Lit 1).

Von der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen
Fakultät der Rheinisch-Westfälischen-Technischen
Hochschule Aachen zur Erlangung des akademischen
Grades eines Doktors der Naturwissenschaften ge-
nehmigte Dissertation

vorgelegt
von
Rolf Bühring
aus
Weimar

Referent: Professor Dr. Ch. Berger
Korreferent: Professor Dr. K. Lübeismeyer
Tag der mündlichen Prüfung: 28. November 1977

Inhaltsverzeichnis

Seite		
1	Kap 1	Historischer Überblick
2		Einleitung
5		Kinematik
8	Kap 2	Experimenteller Aufbau
8	2.1	Übersicht
11	2.2	Ereignisdefinition und Aufzeichnungsschwelle
13	2.3	Bestimmung der Elektronenzahl
14	2.4	Bestimmung der Zufälligen
15	Kap 3	Analyse der Daten
15	3.1	Bestimmung der echten Pionen
20	3.2	Zufälligen- und Geladenen-Subtraktion
21	3.3	Reduktion durch die kinematische Rekonstruktion
27	3.4	Isolierung des elastischen Kanals
32	3.5	Bestimmung der Wirkungsquerschnitte
33	3.6	Fehler und Korrekturen
35	Kap 4	Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten
39		Tabellen der Meßergebnisse
40		Grafiken der Meßergebnisse
46	Kap 5	Zusammenfassung und Diskussion
49	Anhang	
50	A	Datennahme, Datenverarbeitung und -Reduktion
50	A1	Übersicht
54	A2	On-line Datennahme
54	A2.1	On-line Datennahme u. Überwachung im Elektronen-arm
55	A2.2	On-line Datennahme u. Überwachung im Pionarm
56	A2.2.1	Betriebssystem
59	A2.2.2	Programmsteuerung
59	A2.2.3	Ereignisverarbeitung
63	A2.2.4	IBM-Anschluß
64	A2.2.5	IBM-On-line-Programm
66	A2.2.6	Test-Kreise
68	A2.3	Kopplung der beiden Experimentearme
70	A3	Off-line Datenfluß und -Reduktion
73	B	Logische Kreise rechnergesteuerter Elektronik
73	B1	Übersicht
74	B2	Computergesteuerte Verriegelungsschaltungen
76	B3	Meß- u. Regelkreis Verstärkung/Hochspannung
76	B4	ADC-Testkreis
79	B5	Einzelratenkreis
81	B6	Spannungsmeßkreis
82	B7	Programmierte Elektronik zur Unterstützung des Betriebssystems
86		Literaturverzeichnis
87		Verzeichnis der Abbildungen
89		Danksagung
90		Lebenslauf

Historischer Überblick

Um die Reaktion $e^+p \rightarrow e^+\pi^+X$ zu messen, sollten das gestreute Elektron und das erzeugte π^+ nachgewiesen werden. Dies bedingte einen Zweikanal-Spektrometer Aufbau. Neben den inklusiven Reaktionen sollte die Apparatur auch exklusive Kanäle messen können.

Für den e^- -Arm konnte eine bereits im DESY bestehende Funkenkammer-Apparatur verwendet werden. (Lit 2). Für den π^+ -Arm hat eine Gruppe Physiker des I. Phys. Inst. der RWTH Aachen ein 182 Elemente umfassendes, in 13×14 Blöcken ca. 1 m^2 überdeckendes total absorbierendes Bleiglas Čerenkov Zählerhodoskop gebaut, das eine Energieauflösung von ca. 18% über Wurzel(E) erreicht hat. (Lit 3,4).

Dieses Hodoskop wurde 1973 in Teilen montiert und getestet, mit seiner Entwicklung war schon 1972 in Aachen begonnen worden. Bis März 1974 war das gesamte Hodoskop einsatzbereit, d.h. montiert und kalibriert.

Zu dieser Zeit wurde gerade der Speicherring DORIS in Hamburg fertig und der π^+ -Detektor wurde zunächst, DESY Proposal Nr. 131, an DORIS eingesetzt, um die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \pi^+X$ zu messen. Diese Messungen wurden Ende 1974 wegen mangelnder Luminosität von DORIS eingestellt. Anfang 1975 war die Apparatur am Synchrotron zusammen mit dem F32 Funkenkammerspektrometer einsatzbereit. Bis Mai 75 konnten Daten genommen werden.

Leider wurde die gesamte Apparatur im Mai 75 vom Kabelbrand in der Halle I des DESY stark in Mitleidenschaft gezogen. Erst im August 1976 konnten die Messungen fortgesetzt werden. Die Datennahme wurde im Oktober 1976 beendet, die Auswertung bis weit in das Jahr 1977 fortgesetzt.

Dieses Experiment stellt somit ein typisches Hochenergieexperiment in Form eines Kollaborationsexperimentes dar, das insbesondere, was Test von Komponenten, Datennahme und Auswertung angeht, vergleichbar ist mit den noch etwas größeren Speicherringexperimenten. Diese Arbeit will daher auch auf organisatorische Probleme eingehen, wo die gesammelten Erfahrungen z.B. für die weit größeren an PETRA⁺ geplanten Experimente von Bedeutung sein könnten.

⁺ PETRA: geplanter e^+e^- - Speicherring in Hamburg.

Einleitung

Die vorliegende Arbeit behandelt die elastische Elektroproduktion neutraler Pionen oberhalb des Resonanzgebietes. Während es eine Anzahl Experimente mit geladenen Pionen gibt, sind im Falle der neutralen neben diesem Experiment außer einem weiteren (Lit 5) bislang keine veröffentlicht worden. Die Elektroproduktion dient der Untersuchung von Hadronen. Sie hat dabei den Vorteil, daß ein Teil der Wechselwirkung bekannt ist. Schaut man sich z.B. den Graphen der Elektron-Proton Streuung in der Ein-Photon Austausch Näherung an:



so ist der linke Vertex durch die Quantenelektrodynamik, Q.E.D. beschrieben. Diese 'Elektronenseite' bestimmt die 'Masse' (q^2) und die Polarisation des virtuellen Photons. Die Elektroproduktion von neutralen Pionen hat gegenüber der geladener Pionen den Vorzug, daß der Wirkungsquerschnitt im wesentlichen nur durch zwei Terme statt vier bei den geladenen, nämlich σ_u und σ_p , bestimmt ist. (Zur genaueren Definition der verwendeten Begriffe das Kap. über Kinematik.) Bei der Elektroproduktion geladener Pionen dominiert bekanntlich mit steigendem $|q^2|$ σ_L (Produktion durch longitudinal polarisierte Photonen), was dem Austausch geladener Pionen zuschreiben ist. (Bornsterme). Bei der Elektroproduktion neutraler Pionen ist ein Austausch geladener Pionen nicht möglich, und auch der analoge Austausch eines neutralen Pions ist wegen der Erhaltung der C-Parität verboten. Folglich erwartet man ein kleines σ_L . Ist zudem $\sigma_u = -\sigma_p$, erwartet man auch einen kleinen σ_I -Anteil. (Interferenzterm).

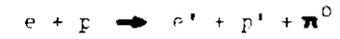
Ein wesentliches Ziel dieses Experimentes ist es zu untersuchen, ob die bekannten Ergebnisse der Photoproduktion in der Elektroproduktion wiedergefunden werden können. Treffen die obigen Annahmen zu, was das Experiment ebenfalls bestätigen muß, so ist

die Elektroproduktion neutraler Pionen zum Vergleich mit der Photoproduktion besonders geeignet, weil in der Photoproduktion nur die Terme σ_u und σ_p gemessen werden, die Bestimmung aller vier Anteile des Wirkungsquerschnittes in der Elektroproduktion aber schwierig ist.

Rekapitulieren wir das Bild der Photoproduktion neutraler Pionen!

Oberhalb des Resonanzgebietes findet man eine starke Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von t , dem Viererimpulsübertrag vom Photon aufs Pion. Die Daten können durch t -Kanal Austauschprozesse beschrieben werden. Man findet $-t$ immer in GeV^2 in der Verteilung $d\sigma/dt$ über $|t|$ aufgetragen einen 'Vorwärtsdip' für $t \rightarrow 0$, ein ausgeprägtes Maximum bei $t \approx 0.1$, sowie einen zweiten 'dip' bei etwa 0.55 .

In einem einfachen Regge-Bild erklären sich beide 'dips' durch den Austausch genau einer Trajektorie $\alpha(t)$ einer Signatur, wobei der Vorwärtsdip kinematischer Natur ist (Drehimpulserhaltung). Der zweite 'dip' kommt durch den Nulldurchgang von α zustande; Amplitude $\sim \alpha$, $\alpha(t) = .55 + .9t$ für das ω -Meson, dessen Trajektorie man als höchstmögliche Austauschtrajektorie identifiziert hat. Dieser ω -austausch - Austausch natürlicher Parität (σ_L) - 'erklärt' auch, warum die Pionen vorzugsweise senkrecht zur Polarisationssebene produziert werden. Das vorliegende Experiment ist so konzipiert, daß man die im folgenden immer als 'elastischen Kanal' bezeichnete Reaktion



ebenso messen kann wie die inclusive Reaktion



Letztere wird in der Arbeit meines Kollegen G. Triggall ausführlich behandelt. Besondere Seiten der Apparatur und vorläufige Ergebnisse sind in der Arbeit von G. Dick (Lit 4) veröffentlicht.

Diese Arbeit hat daher die Aufgabe zu zeigen, wie man den elastischen Kanal messen und abtrennen kann, und wie σ_p bestimmen kann. Danach wollen wir die Ergebnisse mit denen der Photoproduktion und des Experimentes (Lit 5) vergleichen. Es wird sich zeigen, daß man die Ergebnisse der Photoproduktion wiederfindet mit der allerdings wichtigen Ausnahme, daß der 'dip' bei 0.55 in der Elektroproduktion mindestens weit verschoben ist, wenn er nicht überhaupt fehlt.

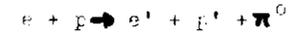
Für die Untersuchung des elastischen Kanals können nur Daten verwendet werden, die bei 4 GeV Elektroneneinschubenergie aufgezichnet worden sind. Schon bei 5 GeV findet man nur noch ca. 500 elastische auf ca. 5000 nicht elastische Ereignisse; bei diesem Verhältnis war eine Abtrennung nicht mehr möglich.

Die Daten wurden in einem W-Bereich zwischen 1.8 und 2.7 GeV und einem q^2 zwischen -0.7 und -1.1 GeV² aufgenommen. Bei beschränkter ϕ -Akzeptanz haben wir eine t -Akzeptanz von $0.2 < |t| < 0.7$ für einen kinematischen Bereich von $2.25 < W < 2.7$ bei einem mittleren $|q^2|$ von 0.275. Damit können wir gerade noch im Bereich des zweiten 'dips' messen.

Ein zweiter kinematischer Bereich bei $1.8 < W < 2.25$ und einem mittleren $|q^2|$ von 0.5 überdeckt bei voller ϕ -Akzeptanz den Bereich des ersten 'dips'. (Vgl. Abb. 15, Kap. 4)

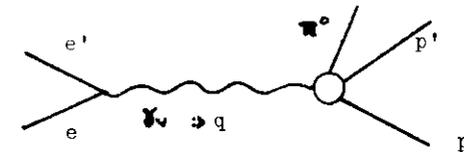
Kinematik

In diesem Abschnitt werden alle für diese Arbeit relevanten kinematischen Größen definiert und gezeigt, wie die elastische Reaktion



in diesem Experiment kinematisch festgelegt wird.

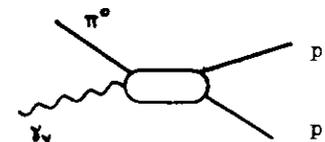
Der Graph für diese Reaktion hat in der Ein-Photon Austausch Näherung die folgende Form:



Dabei sind

- e der Viererimpuls des einlaufenden Elektrons
- e' der Viererimpuls des gestreuten Elektrons
- p der Viererimpuls des Targetprotons
- p' der Viererimpuls des gestreuten Protons
- π^0 das Pion
- q der Viererimpuls des virtuellen Photons

Der Vertex $ee'q$ ist durch die Q.E.D. gegeben. Es liegt nahe, diese Reaktion daher als Zweiteilchenreaktion aufzufassen:



Ein solcher Zweiteilchen-Prozeß ist kinematisch genau dann festgelegt, wenn drei der vier Viererimpulse bestimmt werden bzw. bekannt sind. Der restliche Viererimpuls folgt dann aus Energie- und Impulserhaltung.

In diesem Experiment werden das gestreute Elektron und das Pion nachgewiesen. Die Viererimpulse des einlaufenden Elektrons und des Targetprotons sind bekannt. Aus der Kenntnis von e und e' folgt die Kenntnis des Viererimpulses des virtuellen Photons aus der Erhaltung des Viererimpulses am Vertex:

$$e - e' = q$$

Diese Beziehung ausnutzend erhält man

$$q^2 = -4EE' \sin^2 \theta_{ee'} / 2$$

$$q^0 = \nu = E - E'$$

Dabei ist die Elektronenmasse vernachlässigt. E und E' sind die Energien des einlaufenden und des gestreuten Elektrons, $\theta_{ee'}$ ist der Laborwinkel zwischen dem Elektronenstrahl und dem gestreuten Elektron.

Der Wirkungsquerschnitt für die Elektroproduktion exklusiver Prozesse kann fünffach differentiell so geschrieben werden:

$$\frac{d^5\sigma}{d\Omega_e dE' dt d\phi} = \Gamma \frac{d^2\sigma}{dt d\phi}$$

Γ ist der Flußfaktor für die virtuellen Photonen.

$d^2\sigma / dt d\phi$ kann unter Separierung der ϕ -Abhängigkeit in vier Terme aufgespalten werden:

$$\frac{2\pi d^2\sigma}{dt d\phi} = \frac{d\sigma_u}{dt} + \epsilon \frac{d\sigma_l}{dt} + \epsilon \cos 2\phi \frac{d\sigma_p}{dt} + \sqrt{2\epsilon(\epsilon+1)} \cos\phi \frac{d\sigma_i}{dt}$$

Die in der Einleitung verwendete Schreibweise erklärt sich also z.B. $\sigma_l = d\sigma_l/dt$ und entsprechend, sie wird in dieser Arbeit auch weiter so benutzt. Den vier Termen kann man eine anschauliche Bedeutung geben:

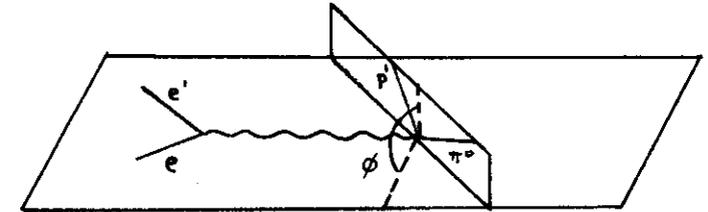
σ_u ist der Anteil für die unpolarisierten, transversalen Photonen

σ_p der für die polarisierten, transversalen Photonen

σ_l der für die longitudinal polarisierten Photonen, die es nur bei massiven Photonen gibt, bei denen der Spin auch senkrecht zur Flugrichtung stehen kann, die Bezeichnung bezieht sich auf den Vektor des elektrischen Feldes

σ_i ist schließlich der Interferenzterm zwischen longitudinalem und transversalem Anteil.

Der Winkel ϕ ist der Azimuth. Dies ist hier der Winkel zwischen der Streuebene und der Produktionsebene:



Die Streuebene wird von den Impulsen des einfallenden und des gestreuten Elektrons, die Produktionsebene von denen des gestreuten Protons und des Pions definiert.

Der Impulsvektor des virtuellen Photons liegt in der Streuebene. Dieses Photon ist polarisiert. Sein Polarisationsgrad ist ϵ :

$$\epsilon = (1 + 2q^2 / |q|^2 \tan^2 \theta_{ee'})^{-1}, \quad q^2 < 0!$$

$\epsilon = 1$ würde bedeuten: vollständige Polarisation des Photons in der Streuebene.

In der Photoproduktion verwendet man meist nicht die Variablen σ_u und σ_p , sondern die Variablen σ_{\parallel} und σ_{\perp} . Sie sind so definiert:

$$\sigma_{\parallel} = \sigma_u + \sigma_p \quad \sigma_{\perp} = \sigma_u - \sigma_p$$

Nach dem Theorem von P. Stichel (Lit 24) sollte für $s \rightarrow \infty$, ($s :=$ Schwerpunktsenergie) σ_{\perp} vermittelt werden durch natürlichen Paritätsaustausch, σ_{\parallel} durch unnatürlichen.

Ausführliche Herleitungen der Ausdrücke für den Wirkungsquerschnitt finden sich in (Lit 8,9)

Man sieht an diesen Beziehungen, daß man die Anteile σ_{\perp} und σ_{\parallel} mit einem Experiment alleine trennen kann, wenn man annimmt, daß σ_{\perp} und σ_{\parallel} klein sind und wenn man bei mindestens zwei Winkeln ϕ mißt. Will man ohne die Annahme eines kleinen Interferenzterms auskommen, so kann man über den gesamten ϕ -Bereich messen und die ermittelte ϕ -Abhängigkeit mit $\cos(n\phi)$ -Termen, $n=0,1,2$ parametrisieren und so σ_u , σ_p , und σ_l trennen.

2 Experimenteller Aufbau

2.1 Übersicht

Im Prinzip ist der Aufbau dieses Experimentes sehr einfach: ein Elektronenstrahl bekannter Energie trifft auf ein Wasserstofftarget. Das gestreute Elektron und das erzeugte neutrale Pion werden in Koinzidenz nachgewiesen.

Als Strahl diente der ejizierte externe Elektronenstrahl Sa des DESY. Strahlage und Strahlführungssystem wurden ständig überwacht. Als Target benutzten wir eine 44.8 mm lange zylindrische Zelle, die mit flüssigem Wasserstoff knapp unter dem Siedepunkt gefüllt war. Das gestreute Elektron wurde in einem Spektrometer nachgewiesen, das aus einem Magneten zur Impulsbestimmung, zwei optischen Funkenkammern zur Spurrekonstruktion und einem System von Schauer- und Cerenkov-Zählern zur Teilchenidentifikation bestand. Alle diese drei Komponenten sind seitens der Gruppe F32 seit Jahren in Verwendung. Eine gute Beschreibung aus neuerer Zeit mit vielen Literaturangaben findet sich in (Lit 10).

Die Pionen zerfallen wegen ihrer kurzen (10^{-16} sec) Lebensdauer noch im Target, meist (98.8%) in zwei Photonen. Diese können dann im Piondetektor -genannt Fliegenauge- nachgewiesen werden. Der Detektor besteht aus 182 total absorbierenden Blei - glas-Cerenkov-Zählern, die bei einer quadratischen Stirnfläche von 66 mm^2 zu einer 13×14 Matrix von ca 1 m^2 angeordnet sind. Jeder Zähler ist mit einem Photomultiplier und einem ADC bestückt, die ADC's sind in CAMAC-Norm ausgeführt und ihre Information wird von einem Prozeßrechner Typ PDP 11 ausgelesen und auf Magnetband geschrieben, vgl. Anhang A. Von jedem Zähler wird ein Teil des Analogsignals ausgekoppelt für logische Zwecke. Die Verstärkung der Photomultiplier wird mit einem LED - Normal überwacht, die Versorgungshochspannung kann entsprechend on-line per Computer nachgeregelt werden (Lit 11). Die Temperaturabhängigkeit der Lichtdioden wurde untersucht (Lit 12) und wird offline korrigiert.

Den Aufbau des Experimentes zeigt Abb. 1, die Elektronik und logische Schaltung Abb. 2. Im übrigen verweisen wir auf (Lit 2,4) In diesem Kapitel wollen wir nur spezielle experimentelle Details behandeln, die für die Korrekturen an den Daten wichtig sind.

EXPERIMENTELLE ANORDNUNG

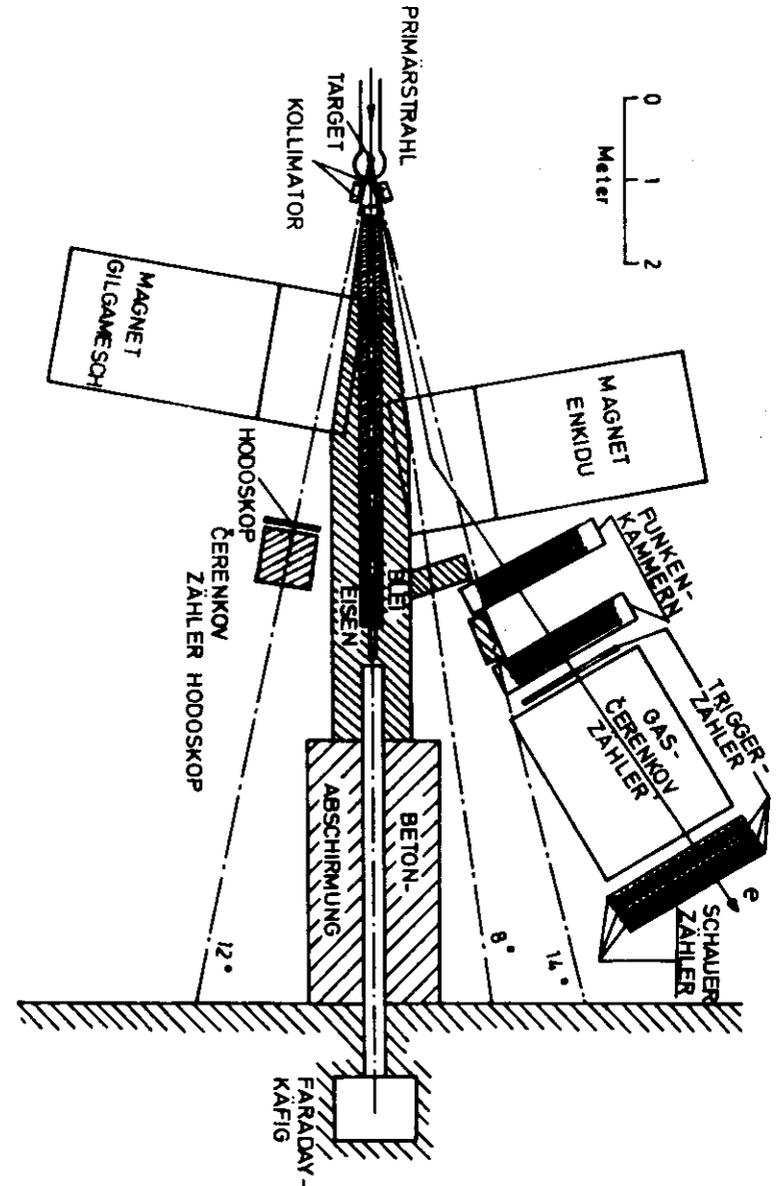
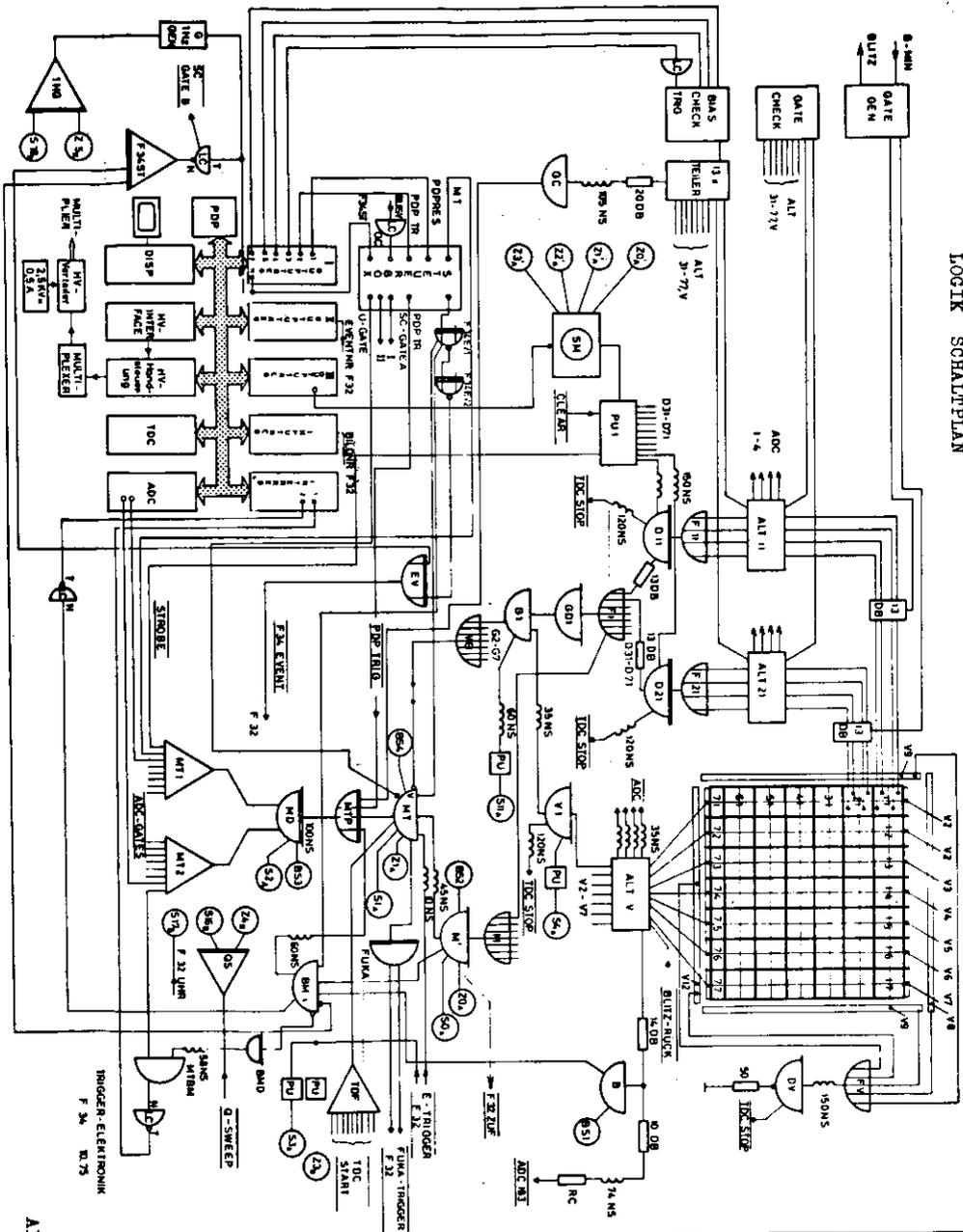


ABB. 1



LOGIK SCHALTPLAN

2.2 Ereignisdefinition und Aufzeichnungsschwelle

Anhand des Schaltbildes, Abb. 2, sieht man: wir erhalten einen Mastertrigger (MT, Ereignisauslöser) genau dann, wenn

- 1) mindestens n Zellen 'gesetzt' sind (Zelle = 4 Zähler)
- 2) und ein Elektronensignal - e'-in Koinzidenz vorliegt.

Die Zahl n wird im Normalbetrieb zu zwei eingestellt. Eine Zelle ist 'gesetzt', wenn die Summe der Spannungen der Pulse der vier zugehörigen Zähler eine Diskriminatorschwelle (hinter den fan in's) von 30 mVolt überschreitet.

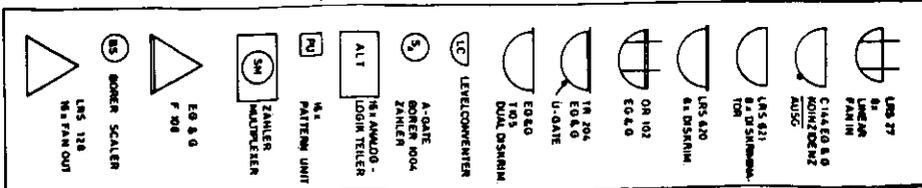
Nun entspricht diese Schwelle von 30 mVolt einer Energieschwelle, unterhalb derer Ereignisse nicht mehr akzeptiert werden. Man kann diese Energieschwelle nicht direkt aus den 30 mVolt berechnen. Man kann aber eine obere Grenze bestimmen, indem man annimmt, daß die Eingangspulse Rechteckform haben und ihre Summe gerade 30 mVolt ergibt. Tatsächlich wird die Diskriminatorschwelle vom jeweiligen Pulsmaximum der Summe 'leichter' überschritten, d.h. die Ladungsmenge $Q = \int U/R dt$, die die ADC's sehen, ist kleiner als die, die unserem Modell entspricht; dies liegt an der Pulsform der Photomultiplierpulse.

Für diesen oberen Wert ergibt sich für $R=50 \Omega$, $U=30 mV$, sowie 100 nanosec Signalzeit (=gatelänge der ADC-gates) eine diesen 30 mV entsprechende Ladung von 60 picocoul. Dies rechnet sich gemäß unserer Eichung: $80 pc = ADC\text{-Kanal } 200, 1 \text{ Kanal} = 19.2 MeV$ zu einer Energie von 290 MeV um.

Die untere Grenze für diese Schwelle können wir ganz anders bestimmen. Jeder 'gesetzte' Zähler wird vom on-line Programm optisch als aufleuchtende Leuchtdiode auf einer Ereignisanzeige ausgegeben. Die Software-Schwelle dafür beträgt 16 Kanäle, was sich nach der Biaskorrektur¹⁾ zu ca. 250 MeV umrechnet. Wir wissen, daß es fast keine Trigger ohne Aufleuchten mindestens einer Diode gibt; also können wir sagen: fast 100% der Ereignisse werden mit einer Energieschwelle von 240 - 290 MeV aufgezeichnet.

1) Biaskorrektur: Kanäle über 30 keine Korrektur, ab 16 nach Kanal 0 zu pro 5 Kanäle einen abziehen, also 16-3=13 effektiv, vgl. (Lit 4)

ABB. 2



Eine solche Akzeptanzschwelle muß bei der Auswertung richtig berücksichtigt werden. Dies geschieht, indem man die off-line Auswertungsschwelle höher setzt als die Aufzeichnungsschwelle. Wir haben das Verhalten der ersteren systematisch untersucht und gefunden, daß man bei Werten unter 500 MeV mehr Untergrund aber keine Ereignisse dazu bekommt; bei mehr als 500 MeV verliert man erst ab 600 MeV eine meßbare Anzahl von Ereignissen.

In jedem Fall muß die bei der Auswertung verwandte Schwelle in die Monte Carlo Programme eingebaut werden, die die Akzeptanz des Pionarms ausrechnen.

Dank dieses Verfahrens entfällt eine mögliche Korrektur auf Schwelleneffekte. Der einzig mögliche Fehler ist in dem Gesamtfehler aus Statistik und Fehler der Monte Carlo Programme enthalten, vgl. Kap. 3.6.

Die Frage nach der Akzeptanz des Elektronenarms und den Zufälligen will ich getrennt behandeln.

Ein Ereignis liegt also vor, wenn in mindestens zwei Zellen zwischen 240 und 290 MeV Energie deponiert worden ist und gleichzeitig ein Elektronensignal da war.

Es hat sich gezeigt, daß das Fliegenauge aufgrund dieser zweifachen Bedingung (zwei Zellen in Koinzidenz) nur Ereignisse sieht, die von der Wechselwirkung Strahl-Target herrühren, wenn man zusätzlich noch die Bedingung 'Strahlgate' fordert. Das Resultat dieser Überlegung bedeutet: zufällige Ereignisse sind solche Ereignisse, bei denen ein zufälliges Elektron gekommen ist.

2.3 Bestimmung der Elektronenzahl

Hinter dem Target in Strahlrichtung befindet sich ein Faraday-Käfig, der die Ladung der einfallenden Strahl-Elektronen aufsummiert. Immer, wenn eine bestimmte Ladungsmenge erreicht ist, wird ein Zähler, im folgenden QS, hochgezählt. Mit einer solchen Anordnung kann man die Zahl der einfallenden und für die Aufzeichnung der Daten relevanten Elektronen bestimmen, wobei man dann auf Totzeiten u.ä. korrigieren muß.

Die Zahl der Elektronen geht als N_{in} direkt in die Formel zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts ein:

$$N_{out} = N_{in} \cdot WQ \cdot n_0 \cdot d \quad (\text{Gl. 1})$$

Dabei ist N_{out} die Zahl der Pionen, n_0 die Targetprotonendichte, und d die Länge des Targets. Wir bestimmen jedoch die Zahl der Elektronen nicht direkt aus der Anzahl gemessener QS, sondern messen on-line die Zahl Elektronen- N_{el}/MT -, die im Mittel für einen Mastertrigger = ein Funkenkammerbild, vgl. Abb. 2, erforderlich ist. Dieses Verfahren wenden wir an, weil wir nicht alle Funkenkammerbilder auswerten können. Wir messen also die Daten QS und MT mit zwei Zählern und bilden das auf die Totzeit der Apparatur und die Zufälligen, vgl. 2.4, korrigierte Verhältnis. Die Zahl der Elektronen für die ausgewerteten Funkenkammerbilder ist dann einfach

$$N_{in} = N_{el} / MT \cdot MT_a$$

wobei der Index a für auswertbar steht.

Dieses Verfahren hat zur Folge, daß der Fehler bei der Bestimmung der Zahl der Elektronen fast ganz vom Fehler in der Bestimmung des Zählratenverhältnisses QS/MT kommt, die Gesamtzahl der Mastertrigger ist besser als ein Promille bekannt. Ein möglicher Fehler aufgrund der Reduktion durch die Funkenkammerauswertungswahrscheinlichkeit wird in Kap. 3.3 behandelt.

2.4 Bestimmung der Zufälligen

Aus Abb. 2, Triggerlogik, ist ersichtlich, daß ein Ereignistrigger nur dann generiert wird, wenn ein Piondetektorsignal ($M' = 2$ -Zellenbed. vgl. 2.2) zeitlich koinzident mit einem Elektronensignal - e' - kommt.

Nun können während der Überlappzeit von M' und e' zufällige Ereignisse kommen, genauer: das Signal eines zufälligen Elektrons, vgl. 2.2, überlappt mit M' . Unter der Annahme, daß solche zufälligen Elektronen für die Dauer des Spills in der Zeit gleichverteilt sind, haben wir die Zufälligenrate wie folgt gemessen: das Signal M' wird geteilt und verzögert mit e' in ein UND gegeben; die Signallängen bleiben bei der Teilung konstant. Dann mißt die Koinzidenzrate M' verzögert \bullet e' die Zufälligenrate. Alle Signale liegen noch im Strahlgate (Spill).

Zusätzlich ermöglicht die Elektronik des Pionarmes ein nachträgliches Abtrennen zufälliger Ereignisse aufgrund einer TDC-Information (Laufzeitmessung). Die TDC's, s. Abb. 2, werden vom Ausgang der Koinzidenz aus M' und e' gestartet. Ihr Stop kommt aus dem Diskriminator, der die Zellenbedingung der jeweiligen Zelle erfüllt sieht; dieses Signal ist entsprechend verzögert.

Im Idealfall bestimmt e' das timing der Koinzidenz aus M' e' . Man kann dann im Prinzip mit einem Schnitt im TDC-Histogramm der jeweiligen 'gestützten' Zelle um die Solllaufzeit herum die prompts von den zufälligen trennen.

In diesem Idealfall müßten dann genauso viele Ereignisse abgetrennt werden, wie auch durch die erstere Methode gemessen worden sind. Andernfalls entstünde ein systematischer Fehler.

Bei den Daten der 'Vorbrandzeit', die ca. 50% der 'elastischen' Daten ausmachen, beträgt die gemessene Zufälligenrate 6% - 10%. Nach dem Wiederaufbau der Apparatur konnte sie durch schärfere Überlappbedingungen und bessere Abschirmung auf 1% gesenkt werden.

Im Kap. 3, Abtrennung der Zufälligen, wird gezeigt, daß die Abtrennung per TDC-Schnitt für die 'Vorbranddaten' konsistent erfolgt ist mit dem, was on-line an Rate aufgezeichnet worden ist.

3 Analyse der Daten

In diesem Kapitel wollen wir zeigen, wie bei diesem Experiment der Wirkungsquerschnitt für den elastischen Kanal bestimmt worden ist. Man muß sich dabei vor Augen halten, daß diese spezielle Messung keine kinematische Variable überbestimmt (0-constraint-Messung). Daher kann ein Fehler in der Bestimmung einer Variablen nicht durch einen 'fit' an die Daten wettgemacht werden. Wir wollen daher auch besonders auf Fehler und Korrekturen an den Daten eingehen.

3.1 Bestimmung der echten Pionen

Alle Ereignisse, die gemäß Kap. 2.2 mindestens zwei Zellen gesetzt haben, werden zunächst daraufhin untersucht, ob es sich um echte Zweiphotonereignisse handelt oder nicht; trifft z.B. ein Photon genau eine Zellgrenze, so ist zwar die Triggerbedingung erfüllt, aber das zweite Photon kann sehr wohl den Detektor verfehlt haben. Wir geben hier nur kurz die Definitionen für 1-Photon und 2-Photon Ereignisse, die genauen Definitionen finden sich in (Lit 4).

1-Photon Ereignis heißt: im Pionarm wird genau ein Photon und sonst nichts nachgewiesen. 2-Photon Ereignis heißt: im Pionarm werden zwei Photonen, die einen minimalen Abstand auf der Frontfläche des Detektors überschreiten (Abstand der Schauerzentren) nachgewiesen und sonst nichts.

Das 1-Photon-2-Photon Verhältnis wurde on-line gemessen, vgl. Anhang A. Es ist stark energie-, schwach winkelabhängig und zu - erst sensitiv auf falsche apparative Einstellungen. Das Ergebnis für mehrere verschiedenen Elektroneinschufenergien und Winkel zeigt die nachstehende Tabelle.

E (GeV)	θ ($^{\circ}$)	1 γ (%)	2 γ (%)
4	12.6	74	20
5	14.4	61	31
7	14.4	49	42
4	17.8	73	24

Dies ist auch qualitativ verständlich, weil bei im Mittel höheren Pionenergien die Wahrscheinlichkeit, daß beide Photonen das Fliegenauge treffen, höher ist, weil auch dann der mittlere Laboröffnungswinkel kleiner ist.

Für die elastischen Daten, die alle bei 4 GeV Elektroneinschüß-
 energie aufgenommen sind, ergibt sich somit eine Reduzierung der
 Daten auf ca. 20%. Die on-line gemessene Zahl ist auch hier kon-
 sistent mit dem bei der off-line tatsächlich aufgetretenen Pro-
 zentsatz der Reduktion.

Ein neutrales Pion zerfällt zu ca. 98.8% in zwei Photonen. Also
 gilt dann für seine Masse:

$$m_{\pi}^2 = 4k_1 k_2 \times \sin^2 \alpha \quad (Gl. 3)$$

und $k_1 + k_2 = E_{\pi} \quad (Gl. 4)$

Dabei sind k_1 und k_2 die Energien der Photonen und α ist der
 halbe Zerfallsöffnungswinkel:



Für den Fall $k_1 = k_2$ gilt dann offenbar:

$$m_{\pi} / E_{\pi} = \sin \alpha \quad (Gl. 5)$$

Dieser Winkel für den symmetrischen Zerfall ist nun gleichzei-
 tig auch der minimal mögliche Öffnungswinkel, was man z.B. so
 leicht einsehen kann:

$$k_1 \neq k_2 \quad k_2 = A k_1 \wedge A > 1 \text{ u. umgekehrt} \Rightarrow$$

$$k_1 + A k_1 = E_{\pi}, k_2 + 1/A k_2 = E_{\pi} \Rightarrow m_{\pi}^2 = 4 E_{\pi}^2 \sin^2 \alpha / ((1+A)(1+1/A))$$

und wenn man nun $A > 1$ laut Voraussetzung einsetzt, findet man,
 daß der Nenner nun immer größer als 4 ist.

Die Existenz dieses minimalen Öffnungswinkels für den symmetri-
 schen Zerfall wird sich als wichtigstes Hilfsmittel zum Abtren-
 nen des elastischen Kanals erweisen.

Aus Gl. 3 kann man nun also aus den gemessenen Energien und 3-
 er Impulsen der Zerfallsphotonen die Pionmasse berechnen. Das Er-
 gebnis für eine Messung bei $\theta = 14.1^\circ$ und einer Elektroneinschüß-
 energie von 4 GeV zeigt die Abb. 3a. θ ist hier der Winkel (Labor)
 zwischen dem Elektronenstrahl und der Linie Target-Mitte Pion-
 detektor.

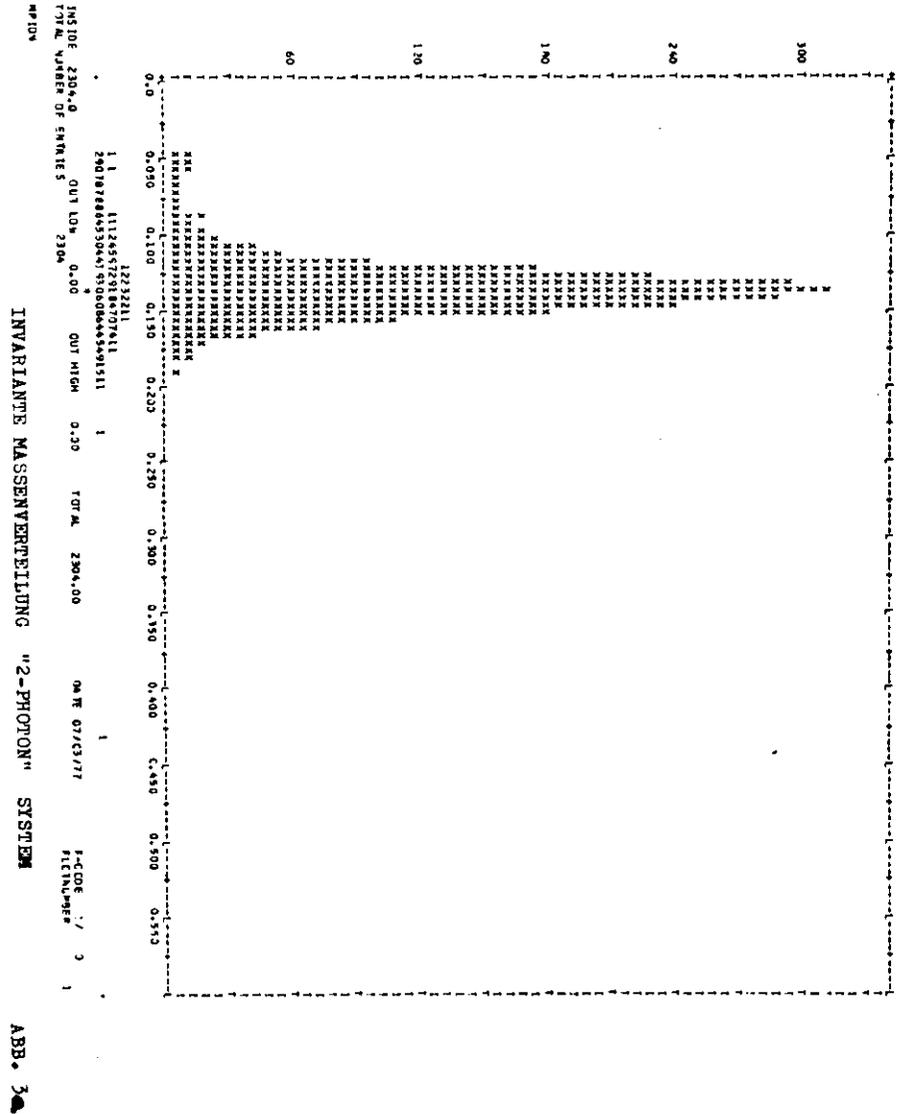


ABB. 3a

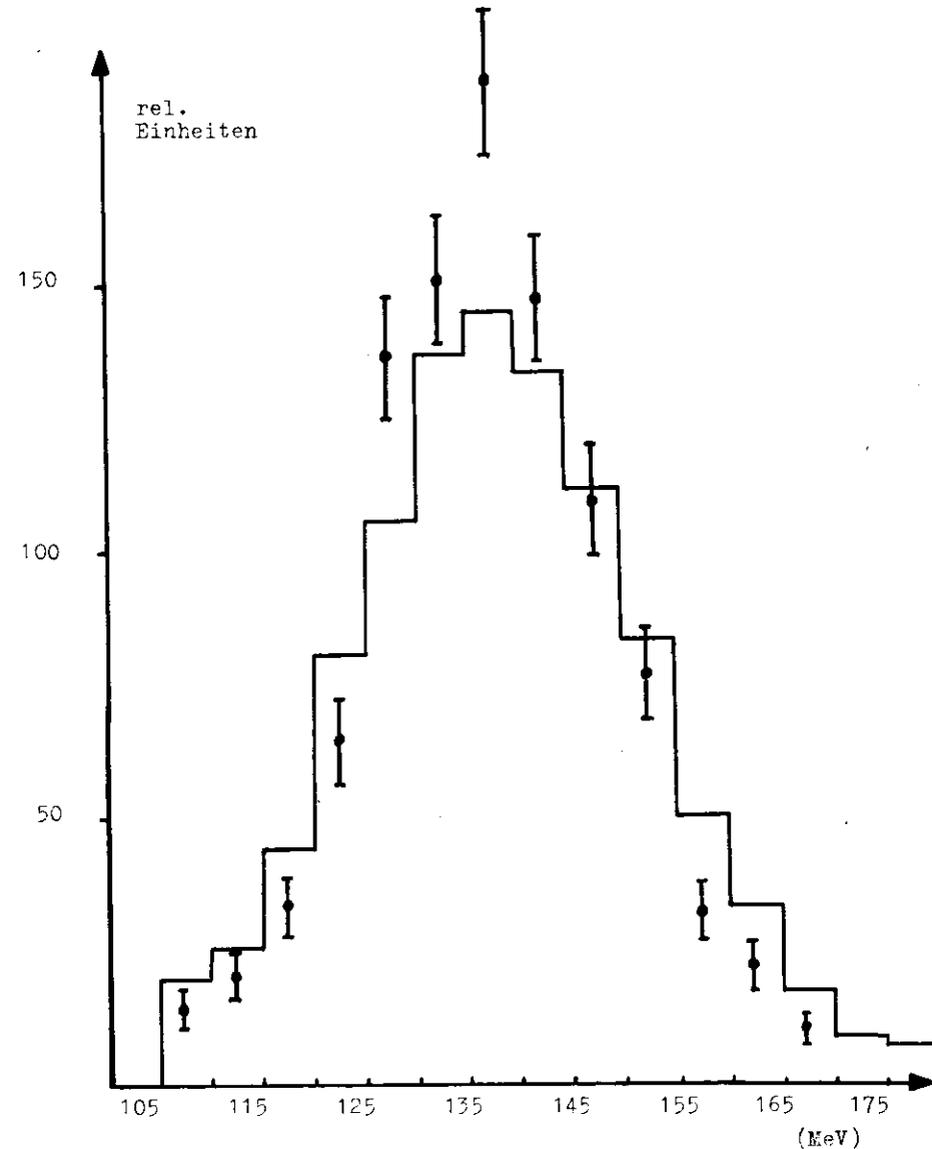
Man sieht, daß man die 'echten' Pionen durch einen Massenschnitt recht gut abtrennen kann. Hat man diese Abtrennung vollzogen, so kann man nunmehr verlangen, daß diese Klasse Pionenergebnisse eine Masse von 135 MeV hat, man kann also nun einen 1-C-fit durchführen.

Den Niederenergieschwanz, den die Abb. 3a zwischen 50 und 105 MeV zeigt, können die Monte Carlo Programme nicht reproduzieren. Er wird aber hauptsächlich von den 2-Pion Ereignissen verursacht (Nachweis von zwei nicht zueinander gehörigen Photonen) und darf daher mit einem Schnitt abgetrennt werden. Außerdem zeigte die Auswertung, daß hier gerade auch die Zufälligen angereichert sind, die sowieso separat abgetrennt werden.

Zwischen 105 und 175 MeV reproduzieren die Monte Carlo Programme die experimentelle Verteilung nur mäßig. So ist die Breite (FWHM) der MC.-Verteilung ca. 25 MeV, die experimentell gefundene zwischen 30 und 35 MeV, bei den 'Nachbranddaten' bis zu 38 MeV. Bei letzteren liegt sowieso eine schlechtere Energieauflösung der Apparatur als die in (Lit 3) angegebene vor. Es scheint einfach so, daß bei einer Apparatur von 182 Zählern mit einer umfangreichen Folgeelektronik eine Vielzahl kleiner Effekte die Auflösung verschlechtert, so daß man die theoretische Auflösung, die wir auf unseren Eichmessungen für Einzelzähler basierend berechnet haben, nicht erreicht.

Das Ergebnis eines Vergleichs der experimentellen Massenverteilung mit Untergrundsubtraktion mit einer darauf normierten Monte Carlo Verteilung zeigt die Abb. 3b.

Dieses Verfahren, die Pionen zu identifizieren, führt zu einem systematischen Fehler von 1.2%, da die Pionen nur zu 98.8% in zwei Photonen zerfallen. Auf diesen Fehler wird korrigiert; bei der Korrektur selbst entsteht praktisch kein Fehler.

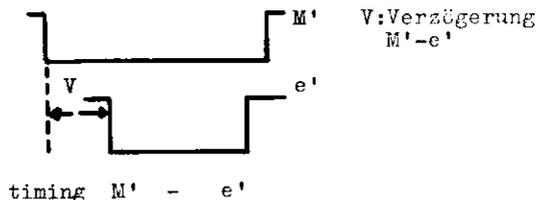


Vergleich experimentelle Auflösung des GesamtDetektors nach Untergrundsubtraktion mit Monte Carlo Daten aufgrund der gemessenen Einzelzähler-FWHM (vgl. (Lit 3))

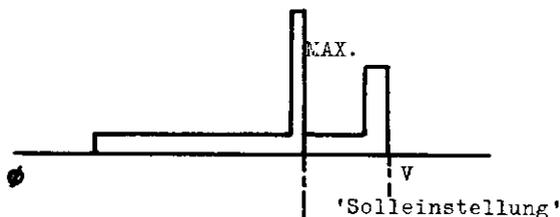
Abb. 3b

3.2 Zufälligen-Subtraktion und 'Geladenen'-Subtraktion

Die Abb. 4a zeigt ein typisches Vorbrandspektrum für die zusammengesetzten TDC-Spektren (vgl. 2.4) bzw. seine Teilvergrößerung (Abb. 4). Aufgrund des 'timings' zwischen M' und e'



erwarten wir folgendes idealisiertes TDC-Spektrum:



Der Ausgang der Koinzidenz aus M' und e' startet ja die TDC's. Wenn nun e' vor M' kommt, bestimmt M' den Startzeitpunkt, was den 'rechten' Sockel für hohe TDC-Kanäle erzeugt. Denn M' kommt immer zur selben Zeit -idealisiert-, keine zufälligen im Pionarm! Kommt jedoch e' nach M', bestimmt e' den Start zu immer kleineren TDC-Kanälen hin. Dort wo das TDC-Spektrum 'ausstirbt', ist der Überlapp zuende. Das Maximum entspricht der Soll-einstellung, bei der e' genau V nach M' kommt. Also gilt

$$\begin{aligned} \text{Überlapp} &= 2e' + M' && \text{alle Signallängen in} \\ \text{rechte Flanke-MAX} &= V && \text{nsec, 1nsec} = 5\text{TDC-Kanäle} \\ \text{- linke Flanke+MAX} &= M' - V + e' \end{aligned}$$

Folglich ist das timing aus dem TDC-Spektrum nicht allein bestimmbar; wir kennen es aber aus dem Protokoll. Gibt es viele zufällige, so kann man, s. Abb. 5 und Abb. 5a, ihre Zahl durch Bestimmung des Plateaus der linken Flanke und dem obigen Gleichungssystem berechnen; in jedem Fall kann man die zufälligen gemäß der erwarteten Verteilung auszählen.

Bei beiden Methoden hat sich ergeben, daß die so im TDC-Spektrum wiedergefundene Anzahl zufälliger innerhalb der dabei auftretenden Fehlergrenzen mit der direkt gemessenen Anzahl konsistent ist. Genau diese Zahl wird nun durch einen Schnitt im TDC-Spektrum abgetrennt, vgl. auch Lit 4. Der verbleibende Fehler ist dann max. 1%

'Geladene' sind Ereignisse, bei denen die Frontvetoähler vor den Bleiglasblöcken angesprochen haben. Untersucht man das zeitliche Verhalten dieser Ereignisse, so findet man eine vernünftige Pionmassenverteilung für die zufälligen geladenen, aber nicht für die, die koinzident mit der Triggerbedingung sind. Die beiden Verteilungen zeigt die Abb. 6.

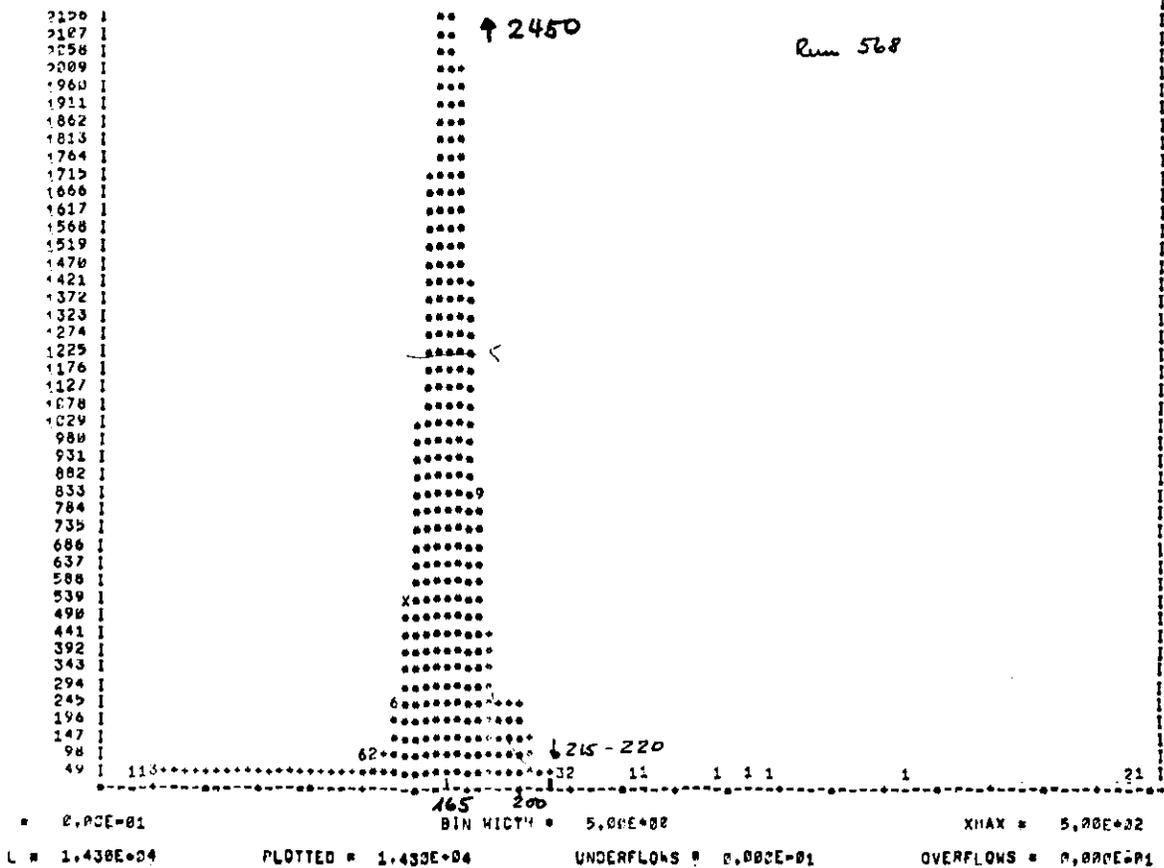
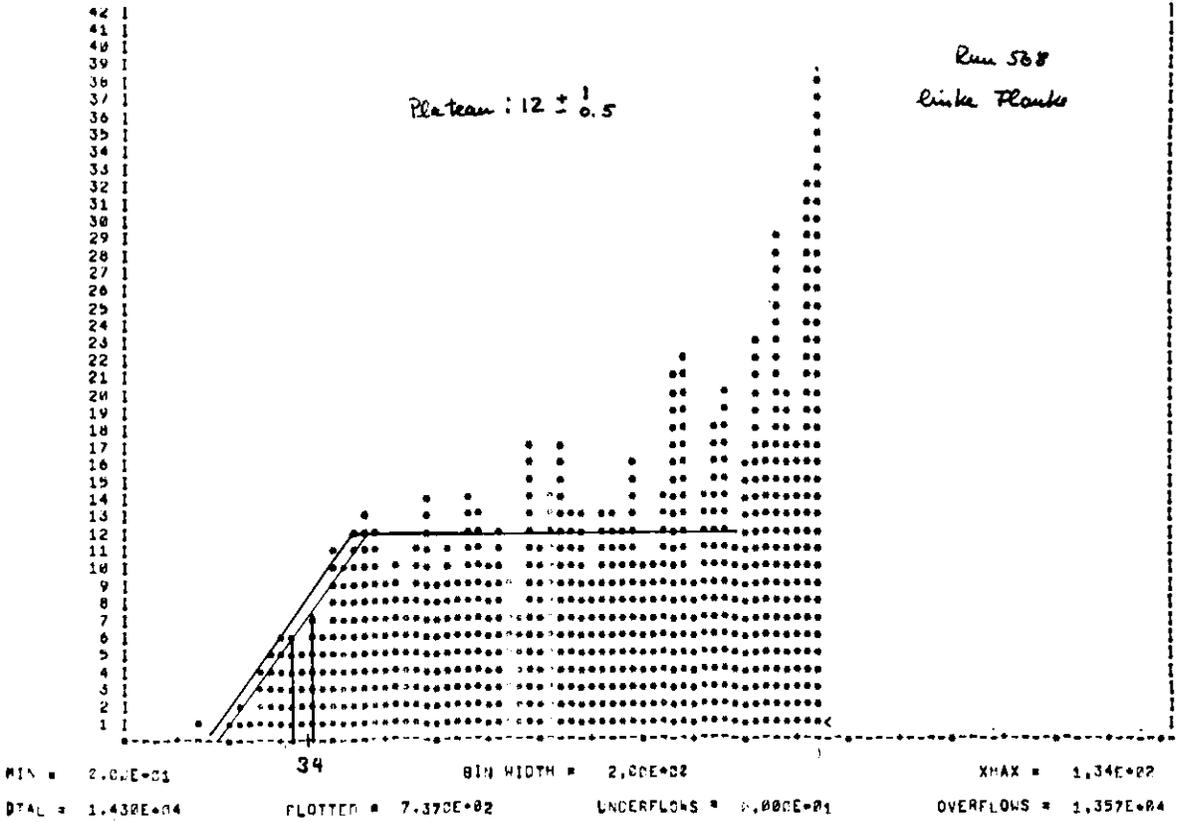
Insbesondere können solche geladenen zusammen mit einem Photon in zwei getrennten Zellen die zwei-Zellen Bedingung erfüllen. Daher verwerfen wir die letztere Klasse der geladenen. Dabei werden systematisch ca. 2% Ereignisse zuviel verworfen, weil ein in Luft konvertiertes Photon ein geladenes vortäuschen kann. Auf den Fehler von 2% werden die Daten korrigiert, wobei ein zusätzlicher Fehler von 1% entsteht.

3.3 Reduktion durch die kinematische Rekonstruktion

Die vollständige kinematische Rekonstruktion erfolgt dadurch, daß die nunmehr noch verbliebenen Pionereignisse zusammen mit dem dazugehörigen Funkenkammerbild vollständig rekonstruiert werden, vgl. Anhang A.

Bei dieser 'Hochzeit' entstehen Verluste, weil nicht jedes Funkenkammerbild ausgewertet werden kann; z.B. infolge diffuser Spurbildung, schlechte Aufnahme und vielerlei mehr.

Wir erwarten nun, daß genauso viele Pionereignisse ein ausgewertetes Bild antreffen, wie dies der Auswertewahrscheinlichkeit der jeweiligen Daten entspricht. Diese Wahrscheinlichkeit ist typisch 60%, variiert aber stark von Film zu Film zwischen 50% und 80%. Wir erwarten dann, falls es keine Bevorzugung irgendwelcher Ereignistypen gibt, daß dann auch im Mittel 60% der Pionereignisse Partner auf der Elektronenseite finden. Der statistische Fehler beträgt dabei ca. 2%, bezogen auf einen Film mit jeweils 3600 Bildern.



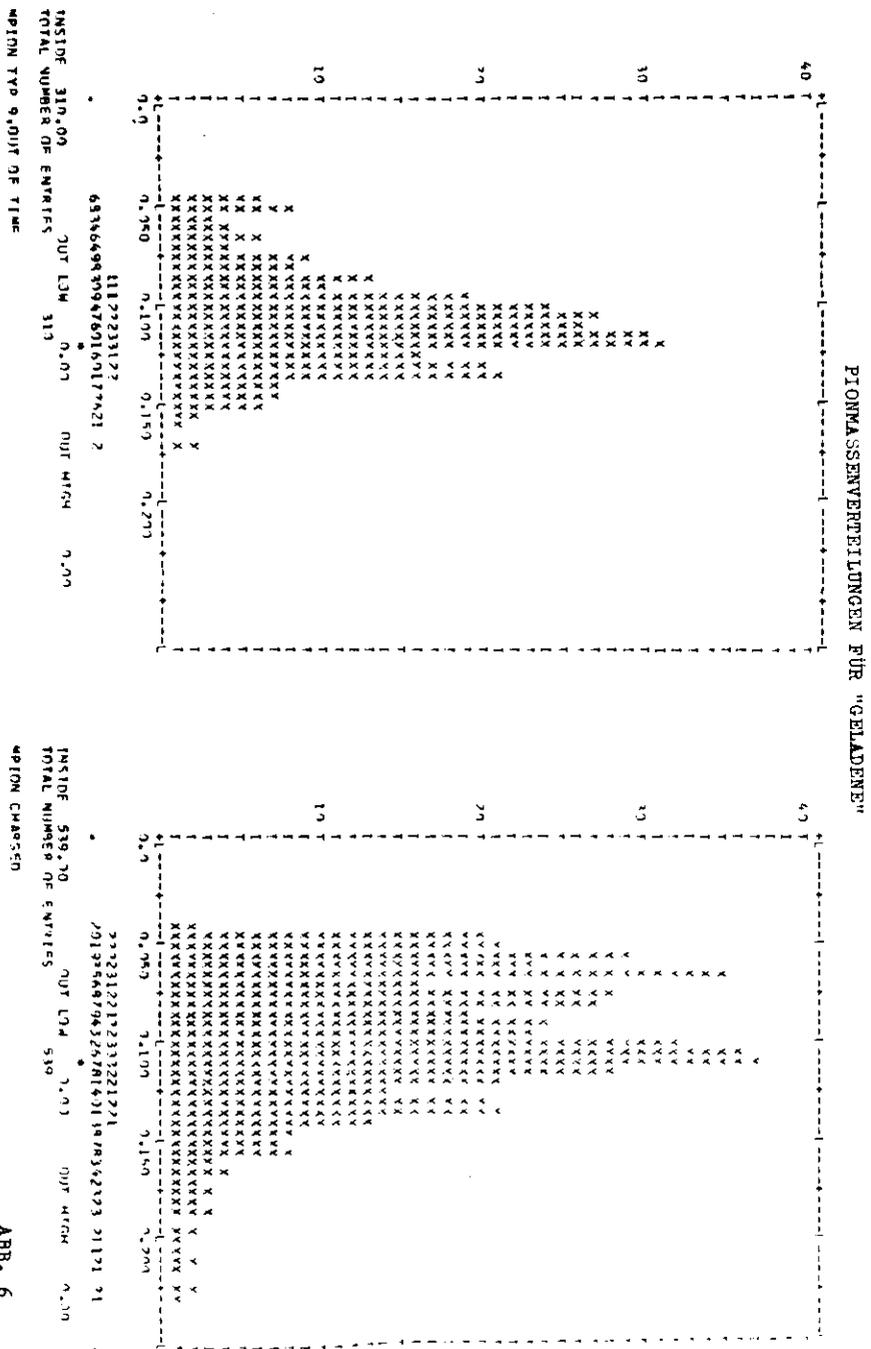


ABB. 6

Umfangreiche Untersuchungen aller Filme über alle Meßperioden geben ein mit der statistischen Schwankung verträgliches Bild. Wir können als obere Grenze für einen möglichen systematischen Fehler 1% angeben, um den die Zahl der Elektronen, vgl. 2.3, zu groß sein könnte.

3.4 Isolierung des elastischen Kanals

Aus den nun noch verbliebenen, vollständigen Ereignissen kann man aus den Viererimpulsen des virtuellen Photons, des Protons und des Pions die Rückstoßmasse M_x ausrechnen. Das rohe Ergebnis zeigt die Abb. 7. Der Hauptgrund für die starke Verschmierung der elastischen mit den inelastischen Kanälen liegt in der apparativen Energie- und Ortsauflösung bei der Bestimmung der Pionimpulse. Besonders eine schlechte Energieauflösung verschmiert die M_x -Verteilung.

Man kann aber nur mit der Ortsinformation allein den elastischen Kanal abtrennen. Denn obwohl ja in diesem Experiment eine 0-constraint Meßmethode verwendet worden ist, kann man auf die Energieinformation verzichten, wenn man eine spezielle Eigenschaft des Pionzerfalls ausnutzt. In der Abb. 7 ist bereits der erwähnte 1-C-fit auf die Pionmasse berücksichtigt.

Wir haben gezeigt, daß es beim Pionzerfall einen minimalen Öffnungswinkel gibt für den symmetrischen Zerfall. Man kann die Winkelverteilung für den Öffnungswinkel α für einen beliebigen Zerfall berechnen. (Lit 13). Die Abb. 8 zeigt solche Verteilungen mit $\beta = v = E_\pi / p_\pi$ als Kurvenparameter. Man sieht deutlich, daß die Masse der Zerfälle nahe dem minimalen Öffnungswinkel liegt. Wir bestimmen nun den Winkel zwischen dem Photon und dem Pion unter der Annahme, daß der Impulsvektor des Pions genau auf die Mitte der Verbindungslinie zwischen den Durchstoßpunkten der beiden Zerfallsphotonen auf der Oberfläche des Piondetektors zeigt. Aus diesem Winkel zwischen Photon und Pion nun, $\theta_{\pi\gamma}$,

Verteilung der Pionzerfälle um den minimalen Winkel α herum

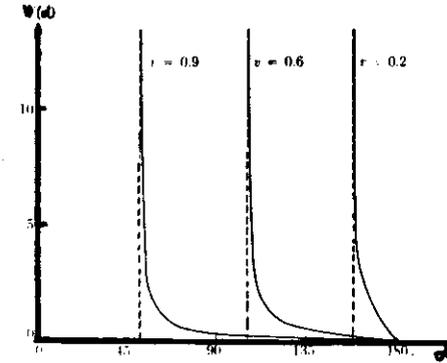
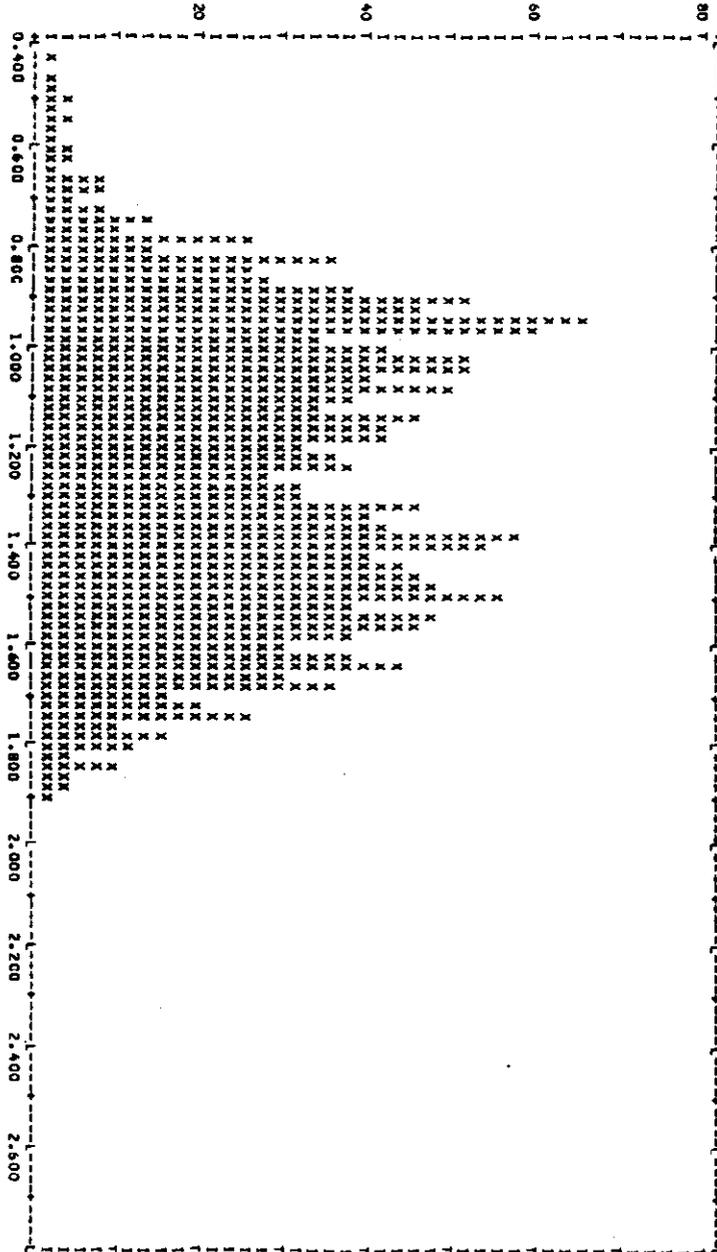


Abb. 8

kann dann die zugehörige 'elastische' Pionenergie berechnet werden, die jeweils größer oder gleich der tatsächlichen ist. Nunmehr kann man auch den 'elastischen' Zerfallswinkel α_{el} berechnen und einen Schnitt in einer Verteilung anbringen, bei der $N(\alpha_{min} - \alpha_{el})$ über $(\alpha_{min} - \alpha_{el})$ aufgetragen wird. Man erhält nach diesem Schnitt im Öffnungswinkel eine stark mit 'elastischen' Ereignissen angereicherte Datenmenge aufgrund der Verteilung der Abb. 8. Bei diesem Verfahren wird der Winkel α_{el} allein aus der Ortsinformation bestimmt. Die Rückstoßmasse für das so angereicherte Datenmaterial zeigt die Abb. 9a. Natürlich sind nun immer noch inelastische Ereignisse enthalten. Dies zeigt auch der Vergleich der experimentell abgetrennten Rückstoßmasse mit einer per Monte Carlo berechneten elastischen Rückstoßmasse. Die Reproduktion ist recht gut; man sieht, daß die rechte Flanke der experimentellen Verteilung angereichert ist, was der Verunreinigung mit inelastischen Ereignissen zuzuschreiben ist. Die Anreicherung beträgt etwa 7%.

Wir können den Grad der Verunreinigung auch anders bestimmen. Dazu vergleichen wir experimentelle mit MC.-Daten, wobei wir den Schnittparameter im Schnitt des Öffnungswinkels variieren.



INSIDE 2098.0 OUT LDU 16.00 OUT HIGH 0.00 TOTAL 2074.00 DATE 07/03/77 P-CODE 3/) 3
 TOTAL NUMBER OF ENTRIES 2 214232144187473064957725594211096446226882692760467588589739969505140441
 NR-RCH 11213223546534554433444333233434554444534432342311211111
 ROHE RÜCKSTOßMASSENVERTEILUNG

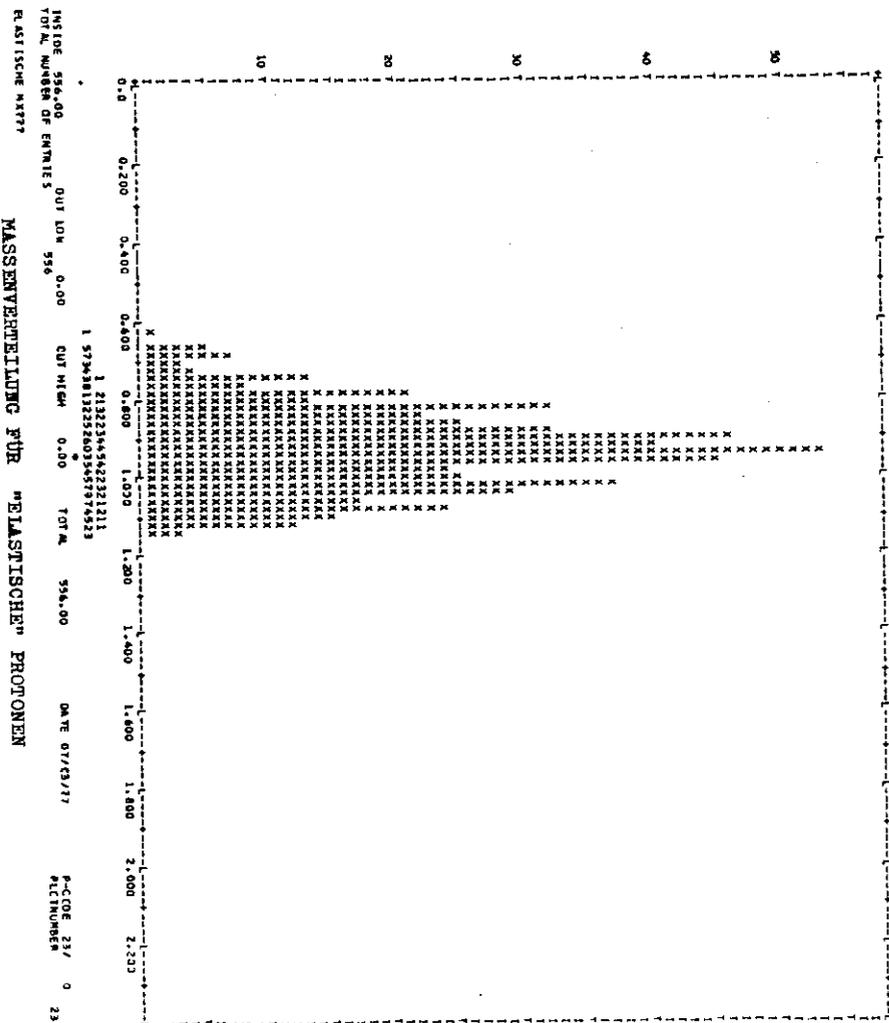


ABB. 9d

Vergleich der exp. abgetrennten 'elastischen'
 Rückstoßmasse mit Monte Carlo Daten
 (durchgezogene Linie: exp. Daten)

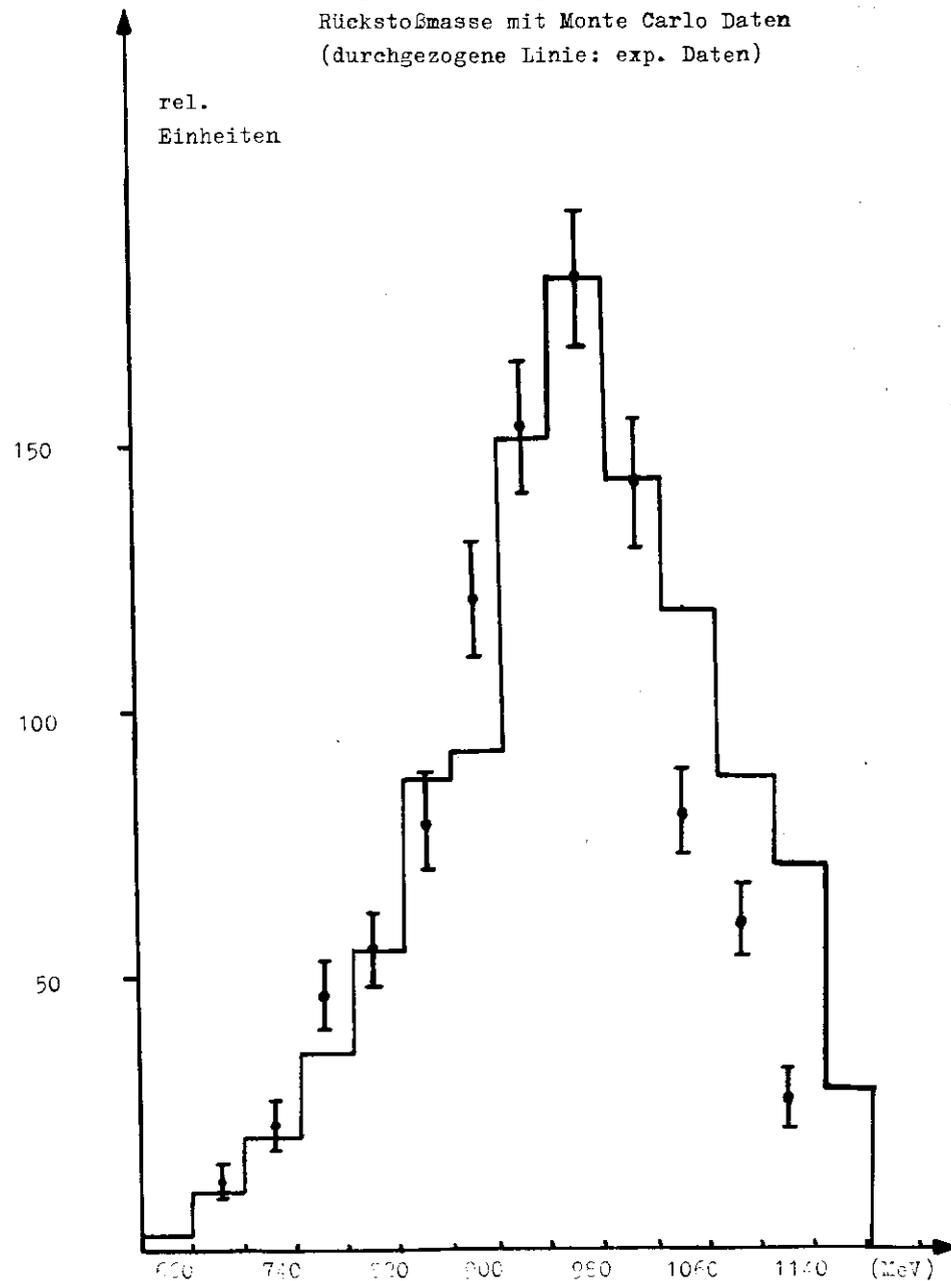


Abb. 9b

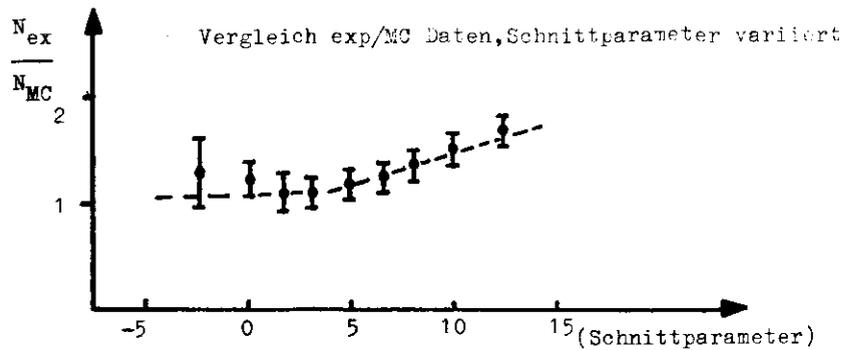


Abb. 9c

Aus der in Abb. 9c gezeigten Verteilung ergibt sich für den zur endgültigen Abtrennung verwendeten Schnittparameter 5. eine Verunreinigung der elastischen mit inelastischen Daten von $5\% \pm 1\%$.

Die Wahl des Schnittparameters zu 5 stellt einen Kompromiß dar: man kann sehr wohl schärfer schneiden, aber dann wird die Statistik der verbleibenden Ereignisse sehr schlecht. Es ist daher besser, eine kleine Verunreinigung in Kauf zu nehmen und auf sie zu korrigieren.

3.5 Bestimmung der Wirkungsquerschnitte

Die in Kap. 2.3 Angegebene Formel für den Wirkungsquerschnitt, im folgenden WQ, kann man genauer z.B. so schreiben:

$$N_{\text{exp}} = N_{\text{el}} \cdot N_T \cdot \int \Gamma d\Omega_e dE' \cdot d\sigma/dt d\phi \cdot A(t, \phi, E', \dots) \cdot dt d\phi dE' \dots$$

Dabei ist N_{exp} die Zahl experimenteller Ereignisse, die die erwähnten Schnitte überlebt haben, N_{el} ist die Zahl der zugehörigen Elektronen und N_T die Zahl der Targetteilchen pro cm.

Die Akzeptanzfunktion A hängt auf komplizierte Art und Weise von den kinematischen Bedingungen und der Detektorgeometrie ab. Es ist daher fast unmöglich, die Integration analytisch auszuführen und so an die Größe $d\sigma/dt d\phi$ zu kommen. Man verwendet daher hier die Monte Carlo Methode zur Bestimmung des 'Akzeptanzintegrals', wobei die eigentlich interessierende Größe vermöge des Mittelwertsatzes der Integralrechnung aus der eigentlichen Integration herausgenommen und vor das Integral gezogen wird.

Wichtig bei dem ganzen Verfahren ist, dieselben Schnitte in die Monte Carlo Programme einzubauen, denen man auch die experimentellen Daten unterwirft. Die genauen Einzelheiten über die Monte Carlo Programme finden sich in (Lit 14).

Einen differentiellen WQ erhält man nun, indem man die Integration nicht über den gesamten Variablenbereich einer Variablen ausführt, sondern über einzelne Variablenbereiche 'Bins' einzeln summiert. Nun könnte der WQ aber innerhalb eines Bins stark variieren. Für hinreichend glatte Funktionen hat daher das WQ-Programm SIGMA, vgl. Anhang A, die Möglichkeit, die Funktionsverläufe zu wichten. Nach einem zweiten SIGMA-Durchlauf kennt man dann den Funktionsverlauf wieder etwas besser, und wenn man auf der richtigen Fährte ist, sollte das Verfahren konvergieren. Man findet dann keine Variation der Ergebnisse in Abhängigkeit der Wichtungsfunktion.

Mit diesem Verfahren haben wir z.B. für ein jeweils kleines t -Bin die ϕ -Abhängigkeit untersucht und dann wieder mit bekannter ϕ -Abhängigkeit die t -Abhängigkeit. Analog geht das Verfahren für die q^2 - und die W -Abhängigkeiten.

3.6 Fehler und Korrekturen

Die im folgenden Kapitel 4 angegebenen bzw. in die Diagramme eingezeichneten Fehler sind die Fehler, die sich aus der Zählerstatistik und den Fehlern in den Monte Carlo Programmen ergeben.

An diesen Daten sind die folgenden Korrekturen angebracht: Zerfall des π^0 mit nur 98.8% in zwei Photonen resultiert in einer Korrektur um +1.2% praktisch ohne Fehler, vgl. Kap. 3.1. Die 'geladenen' Korrektur, vgl. Kap. 3.2, beträgt +2% \pm 1%. Abgezogen werden 1% \pm 0.5% Fehler, vgl. 2.4 und 3.2. Abgezogen werden auch 5% inelastische Ereignisse, vgl. 3.4; wir schätzen den hier entstehenden Fehler aus Abb. 9c zu \pm 1% ab.

Mögliche Justierfehler der Apparatur wurden untersucht, indem Daten, an denen nachträglich eine Verschiebung der Apparatur um eine halbe Cerenkov-Zählerblockbreite -3.3 cm- nach oben und unten sowie beiden Seiten angebracht wurden, in die Auswertekette eingegeben wurden. Das Ergebnis waren Werte, die innerhalb der Auswerte-'Bins' unterschiedlich um 5% bis 10%, also im Rahmen des statistischen Fehlers streuten. Wir schätzen daher einen

möglichen Justierfehler mit maximal 2% ab.

Ein Normierfehler entsteht durch die Bestimmung der Elektronenzahl, vgl. 2.3, und durch die Bestimmung der Zahl der Targetprotonen, während der Fehler in der Bestimmung der Länge des Targets bei einer Länge von 44.8mm vernachlässigbar klein ist. Die on-line Messung der Elektronenzahl hat einen Fehler von 2%. Dazu kommt ein max. möglicher Fehler von 1% durch eine mögliche Systematik bei der FWA. Die Zahl der Targetprotonen wird auf die Bläschenbildung-siedender Wasserstoff!-mit -.8% korrigiert. Die Abrundung des Targetkörpers-Kalottenform-führt zu einer weiteren Korrektur von -.5%. (Lit 15). Dabei entsteht praktisch kein Fehler. Die Vorbranddaten sind auf Vereisung des Targets mit +3% ± 2% korrigiert (Lit 16). Der Leertargeteffekt wurde in separaten Messungen gemessen zu 15% ± 1%.

Aus den angegebenen Fehlern, die bei den verschiedenen Korrekturen auftreten sowie dem Normier- und dem Justierfehler ergibt sich bei quadratischer Addition ein zusätzlicher Fehler von 4%.

Schließlich werden an die Daten die Strahlungskorrekturen nach (Lit 17) angebracht. Der bei dieser Korrektur auftretende Fehler liegt unter 1%. Die Korrektur wird in der Form: $\sigma_{\text{korr}} = \sigma_{\text{ex}} (1 + \delta)$ angebracht, die Tabelle zeigt die relevanten δ in (%).

$-q^2 = .22, 2.25 < W < 2.7$ ϕ -Akzeptanz $\pm 30^\circ$		$-q^2 = .5, 1.8 < W < 2.25$ ϕ -Akzeptanz $\pm 180^\circ$	
t -Bereich	Korrektur(%)	t -Bereich	Korrektur(%)
.02 - .10	5.5	.02 - .04	12.6
.10 - .20	3.7	.04 - .08	11.4
.20 - .30	2.3	.08 - .12	11.1
.30 - .40	1.2	.12 - .16	8.6
.40 - .50	0.7		

Tabelle der Strahlungskorrekturen

1) Nach Wiederanbau wurde ein neuer Targetkühlplaster installiert, so daß sich die diese Korrektur aufhebt.

4 Ergebnisse und Vergleich mit anderen Experimenten

Wie wir schon in der Einleitung gesagt haben, verfügen wir in einem kinematischen Bereich von $1.8 < W < 2.25$ (GeV) bei einem mittleren $|q^2|$ von 0.5 (GeV²) über die volle ϕ -Akzeptanz. Dieser Bereich ist daher besonders gut für eine ϕ -Analyse geeignet, um mit deren Hilfe die Anteile $\sigma_u + \epsilon \sigma_L$, σ_p und σ_I voneinander zu trennen, vgl. Abschnitt über Kinematik. Wegen des verhältnismäßig großen W - q^2 -Bereichs, in dem diese Daten aufgenommen worden sind, haben wir die Daten mit einer Funktion gewichtet, die die W - q^2 -Abhängigkeit beschreibt:

$$F(W, q^2) = \left[\frac{1}{W^2 - M_p^2} \right]^{1.6} \cdot \left[\frac{1}{1 - q^2/M_p^2} \right]^2 \quad (\text{Gl. 4.1})$$

Dabei ist der erste Term die aus der Photoproduktion bekannte Form der W -Abhängigkeit. Statt des konstanten Exponenten von 1.6 findet man allgemeiner einen t -abhängigen Exponenten der Form:

$$\exp = 2\alpha(t) - 2 \quad \text{mit}$$

$$\alpha(t) = \alpha' + \alpha'' t \quad t < 0$$

Für unser Experiment kommen als Werte für α' und α'' die Parameter der theoretischen ω -Trajektorie: $\alpha(t) = .45 + .9t$ bzw. die besten experimentellen Fit-Werte, SLAS-Fit (Lit 18), in Frage:

$$\alpha_{\text{fit}} = .19 + .27t$$

Wie man sieht, kommt für unsere Daten - bei kleinen $|t|$ -Werten wieder annähernd 1.6 für den Exponenten heraus.

Der zweite Term beschreibt die q^2 -Abhängigkeit im Vektordominanzbild - hier alleinige ρ -Dominanz - durch den ρ -Propagator. Dieses Verfahren ist allerdings nur dann gerechtfertigt, wenn die Unterbrechung der W - q^2 -Abhängigkeit an der kinematischen Annahme keinen Widerspruch liefert. Gegen den hochfrequenten Statistiker müssen wir bei der ϕ -Analyse über t integrieren, wir verwenden hier alle Daten mit $|t|_{\text{min}} < |t| < .15$ (GeV²). Man könnte als einen Fit der Form

$$A + B \cos \phi + C \cos^2 \phi$$

durch und finden:

$$\begin{aligned} A &= \sigma_u + \epsilon \sigma_L = 1.07 \pm .11 \mu\text{b}/\text{GeV}^2 \\ B &= \sigma_p = -.61 \pm .12 \mu\text{b}/\text{GeV}^2 \\ \epsilon &= .78 \\ C &= \sigma_I = -.06 \pm .13 \mu\text{b}/\text{GeV}^2 \end{aligned}$$

Die ϕ -Verteilung zeigt die Abb. 10, die durchgezogene Linie ist die Fit-Kurve. Aus der Form dieser Kurve wird deutlich, daß die Pionen bevorzugt unter einem Winkel $\phi=90^\circ$ produziert werden. Mit anderen Worten: wir finden die aus der Photoproduktion bekannte σ_L -Dominanz wieder.

Zur weiteren Analyse machen wir zwei Annahmen. Wir nehmen nun an, daß die so ermittelte ϕ -Abhängigkeit auch in einem etwas größeren t-Intervall gilt. Sodann studieren wir die t-Abhängigkeit; unter der dynamischen Annahme, vgl. Einleitung, daß σ_L klein ist, können wir dann $d\sigma_u/dt$ bestimmen.

Jetzt können wir das so ermittelte σ_u mit Daten aus der Photoproduktion vergleichen, diesen Vergleich zeigt die Abb. 11, die Photoproduktionsdaten sind aus (Lit 19). Das Band zeigt die Daten der Photoproduktion umgerechnet auf unsere Werte für W und q^2 gemäß Gl. 4.1. Wir haben Daten der Photoproduktion für Photonenenergien von 1.7 und 1.89 GeV zum Vergleich herangezogen, um zu zeigen, daß nach erfolgter Umrechnung die Ergebnisse der Elektroproduktion und der Photoproduktion innerhalb der Fehlergrenzen genauso gut übereinstimmen wie die Daten der Photoproduktion untereinander. Die Daten sind nicht über t, sondern über $|t-t_{\min}|$ aufgetragen, weil t_{\min} in diesem Bereich $-q^2 = -.5$ mit $-.015$ ziemlich hoch ist. Das Ergebnis dieses Vergleichs ist: wir finden einen deutlichen 'Vorwärtsdip' wie aus der Photoproduktion bekannt, und die q^2 -Abhängigkeit ist mit der angenommenen ρ -Dominanz verträglich.

Die absoluten Werte dieser t-Verteilung zeigt die Tabelle 4.1.

In unserem zweiten kinematischen Bereich, $2.25 < W < 2.7$, (GeV^2 , $W = 2.48$), erweitern wir unsere t-Akzeptanz bis zu einem t-Wert von $-.7 \text{ GeV}^2$, jedoch ist unsere ϕ -Akzeptanz nun auf Werte $-50^\circ < \phi < 50^\circ$ beschränkt. Daher können wir zunächst einmal σ_u nicht abtrennen und geben in Tabelle 4.2 den zweifach differentiellen Wirkungsquerschnitt an. Über ϕ ist nicht integriert, jedoch gemittelt; nur das beschränkte ϕ -Intervall zwischen -30° und $+30^\circ$ ist verwendet worden.

Wir können diesen Wirkungsquerschnitt $2\pi d^2\sigma/dt d\phi$ mit dem Ergebnis aus der Elektroproduktion von Brasse et al. (Lit 20) vergleichen. Diesen Vergleich zeigt die Abb. 12, die Punkte der 90° -Messung, die bei $W = 2.55 \text{ GeV}$, $q^2 = -.22 \text{ GeV}^2$ aufgezeichnet worden sind, wurden wieder gemäß Gl. 4.1 auf die W, q^2 -Werte unserer bei 0° durchgeführten Messung umgerechnet.

Daß die 90° -Daten höher liegen, weist wieder deutlich auf die σ_L -Dominanz hin. Unsere Daten zeigen auch in diesem Bereich einen klaren 'Vorwärtsdip'.

Wie man sieht, gibt es für fünf t-Werte gemeinsame Meßpunkte. Somit können wir wieder mit der Annahme, daß σ_L und σ_I klein sind, für diese fünf Punkte σ_u von σ_p trennen, indem wir beide Experimente verwenden. Dazu setzen wir in die Gleichung

$$\sigma = \sigma_u + \epsilon \sigma_p \cos \phi$$

jeweils die Werte für $\phi = 90^\circ$ und 0° sowie die entsprechenden ϕ -Werte selbst ein. Diese Trennung liefert dann natürlich auch den Asymmetrieparameter A:

$$A = \frac{\sigma_L - \sigma_R}{\sigma_L + \sigma_R}$$

Alle diese Ergebnisse sind in der Tabelle 4.3 aufgeführt. An dieser Stelle weisen wir nochmals daraufhin, daß die in den Tabellen und Abbildungen enthaltenen und angegebenen Fehler nur die statistischen Fehler sind, vgl. Kap. 3.6. Um zu prüfen, inwieweit weitere Fehler überhaupt beitragen können, haben wir für ein t-Intervall mit einem mittleren t von $-.2 \text{ GeV}^2$ im noch verbliebenen vollen ϕ -Bereich zwischen -50° und $+50^\circ$ wieder einen Fit nach $\cos(n\phi)$ -Termen durchgeführt und erhalten dabei

$$\begin{aligned} \sigma_u &= 840 \pm 90 \text{ nanob}/\text{GeV}^2 \\ \sigma_p &= -740 \pm 110 \text{ " } \end{aligned}$$

Das letztere Ergebnis ist mit den in Tabelle 4.3 angegebenen Werten verträglich, wenn man berücksichtigt, daß beim Vergleich zweier Experimente in der vorab geschilderten Weise die Normierfehler beider Experimente eingehen.

Wir wollen nun beide Elektroproduktionsexperimente mit Daten der Photoproduktion vergleichen. Für die besagten fünf Punkte ist dies ohne weitere Annahmen möglich; für weitere t-Werte machen wir die Annahme, daß A konstant ist und verwenden den Mittelwert $A = .65$, der sich aus den A-Werten für die erwähnten fünf Punkte ergibt. Das Resultat zeigt die Abb. 13. Wir betonen noch einmal: bis $|t| = 0.2$ (2 Punkte) sind dies allein unsere Messungen, die fünf Punkte mit $0.2 < |t| < 0.65$ stammen aus der Abtrennung, die unsere und die Daten von Brasse et al. benutzt, und die sechs Punkte für $|t| > 0.65$ stammen aus der Messung von Brasse et al. allein. Die Photoproduktionsdaten stammen von (Lit 21, 22). Bis zu t-Werten von 0.5 ist die Übereinstimmung verblüffend gut. Der Rückwärtsdip scheint jedoch zu fehlen, jedenfalls liegen in diesem Bereich die Elektroproduktionsdaten um einen guten Faktor 6 unter denen der Photoproduktion, selbst wenn man schon auf die W, q^2 -Abhängigkeiten gemäß Gl. 4.1 korrigiert hat.

Schließlich können wir auch die Werte für den Asymmetrieparameter A mit denen der Photoproduktion vergleichen. Wir verwenden dazu die Ergebnisse eines neueren Experimentes von P.J. Bussey et al. (Lit 23). Diesen Vergleich zeigt die Abb. 14.

Es scheint, daß die Elektroproduktionswerte für A im Mittel etwas kleiner sind als die der Photoproduktion. Vernachlässigt man jedoch die am stärksten streuenden Werte, z.B. $A > 1$, so ergibt sich auch hier wieder im Rahmen der großen Fehler ein verträgliches Bild.

Tabelle 4.1 $d\sigma_u/dt + \epsilon d\sigma_1/dt = WQ$
 $-.7 < q^2 < -.3 \text{ (GeV}^2\text{)}, 1.8 < W < 2.25 \text{ GeV}$

t (GeV ²)	WQ (nb/GeV ²)
-.020	.76 ± .15
-.035	.82 ± .17
-.050	1.05 ± .16
-.070	1.30 ± .22
-.090	1.63 ± .31
-.110	1.91 ± .38
-.140	1.88 ± .40

Tabelle 4.2 $2\pi d^2\sigma/dt d\phi = WQ$
 $-.45 < q^2 < 0 \text{ (GeV}^2\text{)}, 2.25 < W < 2.7 \text{ GeV}, \phi = 0^\circ$

t (GeV ²)	WQ (nanob/GeV ²)
-.06	640 ± 79
-.15	739 ± 52
-.25	502 ± 40
-.35	315 ± 33
-.45	202 ± 32
-.55	177 ± 39
-.65	88 ± 44

Tabelle 4.3 getrennte Wirkungsquerschnitte und Asymmetrieparameter aus zwei Elektroproduktionsexperimenten: be- stimmt.

t (GeV ²)	$d\sigma_p/dt$ (nb/GeV ²)	$d\sigma_u/dt + d\sigma_1/dt$ (nb/GeV ²)	A
-.25	-120 ± 131	705 ± 69	.60 ± .15
-.35	-373 ± 74	485 ± 39	.75 ± .13
-.45	-273 ± 57	332 ± 30	.82 ± .16
-.55	- 85 ± 47	212 ± 24	.39 ± .24
-.65	-100 ± 40	150 ± 25	.86 ± .44

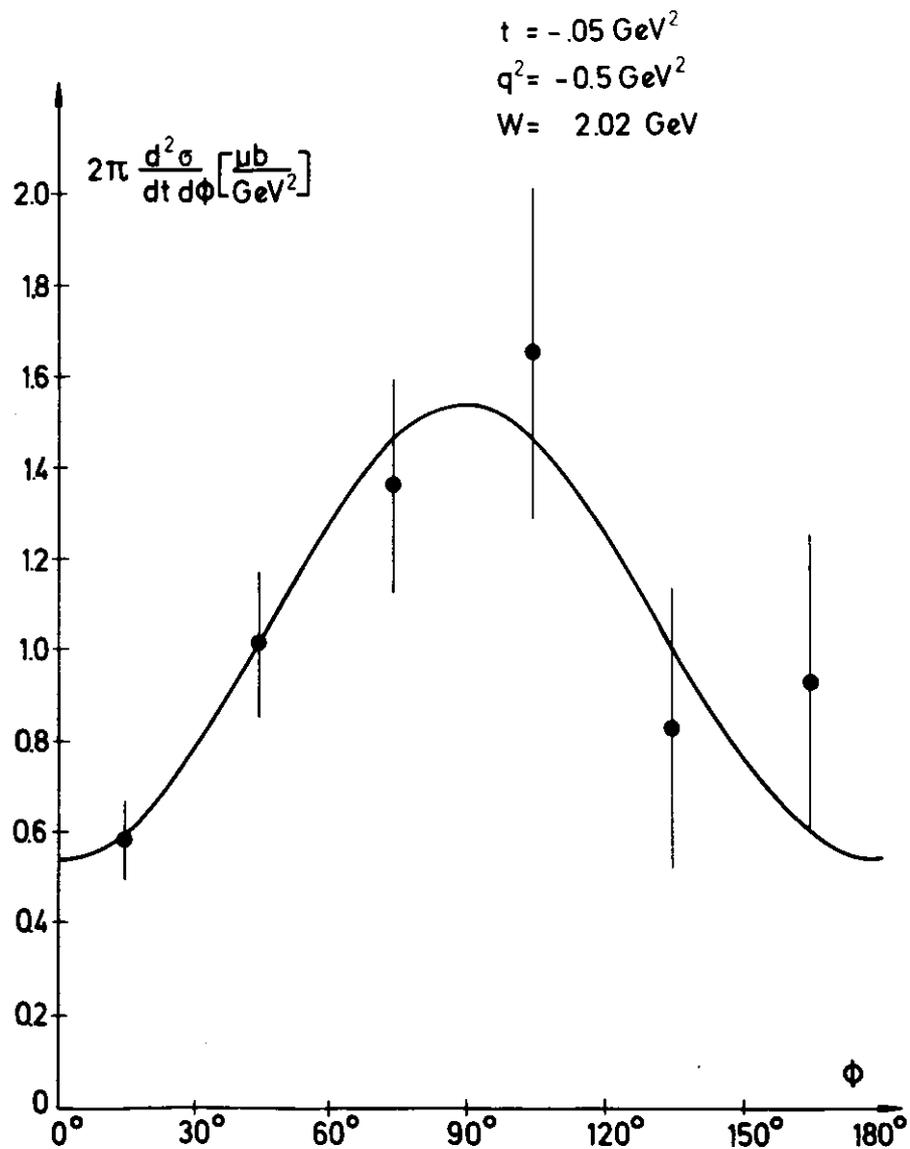


Abb. 10

◊ Dieses Experiment
 ◊ $E_\gamma = 1,7 \text{ GeV}$ } Photoproduktion
 ◊ $E_\gamma = 1,89 \text{ GeV}$ } Brefeld et al.

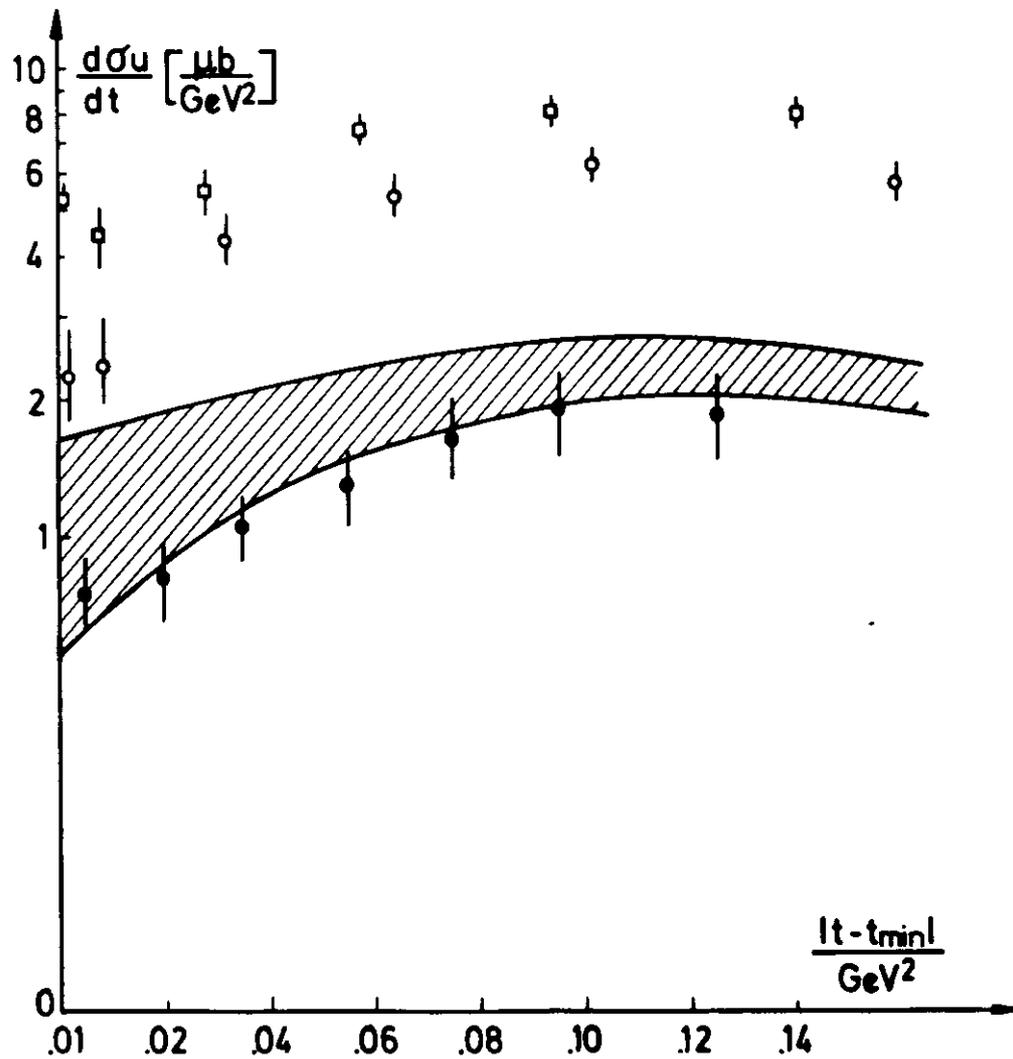


Abb. 11

Elektroproduktion

$q^2 = -0.275 \text{ GeV}^2$

$W = 2.48 \text{ GeV}$

- $\phi = 0^\circ$
- $\phi = 90^\circ$

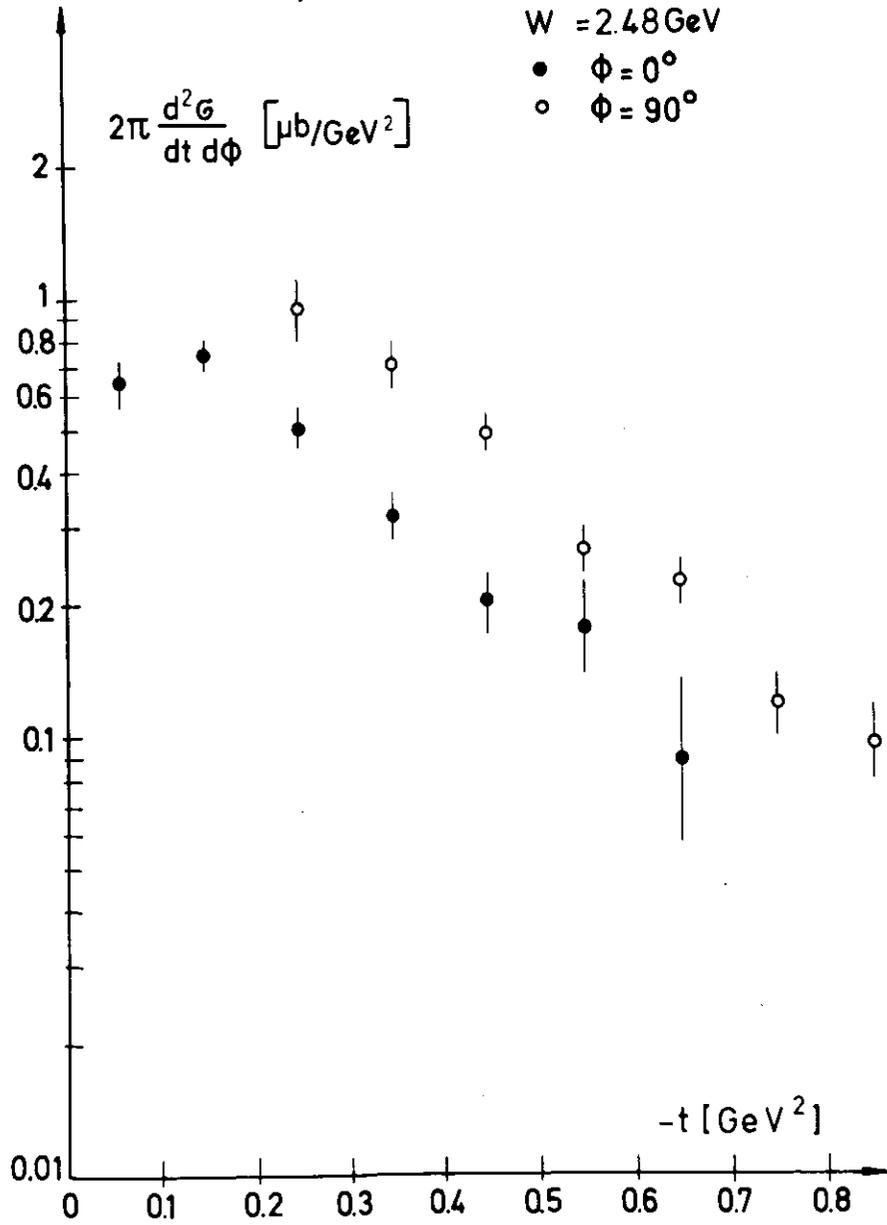


Abb. 12

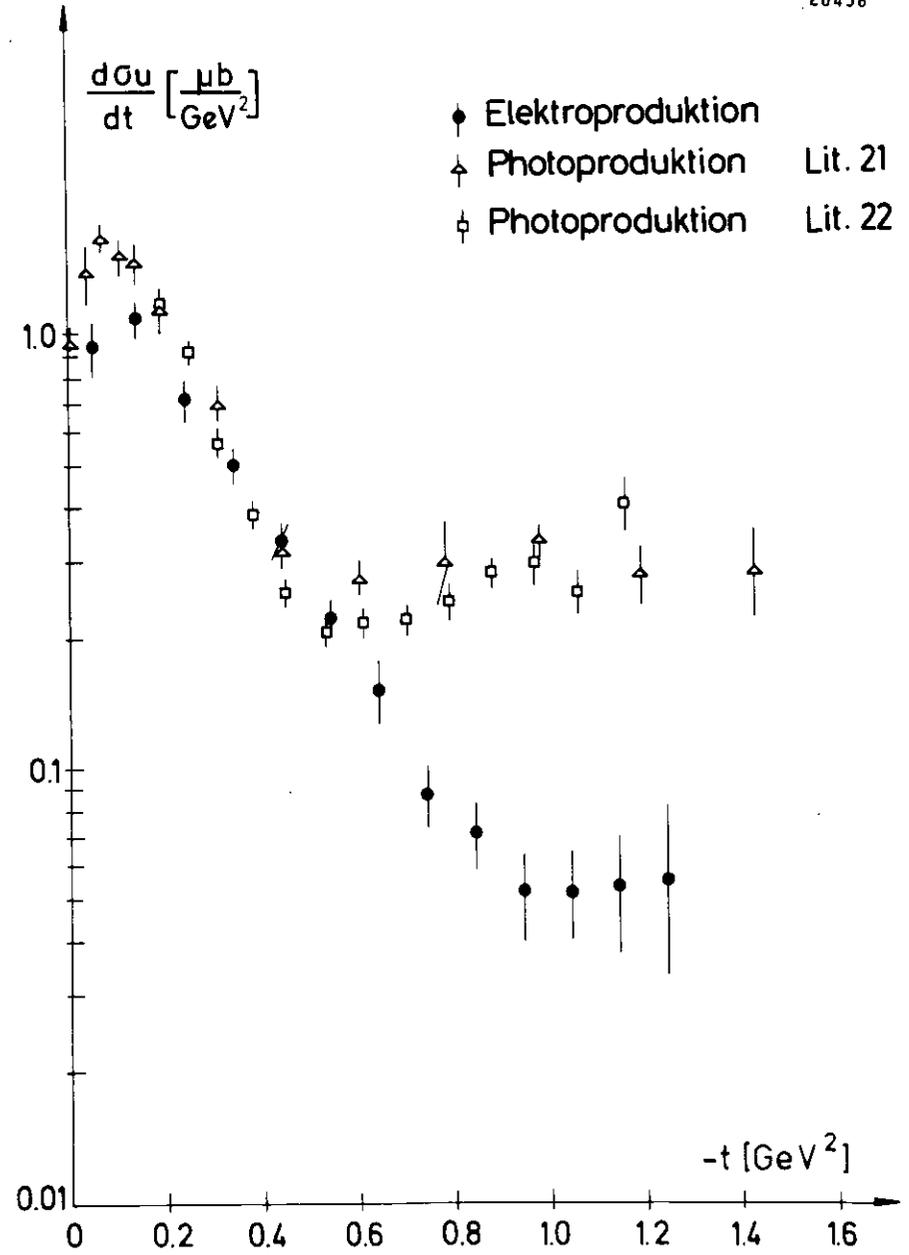


Abb. 13

E_γ (GeV)

- + P.J. Bussey et al. 2.72
- Dienes Experiment 2.80

$$A = \frac{\sigma_1 - \sigma_2}{\sigma_1 + \sigma_2}$$

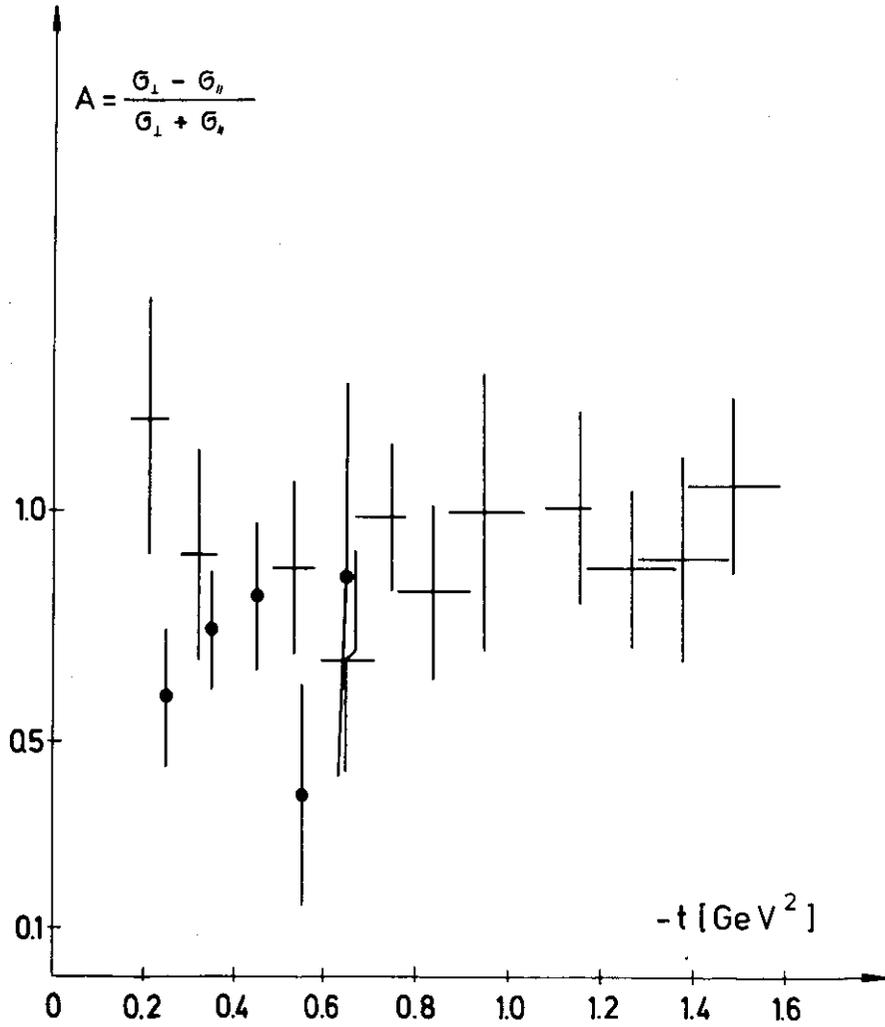


Abb. 14

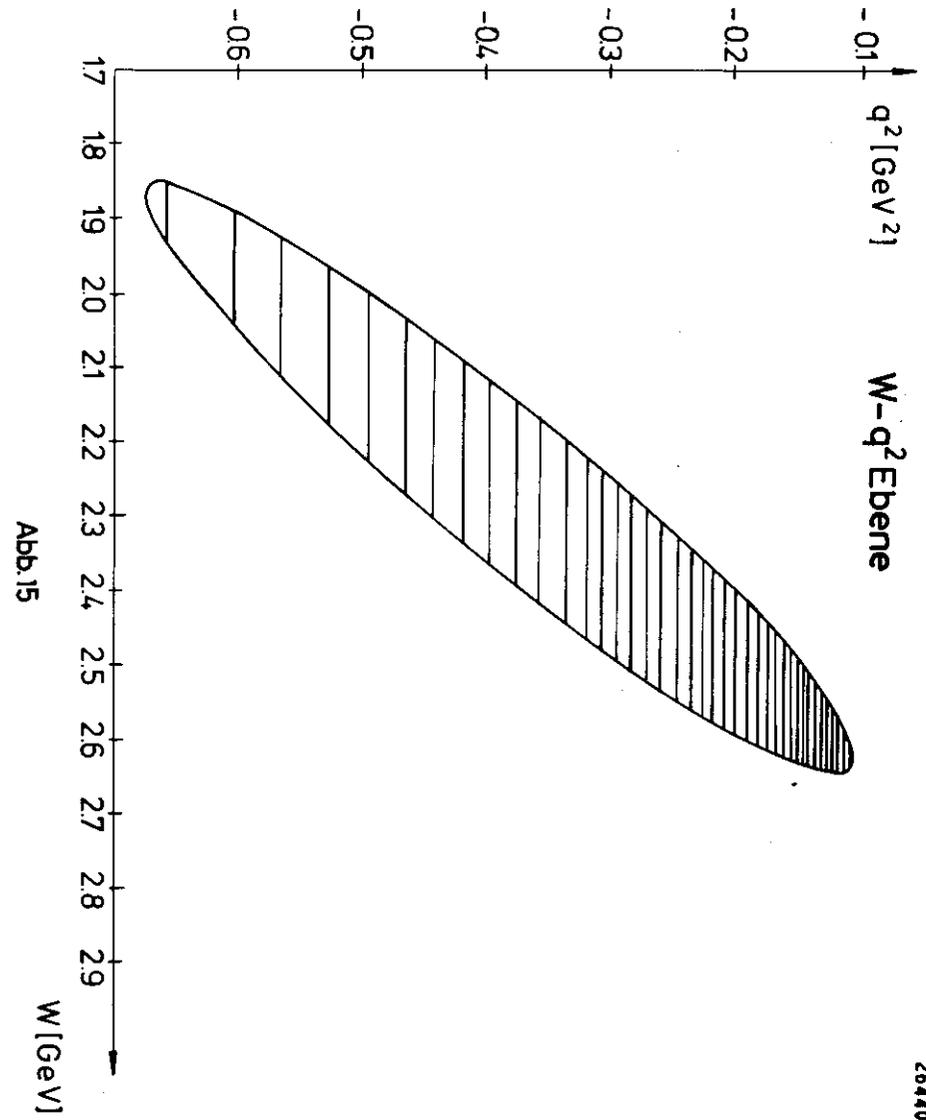


Abb. 15

5 Zusammenfassung und Diskussion

Zunächst wollen wir noch einmal die wichtigsten Eigenschaften der Photoproduktion neutraler Pionen in unserem kinematischen Bereich zusammenfassen:

- 1) Vorwärtsdip und zweiter dip bei $t = -0.55 \text{ GeV}^2$ in der t -Verteilung
- 2) ρ_1 - Dominanz
- 3) W -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts der Form: $\sigma \sim W^{-1.6}$

Aus unserem Experiment alleine folgt für den kinematischen Bereich mit $W < 2.25 \text{ GeV}$

- 1) der Vorwärtsdip ist vorhanden
- 2) wir finden ρ_1 - Dominanz
- 3) die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts σ von W ist mit der Form: $\sigma \sim W^{-1.6}$ verträglich.

Dies alles gilt auch für unseren zweiten kinematischen Bereich, wenn wir zur ρ -Analyse die Daten von Brasse et al. mit heranziehen. Weiter finden wir für den gesamten Bereich mit $|t| < 0.6 \text{ GeV}^2$ bis zu $q^2 = -0.5 \text{ GeV}^2$ eine mit der ρ -Dominanz verträgliche Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts von q^2 .

Oberhalb von $|t| = 0.6 \text{ GeV}^2$ jedoch ergibt die Elektroproduktion ein total anderes Bild. Dieses Bild gewinnt man vor allem aus den Daten von Brasse et al.; sie werden unterstützt durch unseren Punkt bei $t = -0.65 \text{ GeV}^2$.

Diese dramatische Diskrepanz zwischen der Elektroproduktion und dem, was von der Photoproduktion erwartet worden war, hat natürlich beträchtliches Aufsehen erregt. Denn dies ist einer der wenigen Fälle, in denen es keinen gleitenden Übergang zwischen den Daten der Elektroproduktion und der Photoproduktion, sondern eine abrupte Änderung gibt.

Es ist gerade in diesem Lichte wichtig, daß die anderen Eigenschaften der Photoproduktion wiedergefunden werden.

Die Untersuchung des Bereichs des zweiten dips in der Elektroproduktion galt lange Zeit als besonders interessant, weil dies als Test auf verschiedene 'dip'-Mechanismen aufgefaßt wurde. So gibt es

a) optische Modelle

Bei ihnen mißt die Lage des dips den effektiven Wechselwirkungsradius des Photon-Hadron Systems. Falls dieser Radius R q^2 -abhängig ist, sollte der dip wandern. (Nullstelle der Besselfunktion J_1 , ihr Argument ist $R \cdot \sqrt{|t|}$)

b) Regge-Modelle

In diesen Modellen ist die Lage des dips eine Eigenschaft der Trajektorie und daher nicht von q^2 abhängig.

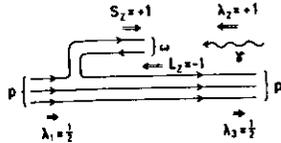
Dazu wollen wir eine quantitative Überlegung machen. Wenn überhaupt noch ein Rückwärtsdip vorhanden ist, so läge er frühestens bei ca. 1.0 in der t -Verteilung. Dann müßte R bereits um ca. 30% geschrumpft sein (dip von 0.55 bis min. 1.0 gewandert). Dann müßte aber der Abfallsparameter A , : $d\sigma/dt = C \exp(-At)$ bei der ρ -Produktion, der in einem optischen Modell ja gerade R mißt : $R = \sqrt{2A}$, auf etwa die Hälfte abgefallen sein. Bis zu Werten von $q^2 = -0.2 \text{ GeV}^2$ ist dort aber eine Variation von A überhaupt nicht festzustellen.

Es scheint gerade so zu sein, daß die Natur auf diese Weise nichts über die Natur des Photons aussagen will, oder wie G. Wolf 1975 in Stanford formulierte: "it seems that nature does not know about this nice possibility".

Zur Diskussion dieses Punktes verweisen wir insbesondere auf H. Karari, (Lit 7).

Regge-Bilder sind allerdings äußerst flexibel. Schon zur Beschreibung der Photoproduktion neutraler Pionen sind Schnittbeiträge erforderlich. Man kann nun das in der Elektroproduktion gefundene Verhalten durch stark q^2 -abhängige Schnittbeiträge zu beschreiben versuchen, s. (Lit 6, sowie Verweise ebenda).

Im Quarkbild stellt man sich die Photoproduktion von einem π^0 so vor, daß ein Proton ein $\omega = q\bar{q}$ -System mit dem Spin 1 emittiert. Das Photon klappt einen der Spins um und macht daraus ein π^0 , das folgende Diagramm soll das veranschaulichen:



Solche Spinumklapp-Prozesse werden mit steigendem $|q|^2$ unwahrscheinlicher. Das Photon macht dann nur noch einen Energie-Impulstransfer auf das Quark, wobei die Helizität erhalten bleibt. Daher ist es recht anschaulich, wenn der dip verschwindet, sofern er von einem solchen Spinumklapp-Mechanismus herrührt.

Allerdings ist dann immer noch verwunderlich, daß dies schon bei $q^2 = -0.2 \text{ GeV}^2$ eintreten soll. Näheres dazu findet sich bei O. Nachtmann (NP B 115(1976) 61-81).

So bleibt als Schluß, daß sich die Hoffnung, bei der Elektroproduktion auch etwas über die Natur des Sondenteilchens, also des Photons, zu lernen, bisher nicht erfüllt hat.

Es bleibt uns als Schluß, daß die einfachen Bilder, die es über die Natur der Wechselwirkung zwischen dem Photon und den Hadronen gibt, immer nur teilweise zutreffen.

ANHANG

Vorbemerkung

In diesem Anhang werden zahlreiche meist englische Fachausdrücke ohne den Versuch einer Übersetzung verwendet. Dies ist kein 'laborjargon', sondern es handelt sich um international-im jeweiligen Kontext, typisch für die englische Sprache wohldefinierte Begriffe, die im Deutschen keine präzise Entsprechung haben.

So wie man vor 50 Jahren Niveau sagte und heute im Bereich der Elektronik level sagt - das deutsche Pegel bedeutet wirklich etwas anderes - verwendet man zur Zeit viele englische Fachausdrücke. Sie zu übersetzen endet oft mit deutsch-lateinisch-griechischen Wortungetümen, wie z.B. 'label' = 'Sprungmarkenpräfix'.

ANHANG A

A Datennahme, Datenverarbeitung und Datenreduktion

A1 Übersicht

Seitens der Datennahme und der Auswertung zeichnet sich dieses Experiment aus durch eine Vielzahl verwendeter Rechnertypen und Programmiersprachen; an mehreren Stellen der Kette der Datennahme und der Auswerteprogramme mußten daher Konversions- und Datenumformatierungsprogramme erstellt werden, meist in Assembler-sprache des jeweiligen Rechners.

Die on-line Datennahme im π^+ -Arm erfolgte durch einen Prozess-rechner vom Typ PDP 11-10. Eine on-line Überwachung der Zählraten im e⁻-Arm wurde durch einen CAE-Rechner durchgeführt. Beide Rechner waren on-line an die DESY-Großrechenanlage IBM 370/166 angeschlossen.

Die Endprodukte der on-line Datennahme waren auf der π^+ -Seite ein 7-Spur Magnetband, das von der PDP betrieben wurde, sowie Filme mit den Aufnahmen der optischen Funkenkammern. Dazu kamen noch die on-line geführten Protokolle.

Als back-up für die π^+ -Seite bestand die Möglichkeit, die Daten auf der IBM auf Platte zwischenspeichern und sie auf GDG-Bänder (vgl. A 2.2) auszuschreiben. Diese Bänder konnten dann in zwei off-line 'steps' in PDP 11-Bänder umformatiert werden, so daß als Endprodukt immer dieselbe Sorte Magnetband zur Verfügung stand.

Dies war nötig, da die erste Auswertung dieser π^+ -Bänder an der RWTH Aachen an einer PDP 10 erfolgte, diese Kette hatte damit stets dieselben Eingabebänder.

Die weitere Auswertung wurde also parallel in Aachen und im DESY durchgeführt. Die Funkenkammerfilme wurden an der CAE digitalisiert und auf Magnetband geschrieben. Diese Bänder wurden dann auf der IBM in einem mehrstufigen Prozeß in Magnetband-datensätze verwandelt, die im wesentlichen die Viererimpulse des einlaufenden und des gestreuten Elektrons enthielten und damit auch die des virtuellen Photons.

Die PDP 11 Bänder wurden in Aachen auf einer PDP 10 zunächst kopiert; sodann wurden aus ihrer Information Pionmassenverteilungen und TDC-Histogramme mit Zeitkorrelationen erstellt. Nach Abzug der 'zufälligen' wurde ein Magnetband erzeugt, das im wesentlichen die Dreierimpulse der beiden Zerfallsphotonen des π^+ enthielt.

Die letzte Stufe der Auswertung erfolgte dann ganz auf der IBM im DESY. Das PDP 10 Band und der Funkenkammerdatensatz wurden auf einen IBM Datensatz zusammengespielt, der nun erstmals alle Informationen enthielt, um den Prozeß kinematisch vollständig rekonstruieren zu können. Aus diesem Datensatz wurden nun die elastischen und die inklusiven Daten heraus-separiert und für jede Sorte Ereignisse wiederum ein Daten-satz erzeugt. Letztere wurden dann zusammen mit den zugehörigen Monte Carlo Datensätzen, die die Akzeptanz der Apparatur bestimmten, in das eigentliche Auswerteprogramm eingegeben, das als Ergebnis die differentiellen Wirkungsquerschnitte lieferte.

Auf Einzelheiten der verschiedenen Prozeduren will ich in den folgenden Abschnitten eingehen. Die nachfolgenden Diagramme enthalten teilweise Abkürzungen, die erst in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

An dieser Stelle möchte ich jedoch anmerken, daß das Verteilen der Auswertung auf verschiedene Institute mit verschiedenen Maschinen von der Ausnutzung der Maschinenkapazität her zwar sehr sinnvoll ist, daß man aber dabei berücksichtigen muß, daß das Erstellen der nötigen Adapter-Programme einen Zeitaufwand mit sich bringt, insbesondere was das austesten angeht.

MASCHINEN und PROGRAMMIERSPRACHEN

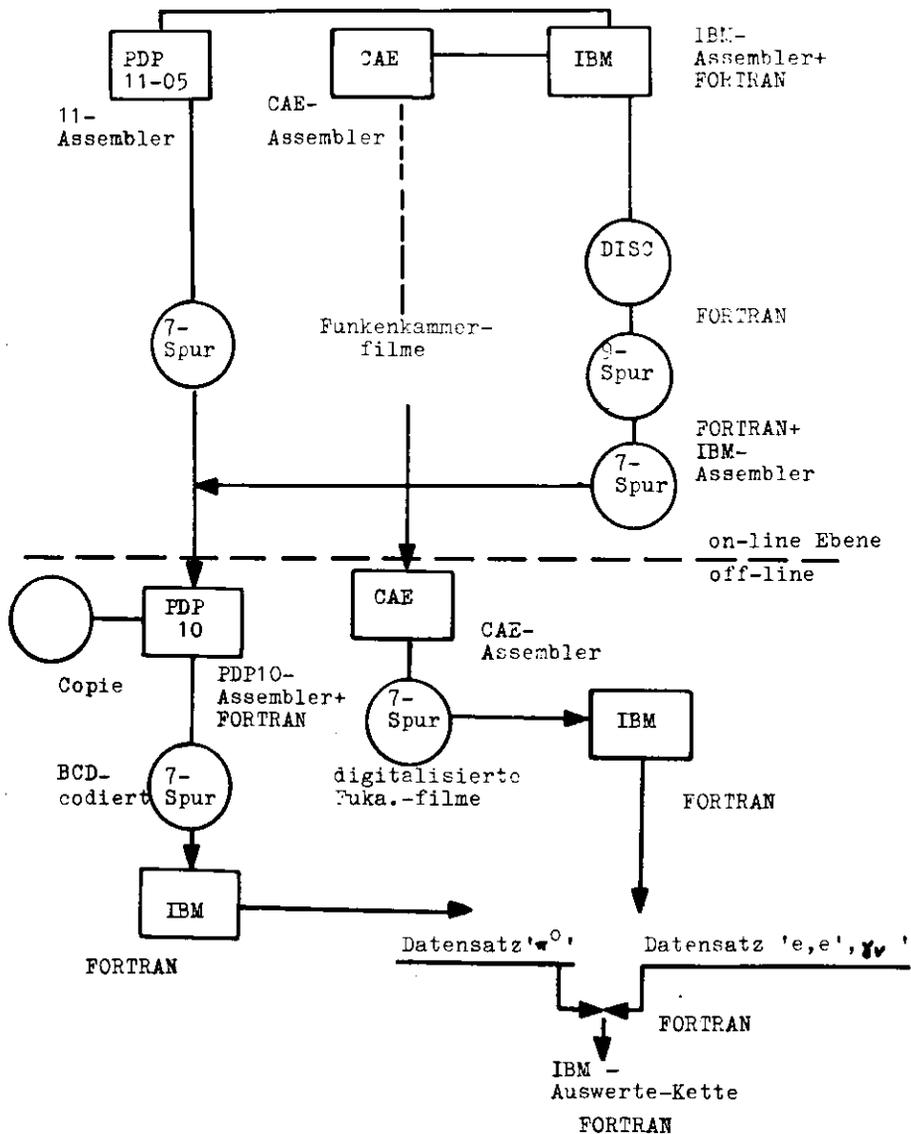


ABB. A1

Informationsfluß on-line

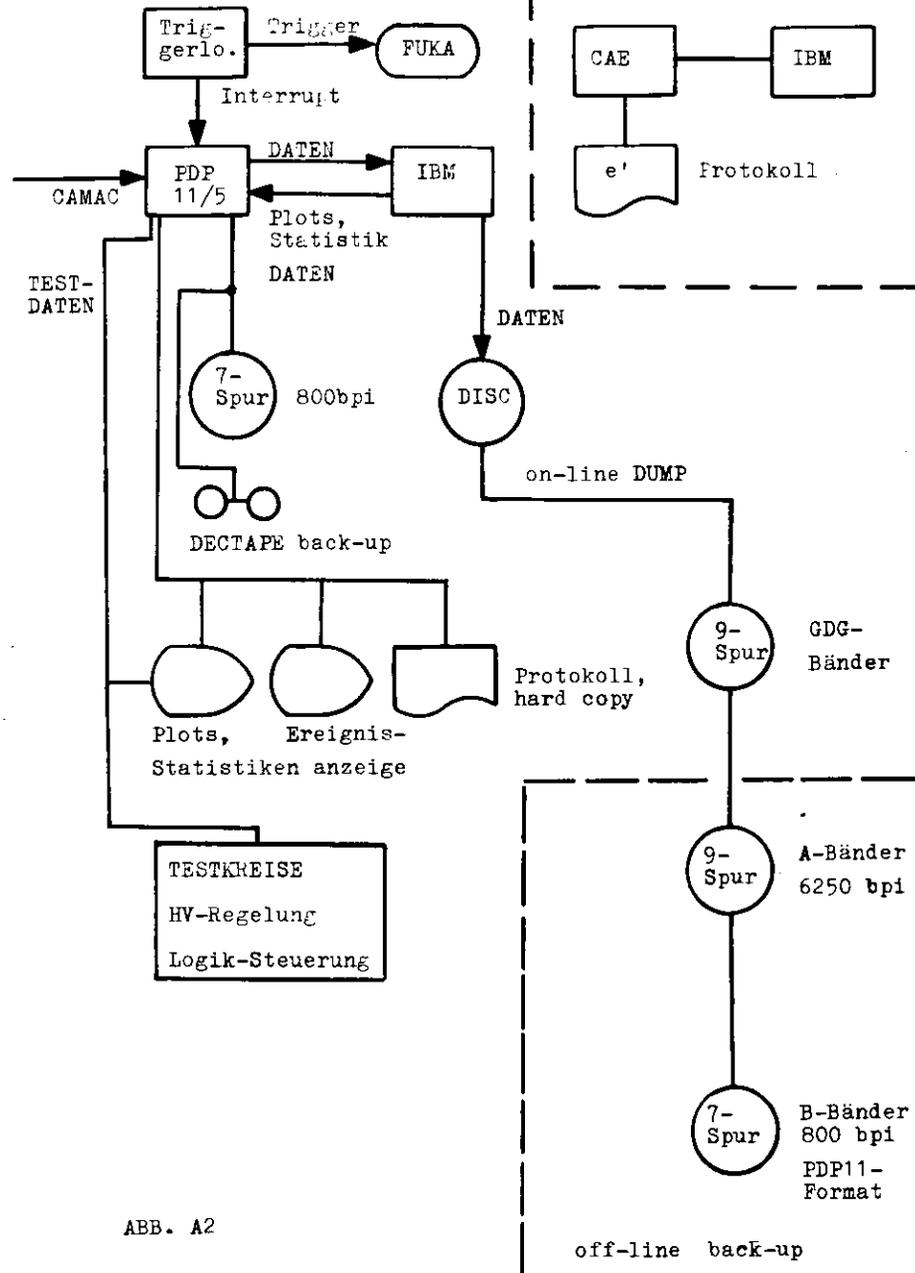


ABB. A2

off-line back-up

A 2.1 On-line Datennahme und Überwachung im Elektronenarm

Da der Elektronenarm als Hauptnachweisgeräte optische Funkenkammern verwendet - die anderen Zählerinformationen werden zum größten Teil direkt in der Trigger Elektronik, die das e'-Signal produziert, verwendet - ist es schwierig, diese Information on-line in digitaler Form aufzuzeichnen oder etwa zu digitalisieren. Mit der vorhandenen Rechnerkapazität und Elektronik war dies jedenfalls nicht möglich.

So wurde on-line von einem Prozeßrechner vom Typ CAE 90-10 lediglich eine Statistik der Zähler im Elektronenspektrometer geführt, und ca. alle 20 Minuten ein Protokollausdruck dieser Statistik angefertigt. Auf die selbe Weise wurden die Ströme der Strahlführungs- und Spektrometernagnete überwacht. Zu diesem Zweck war die CAE on-line an die Großrechenanlage des DESY, die IBM angeschlossen.

Eine 'stand alone' Elektronik, die allerdings ihre Gatebedingungen vom Prozeßrechner bzw. der Logik des Pionarmes mit erhielt, zählte die Quantametersweeps und die Masterkoinzidenzen, vgl. 2.3.

Schließlich gab es noch optische Überwachungseinrichtungen wie eine Fernsehkamera, den Strahl überwachenden Oszillografen und Folien, mit deren Hilfe die Stahllage überwacht werden konnte.

Es macht informationstechnisch den Reiz dieses Experimentes aus, wie eine weitgehend optisch orientierte Apparatur mit einer Vielzahl analoger Elemente mit einer vollelektronischen, digital orientierten Apparatur, die überwiegend von einem Prozeßrechner gesteuert ist, verkoppelt worden ist. Ich will daher im nächsten Kapitel ausführlich Hard- und Software des Pionarms erläutern, bevor ich auf die Kopplung selbst eingehe. Dieses Experiment hat jedenfalls gezeigt, daß man in einem Kollaborationsexperiment völlig verschiedene Apparaturen verwenden kann, wenn nur, wie ich noch zeigen werde, eine genügend große Redundanz gewährleistet ist. Eine ausführliche Beschreibung der oben erwähnten Komponenten findet sich in (Lit A1, 2)

A 2.2 On-line Datennahme und Überwachung im Pionenarm

Detektor und Meßapparatur des Pionenarms waren on-line an einen Prozeßrechner des Typs PDP 11-05 mit 16 K Kernspeicher der Fa. DEC¹⁾ angeschlossen. Die PDP 11 ist eine busorientierte Zweiadressmaschine mit 16 bit Wortlänge; sie verfügt über ein automatisches interrupthandling per hardware (stack). (Lit A3) An diesen Rechner waren eine Reihe peripherer Geräte angeschlossen, die teilweise selbst oder deren interface keine DEC-Standardgeräte sind. Eine Übersicht gibt die Tabelle A1. Die eigentliche Experiment-Elektronik wurde per CAMAC angeschlossen. Sie wurde in 5 Camac-Überrahmen untergebracht, die alle als single crates mit single crate controllern des Typs 1533A der Fa. Borer angeschlossen und von denen zwei als Service- und drei als Datencrates organisiert waren. Ein Blockschaltbild der ganzen Anordnung zeigt die Abb. A3 und die Belegung der Camacperipherie die Tabelle A2.

Diese ganze Apparatur wird von einem on-line Programm betrieben, das es in zwei Versionen gibt: eine stand alone Version, sowie eine Version mit IBM-Teilen, die im Zusammenspiel mit einem auf der IBM residenten on-line Programm arbeitet. Die Tatsache, daß die Apparatur und die Datennahme auch ohne IBM möglich ist, hat z.B. im Jahr 1975 ca. 30% mehr an Meßzeit ermöglicht.

Die Programme sind in der Assemblersprache PAL 11 geschrieben, nach unten kompatibel für alle Maschinen der 11-er Serie. Sie wurden zum größten Teil in Aachen auf einer PDP 11-45 unter DOS (disc operating system) entwickelt. Erst gegen Ende des Experimentes stand per RT-11 eine eigene Editiermöglichkeit am Experimenterechner selbst zur Verfügung.

Es hat sich gezeigt, daß man sehr wohl die Masse der Programmentwicklung und eine Vielzahl von Tests von der Experimenteapparatur entkoppeln und DESY-fremde Kapazitäten nutzen kann. Ein totaler Verzicht auf vernünftige Editiermöglichkeiten am Ort des Experimentes einer solch großen Apparatur ist aber äußerst hinderlich. In den folgenden Unterabschnitten will ich selektiv auf einige wichtige Aspekte der Programmierung eingehen.

1) Digital equipment corporation, Maynard, Mass.

Tabelle A1

Gerät-Art	Typ	Fa	Interface
Drucker	ASR 33	Teletype	Camac
Drucker	Silent 700	Texas In.	DEC
Dectape	TC-11	DEC	DEC
Magtape	TU-11	DEC	DEC
Lineclock	KW-11	DEC	DEC
Konsole	VI-05	DEC	DEC
	/ Infoton	Infoton	DEC
NPR-Contr.	1542	Borer	Borer
IBM-Kanal	F58	DESY	F58

A 2.2.1 Betriebssystem

Das on-line Programm verfügt über ein eigenes Betriebssystem, das als Multitasksystem geschrieben ist und auf einem in (Lit-A4) beschriebenen System basiert.

Dieses System kennt nur eine Warteschlange, nämlich die auf die CPU. Es gibt nur drei Operationen, mit denen die tasks vom System verwaltet werden: einreihen in die Warteschlange mit/ohne taskswitch, und entfernen aus der Warteschlange. Alle peripheren Geräte, speziell I/O Aufgaben werden von stand alone Interrupt-routinen wahrgenommen, die tasks zusätzlich anfordern können. Das System hat den Vorteil großer Schnelligkeit - 80 μ sec pro taskswitch bez. auf eine PDP 11-45 - sowie die Eigenschaft, eine task beliebig oft in die Warteschlange einreihen zu können. Das System ist gegen Überlauf durch eine maximal erlaubte Länge der Warteschlange geschützt; es initialisiert sich bei Überlauf automatisch unter Abschaltung der Hauptanforderer. (system reset). Die Systemarbeit geschieht in derselben Programmebene, wie das interrupthandling der Kommandokonsole und der Ereignisse. Dies vermeidet Konflikte. Das ganze Konzept ist äußerst datensicher, scheint aber wenig flexibel. Hier kann durch den Einsatz von softwareinterrupts, vgl. Anhang B, Abhilfe geschaffen werden.

Tabelle A2 CAMAC-Peripherie

Servicecrate 1

Station	Gerät	Funktion
N1	Charactergenerator	
N2	Displaydriver	für Display HP-1300A
N3	Vectorgenerator	
N4	Teletypedriver	für ASR-33
N6	Interruptrequestreg.	Trigger-Kreis
N8-N23	4 Patternunits	Einzelratenkreis

Servicecrate 2

N1	Software-interrupt-requestreg.	Programmzustand, Betriebssystem
N2	Fixed word generator	spez. I/O, IBM-reset
N3	Scaler(4x16bit)	Einzelratenkreis
N4-N6	3 Scaler(6x32bit)	Uhrgesteuert
N7	Outputreg.	Multiplexersteuerung Einzelratenkreis
N8	LED-Displaydriver	Eventdisplay
N9-N10	HV-Driver	HV-Regelung
N11-N12	Dual slope ADC	
N13	Relais-Multiplexer	DVM-Kreis
N14	MeEstellenverteiler	
N15	Outputreg.	Logik, ADC-Testkreis-Pulser
N16	Inputreg.	Bildnummer
N17	Outputreg.	Eventnummer
N18-N21	Hv-Handsteuerung	HV-Regelung
N23	LED-Display	DVM-Anzeige

Datenrate 1

N1-N12	12x8-Kanal ADC
--------	----------------

Datenrate 2

N1-N13	13x8-Kanal ADC	Photomultiplier-readout
--------	----------------	-------------------------

Datenrate 3

N1-N14	14x4-Kanal TDC	
N15-N19	5 xScaler(20x16bit)	Ereigniskorrelierte Zählraten

zusätzlich pro crate 1 n. programmierter Einschub Spannungsüberwachung; crate controller jeweils N24-N25

BLOCKSCHALTBILD RECHNERPERIPHERIE

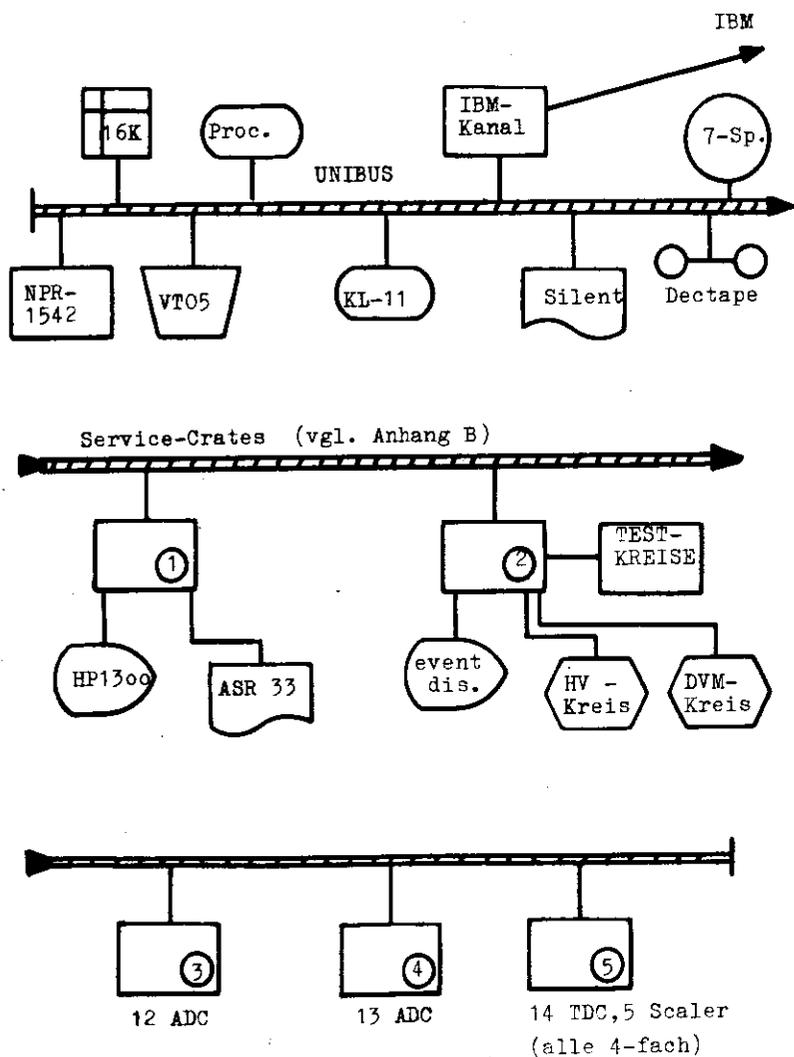


ABB. A3

A 2.2.2 Programmsteuerung

Zur Programmsteuerung durch den Operateur verfügt das Programm über 31 verschiedene Kommandos, die über ein Konsolenterminal gegeben werden. Bei Programmstart wählt der Operateur die gewünschte Hardwarekonfiguration ebenfalls per Konsolgerät in einem Initialisierungsdialog an. Es hat sich gezeigt, daß man bei Druckern und Bandgeräten Reserveeinheiten haben sollte; weniger wichtige Geräte, die aber elektrisch mit dem Rechner verbunden sind, sollten für den Ausfallfall deselektierbar sein. Tabelle A3 zeigt die Wahlmöglichkeiten. Über den Zustand der jeweiligen Konfiguration bzw. einzelner Verbindungen gab eine programmierte LED-Anzeige Auskunft. Für spezielle Eingriffe diente die Rechnerkonsole selbst sowie per Camac ein fixed word Generator.

Tabelle A3 Wahlmöglichkeiten Hardware

Gerät	Schaltmöglichkeit	Bemerkung
Magnetband	Dectape/Magtape	nur für stand-alone Version
IBM	an/aus	
Drucker	Teletype/Silent 700	mit fillcount
Uhr	line/real time	
NPR-Controller	an/aus	
Camac-Peripherie	1-crate/5-crate Betrieb	für Simulationszwecke

A 2.2.3 Ereignisverarbeitung

Ereignisse werden in einem festen Format von 196 16-bit Worten, s. Abb. A4, in den Kernspeicher in einen 16 Ereignisse fassenden wrap-around -buffer eingelesen. Aus diesem Zwischenspeicher heraus werden sie dann auf Dectape oder auf ein 7-Spur-Magnetband und/oder auf die IBM übertragen. Die Ereignisse enthalten neben der reinen Information einen Code mit Run-, Ereignis- und Funkenkammerbildnummer so-

EVENTFORMAT on-line

Nr. Wort

100	200 ADC 2 ADC = 1 Wort
156	56 TDC
176	20 Scaler
181	5 DVM
185	4 Patternunits
186	IR-Req.reg.
187,188	Bildnummer
189	Runnummer
190	Stunde
191	Minute
192	Sekunde
193	Tag
194	Monat
195	Eventnummer
196	EOE-Code=177700 =177777 (spool dummies)

ABB. A4

wie Uhrzeit/Datum und einer EOE-Kennung(end of event).Bei einem festen Format sind keine Verwaltungsblöcke-header-nötig.Wenn man sich immer die volle Auslese der Elektronik leisten kann,ist diese hohe Redundanz bei einer analogen Apparatur-Photomultiplier-für off-line Korrekturen sehr angenehm.

Am Ende einer Meßschicht-run-wird für noch nicht übertragene Ereignisse ein Sondertransfer angefordert-spooling-ansonsten werden je 8 Ereignisse als ein Record übertragen.

Es gibt zwei Programm-modes:einen 'Spielmode',in dem alle Tests erlaubt und die Datenträger abgeschaltet sind,und einen 'Runmode',indem mindestens ein Datenträger eingeschaltet und die Testmöglichkeiten eingeschränkt sind.

Außer der Datennahme selbst gibt es folgende on-line Analysemöglichkeiten:es werden je ein anwählbares ADC- und ein TDC-Histogramm betrieben,eine Zählerstatistik geführt und die Zelleneinzelraten(Zelle=4 Zähler) in Histogrammform aufgezeichnet.Alle Histogramme und Statistiken können auf Bildschirm(HP-1300,Camac-gesteuert) und auf Drucker ausgegeben werden,(hard copy),bei letzterem erfolgt Zwischen -speicherung auf Dectape.Mittelwert,Peak und Halbwertsbreite der Histogramme werden on-line berechnet.Bei verfügbarer IBM wird eine invariante 2-Photon Massenverteilung- π^0 -Massenplot-erstellt,vgl.2.2.5 .

Auf einer PDP 11-05 dauert ein Camac-Transfer 8 μ sec,mit NPR-Controller 1542 5 μ sec.Die Totzeit durch den Ereignis-interrupt beträgt entsprechend 2.7 msec bzw. 1.4 msec.Die 11-05 ist dabei um einen Faktor 2.3 langsamer als z.B. eine 11-45.Die Ereignisraten am Synchrotron betragen wegen der Verwendung optischer Funkenkammern weniger als 1 Hertz,und zu Testzwecken kann die Apparatur immerhin mit 80 Hertz gefahren werden.Mit Magnetbandaufzeichnung/IBM sind bis zu 10 Hz. möglich.

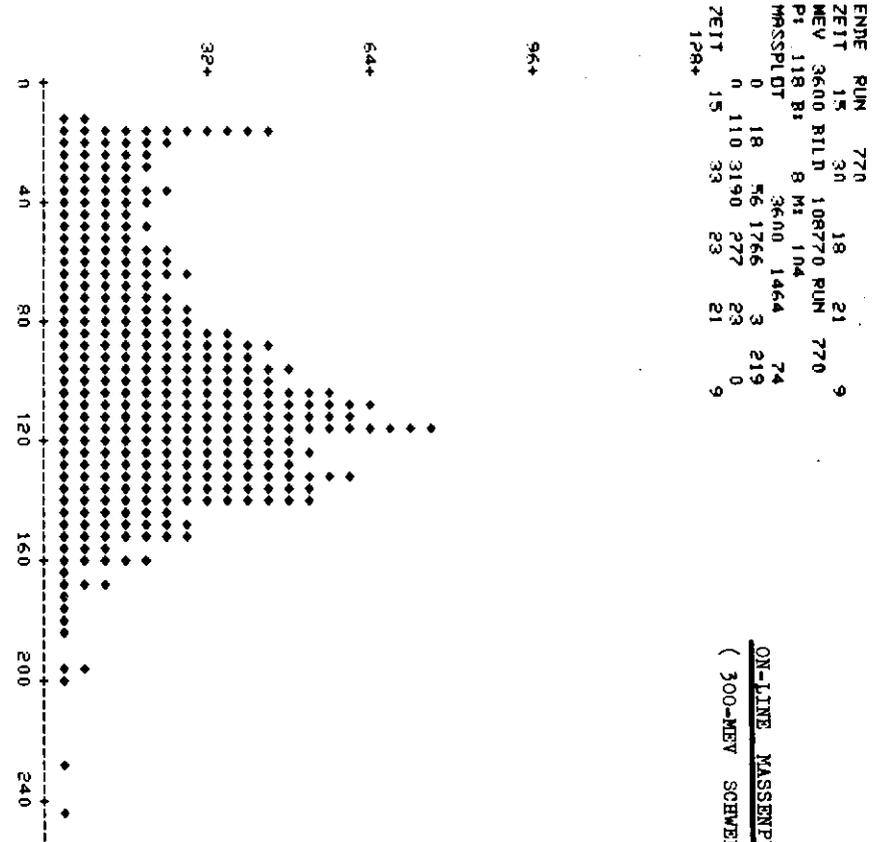
A 2.2.5 IBM-on-line Programm

Die Hauptaufgabe dieses Programms ist in diesem Experiment nicht die Datensicherung in Form magnetischer Aufzeichnung, weil ja eine eigene Magnetbandeinheit am Prozeßrechner zur Verfügung stand. Vielmehr liegt sie darin, Ereignisse auf der π^+ -Seite on-line zu klassifizieren und einen π^+ -Massenplot (Abb. A6) zu erstellen. Die Ereignisse werden in zwei Hauptklassen eingeteilt: es gibt 0, 1, 2, 3, 4 und mehr als vier-Zellenereignisse (zugehöriger TDC gesetzt). Zum anderen gibt es 1- und 2-Photonereignisse sowie eine Reihe Ereignisse, bei denen nicht alle erforderlichen Zähler im Sollbereich liegen. Über 90% aller Ereignisse wurden on-line als einwandfreie 1- bzw. 2-Photonereignisse erkannt, vgl. 3.3. Um diese Klassifizierung durchführen und die 2-Photonereignisse in die on-line Massenverteilung einsortieren zu können, enthält das Programm einen 'pattern' Erkennungsalgorithmus der folgenden Art: man suche den maximalen ADC des Ereignisses auf, sodann das zweite jedoch nicht benachbarte ADC-Maximum. Falls es so eins gibt, suche man nach etwaigen weiteren, bei den gefundenen Maxima nicht benachbarten Nebenmaxima. Gibt es keine, handelt es sich um ein einwandfreies 2-Photonereignis.

Zusätzlich werden noch je ein ADC- und ein TDC-Histogramm erzeugt. Alle Histogramme werden von der FDP angewählt, auf ihr ausgegeben und können bezüglich ihrer Bedingungen von ihr aus verändert werden (z.B. Auswerteschwellen).

Schließlich diene dieses Programm als 'back up' für die Magnetbandeinheit. Die Daten konnten auf einen 2x200 Records langen Plattenspeicher zwischengespeichert werden und von dort pro 200 Records als je ein GDG-Band als Maschinenband der IBM automatisch 'gedumpt' werden, das GDG benutzen hat den Vorteil, daß die nötige JCL (job control language IBM) für die jeweils anders zu nennenden Datensätze automatisch generiert wird. (GDG = generation data groups, s. P. Kuhlmann, DESY-INFO R1, 1976).

Alle bisher erwähnten Aufgaben wurden durch FORTRAN-Programme bewältigt; die GDG-Bänder können in einem zweistufigen off-line Prozeß zunächst als normale Maschinenbänder erzeugt werden, wobei ein Kontrollausdruck und ein Inhalts-



ARR. A6

ENDE	RUN	770
ZEIT	15	30
MEV	3600	108770
PI	118	8
MASSPLOT	0	18
ZEIT	15	33
128+		
		18
		21
		770
		9
		3
		219
		0
		9

ON-LINE MASSENPLOT (PION)
(300-MEV SCHWELLE)

FUNKENKAMMER - BILD NEGATIV

A 2.3 Kopplung der beiden Experimentearme.

Ein Problem dieses Experimentes bestand darin, die Teilereignisse, die von zwei völlig autonomen Apparaturen aufgezeichnet wurden, jeweils eindeutig so zu codieren, daß die Ereignisse später off-line vollständig rekonstruiert werden konnten.

Der Elektronenarm zeichnet optisch auf, folglich muß die Codierung mitfotografiert werden. Entsprechend muß auf der Pionseite der Code magnetisch aufgezeichnet werden. Als Codierung haben wir einmal die Ereignisnummer gewählt; sie wird im Prozeßrechner des Pionarms generiert und über ein Outputregister zur Apparatur des Elektronenarms übertragen, wo sie in eine Relaisansteuerung gewandelt und schließlich als Leuchtanzeige mitfotografiert wird. Als zweiter Code diente die Bildnummer; sie wird von der Elektronenarm-Kamerasteuerung generiert, auf Leuchtanzeige übertragen und über ein Inputregister in den Prozeßrechner der Pionseite eingespielt und dort mit auf Magnetband aufgezeichnet. Ein codiertes Funkenkammerbild zeigt die Abb. A8.

Wie man sieht, ist diese Codierung redundant. Fällt nur eine Komponente aus, gibt es noch immer eine eindeutige Zuordnung; hat die zweite Komponente gleichzeitig nur kleine Fehler, kann man oft noch durch den Zeitcode auf dem Magnetband und die Annahme konsekutiv folgender Bilder innerhalb eines Films wiederum eindeutige Zuordnungen bestimmen.

Die Erfahrung dieses Experimentes hat gezeigt, daß man mindestens dreifach redundant sein sollte. Denn bei Ausfall nur je eines Bits pro Komponente ist die zusätzlich aufzuwendende off-line Rechnerkapazität schon beträchtlich, weil nicht nur Programmänderungen durchgeführt werden müssen, sondern die gesamten Magnetbänder wieder durchgesehen werden müssen, da an dieser Stelle der Auswertung ja noch keine Reduktion der Daten erfolgt ist. Es ist viel besser, von vorneherein auf eine oder zwei Komponenten im Ausfallfall verzichten zu können als einzelne Bits off-line zu 'reparieren'.

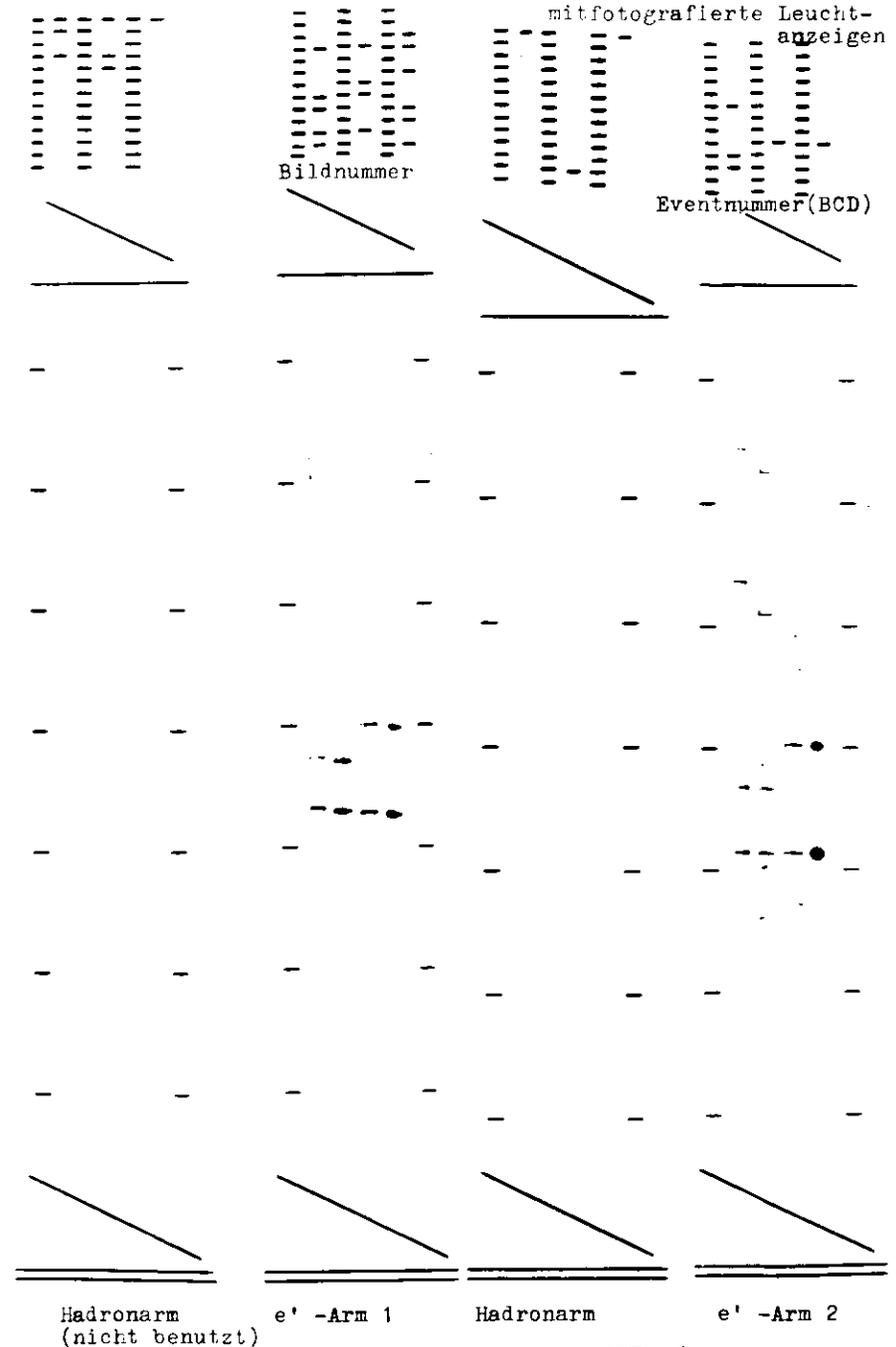


ABB. A 9

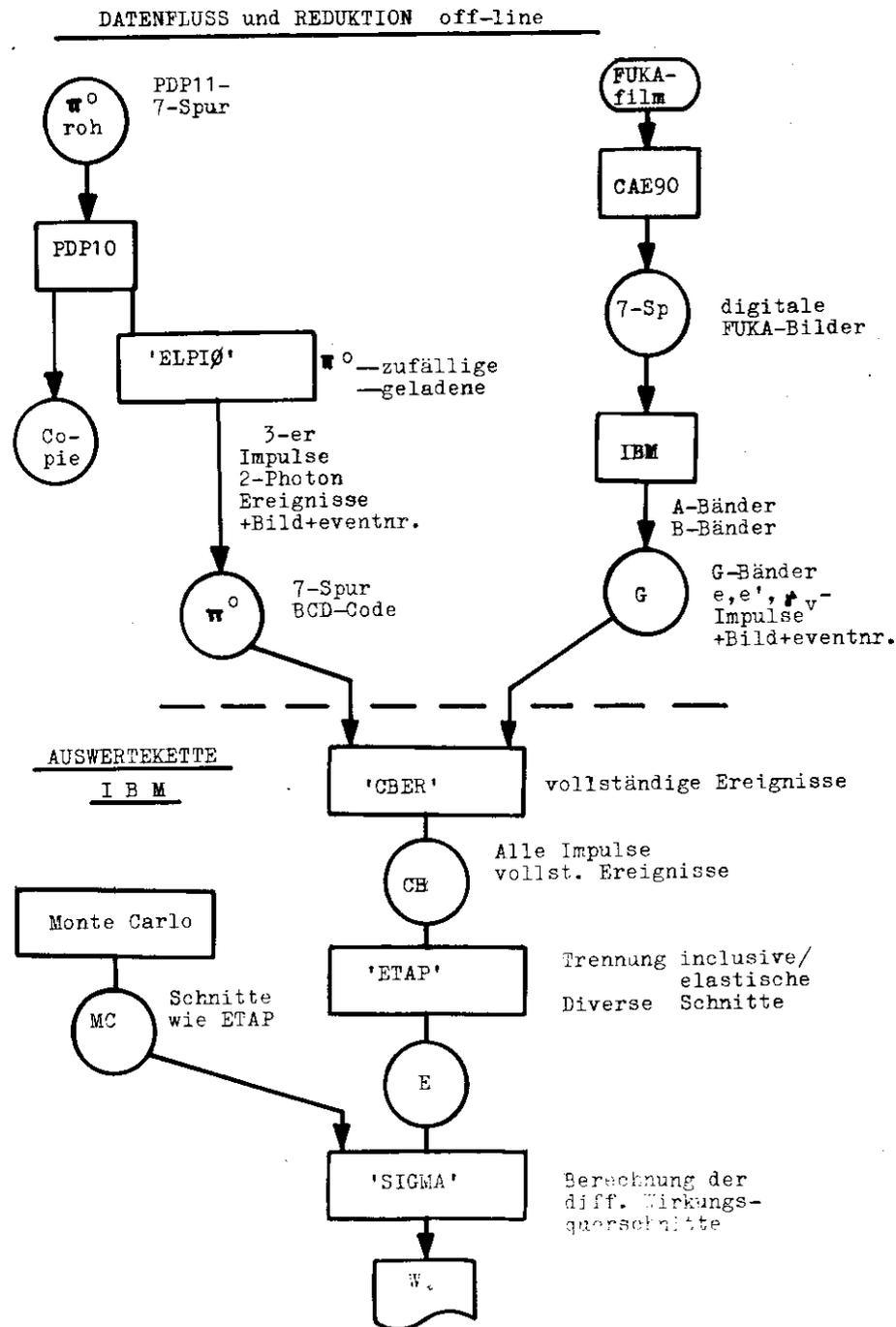
A 3 Off-line Datenfluß und -Reduktion

Auf der Elektronenseite werden die Funkenkammerbilder zunächst auf der CAE digitalisiert und auf ein 7-Spurmagnetband ausgeschrieben. Das dazu nötige Programm ist in CAE-Assembler so geschrieben, daß die Bänder IBM-kompatibel sind. Sie werden auf der IBM in einem dreistufigen Prozeß in die sogenannten G-Bänder umgewandelt. Die G-Bänder enthalten alle Informationen der Elektronenseite ereignisweise, also insbesondere die Viererimpulse des einlaufenden und des gestreuten Elektrons und des virtuellen Photons mit der Ereignis- und der Bildnummer. Bei der Digitalisierung und der Erstellung der G-Bänder müssen im Durchschnitt 30% - 40% der Ereignisse als nicht auswertbar verworfen werden.

Auf der Pionseite werden die on-line aufgezeichneten 7-Spur PDP11 Bänder im Aachener Physikrechenzentrum in eine PDP10 eingelesen und kopiert. Der Einlesemodul ist in PDP10-Assembler geschrieben und vom Rechenzentrum zur Verfügung gestellt. Das Programm ELPIØ rekonstruiert aus den Pulshöhen und Zeitinformationen (ADC u. TDC Informationen) die Zweiphotonereignisse. Von dieser Klasse Ereignisse werden die zufälligen und die geladenen abgezogen, vgl. Kap. 3. Dann werden diese Daten ereignisweise mit Bild- und Ereignisnummer codiert im BCD-Code auf ein 7-Spurband ausgeschrieben. Diese Daten bestehen im wesentlichen aus den Dreierimpulsen der zwei Photonen. Im elastischen Fall, vgl. Kap. 3, verbleiben ca. 20% der Ereignisse.

Zu Beginn des Experimentes wurden diese Piondaten per Lochkarten zur DESY-IBM gebracht. Als Magnetband werden die Daten auf folgende Weise transferiert: sie werden im BCD-Code mit gerader Parität auf Band ohne 'label' geschrieben; solche 'no-label' Bänder können auf der IBM per FORTRAN mittels geeigneter Steuerkartenanweisungen (JCL) gelesen werden.

Das Problem, Bänder auf einer anderen Maschine lesen zu wollen, ist wohl bekannt und tritt bei vielen Kollaborationsexperimenten auf; dem Verfasser sind allein fünf Prozeduren bekannt, die unser Problem hätten lösen können, allein sie waren alle zu speziell und wegen mangelnder Dokumentation nicht veränderbar. Daher ist die Verschwendung von Rechnerzeit durch Verwendung von BCD-Code (Faktor 5-6 in der MB. Lesezeit) gerechtfertigt, denn



das Erstellen von Umformatierungsprogrammen, die in FORTRAN lesbare Bänder erstellen, die als 'files' in eine andere Maschine eingelesen werden könnten, ist schwierig und zeitaufwendig; man benötigt oft spezielle Informationen über 'file-header' u.ä., die die Hersteller aus vermeintlichem Eigeninteresse nicht gerne preisgeben.

Die restliche Auswertung und Reduktion wird nun ganz auf der IBM des DESY durchgeführt. Zunächst wird ein Datensatz-CB erzeugt, der aus den Pionbändern und den G-Bändern einen Datensatz mit vollständigen Ereignissen darstellt. Vollständige Ereignisse heißt, das alle Viererimpulse, die den Prozeß bestimmen, bekannt sind, vgl. Kinematik, wobei die Ereignisse mittels der Bild- und Ereignisnummer zusammengesetzt werden. Bei diesem Schritt wurden nur einige Ereignisse aufgrund falscher Codierung verloren; der Prozentsatz Pionereignisse, die mit einem einwandfrei zugehörigen Elektron versehen werden konnten, geht in die Bestimmung der zugehörigen Elektronenzahl ein, vgl. Kap. 2.

Der CB-Datensatz wird nun von einem Analyseprogramm untersucht. Dabei wird festgestellt, mit welchen Schnittparametern man die elastischen von den inklusiven Ereignissen trennen kann, und in welchen kinematischen Bereichen die Daten liegen. Hat man das Optimum der Schnittparameter bestimmt, so werden die CB-Datensätze in das Programm ETAP eingegeben. Dieses Programm reduziert dann die Daten gemäß den Schnitten und schreibt die verbleibenden auf die E-Bänder aus. Dieselben Schnitte werden nun in dem Monte Carlo Programm angebracht, das die Akzeptanz des Pionares bestimmt, ebenso wie die ermittelten kinematischen Grenzen eingegeben werden. Die E-Bänder werden dann zusammen mit diesen Monte Carlo Datensätzen in das Programm SIGMA eingegeben, ebenso alle dazugehörigen Normiergrößen wie Zahl der Elektronen und der Targetprotonen. Das Endergebnis ist schließlich ein Ausdruck mit den Werten der differentiellen Wirkungsquerschnitte: $2\pi d\sigma/dt d\phi$ mit statistischen Fehlern, wobei man nun je nachdem ob man t oder ϕ festhält in einem Intervall, t -Verteilungen und ϕ -Verteilungen bekommt.

ANHANG B

B Logische Kreise computergesteuerter Elektronik B1 Übersicht

In diesem Experiment wurde die Masse der on-line Datennahme und Überwachung von einem Prozeßrechner vom Typ PDP 11 durchgeführt, an den direkt 5 CAMAC-Überrahmen als 'single crates' mit single crate controllern vom Typ Borer 1533A angeschlossen waren. Ein Experiment mit so umfangreicher Apparatur kann man sich u.a. auch als einen Prozeß vorstellen, bei dem auch eine Anzahl technischer Geräte on-line geregelt u. überwacht werden müssen.

Es liegt daher nahe, letztere Aufgabe nicht durch 'stand alone' Regelkreise, z.B. durch den Einsatz von Mikroprozessoren, vom zentralen Prozeßrechner zu entkoppeln, sondern sie ihm auch zu übertragen, sofern genügend Kapazität vorhanden ist.

Unter Verwendung von CAMAC-Interfaces kann man beliebige Geräte oder Elektronik leicht direkt an einen Prozeßrechner anschließen und regeln, weil in dem erwähnten 'single crate' Konzept jeder CAMAC-Einschub ein peripheres Gerät darstellt.

Wir sind in diesem Experiment sogar noch weiter gegangen. Bislang typische Software-Aufgaben, wie z.B. Aufgaben des Betriebssystems, können per Hardware unter Verwendung des 'interrupt-handling' Systems des Prozeßrechners vom Programmablauf zeitlich und logisch entkoppelt werden. Ein Beispiel dafür ist das 'software interrupt request' Register, auf das ich noch im einzelnen eingehen werde.

Besonders die letztere Möglichkeit ist für Probleme der Prozeßsteuerung von Interesse; sie entspricht dem neueren Trend, Software durch Hardware zu ersetzen, was heutzutage durchaus möglich ist aufgrund der immensen Kostensenkung auf dem Hardwaresektor.

B2 Computergesteuerte Verriegelungsschaltungen

Es ist ein generelles Problem, bei hohen Datenraten periphere Meßstellen bei der Auslese gegen weitere Eingaben zu verriegeln. Man kann dieses Problem durch eine vorgeschaltete Hardwarestufe lösen, die einfach für eine feste, für alle Fälle ausreichende Zeit nach Empfang der Eingangsinformation die Meßstelle verriegelt und danach automatisch wieder öffnet (synchrone Verriegelung).

Wird die Auslese dieser Meßstelle jedoch durch einen Computer vermittelt einer asynchron laufenden Echtzeitroutine-typisch eine Interruptroutine-bewerkstelligt, so ist der Zeitpunkt, ab dem die Eingabe wieder freigegeben werden darf, eigentlich nur dem Computer bekannt. Daher bietet sich folgende Logik an:

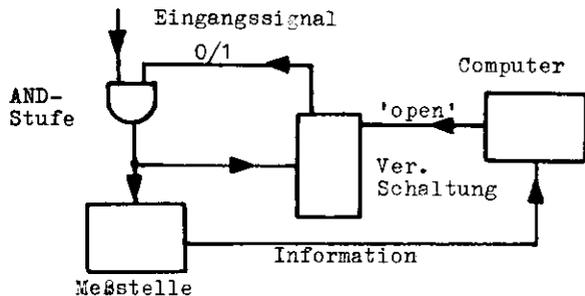


ABB. B1

Hierbei wird also durch die Eingangsinformation selbst-per Hardware-verriegelt und programmiert entriegelt.

Bei solchen Verriegelungssystemen stellt sich das Problem des 'deadlocks', also einer dauernden Verriegelung, die der skizzierte Regelkreis allein nicht wieder aufheben kann.

Wenn z.B. das Eingangssignal ausreicht, die Verriegelung zu aktivieren, aber die Folgesignale nicht ausreichen, die computergesteuerte Auslese zu aktivieren, ist ein 'deadlock' eingetreten. Folglich muß ein zweiter, unabhängiger Regelkreis prüfen, ob ein 'deadlock' vorliegt und ihn ggf. aufheben.

Die einfachste, aber nicht ganz sichere Methode besteht darin, uhrgesteuert bei hoher Datenrate mit kleiner Frequenz 'blind'

zu entriegeln. Dabei muß nur berücksichtigt werden, ob eine gewollte Verriegelungssituation vorliegt-z.B. 'stop data'-; die diesbezügliche Information weiß das Echtzeitprogramm.

Ein sicheres System besteht darin, den Zustand der Verriegelung selbst wieder in den Rechner einzulesen. Dann kann man z.B. uhrgesteuert den Zustand überprüfen, und bei Überschreiten einer max. erlaubten Verriegelungszeit wieder programmiert öffnen. Die Logik eines solchen zweifachen Kreises zeigt die Abb. B2, die Logik der im Experiment verwendeten die Abb. B3. Sie erfüllte die Bedingungen der Abb. B2 nicht ganz, war aber wegen der Entkopplung der Signale auf mehrere Einheiten hardwareseitig sehr zuverlässig. Eine inzwischen entwickelte Schaltung, die die Funktionen der AND-Stufe, des Outputregisters und der Steuerbox der Abb. B3 in einer 1-Station CAMAC Einheit integriert, und den Forderungen der Abb. B2 genügt, gelangte in diesem Experiment nicht mehr zum Einsatz.

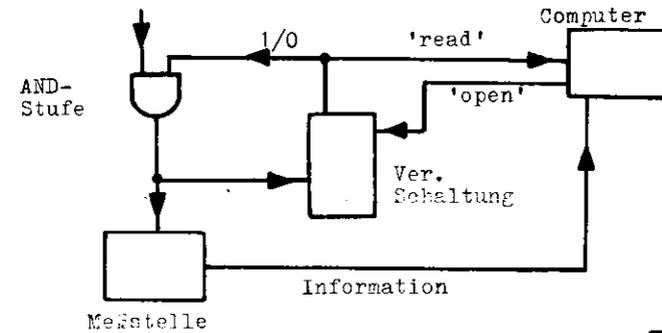
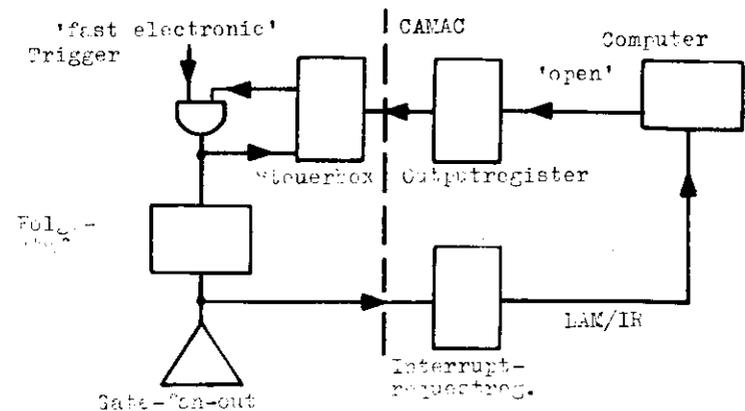


ABB. B2



(vgl. Abb. C)

ABB. B3

B3 Meß- und Regelkreis Verstärkung/Hochspannung

Die Verstärkung der Photomultiplier wird in diesem Experiment on-line überwacht und bei Bedarf auch computergesteuert geregelt.

Zu diesem Zweck werden in die Zähler eingebaute Blitzdioden-LED-gefeuert. Die so entstehenden Blitzereignisse werden vom on-line Programm eingelesen; durch Mittelwertbildung wird für 192 Zähler eine Istwertliste im Kernspeicher erstellt. Die zugehörigen Sollwerte werden bei Programmstart von einer fixed data Dectape in den Kernspeicher eingelesen. Aus diesen Listen wird für jeden Zähler die Abweichung vom Sollwert berechnet, Zählernummer, Sollwert und Abweichung werden in Form von vier Bildschirmseiten mit hard copy Möglichkeit ausgegeben.

Die Abweichungen werden in Regelgrößen umgerechnet und über einen CAMAC-Einschub als Regelungsanweisung auf ein Multiplexersystem ausgegeben, das mit Schrittmotoren die Hochspannung an den Photomultipliern nachfährt, bis keine Abweichung mehr festgestellt wird. Eine ausführliche Beschreibung wird in (Lit 11,4) geboten; die Logik der gesamten Anordnung zeigt die Abb. B4

B4 ADC-Testkreis

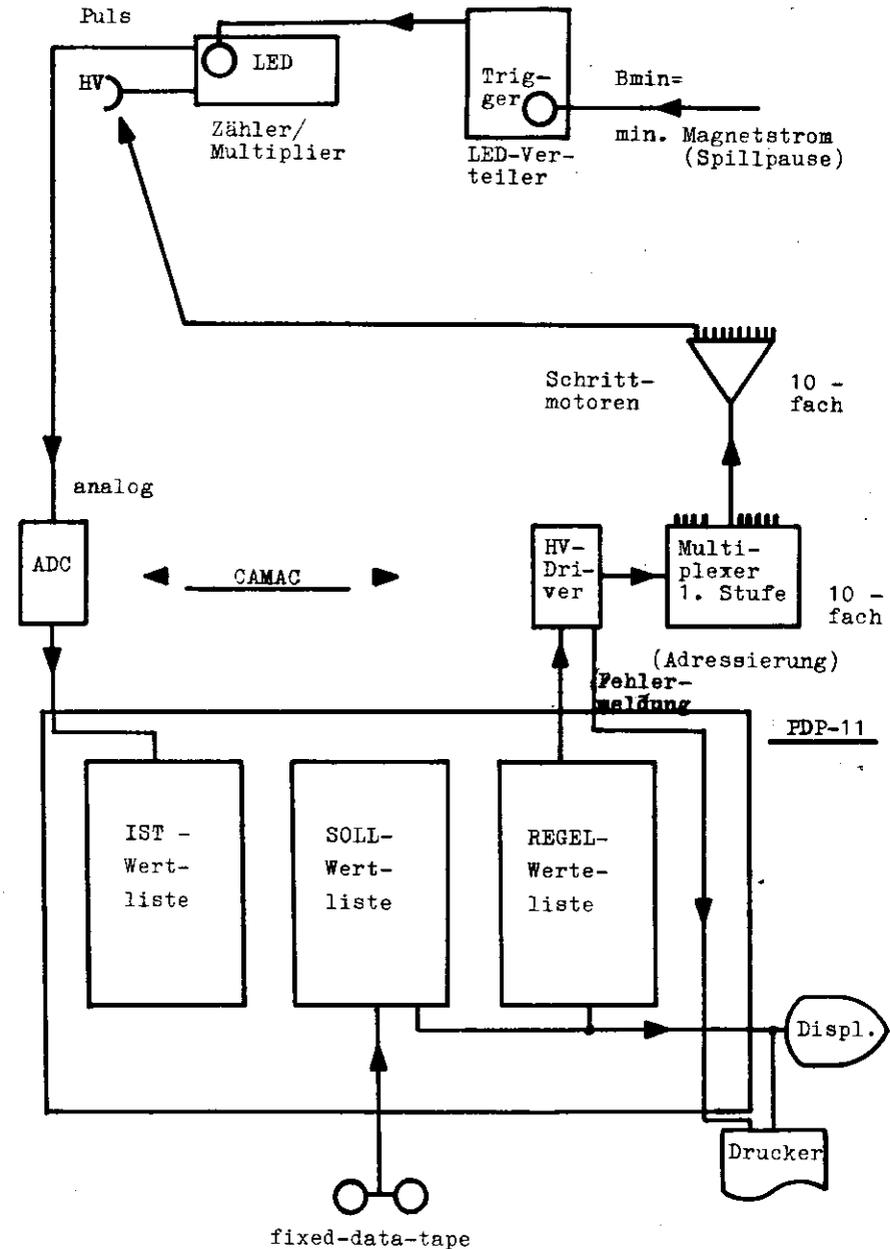
In diesem Experiment werden ADC vom Typ NE 9030/40 verwendet. Dieser Typ bedarf einer ständigen Überwachung, die folgende drei Aufgaben hat:

- Überwachung des Bias
- Überwachung der Linearität
- Feststellen des Ausfalls eines ADC's

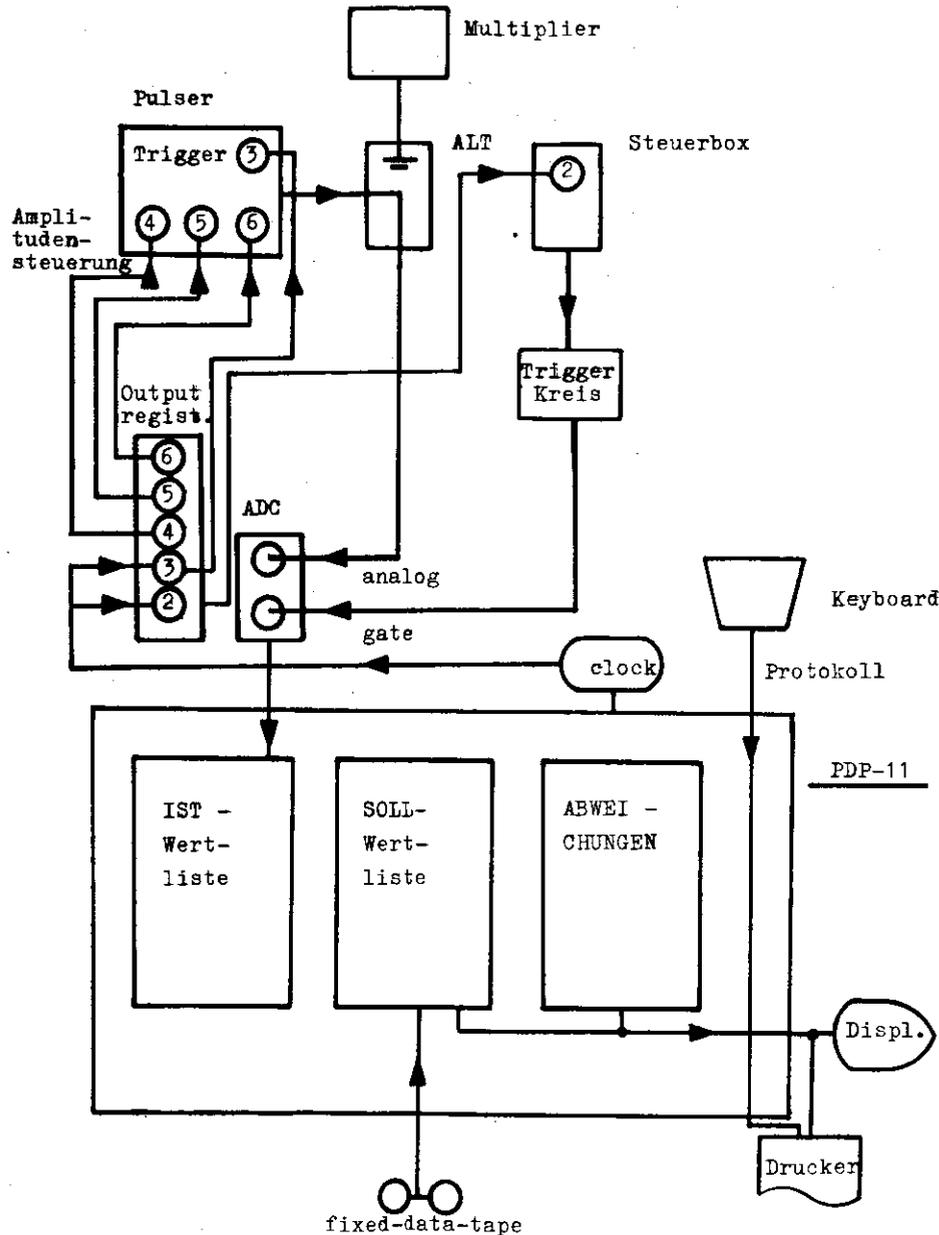
Darüber hinaus muß die Möglichkeit vorhanden sein, jeden ADC an seinem Einschubplatz kalibrieren zu können, z.B. nach Auswechseln eines defekten Gerätes.

Dazu erstellt das on-line Programm ein ADC-Spektrum, in das jeweils eines der 200 vorhandenen ADC's per Konsolenwahl einsortiert wird.

Eine on-line Überwachung aller ADC's ist aber so nicht möglich. (200 einzelne Spektren von 8-bit ADC = 50K Speicher) Erinnern wir uns jedoch, daß der Regelkreis HV ja auch 192 Zähler überwacht! Es liegt daher nahe, für diese Aufgabe einfach den Kernspeicher und die Programmteile jenes Kreises mitzuverwenden.



LOGISCHER KREIS Verstärkungsüberwachung und Hochspannungsregelung



LOGISCHER KREIS ADC-Test

ABB. B5

Durch geeignete Flaggensätze wird erreicht, daß die ADC-Testereignisse dem on-line Programm als quasi Blitzereignisse angeboten werden. Wie bei den Blitzereignissen werden für 192 ADC's auf vier Bildschirmseiten ADC-Nr., Sollwert und Abweichung mit hard copy Möglichkeit ausgegeben.

Dabei wird die Sollwertliste, die ja eigentlich die Blitzsollwerte enthält, mit den Sollwerten für die jeweilige Art Testereignisse überschrieben und erst bei Ende des Testmodes wiederhergestellt. Alle diese Sollwerte sind auf einem fixed data Magnetband gespeichert, sie können dort nur durch ein spezielles off-line Editierprogramm verändert werden.

Es gibt zwei verschiedene Sorten von Testereignissen: den Bias-test und den Linearitätstest. Ersterer wird ausgeführt, in dem auf die ADC's nur Gates gegeben werden bei abgeschlossenen Analog-Logik-Teilern (ALT, s. Abb. 2), die uhrgesteuert im Mastertriggerkreis erzeugt werden.

Beim Linearitätscheck werden elektrische Normpulse auf die ADC's gegeben. Sie kommen aus einem Pulser, der extern uhrgesteuert getriggert wird und dessen Amplitude durch eine Kombination von drei TTL-Leveln steuerbar ist; diese Level werden über ein Camac-Outputregister vom on-line Programm nach Konsoleneingabe erzeugt. Die nötigen Gates werden wieder uhrgesteuert über den Mastertriggerkreis erzeugt.

Einen Überblick über die gesamte Logik dieses Kreises gibt die Abb. B5.

B5 Einzelratenkreis

Normalerweise durchläuft eine Information von der Peripherie kommend in diesem Experiment die folgende Kette: Meßstelle, schnelle Elektronik, dann CAMAC und schließlich Kernspeicher. Der Einzelratenkreis ist ein hübsches Beispiel dafür, wie man diese Komponenten auch komplexer 'nesten' kann.

Dieser Kreis hat die Aufgabe, die Einzelraten der 48 Zellen des Piondetektors sowie einige weitere (Veto-Zähler u.a.) zu monitoren und auf Bildschirm auszugeben. Diese Aufgabe ist nicht zeitkritisch und kann daher bei kleiner Hardwareaufwand in CAMAC-Kanälen gemessen mit einem Multiplixersystem bewerkstelligt werden.

Die Information 'Zelle' gesetzt oder Zähler gefeuert wird in ein Bitmuster-Speicherregister(pattern unit) gegeben; hat es sich bei dem Ereignis um ein aufzuzeichnendes gehandelt, so werden die Speicher des Registers geöffnet und das Bitmuster mit auf Magnetband geschrieben. Sonst werden die Signale weiter auf einen 16-fach Multiplexer gegeben, der die max. 64 Eingangskanäle auf vier CAMAC-Zähler schaltet; das Schalten erfolgt computergesteuert über ein CAMAC-Outputregister(16 bit), so daß immer nur zeitlich konstante Signalbündel eines Eingangskanals auf einen Ausgang geschaltet werden. (time sample mode). Die vier Zähler-Kanäle werden vom on-line Programm wieder in ein 64-Kanal Bildschirmhistogramm verwandelt; das Programm sorgt auch für die Synchronisation: nach je einer 4-Kanal-Auslese wird der Multiplexer zyklisch weiterschaltet. Wie man sieht, verläßt die Information, nämlich die Ratenpulse, die CAMAC-Ebene meistens ohne Auslese und wird erst in einem zweiten Schritt in den Kernspeicher über CAMAC eingelesen. Die Logik dieses Kreises zeigt die Abb. B6.

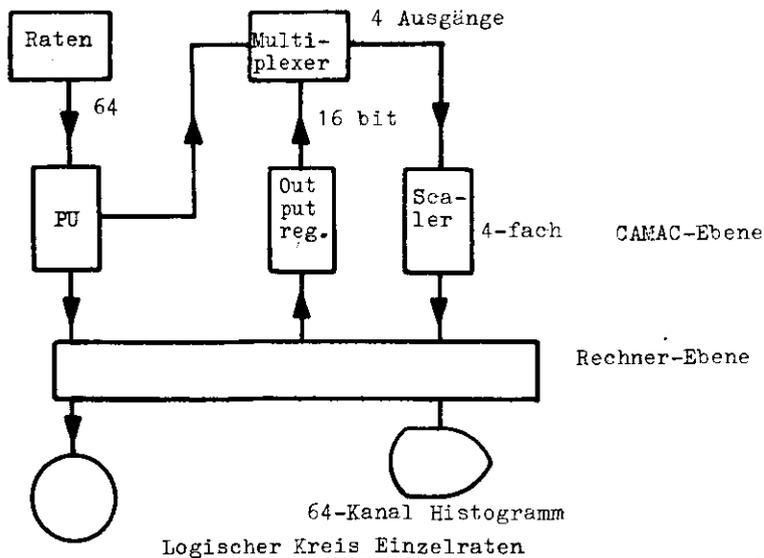


ABB. B6

B6 Spannungsmesskreis

Um eine Anzahl Spannungen zu messen, on-line überwachen und ggf. mit auf Magnetband aufzeichnen zu können, haben wir einen weiteren Kreis eingebaut. Ein Teil dieser Spannungen zeigt z.B. indirekt über NTC-Widerstände die Temperaturen der Referenz-LED's an, vgl. Kap. 2.1. Dieser Kreis ist ganz in CAMAC ausgeführt, die Meßstellen selbst müssen nur irgendwelche Spannungen anliefern.

Sein Kernstück ist ein 11-bit dual slope ADC (0.05% Genauigkeit), auf daß über einen Relaismultiplexer 15 Meßstellen, davon zwei erdfrei (3-pol. koaxiale Kabelzuführung) geschaltet werden können. Die Treiberrountinen für diesen ADC wird entweder automatisch-uhrgesteuert- alle 10 Minuten oder per Konsolenkommando aktiviert. Sie liest den ADC aus, auf den der 1. Kanal geschaltet ist, und schaltet dann den Multiplexer weiter. Dieser 15-er-Zyklus arbeitet interruptgesteuert, wobei er nach erfolgter Initialisierung die weiteren nötigen interrupts selbst erzeugt. Dieser Kreis läuft also asynchron und autonom nebenher, unabhängig z.B. von Ereignisinterrupts. Die ausgelesenen Information wird im Kernspeicher in einer Ist-Wertliste geführt. Teile davon werden bei einem Ereignis mit in das Ereignis kopiert und auf Band geschrieben. Alle Kanäle können per Konsolenkommando auf eine LED-Anzeige ausgegeben werden, so daß der Kreis nebenher auch als DVM benutzt werden kann.

Der Kreis optimiert den ADC-Meßbereich automatisch, indem man im empfindlichsten Bereich beginnt und 'größer' schaltet, bis kein Überlauf mehr angezeigt wird. Bei einem Gerät, daß gegen Überlauf empfindlicher ist, würde man im größten Bereich beginnen, feiner schalten bis zum Überlauffall, und dann einen Bereich zurück-schalten. Bei diesen Verfahren gehört der Meßbereich selbst zur Information und wird entsprechend auch mit auf Band geschrieben. Dieser Kreis ist ein schönes Beispiel dafür, welche Möglichkeiten die Programmierbarkeit von solchen Geräten mitsichbringt. Den logischen Aufbau dieses Kreises zeigt die Abb. B7.

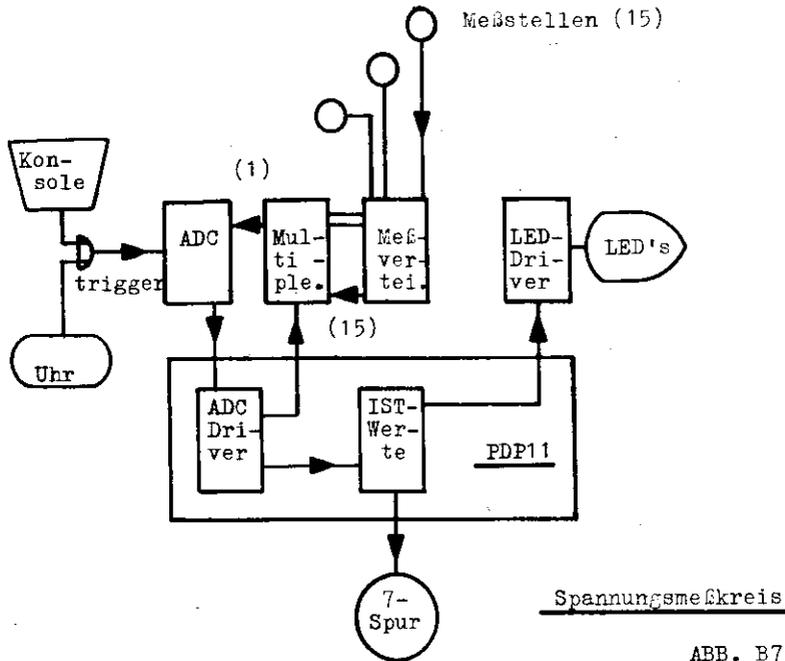


ABB. B7

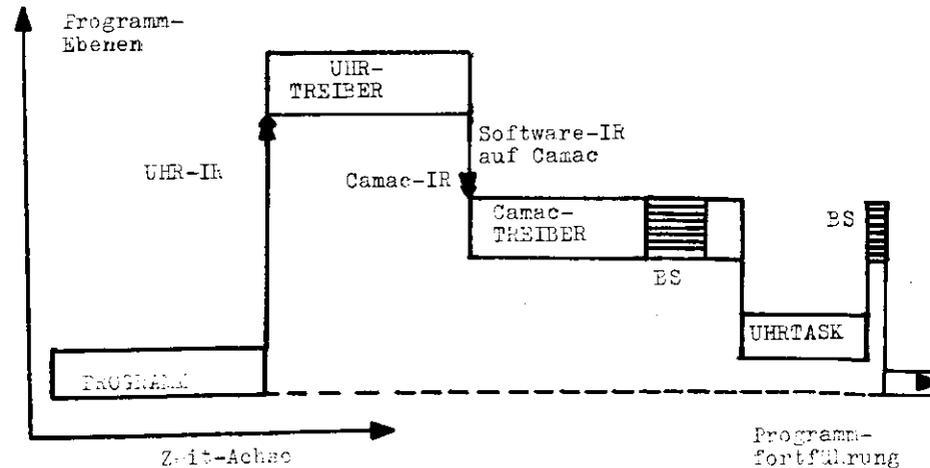
B7 Programmierte Elektronik zur Unterstützung des Betriebssystems

Das in diesem Experiment verwandte Betriebssystem, im folgenden BS, ist das in A 2.2.1 und (Lit A4) beschriebene Multitasksystem. Es hat die Eigenschaft, daß es bei der Systemarbeit nicht wieder durch sich selbst unterbrochen wird, ist also nicht 're-entrant' gegen sich selbst, was man bei vielen einfachen BS findet. Das hat zur Folge, daß Systemarbeit nur in einer Ebene passiert und daß eine BS-Anforderung genau in derselben Ebene erfolgen muß. In unserem Fall ist die Ebene die Prozessorpriorität 200 (oktal), vgl. Prozessorhandbuch PDP 11, was genau dem BR4 (busrequestlevel) entspricht. Das hat nun zur Folge, daß eine Task -alle Tasks laufen auf der Ebene PP 0, mit unterschiedlicher BS-Priorität-keine Systemarbeit machen kann, die mehr als einen Befehl benötigt (sog. Trap-Befehle-Softwareinterrupts), weil während der Exekution eines Befehls nicht unterbrochen werden kann, wohl aber zwischen einer Befehlsfolge. Nun könnte man in diesem Fall einfach kurzzeitig die PP-Ebene anheben und wieder absenken. Läuft jedoch der Anforderer des BS mit PP größer 200, oder sel-

det sich mit BR größer 4, so nützt es nichts, hier die Priorität herunterzusetzen, weil man ja zunächst einmal gar nicht weiß, ob man gerade das BS unterbrochen hat. In jedem Fall führt der Versuch, alle so entstehenden Konflikte per Software, also entsprechende Programmierung lösen zu wollen, zu aufwendigen und unübersichtlichen Programmstrukturen. So findet man z.B. bei einem modernen Prozeßrechner vom Typ NORD-10 der Fa. Norsk Data A.S. Oslo, Norwegen, der bereits hardwaremäßig über 16 mit eigenen Registersätzen ausgestattete Level verfügt, die äußerst einschneidende Programmieretechnik, für die Dauer der Aktivierung eines Levels von einem anderen aus einfach das gesamte Interruptsystem der Maschine abzuschalten.

Wir haben auch dieses Problem wieder durch den Einsatz zusätzlicher Hardware gelöst. Das Prinzip ist das folgende: der das BS anfordernde Programmteil schreibt diese Anforderung in ein Camacgerät, das daraufhin einen Interrupt genau in der PP-Ebene des BS auslöst, es also nicht unterbrechen kann.

Dies soll im folgenden am Beispiel des Uhr-Treibers (Uhr-IR-Serviceroutine) veranschaulicht werden. Die Uhr arbeitet im BR 6, der Treiber läuft mit dem entsprechenden PP 300. In dieser Ebene exekutiert der Treiber zunächst einige wichtige Überwachungs-befehle; dann wirft er über Camac per IR einen zweiten Treiber an, der beim BS eine Task anfordert, die den Rest der anfallenden Arbeiten auf niedriger Ebene erledigt, dabei sind dann z.B. weitere Ereignis-IR's zugelassen. Dies zeigt das folgende Schema:



Umgekehrt könnte nun auch eine Task sich auf demselben Weg unterbrechen, BS anfordern, und dann entweder selbst weiterlaufen oder erst eine andere Task mit höherer Priorität ablaufen lassen.

Dieses Verfahren geht immer dann, falls die Schaltkaskade vollständig abgelaufen ist, bevor sie erneut vom ihr zugeordneten Anforderer wieder in Gang gesetzt wird; andernfalls würde die erste Anforderung von der zweiten überschrieben. Insgesamt würde nur ein IR ausgelöst. Will man also diese Weg auch bei sehr zeitkritischen Anwendungen gehen, so muß man das Camacgerät mit einem Stack-Speicher ausrüsten, der sich die Anforderungen merkt und entsprechend mehrere IR's auslösen kann oder sie dem Treiber über ein Statusregister mitteilt, der dann wieder das Gerät per Software triggert.

Eine typische nicht zeitkritische Anwendung sind viele 'Alarm'-fälle; Dabei stellt typischerweise eine Task durch Vergleich von Soll- und Istwerten den Alarmfall fest; sie fordert dann über Camac eine 'immediate action' an und ggf. auch weitere Tasks. Dabei ist eine mehrfache Anforderung Problemlos: "die Feuerwehr rückt aus, egal wie oft man den Feuermelder einschlägt". Ein von uns entwickeltes Gerät vereinigte in einem Camac-Einschub die folgenden Funktionen:

- 1.) IR wird per F25 ausgelöst, verwendet für uhrgesteuerte Aktionen
- 2.) optische Anzeige für den Alarmfall von 16 Kreisen
- 3.) Möglichkeit (maskierbar), daß ein Kreis einen IR bei Alarm auslöst; der anfordernde Kreis weist sich in einem 16-bit Statusregister aus.

Die Logik dieses Gerätes und seines Treibers zeigen die nachstehenden Grafiken.

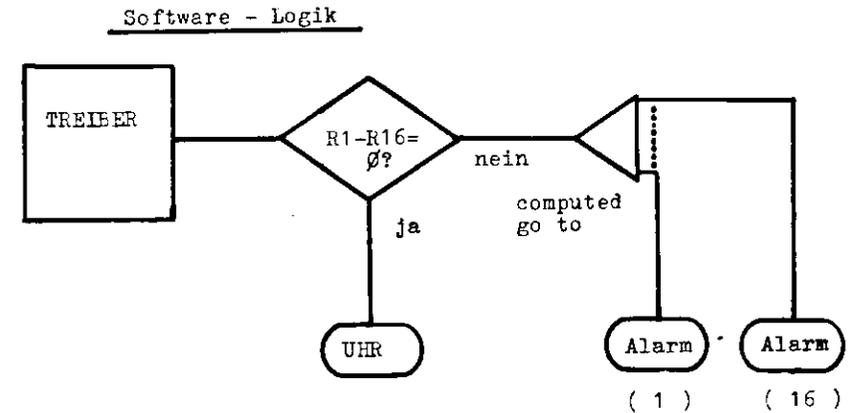
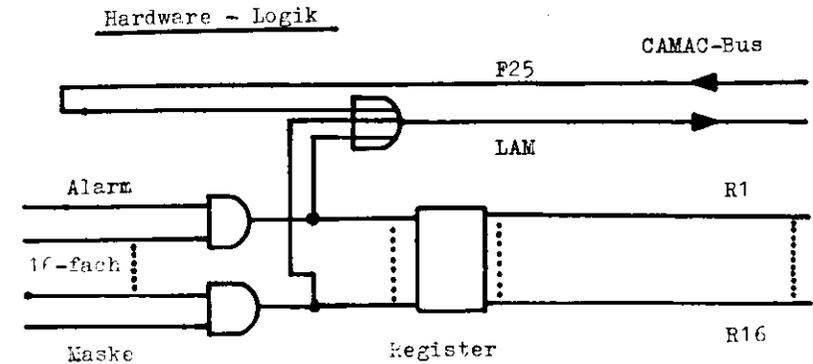


ABB. B8

Literaturverzeichnis

- 1 DESY Proposal Nr 125 vom 16.Nov.1973
 2 C.Driver et al. NP B30(1971)245
 3 Nuclear Instruments&Methods 130(1975)507-511
 und R.Grigull,Diplomarbeit,I.Phys.Inst. RWTH Aachen (1973)
 4 G.Dick,Dissertation,I.Phys.Inst. RWTH Aachen (1977)
 5 F.W.Brasse et al. PL 58B(1975)467
 6 I.S.Barker,J.K.Sterrow Manchester Univ. (1977) MC-T-77-10
 7 H.Harari,Proceedings der Cornell Konferenz(1971) Ithaca
 8 E.Ganßauge,Philipps Universität Marburg,Interner DESY Bericht
 F21/3 (1968)
 9 M.Dombey, Hadronic Interactions of Electrons and Matter,
 The Scottish Universities Summer School (1970)17
 10 H.Ackermann,Dissertation,Philipps Universität Marburg (1976)
 11 W.Wagner,Diplomarbeit,I.Phys.Inst. RWTH Aachen (1975)
 12 M.Neumann,Staatsarbeit,I.Phys.Inst. RWTH Aachen (1975)
 13 z.B. G.Källen, BI 100/100a/100b
 14 R.Grigull,Dissertation,I.Phys.Inst RWTH Aachen,n.unveröffentlicht
 15 G.Kessler,Interner DESY Bericht B2-69/3 (1969)
 16 G.Specht,private Mitteilungen
 17 G.de Callan,C.Fuchs NC(1965)1594
 18 z.B. B.H.Wiik,Proceedings der Cornell Konferenz(1971) Ithaca
 19 W.Brefeld et al. NP B100(1975)93
 20 vgl. Lit5,hier: K.H.Meß,Dissertation,Universität Hamburg,(1975),
 Interner DESY Bericht F35-75/1 (1975)
 21 M.Braunschweig et al. NP B20(1970)191
 22 W.Braunschweig et al. NP B51(1973)167
 23 P.J.Bussey et al. NP B104(1976)253
 24 P.Stichel Zeitschrift Physik,Bd. 180(1964)S170
- A1 D.Schmidt,Gesamthochschule Wuppertal,private Mitteilung und
 F.Janata,Dissertation,Universität Hamburg,Interner Desy Bericht
 F32-74/2 (1974)
 A2 H.D.Mertiens,Gesamthochschule Wuppertal,Dissertation,n.unveröff.
 A3 z.B. Prozessorhandbuch PDP 11-45,Fa. DEC Maynard,Mass. USA
 A4 R.Bühning,Diplomarbeit,I.Phys.Inst RWTH Aachen (1974)

Verzeichnis der Abbildungen

Seite	Abb.	
9	1	Experimenteller Aufbau
10	2	Logik des Experimentes
17	3a	Invariante 2-Photon Massenverteilung
19	3b	Monte Carlo Verteilung zu 3a
22	4a	TDC-Spektrum Zufällige
23	4	Teilvergrößerung von 4a
24	5	TDC-Spektrum Zufällige
25	5a	Flankenvergrößerung von 5
26	6	TDC-Spektren Geladene
28	7	Rohe Rückstoßmassenverteilung
29	8	Öffnungswinkelverteilung Pionzerfall
30	9a	Rückstoßmassenverteilung für elastische Pionen
31	9b	Monte Carlo Verteilung zu 9a
32	9c	Vergleich experimentelle/MC,abhängig vom Schnitt im Öffnungswinkel -Fit
40	10	-Fit
41	11	Vergleich Photo/Elektroproduktion,"kleine" W
42	12	Wirkungsquerschnitte über t aufgetragen, "große" W
43	13	Vergleich Photo/Elektroproduktion,"große" W
44	14	Vergleich Photo/Elektroproduktion,Asymmetrie- parameter A
45	15	$W \rightarrow q^2$ -Akzeptanz
Anhang A		
52	A1	Maschinen und Programmiersprachen
53	A2	Informationsfluß on-line
58	A3	Blockschaltbild Rechnerperipherie
60	A4	Ereignisformat
62	A5	Einzelereignisausdruck on-line
65	A6	On-line 2-Photo Massenverteilung
67	A7	DESY-Rechenanlage
68	A8	Codiertes Funkenkammerbild
71	A10	Datenfluß und -Reduktion off-line

Seite	Abb.	
74	B1	Prinzipschaltbild Verriegelungsschaltung
75	B2	Prinzipschaltbild auslesbarer Verriegelungsschaltung
75	B3	Experimentverriegelung
77	B4	Logischer Kreis Verstärkungsüberwachung und Hochspannungsregelung
78	B5	Logischer Kreis ADC-Test
80	B6	Logischer Kreis Einzelraten
82	B7	Spannungsmesskreis
85	B8	Hardware- und Softwarelogik Software-interruptrequestregister

Danksagung

Ich danke allen meinen Kollegen des I. Physikalischen Instituts der RWTH Aachen, der DESY-Gruppen F34 und F32 sowie den Organen des DESY, die zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Mein Dank gilt insbesondere Professor Dr. K. Lübelmeyer für sein stets förderndes Interesse und die organisatorische Ermöglichung dieses Experimentes.

Mein ganz persönlicher Dank gilt unserem Techniker Helmut Vennemann für die mehrjährige Zusammenarbeit besonders während der gemeinsam durchgeführten Montagearbeiten.

Ganz besonders möchte ich mich jedoch bei Professor Chr. Berger bedanken, für seine Geduld und seinen Einsatz für dieses Experiment und für seine Schüler.

Lebenslauf

- 3.4.1948 Geburt in Weimar/Thüringen als zweites Kind des Dipl.-Ing. H.B.Bühning und seiner Ehefrau, der Putzmachermeisterin B.Bühning.
- 1954-58 Besuch der ev. Volksschule Annastraße in Aachen
- 58-Nov66 Besuch des mathematisch-naturwissenschaftlichen Couvengymnasiums zu Aachen mit abschließendem Abitur
- bis Ende 66 Tätigkeit als Bauhilfsarbeiter
- Jan67-Jun68 Grundwehrdienst in Wuppertal, Koblenz und Gießen, Erwerb des LKW-Führerscheins
- Jul68-Aug68 Praktikum als Maschinenschlosser und Monteur
- WS68-SS75 Studium der Physik und der Datenverarbeitung an der RWTH Aachen, dabei
- 1973 Diplomarbeit: "Direktanschluß einer Cerenkow-Zählermatrix an einen Kleinrechner"
- seit Mai73 Teilarbeiten im DESY Hamburg
- Apr 74 Abschließende Diplomprüfung
- seit Jan74 Mitarbeit am Projekt w^0 -Inklusivproduktion am Speicherring DORIS, DESY-Prop. 131
- seit Nov74 Mitarbeit am Projekt Elektroproduktion von τ^0 am Synchrotron, DESY-Prop. 125
- bis Jul77 Letzteres Experiment und Doktorarbeit abgeschlossen.
- 69 -75 Dazwischen diverse Wehrübungen in Aachen, Senne-lager und Köln mit Ausbildung/Lehrgängen in Organisation von Transporten und Instandsetzung, letzter Dienstgrad Oberleutnant d. Res.
- seit Apr77 DESY-Angestellter bei F34, Mitarbeit an den Projekten TASSO und PLUTO an PETRA

Hamburg, Juli 1977

