

Interner Bericht  
DESY F1-82-02  
Dezember 1982

Eigentum der Property of	<b>DESY</b>	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	- 5. MAI 1983	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

MESSUNG DER REAKTION  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  MIT DEM FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETER

IM EXPERIMENT TASSO

von

Jörg Pyrlík

**DESY behält sich alle Rechte für den Fall der Schutzrechtserteilung und für die wirtschaftliche Verwertung der in diesem Bericht enthaltenen Informationen vor.**

**DESY reserves all rights for commercial use of information included in this report, especially in case of filing application for or grant of patents.**

**“Die Verantwortung für den Inhalt dieses  
Internen Berichtes liegt ausschließlich beim Verfasser“**

**MESSUNG DER REAKTION  $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$  MIT DEM FLÜSSIG-ARGON-KALORIMETER IM  
EXPERIMENT TASSO**

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereiches Physik  
der Universität Hamburg

Vorgelegt von  
Jörg Pyrlik  
aus Bomnitz

Hamburg 1982

Gutachter der Dissertation : Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. P. Söding

Gutachter der Disputation : Prof. Dr. P. Söding  
Prof. Dr. H. Spitzer

Datum der Disputation : 14. 12. 1982

Sprecher des  
Fachbereiches Physik und  
Vorsitzender des  
Promotionsausschusses : Prof. Dr. P. Stähelin

## Abstract

PYRLIK, JÖRG :

### A MEASUREMENT OF THE REACTION $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ WITH THE LIQUID-ARGON CALORIMETER AT THE EXPERIMENT TASSO

The annihilation of  $e^+e^-$  into two photons ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) was measured at center-of-mass energies of 22 and 35 GeV with a Lead-Liquid-Argon Calorimeter at the experiment TASSO. The cross sections obtained for the above reaction are in good agreement with those calculated by QED including terms up to order  $\alpha^3$ .

The resulting cut-off parameters at  $\sqrt{s} = 35$  GeV for the introduction of an excited electron or a 'seagull'-modification are  $\Lambda^+ > 61$  GeV and  $\Lambda^- > 48$  GeV or  $\Lambda^+ > 63$  GeV and  $\Lambda^- > 44$  GeV (95% confidence level).

A detailed description of the TASSO Liquid-Argon-Barrel-Calorimeter (LABC) is given including the neutral LABC-trigger and the cluster analysis programs.

The performance of the LABC like spatial- and energy-resolution or the particle identification via  $dE/dx$  measurement is presented.

The detection efficiency for the process  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  was found to be 91%, for Bhabha-scattering ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) nearly 100%.

## INHALT

1.0	EINLEITUNG	1
2.0	DER SPEICHERRING PETRA	3
3.0	DER TASSO-DETEKTOR	5
3.1	Innendetektor	7
3.2	Detektoren außerhalb der Spule	9
3.3	Vorwärtsdetektor	9
4.0	FLÜSSIG-ARGON KALORIMETER IM TASSO-DETEKTOR	11
4.1	Vorüberlegungen	11
4.2	Prinzipieller Aufbau eines Flüssig-Argon Kalorimeters	11
4.3	Das Flüssig-Argon Endkappen Kalorimeter	13
5.0	DAS FLÜSSIG-ARGON SCHALEN-KALORIMETER	15
5.1	Aufbau eines Submodules	15
5.2	Mechanik des Absorberaufbaus	19
5.3	Elektrischer Aufbau	20
5.4	Das Kühlsystem	21
5.5	Elektronik und Datenauslese	23
6.0	TRIGGER	27
6.1	Spurtrigger	27
6.1.1	Proportionalkammer Prozessor	28
6.1.2	Driftkammer Prozessor (PREPRO)	28
6.1.3	Kathoden Prozessor	28
6.2	Kalorimeter Trigger	29
7.0	DATENAUSWERTUNG	35
7.1	Der Datenfluß bei TASSO	35
7.2	Die Datenanalyse des Flüssig-Argon Kalorimeters	37
7.2.1	Erkennen 'heißer Zellen'	38
7.2.2	Energiegleichung	38
7.2.3	Das Analyseprogramm LARGON	39
8.0	MESSEIGENSCHAFTEN DES SCHALEN-KALORIMETERS	43
8.1	Ortsauflösung	43
8.2	Energieauflösung	47
8.2.1	Messungen am Teststrahl	47
8.2.2	Messung elastischer $e^+e^-$ -Streuung an PETRA	48
8.3	Teilchenidentifizierung mittels Energieverlustmessung im Argon	50

MESSUNG DER REAKTION $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$ .....	53
9.0 VORÜBERLEGUNGEN .....	55
9.1 Der theoretische Wirkungsquerschnitt .....	55
9.2 Strahlungskorrekturen .....	56
9.3 Abschneideparameter .....	57
10.0 AUSWAHL DER REAKTION AUS DEN ROHDATEN .....	61
10.1 Vorauswahl .....	61
10.2 Sichtprüfung .....	62
10.3 Endauswahl .....	64
11.0 TRIGGER- UND NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEITEN FÜR $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$ .....	69
11.1 Auswahlkriterien der Vergleichsreaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ .....	69
11.2 Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Triggerwahrscheinlichkeit .....	70
11.3 Bestimmung der $\gamma\gamma$ -Nachweiswahrscheinlichkeit .....	76
11.3.1 Effektive Luminosität .....	77
11.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit des FA Kalorimeters .....	78
11.3.2.1 Effektive Submodulgröße .....	79
11.3.2.2 Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen .....	81
11.3.2.3 Korrektur auf Untergrund und 2-Spur Akzeptanz .....	86
11.3.2.4 Der differentielle Bhabha Wirkungsquerschnitt .....	86
11.3.2.5 Berechnung der Wahrscheinlichkeit .....	88
12.0 BESTIMMUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS FÜR $E^+E^- \rightarrow \gamma\gamma$ .....	95
12.1 $\gamma\gamma$ Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen .....	95
12.2 Untergrundabschätzung .....	99
12.3 Einige wichtige Eigenschaften der $\gamma\gamma$ -Daten .....	101
12.3.1 Energieverteilung .....	101
12.3.2 Akollinearitätsverteilung .....	102
12.3.3 Anteil konvertierter $\gamma\gamma$ -Ereignisse .....	103
12.4 Berechnung von $d\sigma/d\Omega$ aus den $\gamma\gamma$ -Daten .....	104
13.0 ERMITTLUNG DER ABSCHNEIDEPARAMETER $\Lambda$ .....	109
14.0 ZUSAMMENFASSUNG .....	113
ANHANG .....	115
A.0 ERFAHRUNGEN BEIM AUFBAU UND BETRIEB DES FA-KALORIMETERS .....	117
A.1 Hochspannungssicherheit .....	117
A.2 Kühl- und Vakuumsystem .....	118
A.3 Elektronik .....	119

LITERATURVERZEICHNIS .....	121
DANKSAGUNG .....	125

## VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

Abbildung 1.	Lage der Beschleuniger und Experimente bei DESY	3
Abbildung 2.	Das TASSO Koordinatensystem	5
Abbildung 3.	Schnitt durch den Detektor senkrecht zum Strahl	6
Abbildung 4.	Schnitt durch TASSO entlang des Strahles	7
Abbildung 5.	Prinzipieller Aufbau eines Flüssig-Argon Kalorimeters	12
Abbildung 6.	Aufbau einer aktiven Meßlage	15
Abbildung 7.	Schematischer Aufbau eines Submoduls	16
Abbildung 8.	Ausrichtung der Türme auf den Wechselwirkungspunkt	18
Abbildung 9.	Detailausschnitt	20
Abbildung 10.	Querschnitt durch Innen- und Außentank eines Moduls	21
Abbildung 11.	Kühlsystem des Flüssig-Argon-Kalorimeters	22
Abbildung 12.	Blockschaltung der Flüssig-Argon Elektronik	23
Abbildung 13.	Darstellung der PREPRO Masken	29
Abbildung 14.	Anordnung der Triggerelemente in einem Submodul	30
Abbildung 15.	Schematischer Aufbau des Kalorimeter Triggers	31
Abbildung 16.	Beispiele möglicher Cluster in LARGON	41
Abbildung 17.	Variation der Submodulpositionen $\Phi$ , Z und R	45
Abbildung 18.	Ortsauflösung für 17,5 GeV Elektronen in $\theta$	46
Abbildung 19.	Ortsauflösung für 17,5 GeV Elektronen in $\varphi$	46
Abbildung 20.	Gemessene Pulshöhe als Funktion der Teststrahlenergie	47
Abbildung 21.	Energieauflösung im Teststrahl	48
Abbildung 22.	Energieauflösung mit 17,5 GeV Elektronen	49
Abbildung 23.	Energieverlust kosmischer Myonen	50
Abbildung 24.	Minimaler $dE/dx$ -Wert als Funktion des Teilchenimpulses	51
Abbildung 25.	Graphen zu $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ in niedrigster Ordnung	55
Abbildung 26.	Diff. Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ nach Gl. (1)	56
Abbildung 27.	Feynmandiagramme zur $3\gamma$ Emission	56
Abbildung 28.	Diagramme der virtuellen Strahlungskorrekturen	56
Abbildung 29.	'Seagull'- und 'schweres Elektron'-Modifikation	59
Abbildung 30.	Kosmischer Schauer (Untergrundreaktion)	63
Abbildung 31.	Bhabha-Ereignis mit Bremsstrahlungs- $\gamma$ (Untergrundreaktion)	63
Abbildung 32.	Untergrund Bhabha-Ereignis	64
Abbildung 33.	Topologie eines $e^+e^- \gamma$ Bhabhas	65
Abbildung 34.	Definition des Vorzeichens von $\cos\theta$	72
Abbildung 35.	Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0 Triggers	73
Abbildung 36.	Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0 Triggers	74
Abbildung 37.	Mittelwert der FA-1 Triggerwahrscheinlichkeit (Okt.-Dez., 35 GeV)	75
Abbildung 38.	Clusterenergie als Funktion der $ \cos\theta $ -Position im Submodul	80
Abbildung 39.	Clusterenergie als Funktion der $ \varphi $ -Position im	

	Submodul	80
Abbildung 40.	Effektive Submodulgröße	81
Abbildung 41.	Differentieller Wirkungsquerschnitt für Bhabha Ereignisse	84
Abbildung 42.	Differentieller Wirkungsquerschnitt (35 GeV-Daten und MC) für $e^+e^-$	87
Abbildung 43.	Differentieller Wirkungsquerschnitt (22 GeV-Daten und MC) für $e^+e^-$	87
Abbildung 44.	FA-Nachweiswahrscheinlichkeit der Unterperiode Nov-B	89
Abbildung 45.	FA-Nachweiswahrscheinlichkeit	92
Abbildung 46.	FA-Nachweiswahrscheinlichkeit	93
Abbildung 47.	Differentieller Wirkungsquerschnitt (MC-Daten und Fit) für $\gamma\gamma$	96
Abbildung 48.	Anteil neutraler, einfach- und zweifach konvertierter $\gamma\gamma$ -Ereignisse	97
Abbildung 49.	Korrekturen gegenüber QED nullter Ordnung ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ )	98
Abbildung 50.	Winkelverteilung des möglichen $e^-e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ Untergrunds in $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	100
Abbildung 51.	Korrelation der Clusterenergien in oberer und unterer Hälfte	101
Abbildung 52.	Auf Strahlenergie normierte Verteilung der Photoncluster aus $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	102
Abbildung 53.	Akollinearitätsverteilung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	103
Abbildung 54.	Diff. Wirkungsquerschnitt (Meßdaten und MC-Vorhersage) für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	108
Abbildung 55.	Abweichungen von der QED für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ (35 GeV Daten)	111
Abbildung 56.	Abweichungen von der QED für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ (22 GeV Daten)	112

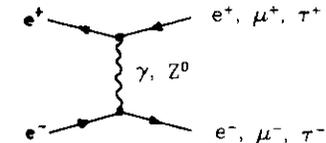
## VERZEICHNIS DER TABELLEN

1.	Parameter des Speicherringes PETRA	4
2.	Anzahl der Kanäle in Streifen und Türmen aller 8 Submodule	19
3.	Eigenschaften der Kalorimerelektronik	25
4.	Trigger bei TASSO	27
5.	Zusammensetzung der beiden FA Schalen-Kalorimeter Trigger	32
6.	Mittlere Anzahl der benutzten Streifen für 17,5 GeV Elektronen	43
7.	Anzahl der selektierten Ereignisse des Typs $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	66
8.	Anzahl der selektierten Referenz Ereignisse (Bhabhas)	70
9.	Aufteilung der Unterperioden und effektive Luminosität	78
10.	Strahlungskorrigierte Bhabha Wirkungsquerschnitte	85
11.	FA-Nachweiswahrscheinlichkeiten (Mittelwerte mit stat. Fehlern)	91
12.	Diff. Wirkungsquerschnitt für $e^-e^- \rightarrow \gamma\gamma$ (korrigiert und 0te Ordnung)	98
13.	Diff. Wirkungsquerschnitt für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ aus 35 und 22 GeV Meßdaten	106
14.	Systematische Fehler der Wirkungsquerschnittbestimmung für $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	107
15.	Abschneideparameter $\Lambda$ in GeV für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$	110

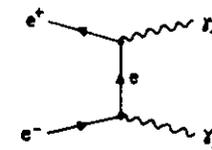
## 1.0 EINLEITUNG

Einen wichtigen Bereich der Experimente mit Elektron-Positron Speicherringen stellen Tests der Quantenelektrodynamik (QED) dar. Diese Theorie, die die Wechselwirkung der Leptonen  $e$ ,  $\mu$ ,  $\tau$  und des Austauschteilchens  $\gamma$  (Photon) beschreibt, bildet die Grundlage für alle weiterreichenden und vereinheitlichenden Theorien, wie des Standard-Modells von Glashow, Salam und Weinberg, welches die elektromagnetische und schwache Wechselwirkung der drei Leptondoublets  $(\nu_e, e)$   $(\nu_\mu, \mu)$   $(\nu_\tau, \tau)$  und der Quarkdoublets  $(u, d)$   $(c, s)$   $(t, b)$  beschreibt, und der Quantenchromodynamik (QCD), die eine Theorie der starken Wechselwirkung der Quarks ist.

Zu den einfachsten Reaktionen in  $e^+e^-$ -Speicherringen, die eine Überprüfung der QED ermöglichen, gehört die paarweise Erzeugung der geladenen Leptonen  $e$ ,  $\mu$  und  $\tau$  über den Austausch eines virtuellen Bosons, in diesem Fall des  $\gamma$ :



Da bereits bei Schwerpunktsenergien von ca. 35 GeV, wie sie mit PETRA erreicht werden, eine vom Standardmodell geforderte Interferenz durch das schwere  $Z^0$ -Boson Einfluß haben sollte - sie wurde durch die Messung einer Asymmetrie der  $\mu^+ \mu^-$  Produktion eindeutig nachgewiesen - ist der einzigen Fermion-Austauschreaktion bei QED-Tests, der Annihilation von  $e^+e^-$  in zwei Photonen,



besondere Bedeutung beizumessen. Dieser Prozess bleibt auch bei höheren Schwerpunktsenergien in niedrigster Ordnung unbeeinflußt von der schwachen Wechselwirkung und kann dann als eine Referenzreaktion für die Quantenelektrodynamik aufgefaßt werden [1].

Mögliche Veränderungen dieser Reaktion durch Abweichungen von der QED, etwa durch Einführung eines angeregten Elektrons im Propagator oder der Modifikation des Vertex' durch ein an das Elektron koppelndes neutrales Objekt, werden in dieser Arbeit anhand der Meßergebnisse untersucht.

Für alle erwähnten QED-Tests ist neben der genauen Impuls- und Ortsbestimmung der geladenen Teilchen auch deren Identifizierung notwendig; der Prozess  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  ist nur mit einem Kalorimeter nachzuweisen.

Im ersten Teil der vorliegenden Arbeit wird deshalb das Flüssig-Argon-Kalorimeter des TASSO-Detektors ausführlich erläutert und ein Überblick der Meßeigenschaften gegeben. Unter Benutzung der Messungen der Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) wird die Nachweiswahrscheinlichkeit des Flüssig-Argon Zählers für Photonen entsprechender Energie bestimmt.

Nach Berechnung von Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen für die Reaktionen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  und  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  wird aus den Meßergebnissen der differentielle Wirkungsquerschnitt beider Prozesse bestimmt.

## 2.0 DER SPEICHERRING PETRA

PETRA (Positron Elektron Tandem Ring Anlage) ist ein  $e^+e^-$  Speicherringbeschleuniger auf dem Gelände des Deutschen Elektronen Synchrotrons DESY in Hamburg. Je zwei Elektron- und Positronenteilchenpakete, die entgegengesetzt im Strahlrohr umlaufen, werden in den vier Wechselwirkungs-zonen zur Kollision gebracht. Der Ring ist seit Herbst 1978 in Betrieb, die Maximalenergie pro Teilchen beträgt derzeit 18.3 GeV. Die Luminosität erreicht seit Installation der sogenannten Mini-Beta Fokussierung in den Wechselwirkungs-zonen Anfang 1981 Werte um  $1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ .

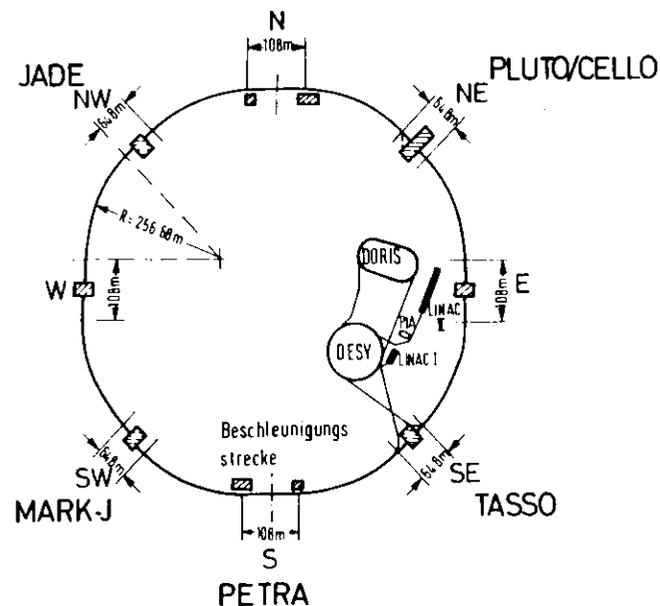


Abbildung 1. Lage der Beschleuniger und Experimente bei DESY

Einige wichtige Daten über PETRA und die typischen Parameter für Luminositätsbetrieb zeigt Tab. 1 .

Umfang	2340 m
Nutzbare Länge einer Wechselwirkungszone	9 m
Einschussenergie	7 GeV
Strahlenergie	5 - 19 GeV
Energieverlust durch Synchrotronstrahlung (pro Teilchen bei 18,3 GeV)	58 MeV / Umlauf
Energieunschärfe $\sigma(E)$ des Strahls in MeV	$0,023 \cdot E^2$ (E in GeV)
Luminosität bei 17,5 GeV	$1,5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$
Lebensdauer des Strahls	max. 6 h
Strahlstrom pro Teilchenpaket	8 mA
Hochfrequenz	500 MHz
HF-Leistung	4 MW
Klystrons	8
Resonatoren	60

Tabelle 1. Parameter des Speicherringes PETRA

### 3.0 DER TASSO-DETEKTOR

In der Süd-Ost Wechselwirkungszone befindet sich der von einer Kollaboration aus verschiedenen in- und ausländischen Universitäten und Instituten [2] entwickelte Detektor TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid), dessen schematischer Aufbau in Abbildung 3 und Abbildung 4 gezeigt ist.

Zur Erzeugung des Magnetfeldes dient eine 4,2 m lange Solenoidspule mit einem kastenförmigen Rückführungsjoch. Der Aufbau der eigentlichen Nachweiskomponenten läßt sich grob in drei Teile gliedern:

1. Komponenten im Magnetfeld (Innendetektor)
2. Komponenten außerhalb des Magnetfeldes (Hadronarme, Flüssig-Argon-Kalorimeter, Myonkammern)
3. Nachweisgeräte in geringem Winkel zum Strahl (Vorwärtsdetektor, Luminositätsmonitor)

Zur Verdeutlichung der in der weiteren Beschreibung benutzten Koordinaten diene Abbildung 2.

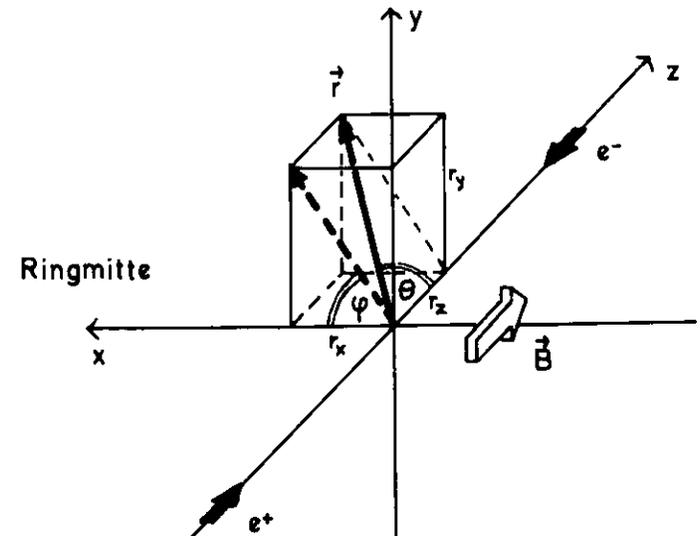


Abbildung 2. Das TASSO Koordinatensystem: Die x-Achse weist zur Ringmitte, die Positronen laufen in +z-Richtung, das Magnetfeld ist parallel zur z-Achse

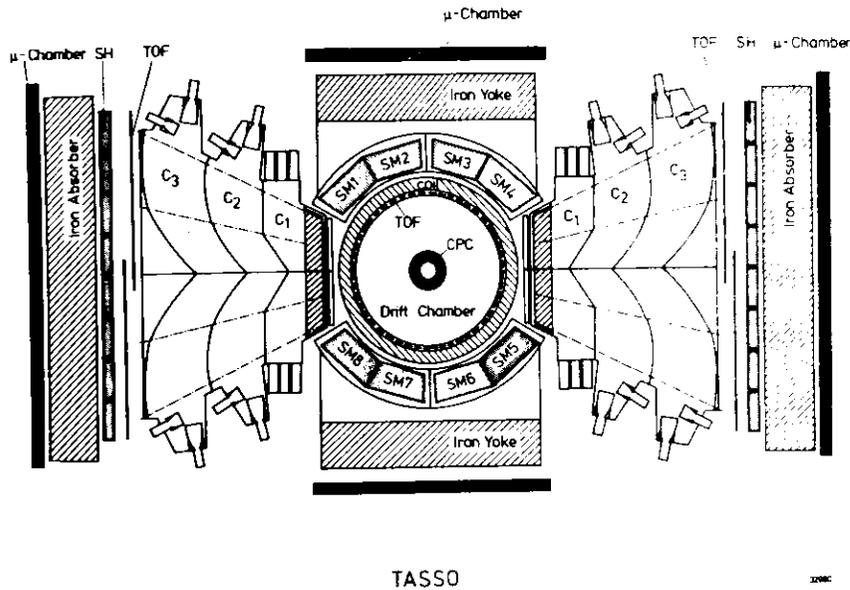


Abbildung 3. Schnitt durch den Detektor senkrecht zum Strahl:  
 CPC = Proportionalkammer, TOF = Flugzeitzähler.  
 SM1-SM8 = Submodule des Flüssig-Argon-Kalorimeters,  
 C<sub>1</sub>-C<sub>3</sub> = Čerenkovzähler, SH = Blei-Szintillator  
 Kalorimeter

### 3.1 INNENDETEKTOR

Der Innendetektor besteht vom Wechselwirkungspunkt (WWP) gesehen aus den folgenden Komponenten:

- Strahlrohr
- Proportionalkammer
- Driftkammer
- Flugzeitzähler

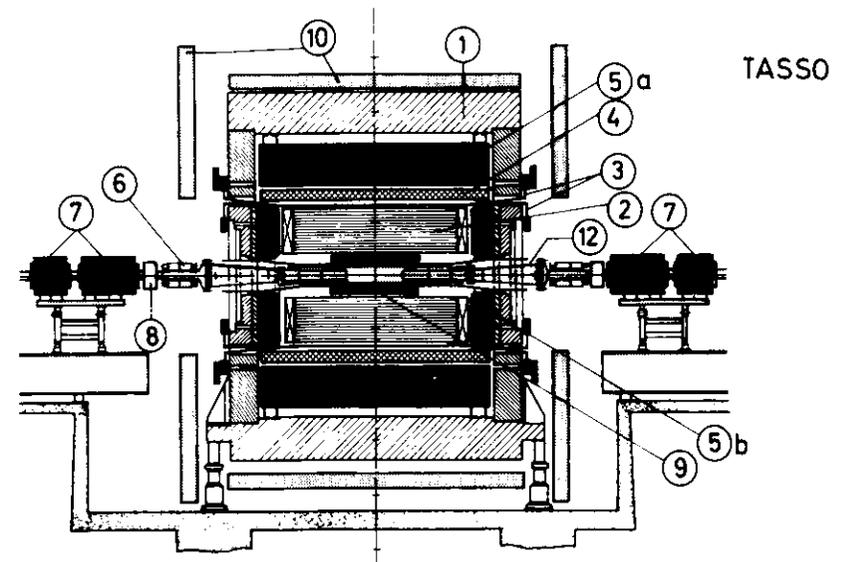


Abbildung 4. Schnitt durch TASSO entlang des Strahles:  
 1 Magnetjoch, 2 Driftkammer, 3 Flugzeitzähler, 4 Spule,  
 5a Flüssig-Argon Schalen-Kalorimeter, 5b Flüssig-Argon  
 Endkappen-Kalorimeter, 6 Vorwärtsdetektor, 7 Mini-β  
 Quadrupol, 8 Vakuumpumpe, 9 Proportionalkammer, 10  
 Myonkammer, 12 Strahlrohr

Das Strahlrohr mit einem Radius von 13 cm ist Teil des Ultrahochvakuumsystems des Speicherringes und dient mit einer Wandstärke von 4 mm Aluminium als Fenster zum TASSO-Detektor. Zusammen mit Kunststoffen zur Wärmeisolierung und nicht mehr benutzten Plastikszintillatoren befindet sich Material entsprechend 0,073 Strahlungslängen ( $X_0$ ) vor dem ersten aktiven Detektorteil.

Die Proportionalkammer [3] ist aus vier zylindrischen Lagen von Anodendrähten, die parallel zum Strahl gespannt sind, aufgebaut. Die einzelnen Lagen bestehen jeweils aus 480 Drähten mit einer aktiven Länge von 149 cm, die erste Lage liegt bei einem Radius von 18,7 cm, die vierte bei 27,9 cm; auf ca. 1,5 cm starken Styrofoamzylindern zwischen den Anodendrähten sind auf beiden Seiten jeder Lage 120 Kathodenstreifen helixförmig aufgebracht. Durch Neigung um plus bzw. minus  $36,5^\circ$  zur z-Achse läßt sich mit Hilfe der auf den Streifen induzierten Ladung die z-Position der Hits auf dem Anodendraht bestimmen.

Die Hauptkomponente des Innendetektors ist die zylindrische Driftkammer [4]. Sie hat eine aktive Länge von 323 cm und besteht aus 15 Drahtlagen mit insgesamt 2340 Driftzellen der Größe  $3,2 \times 2,4$  cm<sup>2</sup>. Die Drähte von 9 Lagen sind parallel zum Strahl gespannt ( $0^\circ$  Drähte), die von 6 Lagen in einem Winkel  $\alpha \approx \pm 4^\circ$  zur z-Achse ( $\alpha$ -Drähte). Erste und letzte Lage befinden sich bei einem Radius von 36,7 bzw. 122,2 cm. Die  $0^\circ$  Treffer erlauben die Rekonstruktion einer Spur in der  $r-\varphi$  Ebene, die  $\alpha$  Treffer ermöglichen eine dreidimensionale Rekonstruktion. Gefüllt ist die Kammer mit einem Gemisch aus 50% Argon und 50% Äthan. Bei einer Potentialdifferenz von ca. 2500 V beträgt die Driftgeschwindigkeit der Elektronen 45 mm pro  $\mu$ s.

An der Innenwand der Spule ( $R = 132$  cm) sind 48 Flugzeitähler angebracht. Sie bestehen aus 2 cm dickem Plastikszintillator und sind in ihrer Länge von 192 cm parallel zum Strahl ausgerichtet. An jeder der 17 cm messenden Schmalseiten sitzen Fotomultiplier.

Der gesamte Innendetektor wird von einer 4,40 m langen Spule umschlossen. Zusammen mit einem eisernen Rückflußjoch erzeugt sie im Innern ein homogenes Magnetfeld von 0,5 Tesla parallel zum Strahl [5]. Aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen läßt sich der Impuls berechnen; die Auflösung beträgt unter Berücksichtigung der Vielfachstreuung  $\sigma/p = 1,7\% \cdot \sqrt{1+p^2}$  (Impuls  $p$  in GeV/c), falls der Vertex nicht zur Rekonstruktion herangezogen wird.

Die Wicklung der Spule besteht aus 9 cm Aluminium, zusammen mit Kühlwasser und Isolationsmaterial entspricht dies einer Strahlungslänge Material.

## 3.2 DETEKTOREN AUSSERHALB DER SPULE

Zu beiden Seiten des Detektors befinden sich die großen Hadronarme [6]. Sie überdecken im direkten Anschluß an die Spule Polarwinkel von  $50^\circ$  bis  $130^\circ$  bzw. Azimutwinkel von  $\pm 26^\circ$  zur negativen bzw. positiven x-Achse. Vom WWP aus gesehen bestehen sie je aus einer flachen Driftkammer zur Ortsbestimmung aller eintretenden Spuren, darauf folgen drei Schwellenčerenkovzähler mit den Radiatoren Aerogel ( $n=1,024$ ), Freon ( $n=1,0014$ ) und  $\text{CO}_2$  ( $n=1,00043$ ) und 48 Flugzeitähler. Diese Anordnung ermöglicht die Erkennung und Trennung von Pionen, Kaonen und Protonen in weiten Impulsbereichen. Den Abschluß in einem Abstand von 5,80 m bilden  $8 \times 10 = 80$  Blei Szintillator Sandwich Schauerzähler zum Nachweis von Photonen.

Die noch freien Bereiche ober- und unterhalb der Spule ( $\frac{1}{3}$  des Azimuts) sowie die Stirnflächen der Driftkammer werden von Flüssig-Argon-Kalorimetern überdeckt. Eine ausführliche Beschreibung dieser Zähler erfolgt im nächsten Kapitel.

Zur Myonidentifikation sind über und unter dem Eisenjoch der Spule, an den Stirnflächen des Joches und hinter einer 87 cm dicken Eisenwand am Ende der Hadronarme 4 Lagen Proportionalrohrkammern (Myonkammern) installiert.

## 3.3 VORWÄRTSDETEKTOR

Zum Nachweis von unter kleinem Winkel (23 bis  $60$  mrad) gestreuten Teilchen befinden sich in 3,40 m Abstand auf beiden Seiten vom WWP Vorwärtsdetektoren [7], bestehend aus Proportionalkammern, Szintillationszählern und Bleiglasblöcken. Jeweils vier kleinere Blöcke und genau positionierte Szintillationszähler auf jeder Seite bilden den Luminositätsmonitor, der mittels Messung der Kleinwinkelbhabstreuung die Luminosität auf 5% genau bestimmt.

## 4.0 FLÜSSIG-ARGON KALORIMETER IM TASSO-DETEKTOR

### 4.1 VORÜBERLEGUNGEN

Die Aufgabe des Schauerszählers ist es, über einen großen Raumwinkel Photonen in einem möglichst weiten Energiebereich (50 MeV bis 20 GeV) zu messen, sowie Elektronen anhand ihrer Schauerentwicklung zu identifizieren. Weiterhin ist eine gute räumliche Auflösung wichtig, so daß man nahe beieinander liegende Schauer trennen sowie ihre Winkel genau bestimmen kann. Dies ermöglicht die Rekonstruktion von  $\pi^0$ -Mesonen und allgemein die Identifizierung einzelner Photonen und Elektronen.

Aus Platzgründen kann das Kalorimeter nur hinter der Spule angebracht werden und müßte bei ähnlicher Akzeptanz wie der Innendetektor ( $45^\circ < \theta < 135^\circ$ ), wenn man die Öffnung für die Hadronarme abzieht, eine Fläche von 32 m<sup>2</sup> überdecken.

Um alle diese Forderungen zu erfüllen, hat man sich für ein Flüssig-Argon (FA) Kalorimeter entschieden, in dem Bleiplatten, abwechselnd positiv und negativ geladen, sowohl als Absorber als auch zur Ladungssammlung im ionisierten Argon dienen.

### 4.2 PRINZIPIELLER AUFBAU EINES FLÜSSIG-ARGON KALORIMETERS

Diese Art von Detektor besteht aus Absorberplatten (Material Blei oder ein anderes Metall mit hohem Z), zwischen denen sich flüssiges Argon befindet (vgl. Abbildung 5 auf Seite 12). Die Gesamtdicke sollte 15 - 25  $X_0$  entsprechen, um ein 20 GeV Photon vollständig zu absorbieren. Zwischen den einzelnen Platten wird ein Feld von einigen kV pro cm erzeugt.

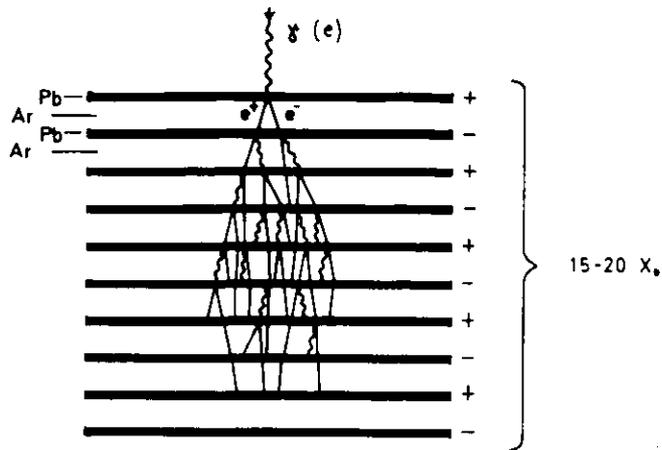


Abbildung 5. Prinzipieller Aufbau eines Flüssig-Argon Kalorimeters

Die geladenen Teilchen im Schauer ( $e^+$ ,  $e^-$ ) ionisieren das Argon, die entstandene Ladung fließt auf die positive Platte und kann mit einem ladungsempfindlichen Verstärker nachgewiesen werden.

Durch geeignete Segmentierung der gleichzeitig als Elektroden dienenden positiven Platten ist es möglich, die laterale und longitudinale Entwicklung des Schauers zu erfassen.

Nach umfangreichen Rechnungen mit dem Monte-Carlo Programm EGS ("Electron Gamma Simulation") [9] wurde eine Segmentierung des Zähleraufbaus gefunden, welche die Funktion der Energiemessung und der Ortsbestimmung getrennt löst.

Die Energie wird in sogenannten Türmen (ca.  $7 \times 7 \text{ cm}^2$  Segmente, die in der Tiefe miteinander verbunden sind) deponiert; wegen der lateralen Ausdehnung des Schauers ist diese Segmentation (Vordertürme) nach ungefähr der Hälfte des Absorbers (5 bis  $6 X_0$ ) auf ca.  $14 \times 14 \text{ cm}^2$  (Hinterturm) vergrößert.

Mit dieser Anordnung ist das Erkennen von Schauern im Prinzip einfach, weil ein Überlappen getrennter Schauer in ein- und denselben Auslesekanal selbst in Jets gering ist. Die longitudinale Aufteilung in Vorder- und Hintertürme ermöglicht eine Pion/Elektron Trennung; der Schauerschwerpunkt eines 1,5 GeV Elektrons liegt bei  $4,5 X_0$ , der eines 1,5 GeV Pions bei etwa  $12 X_0$  [8,10].

Zur genaueren Ortsbestimmung der Schauer dienen ca. 2 cm breite Streifen, die in verschiedenen Tiefen senkrecht zueinander zwischen den

Bleiplatten der Vordertürme eingefügt sind. Jedes Streifensignal wird ausgelesen, so daß deren Pulsverteilung eine gute Lokalisierung des Schauers ermöglicht.

Die ersten Meßlagen in jedem Kalorimeter bilden zwei unabhängige Streifenebenen zur Messung des Energieverlustes geladener Teilchen ( $dE/dx$ ). sprechen sie bei Photonen (keine Spur im Innendetektor) bereits an, fand schon eine Konversion im Material vor dem Kalorimeter ( $1,2$  bis  $1,6 X_0$ ) statt.

Im TASSO wurden zwei Bereiche außerhalb des Innendetektors mit Flüssig-Argon Kalorimetern des oben beschriebenen Typs ausgestattet:

1. Der ringförmige Raum zwischen den Endflanschen der zylindrischen Driftkammer und dem senkrecht stehenden Teil des Eisenjoches ( $12^\circ < \theta < 30^\circ$ ,  $0^\circ < \varphi < 360^\circ$ ), genannt Flüssig-Argon Endkappen-Kalorimeter (s. Abbildung 4 auf Seite 7)
2. Die beiden nicht vom Hadronarm belegten  $120^\circ$  Segmente zwischen Spule und waagerechtem Magnetjoch ( $30^\circ < \varphi < 150^\circ$  und  $210^\circ < \varphi < 330^\circ$ ,  $45^\circ < \theta < 135^\circ$ ), genannt Flüssig-Argon Schalen-Kalorimeter (s. Abbildung 3 auf Seite 6)

#### 4.3 DAS FLÜSSIG-ARGON ENDKAPPEN KALORIMETER

Die ringförmigen Zähler [11] (Innenradius 42 cm, Außenradius 112 cm) befinden sich in einem Abstand von 193 cm vom WWP. Der Radiatoraufbau besteht aus 2 mm starken Bleiplatten mit 3mm Zwischenraum für das flüssige Argon. Er ist folgendermaßen aufgeteilt:

- Die Vordertürme sind in 12 Ringe mit variablem Radius und 72 radiale Segmente á  $5^\circ$  aufgeteilt; insgesamt  $72 \times 12 = 872$  Elemente. Die Ringbreite variiert zwischen 8,80 und 3,05 cm, so daß jeder Turm gleiche Raumwinkel erfaßt.
- Die Hintertürme sind in  $872/4$  Elemente aufgeteilt. Jeder Hinterturm überlappt vier Vordertürme
- $\varphi$ -Streifen (2 Lagen am Anfang, 1 Lage nach  $2,9 X_0$ ) verlaufen radial mit einem Abstand von  $2,5^\circ$ ; d.h. 144 Streifen pro Lage.
- R-Streifen bestehen aus 23 Ringen, die in 12 radiale Segmente aufgeteilt sind; insgesamt also  $23 \times 12 = 276$  Streifen.

Die Vordertürme haben eine Dicke von ca.  $5 X_0$ , Hintertürme ca.  $7,6 X_0$ . Das Material vor dem Detektor (Driftkammerendflansch, Vakuum- und Argontank) ergibt ungefähr  $1,15 X_0$ ; insgesamt stehen also rund 14 Strahlungslängen zur Schauerabsorption zur Verfügung.

Geladene Spuren, die in den strahlnächsten Ring der Endkappe treffen, erreichen gerade die erste Drahtlage der Proportionalkammer. Spuren im äußersten Ring durchqueren ungefähr die ersten 10 inneren Lagen der Driftkammer. Da eine Spur im Innendetektor erst bei 5 vorhandenen  $0^\circ$ -Drähten der Driftkammer rekonstruiert wird, steht die Information über geladene Teilchen nur in einem Teil der Endkappe zur Verfügung.

Da zur Bestimmung der Ansprechwahrscheinlichkeit die Messergebnisse der Bhabhastreuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) benötigt werden, beschränkt sich die Analyse der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  auf die Daten des Schalenkalorimeters, welches im folgenden Kapitel etwas genauer erläutert wird.

## 5.0 DAS FLÜSSIG-ARGON SCHALEN-KALORIMETER

Dieser Zähler umschließt die zylinderförmige Spule auf ihrer ganzen Länge von 4,40 m in zwei  $120^\circ$  Teilschalen. Er ist in 8 identische Zählersegmente aufgeteilt, die im folgenden Submodule genannt werden. Je zwei Submodule befinden sich in einem gemeinsamen Tank mit flüssigem Argon, das Ganze bildet mit dem Außentank einen unabhängigen Kryostaten (genannt Modul), der eine Größe von  $4,40 \times 2,40 \times 1,05 \text{ m}^3$  aufweist (vgl. Abbildung 3 auf Seite 6).

### 5.1 AUFBAU EINES SUBMODULES

Der Absorberaufbau hat einen trapezförmigen Querschnitt, die schmale zum WWP weisende Seite mißt 81,4 cm, die breite Rückseite 95,5 cm; die Länge beträgt 398 cm. Bleiplatten und Elektroden aus Material von kleiner Ordnungszahl Z sind je 2 mm stark, der mit Argon gefüllte Zwischenraum beträgt stets 5 mm. Wie in Abbildung 6 skizziert besteht eine aktive Meßlage aus voneinander isolierten Signalelektroden auf Massepotential und auf beiden Seiten aus je einer von nachfolgenden Lagen mitbenutzten Hochspannungselektrode. Auf jede Signalplatte fließt also die in einer 10 mm dicken Schicht von flüssigem Argon durch Ionisation erzeugte Elektronenladung.

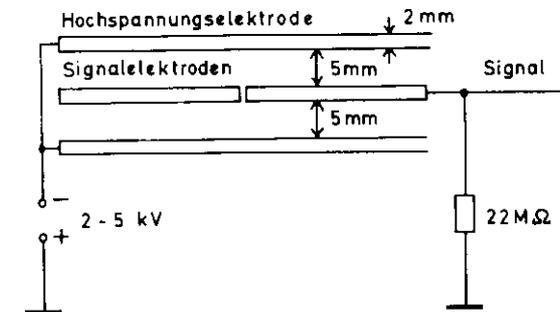


Abbildung 6. Aufbau einer aktiven Meßlage

Es gibt Meßlagen aus unterschiedlichen Materialien:

- **Material geringer Dichte:**  
Die Signalebene besteht aus einer glasfaserverstärkten Epoxidharzplatte (GFK), die auf beiden Seiten mit Kupfer kaschiert ist. Die Form der gewünschten Signalelektrode entsteht durch Ätzen. Die Hochspannungselektroden sind aus Aluminium.
- **Material hoher Dichte:**  
Signal- und Hochspannungselektroden bestehen aus massivem Blei.

Ein Teilchen vom WWP kommend durchquert in einem Submodul die folgenden aktiven Meßlagen (siehe auch Abbildung 7):

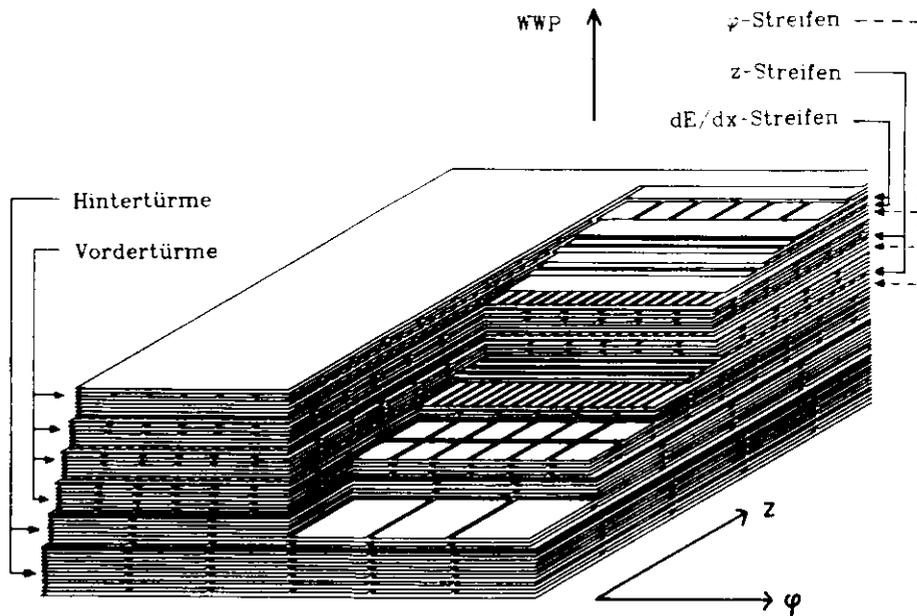


Abbildung 7. Schematischer Aufbau eines Submoduls

- Eine Lage (Abstand vom WWP 177,5 cm), deren Signalelektroden in ca.  $7 \times 7 \text{ cm}^2$  große Quadrate aufgeteilt sind. Diese zu den Vorder- oder kleinen Türmen zählenden Ebenen dienen zur Ladungssammlung vorher entstandener Schauer.
- Zwei Lagen z-Streifen zur Orts- und  $dE/dx$ -Messung. Sie sind ca. 2 cm breit und verlaufen senkrecht zur Strahlachse, in Abbildung 7 auf Seite 16 also über die schmale Seite des Bleiaufbaus.
- Eine Lage  $\varphi$ -Streifen (Breite 2 cm) zur Ortsbestimmung. Sie verlaufen senkrecht zu den z-Streifen und sind in der Mitte eines Submoduls unterbrochen.

Bis hierher wurde nur Material geringer Dichte verwendet, um die Schauerentwicklung gering zu halten.

- Zwei zu den Vordertürmen gehörige Lagen aus Bleiplatten (Gesamtdicke  $1,4 X_0$ ).
- je eine Lage z- und  $\varphi$ -Streifen aus Material geringer Dichte,
- zwei Lagen Vordertürme (wie oben),
- je eine Lage z- und  $\varphi$ -Streifen (wie oben),
- vier Lagen Vordertürme aus Blei ( $2,8 X_0$ ).
- 10 Lagen Hintertürme; sie sind viermal so groß ( $14 \times 14 \text{ cm}^2$ ) wie die Vordertürme, ihre Dicke beträgt  $7,6 X_0$ .

Damit enthält ein Submodul insgesamt 26 aktive Meßlagen mit einer totalen Argondicke von 26 cm. Für die Vordertürme ergibt sich eine Absorberdicke von  $6,09 X_0$ , für die Hintertürme von  $7,59 X_0$ . Vom WWP bis zur ersten aktiven Meßlage beträgt die Materialdicke  $1,63 X_0$ .

Alle Turm- und Streifenlagen sind so angeordnet, daß sie vom WWP aus gesehen hintereinander liegen, wie in Abbildung 8 auf Seite 18 angedeutet. An den Enden jedes Submoduls gibt es daher Vordertürme ohne dazugehörigen Hinterturm.

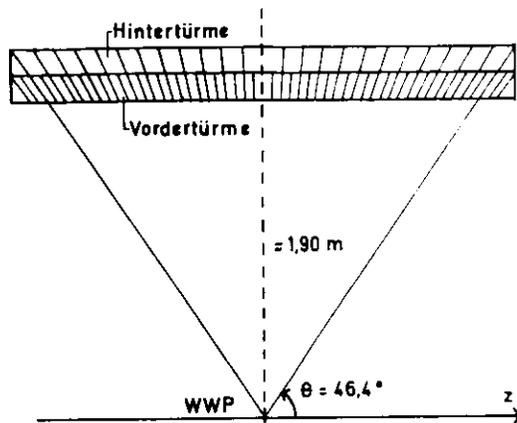


Abbildung 8. Ausrichtung der Türme auf den Wechselwirkungspunkt

Die einzelnen Meßlagen jedes Submoduls sind folgendermaßen zu einem Auslesekanal elektrisch zusammengefaßt:

- Alle hintereinanderliegenden Signalplatten der in 12 Zeilen und 52 Spalten angeordneten Vordertürme sind miteinander verbunden;
- getrennt davon sind die Hinterturmsignalelektroden zu  $26 \times 6$  Kanälen zusammengefaßt.
- Die ersten beiden z-Streifenlagen (je 168 Streifen) werden einzeln ausgelesen, um bei der  $dE/dx$ -Messung die Landauffluktuation zu verringern.
- Die zusammengehörigen Streifen der zwei folgenden z-Lagen sind verbunden (166 Kanäle),
- jeweils die hintereinanderliegenden Streifen der drei  $\varphi$ -Lagen besitzen einen gemeinsamen Auslesekanal (je 36 für +z und -z).

Das gesamte Schalen Flüssig-Argon System verfügt über die in Tab. 2 (S.19) aufgeführten Auslesekanäle:

Vordertürme	5088
Hintertürme	1248
$dE/dx$ -Streifen (1. und 2. Lage)	2688
z-Streifen	1328
$\varphi$ -Streifen	576
Summe	10928

Tabelle 2. Anzahl der Kanäle in Streifen und Türmen aller 8 Submodule

## 5.2 MECHANIK DES ABSORBERAUFBAUS

Bei der Entwicklung der Mechanik galt es zwei Forderungen zu erfüllen: Ausreichende mechanische Stabilität des Bleiaufbaus, und gleichmäßige Kontraktion aller Komponenten beim Abkühlen von Raum- auf flüssig-Argontemperatur ( $-183^\circ\text{C}$ ).

Die Steifigkeit des verwendeten Bleis (Antimonzusatz 3%) konnte durch Aufheizen auf  $200^\circ\text{C}$  und anschließendes Abschrecken in Wasser um einen Faktor 4 gesteigert werden. Weiterhin sind zwischen den Bleilagern 5 Ebenen aus 4 mm starken Aluminiumplatten eingefügt, die Rückwand bildet eine 1,5 cm dicke GfK-Platte.

Die Längenausdehnungskoeffizienten  $\alpha$  von Blei und Aluminium sind vergleichbar ( $28$  bzw.  $23 \times 10^{-6}$  pro  $^\circ\text{C}$ ), handelsübliches Epoxy weist jedoch nur ein  $\alpha$  von  $15 \times 10^{-6}/^\circ\text{C}$  auf, so daß in diesem Fall eine Sonderentwicklung mit einem  $\alpha$  von  $21 \times 10^{-6}$  pro  $^\circ\text{C}$  verwendet wurde. Durch Aufteilung der durchgehenden Aluminium- bzw. Blei-Hochspannungsebenen in 6 ca. 60 cm breite Platten konnten die Differenzen in der Längenkontraktion unter 1 mm gehalten werden.

Die mechanische und elektrische Verbindung der Signalplatten der Türme erfolgte durch verschraubte 5 mm Aluminiumhülsen, die mittels Keramikröhrchen von den Hochspannungsplatten isoliert sind (s. Abbildung 9 auf Seite 20). Ein über beide Hülsen passender Makrolonring sorgt für die Einhaltung des Argonspaltes von 5 mm. Die Isolation der Signalplatten untereinander als auch deren genaue Fixierung zwischen den HV-Ebenen bewirken  $12 \times 12 \times 5 \text{ mm}^3$  große Makrolonstückchen.

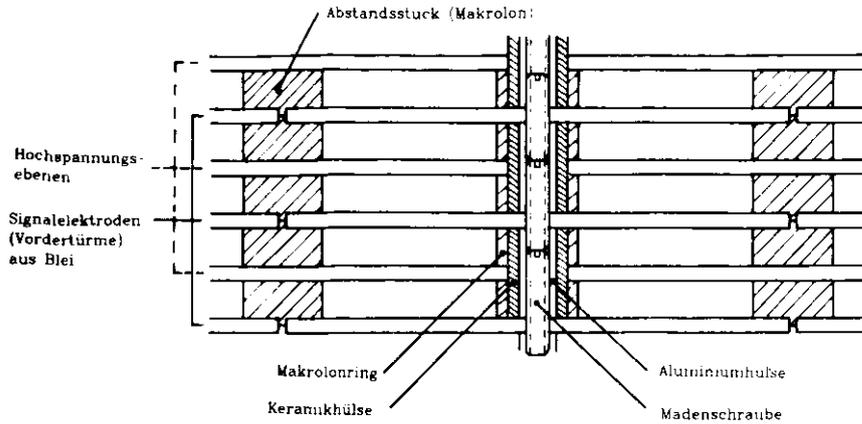


Abbildung 9. Detailausschnitt: Isolation und elektrisch-mechanische Verbindung der Bleiplatten.

Der ganze Absorber wird in den in Abbildung 10 auf Seite 21 gezeigten Aluminiuminnentank eingebaut; den Abstand von den Seitenwänden garantieren GfK-Keile, durch Federn an Deckel- und Bodenseite wird der gesamte Aufbau nochmals zusammengepresst.

### 5.3 ELEKTRISCHER AUFBAU

Wie bereits aus Tab. 2 (S.19) ersichtlich ist, müssen 1366 Kanäle pro Submodul aus dem kalten Argon dem Experiment zugeführt werden. Die Achsen der Vorder- bzw. Hintertürme enden je auf einer GfK Anschlußplatte, die bereits die Erdungswiderstände (22 MΩ, vgl. Abbildung 6 auf Seite 15) enthält. Die Streifen sind alle von der Seite zugänglich, wo ebenfalls die zugehörigen Widerstände untergebracht sind. Über Flachkabel, die in abgeschirmten Kabelkanälen verlegt sind, gelangen alle Signale zu sechs Durchführungsflanschen an der Rückseite (Deckel) des Innentanks; von dort führen speziell gefertigte Edelstahlkabel vom kalten Innenflansch zum warmen Außenflansch des Vakuumtanks. Da der elektrische Widerstand der Signalleitung nicht kritisch ist, konnte durch diese Kabel der Wärmetransport gegenüber Kupferleitungen um das 50-fache gesenkt werden.

Die Hochspannungsplatten sind mittels Kontaktfedern untereinander verbunden und werden gemeinsam pro Submodul mit Spannung versorgt.

### 5.4 DAS KÜHLSYSTEM

Die Abbildung 10 zeigt den Querschnitt durch einen Außentank mit eingebautem Innentank; beide Behälter zeichnen sich durch eine geringe Materialstärke an der dem WWP zugekehrten Innenseite aus. Der Innentank ist aus verschweißtem Aluminium gefertigt und besitzt einen durch Rippen verstärkten Doppelboden (je 5 mm Al). Er nimmt zwei Submodule auf und wird an der Rückseite durch 40 mm dicke Deckel mit 10 m langen endlosen federverstärkten Aluminiumdichtungen verschlossen.

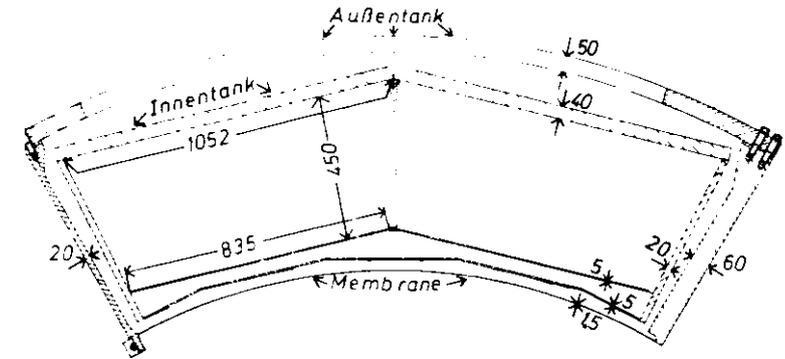


Abbildung 10. Querschnitt durch Innen- und Außentank eines Moduls

Der zur Vakuumisolierung dienende Außentank besteht aus Edelstahl, die Seite zum WWP wird von einer lediglich 1,5 mm dicken Stahlmembrane überspannt, welche dem Luftdruck widersteht. Die Dicke des Eintrittsfensters beträgt so nur 0,224 Strahlungslängen.

Durch Verkoppelung von zwei Außentanks an der Stoßstelle (linke Seitenwand in Abbildung 10) vor der Evakuierung konnte diese Wandstärke mit 20 mm gering gehalten werden.

Die Innenflächen der Vakuumtanks sind mit 10 Lagen Superisolation ausgelegt, um die Wärmeeinstrahlung gering zu halten; das Isoliervakuum liegt bei  $10^{-4}$  bar.

Der schematische Aufbau des Kühlsystems ist in Abbildung 11 auf Seite 22 dargestellt. Flüssiges Argon aus einem höhergelegenen Gefäß fließt in den Innentank und wird über ein System von Sprühleitungen entlang des Bleiaufbaus gleichmäßig verteilt. Verdampftes Argongas gelangt über eine weite Leitung zurück in das Gefäß und kondensiert dort an einer von Stickstoff durchströmten Kühlschlange (Temperatur des flüssigen  $N_2$

-192°C, Siedepunkt von Argon -183°C). Durch Steuerung des Stickstoffflusses mit dem Argongasdruck (1 - 1,5 bar) erreicht man ein Gleichgewicht von Ar Verdampfung und Kondensation.

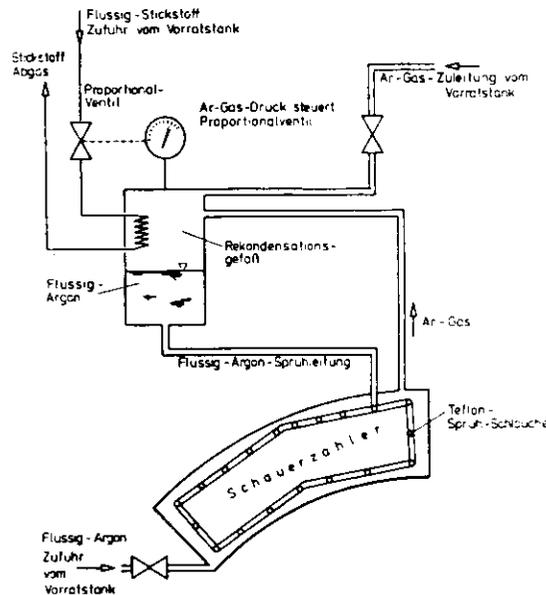


Abbildung 11. Kühlsystem des Flüssig-Argon-Kalorimeters: Alle kalten Behälter und Leitungen sind vakuumisoliert.

Die Abkühlung eines kompletten Innentanks (2 Submodule, Masse  $\approx 8.5$  t) wird mit einer kleinen Menge Argon in einem geschlossenen Kreislauf bis zu einer Temperatur von  $-180^\circ\text{C}$  durchgeführt und dauert ca. 2,5 Tage, danach wird direkt mit Flüssigkeit gefüllt. Im Normalbetrieb beträgt der gesamte Wärmefluß ca. 250 W, was 250 l flüssigen Stickstoff pro Tag für die Rekondensation erfordert.

Da Verunreinigungen des Argons mit elektronegativen Substanzen wie z.B. Sauerstoff, der durch Lecks im Leitungssystem aus der Luft eindringen kann, die Ladungssammlung erheblich stören, wird ein Teil des verdampfenden Argons ständig überwacht; der Sauerstoffanteil liegt im Durchschnitt unter 1 ppm.

## 5.5 ELEKTRONIK UND DATENAUSLESE

Das elektronische System des FA-Kalorimeters gliedert sich räumlich in zwei Teile (s. Abbildung 12):

- Jeweils auf der Außenseite der vier Vakuumtanks sitzen die Vorverstärker für alle 11000 Kanäle. Sie befinden sich in einem doppelt abgeschirmten Metallkasten, der von Außen mit Druckluft gekühlt wird.
- Hinter der Abschirmmauer des Experimentes befindet sich die Hochspannungsversorgung für das Kalorimeter und die Stromversorgung der Vorverstärker. Die ankommenden Analogsignale werden hier digitalisiert ('ADC', 'DAC' in der Abb. unten), von einem Mikroprozessor korrigiert und an den Experimentrechner weitergegeben.

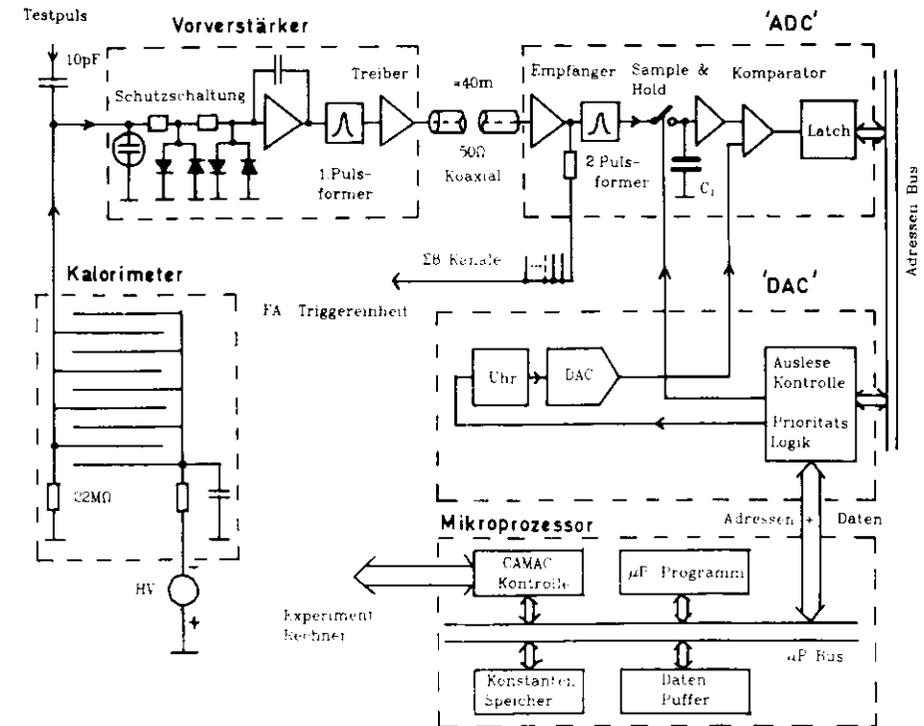


Abbildung 12. Blockschaltung der Flüssig-Argon Elektronik

Im einzelnen ist das elektronische System folgendermaßen aufgebaut:

Durch das elektrische Feld (Spannung für 5mm Plattenabstand in der Regel 2 kV) fließt die Elektronenladung auf die Signalelektroden und gelangt auf kürzestem Weg zu einem ladungsempfindlichen, integrierenden Vorverstärker. Um den direktgekoppelten Feldeffekttransistor im Eingang jedes Kanales gegen hohe Spannungen zu schützen, die bei Überschlägen zwischen Signal- und HV-Elektrode entstehen können, sind eine Gasentladungsfunkenstrecke und mehrere Schutzdioden eingebaut. Das Ausgangssignal des Vorverstärkers wird in der 1. Pulsformerstufe differenziert und über eine ca. 40 m lange 50  $\Omega$  Koaxialleitung zur ADC-Stufe (Analog Digital Converter) geschickt.

Die Eingangsstufe des 'ADC' enthält einen zweiten Pulsformer, so daß der Einfluß von Störungen, die auf der langen Verbindungsleitung eingekoppelt werden, gering ist. Dieser Pulsformer lädt den Kondensator  $C_1$  einer 'Sample and Hold' Stufe auf.

Für 336 Kanäle gemeinsam erzeugt ein 12-Bit Digital-Analog-Konverter (DAC) eine Rampe, die in 1,3 ms von 5 V auf 0 V abgesenkt wird. Stimmen Rampe und Spannung an  $C_1$  in einem Kanal überein, stoppt die Rampe, Höhe und Adresse des Kanals werden im Speicher des Mikroprozessors<sup>1</sup> abgelegt, und die Rampe wieder gestartet usw.

Diese Art der Digitalisierung reduziert die Anzahl der wirklich vorhandenen teuren Digital-Analog Wandler auf je einen in der 'DAC'-Stufe, in diesem Fall auf 48 für das ganze FA-Kalorimeter.

Parallel zum Durchfahren der Rampe vergleicht der Mikroprozessor die Pulshöhe mit einer programmierbaren Schwelle und übergeht den Kanal, falls das Signal darunter liegt. Alle Pulse über der Schwelle werden behalten und zusätzlich auf Nullpunkt (Pedestal) und Verstärkung korrigiert.

Es stehen insgesamt 12 Bit entsprechend 4096 ADC-Werten (Nadc) für die Digitalisierung zur Verfügung; dieser Maximalwert entspricht einer Schauenergie von ca. 8 GeV in einem einzelnen Vorder- bzw. Hinterturm.

Die Verarbeitung eines durchschnittlichen Ereignisses mit Auslese in den Experimentrechner dauert ca. 6 ms. Einige wichtige Eigenschaften der Elektronik zeigt Tab. 3 (S.25).

<sup>1</sup> CPU aufgebaut aus vier Bit-Slice Bausteinen (Motorola MC2091), 2k  $\times$  16-Bit Datenspeicher und 256  $\times$  42-Bit Programmspeicher. Je ein Mikroprozessor pro 336 ADC-Kanäle

Bestimmung von Verstärkung und Pedestal Jeder Vorverstärkereingang besitzt einen Testkondensator von 10 pF, mit dem zur Kalibrierung 8 verschiedene Pulshöhen in die Nachweiselektronik eingegeben und über die normale Analyseketten verarbeitet werden. Steigung und Achsenabschnitt einer Geradenanpassung an die Testdaten bestimmen Verstärkung und Pedestal jedes Kanales und werden im Speicher des Mikroprozessors für die weitere Datenauslese abgelegt.

Die gesamte Ausleseelektronik wurde von den DESY Gruppen F52, F58 und F1 entwickelt und getestet.

Eigenschaft	Vorder- turm	Hinter- turm	$\phi$ - Str.	z- Str.	dE/dx- Str.
Rauschen [fC]	1,5	3,0	2,7	1,1	0,6
Ladung/Nadc [fC/Nadc]	1,16	1,16	0,23	0,23	0,26
Min.-ion. Teilch. [Nadc]	47	52	80	50	230
Schwelle [Nadc]	10	10	30	30	100
Schwelle [MeV]	20	20	12	12	-

Tabelle 3. Eigenschaften der Kalorimerelektronik

## 6.0 TRIGGER

### 6.1 SPURTRIGGER

Befinden sich je zwei  $e^+$  und  $e^-$  Teilchenpakete im Speicherring (Normalbetrieb), so ist die Kollisionsfrequenz 260 kHz. Da im Prinzip bei jeder Kollision eine interessante Reaktion stattfinden kann, bleibt also maximal  $3,8 \mu\text{s}$  Zeit, um Entscheidungen bezüglich der Auslese der Detektorkomponenten zu treffen. Die Auslese selber nimmt aber 20 - 30 ms in Anspruch, in der das Experiment nicht messen kann (Totzeit). Um die Ausleserate und damit die Totzeit gering zu halten, existieren für die meisten Meßkomponenten Prozessoren, die innerhalb der  $3,8 \mu\text{s}$  die zugehörigen Daten auswerten und bei Erfüllung bestimmter Kriterien ein Triggersignal liefern. Die 16 möglichen Trigger bei TASSO zeigt Tab. 4.

Kanal	Art des Triggers	Kürzel
1	FA Schalenkalorimeter - neutral -	FA-0
2	FA Schalenkalorimeter - 1-Spur -	FA-1
3	FA Endkappe - neutral -	EC-0
4	FA Endkappe - 1-Spur -	EC-1
5	Proportional-kammer Kathode	CPC
6	Luminositätsmonitor	LUMI
7	Flugzeitzähler	TOF
8	Hadronarm (HA) Schauerzähler -neutral-	SH-0
9	Driftkammer Koplanar	DC-2
10	Driftkammer 2-MONIKA-Spuren	MON
11	Driftkammer 4-Spur	DC-4
12	frei	-
13	HA-Schauerzähler -2-Spur-	SH-2
14	HA-Schauerzähler -1-Spur-	SH-1
15	$\gamma\gamma$ 1 Spur	GG
16	Testtrigger	-

Tabelle 4. Trigger bei TASSO

Einige der wichtigsten Trigger, die auf der Spurinformation des Innendetektors beruhen, seien hier erläutert. Sie benötigen die Information der folgenden Prozessoren:

### 6.1.1 Proportionalkammer Prozessor

Die Drähte der Kammer sind in 48 radiale Segmente aufgeteilt. Sprechen mindestens drei Lagen in einem der Segmente an, und liegen die Treffer innerhalb von vorprogrammierten Masken, wobei auch ein Flugzeitähler (TOF) getroffen sein muß, so liefert dieser Prozessor [12] nach  $0,5 \mu\text{s}$  ein Startsignal (Pretrigger).

Die Masken entsprechen verschiedenen Spurradien und damit dem Transversalimpuls  $p_T$  des Teilchens (vgl. die analoge Definition dieser Masken bei der Driftkammer in Abbildung 13 auf Seite 29).

### 6.1.2 Driftkammer Prozessor (PREPRO)

Ausgehend von den Adressen der Drähte (die Driftzeit bleibt unberücksichtigt) der  $0^\circ$ -Lagen 1,3,5,6,11 und 13, wobei mindestens 5 der 6 Lagen gesetzt sein müssen, versucht dieser Prozessor Spuren zu finden, sobald ein Pretrigger vorliegt.

Ausgehend vom Draht der innersten Lage (72 Driftzellen) werden Treffermöglichkeiten nach 15 Masken in den folgenden Lagen überprüft.

### 6.1.3 Kathoden Prozessor

Seit Mai 1981 wird die auf den Kathodenstreifen der Proportionalkammer induzierte Ladung mit einer modifizierten Flüssig-Argon Elektronik ausgelesen. Ebenfalls vom Pretrigger gestartet berechnet dieser Prozessor die z-Position der Proportionalkammerspuren.

Aus der Information der obigen Prozessoren werden die drei folgenden Spurtrigger gebildet:

1. 2-Spur Topologie Trigger (DC-2).  
Er verlangt zwei gegenüberliegende PREPRO-Spuren innerhalb  $180^\circ \pm 22,5^\circ$ . Jede Spur muß dabei eines der 48 Proportionalkammersegmente, eine PREPRO-Maske mit  $p_T > 320 \text{ MeV}/c$  (s. Abbildung 13 auf Seite 29) und den dazugehörigen Flugzeitähler gesetzt haben. Die Winkeltoleranz entspricht genau  $\pm 3$  der 48 Flugzeitähler.
2. 4-Spur Trigger (DC-4).  
Er verlangt 4 Spuren mit  $p_T > 320 \text{ MeV}/c$  (ab Run 4715  $> 220 \text{ MeV}/c$ )
3. Kathoden Trigger (CPC).

Hier müssen 2 Proportionalkammerspuren mit beliebigem  $\varphi$  innerhalb eines Abstandes  $z = \pm 30 \text{ cm}$  vom WWP liegen und ein  $p_T > 250 \text{ MeV}/c$  haben.

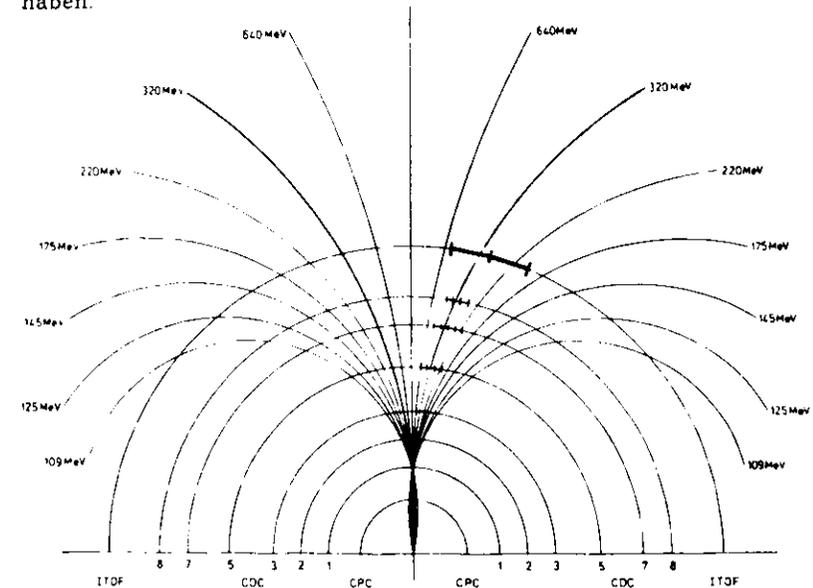


Abbildung 13. Darstellung der PREPRO Masken

## 6.2 KALORIMETER TRIGGER

Der Trigger des FA-Kalorimeters ist ein Energietrigger, er spricht auf die deponierte Energie von Elektronen und Photonen an. Weiterhin ist er, um z.B. die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  anzuzeigen, unabhängig von der Spurinformaton des Innendetektors.

Als Eingabe für die Bildung des Triggers dienen Summenausgänge, in denen die Signale von je 8 Vorder- bzw. Hintertürmen nach der zweiten Pulsformerstufe im ADC-Eingang aufaddiert wurden. Diese Summensignale werden zu folgenden zwei unterschiedlich großen Eingabeelementen für den Trigger zusammengefaßt:

1. Lokale Triggerelemente bestehen aus  $4 \times 8 = 32$  Vordertürmen und den 8 zugehörigen Hintertürmen. Diese Elemente wurden wie in Abbildung 14 auf Seite 30 gezeigt über einen Submodul verteilt. An den Rändern besteht ein Element aus nur 6 Hintertürmen, da wegen der Ausrichtung auf den WWP kein Platz für weitere Hintertürme vorhan-

den ist; zu den nur 24 Vordertürmen kommen dann noch 6 ohne Hinterturm hinzu. Pro Submodul gibt es also 30 lokale Triggerelemente.

2. Globale Triggerelemente bestehen aus allen Vorder- und Hintertürmen eines Submodules.

Insgesamt verfügt das Flüssig-Argon Schalen-Kalorimeter somit über  $30 \cdot 8 = 160$  lokale und 8 globale Triggerelemente

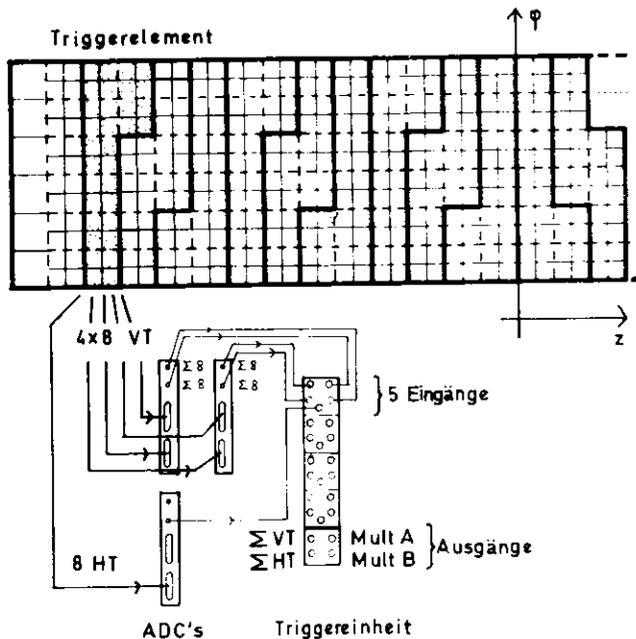


Abbildung 14. Anordnung der Triggerelemente in einem Submodul

Die Zusammenschaltung zu den oben beschriebenen Triggerelementen wird mittels bei DESY entwickelter Triggereinheiten vorgenommen. Jede Einheit besteht aus 4 Gruppen mit jeweils 4 Eingängen für Vorderturmpulse (VT) und einem für die Hinterturmpulse (HT). Die Summen von VT und HT stehen wiederum als separater Ausgang zur Verfügung, so daß mit mehreren Einheiten daraus die Pulssumme eines ganzen Submodules gebildet werden kann.

Die Signale von jedem Element führen getrennt für Vorder- und Hintertürme zu je zwei Arten (A und B) von Diskriminatoren (s. Abbildung 15 auf Seite 31). Jeder Diskriminator besitzt zwei Eingänge mit

den Schwellen  $a_{VT}$  und  $a_{HT}$  (entspr.  $b_{VT}$  u.  $b_{HT}$  für den Diskriminator B) für Vorder- bzw. Hinterturmsignale. Weiterhin ist es möglich, eine VT\*HT Koinzidenz oder nur VT zu verlangen. Die vier Schwellen  $a_{VT}$ ,  $a_{HT}$ ,  $b_{VT}$  und  $b_{HT}$  werden für die 7 Triggereinheiten, die pro Submodul zur Verschaltung notwendig sind, in einer Steuereinheit gemeinsam gesetzt.

Um für den globalen Trigger eine andere Energieschwelle im zentral gesteuerten Diskriminator zu erzeugen, wurde die Pulssumme aller Vordertürme in einem Submodul durch ein Dämpfungsglied (-6dB) halbiert. Für den Diskriminator A wurde die Vorderturm-Hinterturm Koinzidenz verlangt, für B nicht, so daß der Wert von  $b_{HT}$  nicht relevant ist.

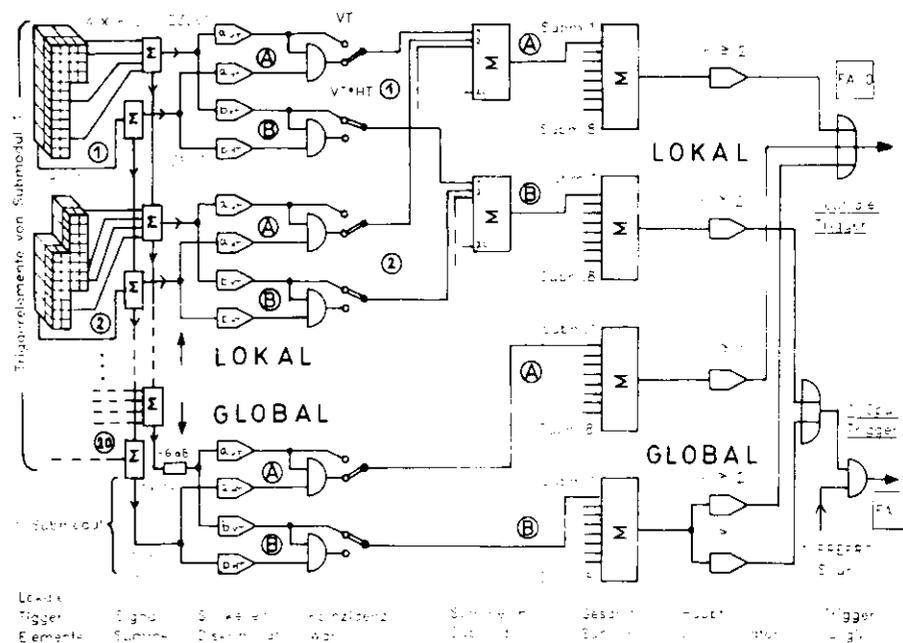


Abbildung 15. Schematischer Aufbau des Kalorimeter Triggers

Jeder Diskriminator gibt, wenn seine Schwelle überschritten worden ist, ein Signal von -100mV ab. Die Summe der Diskriminatorensignale einer Triggereinheit steht an den Ausgängen  $M_A$  und  $M_B$  zur Weiterverarbeitung zur Verfügung und ist ein Maß für die Anzahl (Multiplizität) der angesprochenen Diskriminatoren.

Alle 160 Diskriminatorausgänge der lokalen Triggerelemente wurden getrennt für A und B linear addiert, ebenso die 8 Ausgänge des globalen Triggers, so daß vier Eingabesignale (lokal A, lokal B, global A und global B) für die Triggerlogik entstanden. Durch die Wahl der Schwelle im Hauptdiskriminator wurden verschiedene Multiplizitätsforderungen an die FA-Triggerelemente gestellt; weiterhin wurde die Spurinformaton des Driftkammerprozessors (für eine PREPRO-Spur gelten die gleichen Kriterien wie bei den Spurtriggern) verarbeitet.

Es wurden zwei unabhängige Flüssig-Argon Trigger erzeugt:

1. Neutraler Trigger (FA-0)

Dies ist ein 'stand alone' Trigger, der unabhängig von irgendwelchen geladenen Spuren (null Spuren) ist. Er verlangt mindestens ein globales Triggerelement vom Diskriminator A ( $\Sigma VT > 1,12$  GeV und  $\Sigma HT > 0,95$  GeV), oder mindestens zwei globale Triggerelemente vom Diskriminator B (nur  $\Sigma VT > 0,81$  GeV), oder mindestens zwei lokale Triggerelemente vom Diskriminator A ( $\Sigma VT > 0,56$  GeV und  $\Sigma HT > 0,95$  GeV).

2. 1 Spur Trigger (FA-1)

Hier wird genau eine PREPRO-Spur gefordert und mindestens ein globales Triggerelement vom Diskriminator B, oder mindestens zwei lokale Triggerelemente vom Diskriminator B (nur  $\Sigma VT > 0,40$  GeV).

Als Liste zeigt Tab. 5 die obigen Bedingungen.

Trigger	PREPRO Spuren	Multi- plizit.	Trigger- element	Diskri- minator	Koinzi- denz	Schwellen	
						VT	HT [GeV]
FA-0	0	$\geq 1$	GLOBAL	A	VT*HT	1,12	0,95
	0	$\geq 2$	GLOBAL	B	VT	0,81	-
	0	$\geq 2$	LOKAL	A	VT*HT	0,56	0,95
FA-1	1	$\geq 1$	GLOBAL	B	VT	0,81	-
	1	$\geq 2$	LOKAL	B	VT	0,40	-

Tabelle 5. Zusammensetzung der beiden FA Schalen-Kalorimeter Trigger

Beide Trigger erlauben auch einzelne Schauer und stellen keinerlei Kollinearitätsforderungen im Falle von zwei schauernden Teilchen.

Um den Trigger gegen Störungen unempfindlich zu machen, sind noch einige Vetos eingebaut (nicht in Abbildung 15 auf Seite 31 angegeben).

- Die nach dem Aufbau der elektrischen Signale startende Auslese der Kalorimeter ADC's verursacht Störungen in den Summenausgängen, so daß die Hauptdiskriminatoren während der Auslese ein Veto bekommen.
- Elektromagnetische Störungen, die in den Detektor gelangen, verursachen sehr große Pulse, die erst nach einigen  $10 \mu s$  abgeklungen sind. Da echte Daten nur kurz nach der Strahlkreuzung alle  $3,84 \mu s$  auftreten können, wird für beide Trigger zusätzlich verlangt, daß seit der vorigen Strahlkreuzung kein Triggersignal erschienen ist. Die Häufigkeit für solche 'falschen' Trigger ist klein relativ zur Kreuzungsfrequenz von 260kHz. Daher kann man den Verlust an Ereignissen durch obige Forderung vernachlässigen.

## 7.0 DATENAUSWERTUNG

### 7.1 DER DATENFLUSS BEI TASSO

Sobald mindestens eine der Triggerbedingungen aus Tab. 4 (S.27) erfüllt ist, wird die Datennahme gestoppt und mit der Auslese aller Detektorkomponenten begonnen.

Die Daten jedes Meßgerätes werden vom Experimentrechner über das CAMAC Interface ausgelesen und zu Datenstrukturen (genannt Bänke) zusammengefaßt. Diese Bänke enthalten in kompakter Form die Adressen und Analoginformationen der jeweiligen Detektorkomponente. Beim FA-Kalorimeter werden z.B. Art der Meßzelle (Streifen- bzw. Turmsorte), Adresse und die zugehörige Pulshöhe in einer Bank mit den Namen LIAR abgespeichert.

Nach Pufferung auf der experimenteigenen Magnetplatte gelangen die Daten über eine Direktverbindung zum IBM Großrechner auf eine weitere Magnetplatte, die, sobald sie voll ist, auf Magnetband kopiert wird. Diese so erzeugten DUMP-Bänder bilden den Anfang der Offline-Analysekette; sie enthalten nur die Rohdaten des Experimentes, aber noch keine weiteren Analyseergebnisse und werden nach Weiterverarbeitung nach einiger Zeit wieder gelöscht.

Sobald das DUMP-Band geschrieben ist, startet automatisch der erste Analyseschritt - genannt PASS1. Hier wird als Hauptpunkt die Spurrekonstruktion in der Driftkammer vom Programm FOREST [13] ausgeführt, in dem aus den Adressen der getroffenen Drähte und der Zeitinformation Richtung und Impuls der Teilchen berechnet wird.

Außerdem läuft ein weiteres für die Analyse der FA-Schalen Kalorimeter wichtiges Programm, das im wesentlichen zwei Aufgaben erfüllt:

1. Schnelle Erkennung von Hardwarefehlern (keine Bank erzeugt, Bank zu lang, Adressen durcheinander, CAMAC Fehler...) und Erzeugung eines Fehlercodes
2. Auffinden und Abspeichern von 'heißen' Zellen

Punkt 1 soll es ermöglichen, schnelle Gegenmaßnahmen zu ergreifen, um nicht längere Zeit mit unbrauchbarer FA Information Daten zu nehmen. Der zweite Punkt ist für die spätere Analyse der Kalorimeterinformation wichtig, wo ich etwas genauer auf die Definition 'heißer' und 'warmer' Zellen eingehen werde.

Die Ergebnisse werden zusammen mit anderer nützlicher Information wiederum in Form von neuen Bänken (pro gefundener Spur eine) den Rohdaten hinzugefügt oder in bestehende Bänke geschrieben und auf Magnetband abgespeichert. Die so erzeugten PASS1-Bänder enthalten also immer noch die komplette Erstinformation des Experimentes

Im nächsten Schritt - PASS2 - werden keine weiteren Bänke als Ergebnis von Detektoranalysen erzeugt, aber es wird bereits die erste Datenselektion vorgenommen. Diejenigen Ereignisse des PASS1 Bandes, die mindestens eine der folgenden Bedingungen erfüllen, werden auf das PASS2-Band geschrieben

- Innendetektor:  
Mindestens eine Spur, die in allen drei Dimensionen rekonstruiert wurde, mit Abstand vom Vertex in der xy-Ebene  $< 2,5$  cm, Abstand in z  $< 15$  cm
- Endkappen Kalorimeter:  
2 Schauer oder 1 Schauer +  $\geq 1$  Spur
- Hadronarm Schauerzähler:  
2 Schauer oder 1 Schauer +  $\geq 1$  Spur
- Höhenstrahlungsmyonen (für Eichzwecke):  
Genau zwei Flugzeitähler, gegenüberliegend innerhalb  $\pm 2$  Zahlern.
- Vorwärtsdetektor:  
Luminositätstrigger
- FA Schalen-Kalorimeter:  
Energiesumme über alle Module  $> 4$  GeV oder zwei Submodule mit jeweils mehr als 0,5 GeV

Für den FA-Zähler wird das Programm LIATRQ gerufen, welches diese Energiesummen bildet. Es werden dabei der Fehlercode, der in der LIAR-Bank steht, und hohe Multiplizitäten durch Störungen von Außen berücksichtigt. Weiterhin läßt das Programm die in PASS1 erkannten heißen Kanäle außer acht.

Ungefähr 10 PASS1-Bänder ergeben ein neues PASS2-Band.

Die noch folgenden Reduktionsschritte PASS3 und PASS4 zielen darauf ab, hadronische Ereignisse auszuwählen. Es werden mehr Spuren verlangt ( $\leq 3$  in xy,  $\geq 2$  in xyz) und ein iteratives Verfahren zur Verbesserung der Spurparameter (MILL) [13] angewendet, gleichzeitig laufen alle ausführlichen

Analyseprogramme der einzelnen Detektorteile, deren physikalische Aussagen wieder in Form von Bänken den Daten hinzugefügt werden. In PASS4 werden als wichtigste Kriterien je nach Schwerpunktsenergie 4 oder 5 Spuren innerhalb  $z = \pm 6$  cm mit einer  $p_T$  Summe  $> 0,53 \cdot E_{\text{Strahl}}$  verlangt. Diese Ereignisse sind außerdem einer visuellen Überprüfung am Sichtgerät unterzogen worden, hauptsächlich um Untergrund von Bhabha Ereignissen zu entfernen.

Einen wichtigen Nebenzweig der Reduktionskette bildet die Erzeugung von 2-PRONG Datensätzen. Sie werden aus den PASS2-Daten mittels folgender Schritte produziert (Programm BHASEL).

1. 2 bis 4 Spuren in der xy Ebene, mindestens eine in xyz
2. Abstand vom Vertex in xy  $< 2,5$  cm,  
Abstand vom Vertex in z  $< 15$  cm
3. Existieren mehr als 2 Spuren, so müssen sie innerhalb zweier Kegel mit  $5^\circ$  Öffnungswinkel liegen
4. Haben bei 2 Spur Ereignissen beide Teilchen  $p_T < 1$  GeV/c, so müssen sie entgegengesetzte Ladung haben
5.  $-3$  ns  $<$  Flugzeit  $< 25$  ns für mindestens eine Spur, Zeitdifferenz zweier Spuren  $< 5$  ns

Weiterhin werden die Spuren mit MILL neu bestimmt, und alle Bänke der Komponentenanalyse erzeugt. Aufgrund der obigen Schritte enthält dieser Datensatz 2-Spur Ereignisse aus der  $\gamma\gamma$  Wechselwirkung, elastisch gestreute  $e^+e^-$ -Paare ('Bhabhas'), Myonen (keine der kosmischen Strahlung) und Ereignisse des Typs  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ , bei denen eins oder beide Photonen in  $e^+e^-$  konvertiert sind.

## 7.2 DIE DATENANALYSE DES FLÜSSIG-ARGON KALORIMETERS

Aus den gemessenen Pulshöhen in den Streifen und Türmen des FA-Kalorimeters gilt es nun, Energie und Richtung der einfallenden Teilchen zu bestimmen. Diese Aufgabe erfüllt das Programm LARGON.

Vorher müssen allerdings zwei Korrektur- und Eichroutinen ausgeführt worden sein.

### 7.2.1 Erkennen 'heißer Zellen'

In PASS1 wurden bereits sogenannte heiße Zellen erkannt und auf einer direkt zugänglichen Magnetplatte vermerkt; wie das im einzelnen vor sich geht, beschreibt der folgende Abschnitt.

In einem elektronischen System mit nahezu 11000 Kanälen gibt es immer solche, die Störpulse liefern, sei es durch Fehler in den Vorverstärkern oder ADC's, Störungen in der Eingangsstufe oder bei der Datenweitergabe - im Flüssig-Argon Schalen-Kalorimeter ist ihr Prozentsatz kleiner als 3%.

Zu ihrer Erkennung wird folgendermaßen verfahren:

Im PASS1 Job wird für alle Ereignisse ohne neutralen Trigger und ohne erkannten Fehler (Errorcode 0) die Anzahl der Einträge  $n$  jedes Kanales gezählt und seine Energie  $\Sigma E$  aufsummiert. Am Ende wird dann für jede der 6 Kanalarten (Vorder-, Hinterturm,  $dE/dx1$ -,  $dE/dx2$ -,  $z$ - und  $\varphi$ -Streifen) durch Auslassung eines Teiles der Einträge mit größter bzw. kleinster Pulshöhe ein 'guter' Mittelwert der Häufigkeit  $\bar{n} \pm \sigma_n$  und der Energie  $\bar{E}$  gebildet. Feuert ein bestimmter Kanal  $i$  zu oft, d.h.

$$n_i > \bar{n} + 3 \cdot \sigma_n ,$$

wird er als behandlungsbedürftig erklärt und seine Schwellenenergie  $\hat{E}_i$  berechnet.

$$\hat{E}_i = (\Sigma E_i - \bar{n} \cdot \bar{E}) / (n_i - \bar{n})$$

Diese Zahl entspricht quasi der mittleren Energie, mit der dieser Kanal über dem Durchschnitt der anderen 'guten' Kanäle liegt;  $\hat{E}_i$  wird zusammen mit der Adresse und dem Typ des Kanales abgespeichert.

Um die Datenmenge zur Beschreibung der behandlungsbedürftigen Kanäle gering zu halten, werden später die Ergebnisse von 50 Daten-Runs (knapp 50 PASS1 Bänder) zusammengefaßt und auf einen direkt zugänglichen Datensatz ('direct access file') geschrieben.

### 7.2.2 Energieeichung

Wenn man von Effekten wie Absorption vor dem Detektor oder Energieverlust als Folge der endlichen Dicke des Absorbers absieht, besteht zwischen der Energie des schauernden Teilchens und der erzeugten Ladung im flüssigen Argon ein linearer Zusammenhang.

Die von den Vorverstärkern gemessene Ladung  $Q$  hängt wegen der Verluste während des Ladungstransportes einerseits von der Feldstärke und damit

der Spannung zwischen den Bleiplatten ab, andererseits reduziert eine Kontamination elektronegativer Substanzen (hauptsächlich  $O_2$ ) die Ladungssammlung im flüssigen Argon. Das Verhältnis von gemessener zu erzeugter Ladung beträgt z.B. für 2 kV und 1 ppm  $O_2$  ca. 37% [10].

Für jeden Submodul wird deshalb eine Kalibrationskonstante, die diese Effekte beinhaltet, bestimmt.

Die Berechnung wird mit Elektronen bekannter Energie (Bhabha Ereignisse) ausgeführt, benutzt einen ähnlichen Clusteralgorithmus wie das später beschriebene LARGON-Programm und greift auf die gleichen mit dem EGS-Programm berechneten Korrekturen für Absorption und Leckverlust zurück.

Die Kalibrationskonstanten werden auf die TASSO Runbibliothek geschrieben.

### 7.2.3 Das Analyseprogramm LARGON

Dieses FORTRAN Programm wird für jedes Ereignis einmal gerufen, es füllt eine große Anzahl von COMMON-Blöcken mit ausführlicher Information aus allen Analyseschritten, die aber nur während der Ausführung zugreifbar sind. Als Ergebnis wird pro Cluster eine neue Bank (LATR) erzeugt. Das Programm läßt sich in die folgenden Schritte gliedern, die kurz erläutert werden:

#### 1. Erstaufrufe:

Setzen von Parametern für die Clusteranalyse, Festlegen der geometrischen Positionen aller Detektorteile. Sind LATR-Bänke bereits vorhanden und auf dem neusten Stand, geht das Programm zum nächsten Ereignis (Einsparung von Rechenzeit).

#### 2. Spurverfolgung geladener Teilchen:

Berechnung des möglichen Auftreffpunktes geladener Spuren im Submodul, Bestimmung des Ereignisvertex' aus allen vorhandenen geladenen Spuren.

#### 3. Konversion der Hardwarebänke in Softwarebänke:

Aus der umständlich lesbaren LIAR-Bank wird pro Submodul je eine einfach kodierte aber ähnliche Softwarebank LIAB (Nr. 101 - 108) erzeugt. Alle Hardwarefehler, wie sie bei der Datenauslese im TASSO entstehen können

oder z.B. durch vertauschte Steckverbindungen verursacht wurden, werden hier wenn möglich behoben oder führen zu einer Fehlermeldung.

#### 4. Kalibration und Behandlung der heißen Zellen:

Heiße Zellen sind diejenigen, deren Schwellenenergie (vgl. "Erkennen 'heißer Zellen'" auf Seite 38) größer als 2 GeV ist; sie werden unabhängig von ihrer Energie in diesem Ereignis nicht weiterverwendet. Zellen mit einer Schwellenenergie  $< 2$  GeV sind sogenannte 'warme' Zellen, sie werden fortgelassen, wenn ihre aktuelle Energie unter die Schwelle fällt, aber weiterverwendet, wenn die Energie darüber liegt.

Alle Pulshöhen werden mit der entsprechenden Kalibrationskonstante des Submoduls multipliziert und in neue LIAB-Bänke (Nr.1-8) geschrieben. Die ausgesonderten Türme und Streifen stehen jetzt am Ende der Bank und werden bei der Angabe der Einträge nicht mitgezählt.

#### 5. Bildung von Clustern:

Da ein Teilchenschauer sich über mehrere Türme erstrecken kann (Energie einige GeV oder Teilchen trifft an den Rand eines Turmes), müssen möglichst alle zu diesem Schauer gehörigen Türme gefunden werden.

Man beginnt die Suche bei dem Vorderturm mit der größten Pulshöhe und nimmt alle angrenzenden Türme (Seite an Seite und Ecke an Ecke) über der Ausleseschwelle (20 MeV) hinzu, unter den verbleibenden Türmen wird wieder der mit der größten Energie ausgewählt und die Umgebung dazugenommen u.s.w.. Eine solche Ansammlung von mindestens einem Vorderturm wird Cluster genannt. Die Hintertürme, welche von den Vordertürmen eines Clusters überdeckt sind, gehören ebenfalls dazu. Die Summe der Pulshöhen aller beteiligten Türme bildet die Energie des Clusters.

Zur genauen Festlegung der Clusterposition werden die direkt unter den Vordertürmen liegenden  $dE/dx$ -,  $z$ - und  $\varphi$ -Streifen herangezogen, indem durch Gewichtung mit den Streifenpulshöhen eine mittlere Position des Clusters in  $z$  und  $\varphi$  berechnet wird. Sind keine Streifen vorhanden, wird die Position nur aus den Türmen bestimmt.

Trifft innerhalb der Umgebung von einer Turmreihe bzw. -Spalte eines Clusters eine vom Innendetektor weiterverfolgte Spur den Submodul, so wird dieser Cluster als geladen deklariert. Einige Beispiele für mögliche Cluster zeigt Abbildung 16 auf Seite 41.

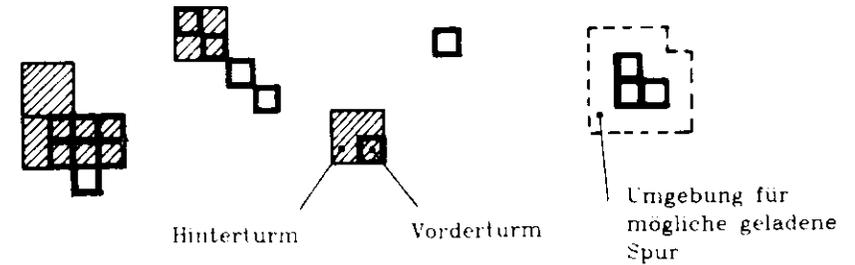


Abbildung 16. Beispiele möglicher Cluster in LARGON

Ein Problem bei dieser Form der Clusterbildung ist das Zusammenfallen der Cluster zweier eng benachbarter Teilchen zu einem Cluster, wenn dazwischen kein Turm mit Energie null ( $< 20$  MeV) liegt. Hinweise auf solche Fälle bieten die um ein Drittel schmalere Streifen. Wechselwirkungen in der Spule können die Festlegung, ob ein Cluster von einem Photon oder einem geladenen Teilchen stammt, verfälschen.

#### 6. Berechnung von Energie und Winkel der einfallenden Teilchen

Aus der genauen Clusterposition im FA-Kalorimeter wird die Richtung des Teilchens unter der Annahme, daß es vom Ereignisvertex kommt, berechnet.

Aus der gemessenen Pulshöhe wird auf die Energie des einfallenden Teilchens geschlossen. Für minimal ionisierende Teilchen (Myonen und Pionen, die keine hadronische Wechselwirkung im Blei machen) entspricht der kalibrierte Meßwert genau der Ionisationsenergie der durchquerten Menge flüssig Argon. Für elektromagnetisch wechselwirkende Elektronen und Photonen wird die Energie auf Grund von umfangreichen EGS-Berechnungen nochmals korrigiert. Dabei wird zwischen Elektronen (geladene Spur trifft Cluster) und nicht konvertierten Photonen (1.  $dE/dx$ -Streifen sprach nicht an) und konvertierten Photonen unterschieden.

Es werden folgende 5 Effekte berücksichtigt, die eine nichtlineare Energiekorrektur bedingen:

- Der Clusteralgorithmus findet nicht alle zum Schauer gehörigen Türme:  
Durch Fluktuationen in der Schauerentwicklung kann es vorkommen, daß die Energie sich auf zwei durch einen dritten getrennte Türme

verteilt und so z.B. für ein einfallendes Photon zwei verschiedene Cluster entstehen.

- **Ausleseschwelle für Türme ist 20 MeV:**  
Gerade bei kleiner Photonenergie oder großer lateraler Schauer-  
ausbreitung kann ein Teil der deponierten Energie unter die Auslese-  
schwelle fallen.
- **Nur ein Teil der von einem Teilchen deponierten Energie wird nachge-  
wiesen:**  
Der Detektor mißt direkt nur die elektronische Ladung, welche durch  
die Ionisation des flüssigen Argons entsteht, alle im Blei oder dem  
Stützmaterial gelassene Energie wird nicht nachgewiesen.
- **Absorption vor dem Detektor:**  
In dem Material vor dem ersten aktiven Meßspalt des Kalorimeters (ca.  
1,8  $X_0$ ) kann ein Teil der Energie absorbiert werden. Bei Photonen (sie  
erzeugen Cluster ohne zugehörige Spur aus dem Innendetektor) wird  
mit Hilfe der ersten  $dE/dx$ -Meßebeene entschieden, ob in der Spule  
oder dem Eintrittsfenster des Kalorimeters eine Konversion stattge-  
funden hatte.
- **Leckverlust durch die Rückseite des Detektors:**  
Besonders bei hohen Energien kann ein Teil davon nicht innerhalb der  
15 Strahlungslängen des Kalorimeters absorbiert werden und  
entweicht nicht nachgewiesen durch die Rückwand.

Alle diese Korrekturen sind statistischer Natur, weil die individuelle Ent-  
wicklung eines Teilchenschauers nicht vorhersagbar ist.

## 8.0 MESSEIGENSCHAFTEN DES SCHALEN-KALORIMETERS

### 8.1 ORTSAUFLÖSUNG

Mit Hilfe der Konstruktionszeichnungen wurde zunächst die Geometrie  
aller Komponenten im kalten Zustand (-196°C) relativ zum  
TASSO-Koordinatensystem festgelegt.

Da der innere Aufbau aller Submodule identisch ist, die Einpassung in die  
geschweißten Aluminium-Innentanks aber individuell vorgenommen wurde,  
ist eine Korrektur der Streifen- und Turmpositionen in jedem Submodul  
mit Daten unerlässlich.

Zur genauen Festlegung des Clusterschwerpunktes dienen die im Mittel  
2,3 cm breiten Koordinatenstreifen, von denen ungefähr drei die Fläche  
eines Vorderturmes unterteilen. Wie bereits erwähnt, gibt es für die  
 $\varphi$ -Koordinate nur eine Information aus den drei übereinanderliegenden  
Streifenebenen, für die z-Koordinate stehen drei Einzelsignale (zwei  
getrennte  $dE/dx$  und eins aus der doppelten z-Lage) zur Verfügung.

Bei hochenergetischen schauernden Teilchen sprechen mehrere Streifen  
an, so daß über eine mit der Pulshöhe gewichtete Mittelung die Position  
genauer als eine Streifenbreite bestimmbar ist. Für 17,5 GeV Elektronen  
aus Bhabha-Ereignissen ergeben sich die folgenden mittleren Streifenan-  
zahlen:

Streifenart	$dE/dx1$	$dE/dx2$	z	$\varphi$
mittlere Anzahl	3,7	3,8	6,0	5,2
Standardabw. $\sigma$	1,9	1,9	2,0	1,9

Tabelle 6. Mittlere Anzahl der benutzten Streifen für 17,5  
GeV Elektronen

Minimal ionisierende Teilchen setzen im Durchschnitt nur einen Streifen  
jeder Sorte, so daß deren Positionsbestimmung ungenauer ist. Die Mes-  
sung der Ortsauflösung wurde deshalb mit Bhabha Ereignissen  
durchgeführt.

Zu diesem Zweck wurde die Bahn der Teilchen - unter Annahme einer aus  
den Spurparametern bestimmten Helix innerhalb eines effektiven  
Magnetfeldradius von 135 cm und einer Geraden außerhalb - in das  
Kalorimeter verfolgt. Für den Schnittpunkt der Teilchenbahn mit der

Submoduleintrittsebene (Abstand vom WWP 192 cm) wurden  $\varphi_{\text{spur}}$  und  $\theta_{\text{spur}}$  im TASSO Koordinatensystem berechnet. Um die Ungenauigkeiten bei der Bestimmung der Position von Spur und Cluster gering zu halten, mußten folgende Bedingungen erfüllt sein:

1. Genau zwei Spuren in xyz
2. Akollinearität der Spuren  $< 5^\circ$
3. Beide Spuren treffen die FA-Zähler
4.  $\Delta\theta = |\theta_{\text{cluster}} - \theta_{\text{spur}}| < 80 \text{ mrad}$   
 $\Delta\varphi = |\varphi_{\text{cluster}} - \varphi_{\text{spur}}| < 60 \text{ mrad}$

Mindestens ein Teilchen sollte die folgenden Kriterien erfüllen:

5. Spurimpuls  $> 14 \text{ GeV}/c$
6. Clusterschwerpunkt nicht im Randbereich eines Submodules
7.  $E_{\text{cluster}} > 0,75 \times E_{\text{strahl}}$

Diese Schnitte garantieren, daß keines der Elektronen durch Bremsstrahlung im Strahlrohr ein Photon erzeugt hat, welches zusammen mit dem abgelenkten Elektron einen gemeinsamen Cluster bildet, dessen mittlere Position aber nicht mit der des Elektrons übereinstimmt. Die Randschnitte auf den Clusterschwerpunkt betragen in  $\varphi$  eine halbe Turmbreite, in  $\theta$  schließen sie die Cluster ohne vorhandenen Hinterturm aus.

Die Differenz zwischen Cluster- und Spurposition wird in  $\varphi$  und  $\theta$  getrennt gemessen, insbesondere weil die z-Koordinate der Spur, wie sie mittels der  $\alpha$ -Drähte in der Driftkammer bestimmt wird, etwas ungenauer ist als die Position in der xy-Ebene. Die Meßpunkte sind gaußverteilt, so daß sich Mittelwert und Standardabweichung korrekt berechnen lassen.

Optimierung der Ortsauflösung: Die oben beschriebenen Auflösungsverteilungen  $\Delta\theta$  und  $\Delta\varphi$  wurden für jeden der 8 Submodule getrennt gemessen, zusätzlich wurde zwischen Spuren mit  $\theta > \pi/2$  und  $\theta < \pi/2$  unterschieden.

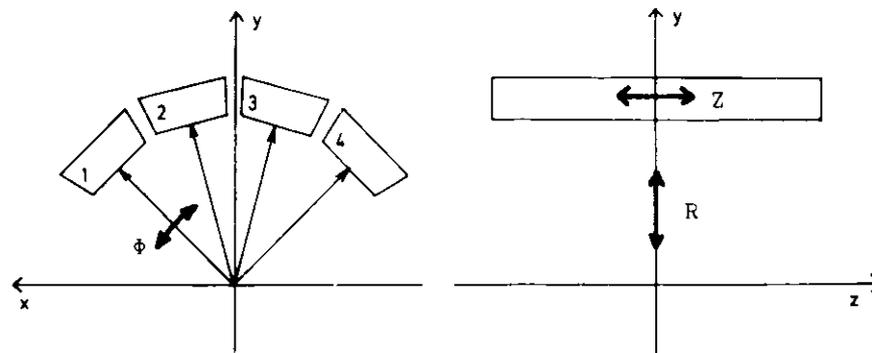


Abbildung 17. Variation der Submodulpositionen  $\Phi$ , Z und R:  $\Phi$  = Submodulmitte in  $\varphi$ , Z = Verschiebung parallel zum Strahl, R = Abstand vom Ursprung

$\Phi$  und Z jedes Submodules und damit im wesentlichen die Clusterposition wurden nun so variiert (vgl. Abbildung 17) daß die Mittelwerte der  $\Delta\theta$ - bzw.  $\Delta\varphi$ -Verteilungen bei Null lagen.

Den genauen Abstand R vom Ursprung erhält man aus den  $\Delta\theta$ -Verteilungen für positives und negatives z. Ein zu geringer Abstand z.B. führt zu kleineren Winkeln auf der -z-Seite und damit zu einem negativen Mittelwert, und zu größeren Winkeln auf der +z-Seite, folglich zu einem positiven Mittelwert.

Die Ergebnisse nach der Korrektur der drei Variablen  $\Phi$ , Z und R zeigen Abbildung 18 und Abbildung 19 auf Seite 46. Die Breiten der angepaßten Gaußverteilungen betragen:

$$\sigma(\Delta\theta) = 4,30 \text{ mrad}$$

$$\sigma(\Delta\varphi) = 2,06 \text{ mrad}$$

Da in diese Werte die Unsicherheit der Driftkammer mit eingeht, sollte die reine Auflösung des Flüssig-Argon Kalorimeters unter 2 mrad für beide Koordinaten liegen.

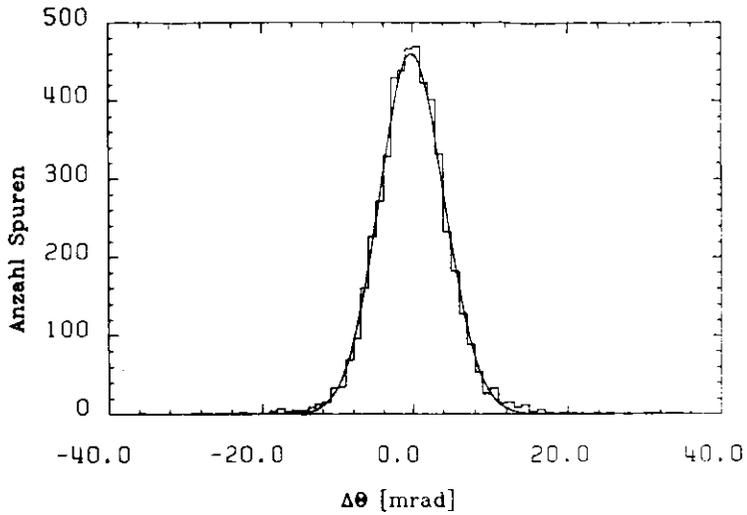


Abbildung 18. Ortsauflösung für 17,5 GeV Elektronen in  $\theta$

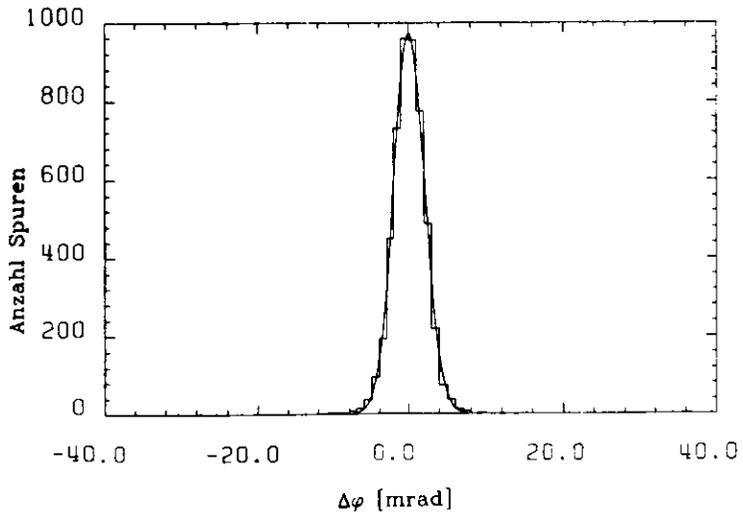


Abbildung 19. Ortsauflösung für 17,5 GeV Elektronen in  $\varphi$

## 8.2 ENERGIEAUFLÖSUNG

### 8.2.1 Messungen am Teststrahl

Für die beiden oberen Modulkhälften bestand die Möglichkeit, alle Kanäle in einem Teststrahl des Synchrotrons zu überprüfen. Die Energie für  $e^-$  war von 0,2 bis 4 GeV variabel, das Material vor der ersten aktiven Meßlage (inaktives Argon, Al- und Stahltank, Akzeptanzzähler im Teststrahl) entsprach  $0,35 X_0$ .

Die Pulshöhen von  $2 \times 2 = 4$  Vordertürmen und dem zugehörigen Hinterturm wurden aufaddiert und mit der gleichen Elektronik, wie sie im TASSO später verwendet wurde, digitalisiert.

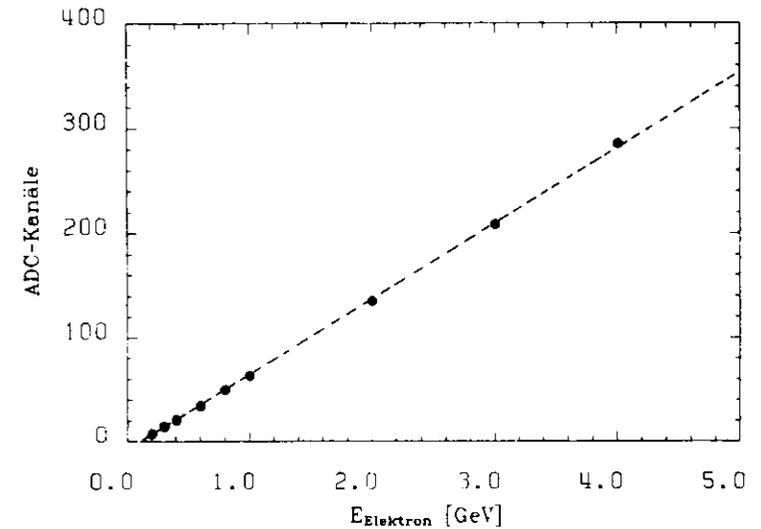


Abbildung 20. Gemessene Pulshöhe als Funktion der Teststrahlenergie

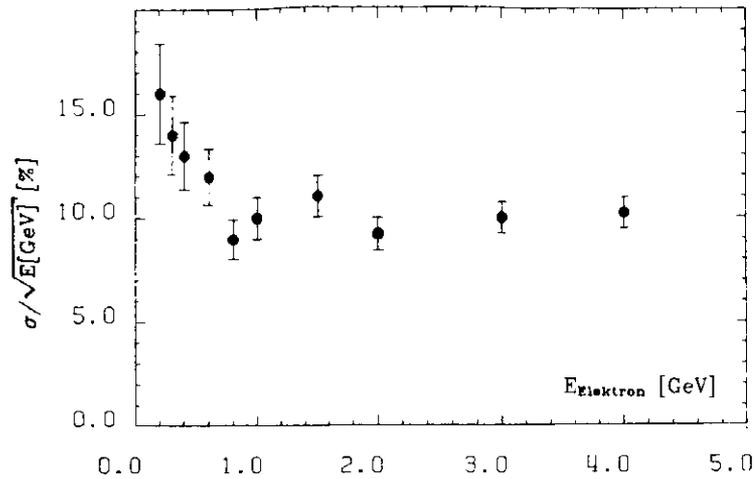


Abbildung 21. Energieauflösung im Teststrahl

Die Variation der ADC-Werte mit der Einschußenergie zeigt Abbildung 20 auf Seite 47. Es besteht der erwartete lineare Zusammenhang zwischen Energie und gemessener Pulshöhe. Die Breite der Pulsverteilung und damit die Energieauflösung ist in Abbildung 21 für verschiedene Energien aufgetragen, es gilt:

$$\sigma_E/\sqrt{E} \approx 11\% \quad \text{für } E > 1 \text{ GeV}$$

Da der Energieverlust im Material vor dem Kalorimeter ( $0,35 X_0$ ) weitgehend konstant ist, trägt dieser Anteil bei Strahlenergien unterhalb von 1 GeV zur Verschlechterung der Energieauflösung bei.

Durch Vermessung einer großen Anzahl von Turmgruppen wurde eine Variation in der gemessenen Pulshöhe von 3% festgestellt, hinzu kommen noch Schwankungen durch die unterschiedliche Struktur des Absorbers (Lücke zwischen den Turmplatten, Isolationsmaterial, Rippen im Doppelboden des Innentanks), so daß man insgesamt mit einer Variation von 5% über den ganzen Submodul rechnen kann.

### 8.2.2 Messung elastischer $e^+e^-$ -Streuung an PETRA

Mit der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , in der die beiden auslaufenden Elektronen praktisch die Strahlenergie haben, steht im laufenden Experiment eine Reaktion mit bekannter Teilchenenergie zur Verfügung.

Die Abstrahlung von Photonen im Anfangs- und Endzustand setzt jedoch die Energie der Elektronen herab. Weiterhin kann ein Teil der Energie in den  $1,63 X_0$  vor dem Kalorimeter verloren gehen oder wegen der begrenzten Absorberdicke bei dieser hohen Energie auch durch die Rückwand entweichen.

Zur Variation der gemessenen Energie innerhalb eines Submoduls, wie sie im Teststrahl gefunden wurde, kommt noch die Variation der 8 Submodule untereinander hinzu (durch Hochspannung,  $O_2$ -Kontamination, Störungen ...). Weiterhin weichen die Verstärkungsfaktoren der Eingangsstufe voneinander ab, deren Einfluß durch die Eichung mit Testpulsen nur bedingt ausgeglichen werden kann, da die Kapazität des Einkoppelkondensators selbst einen Fehler von nominell 10% aufweist.

Mit dem gleichen Randschnitt für Cluster wie bei der Ortsauflösung und einem harten Akollinearitätsschnitt von  $\xi < 0,03$  rad ergibt sich die auf die Strahlenergie normierte Energieauflösung in Abbildung 22. Wegen der energiereduzierenden Effekte (Abstrahlung, Absorptions- und Leckverlust) ist die Verteilung nicht symmetrisch. Die Anpassung einer Gaußkurve an die rechte Flanke ergibt ein  $\sigma_E/E$  von 6,5%.

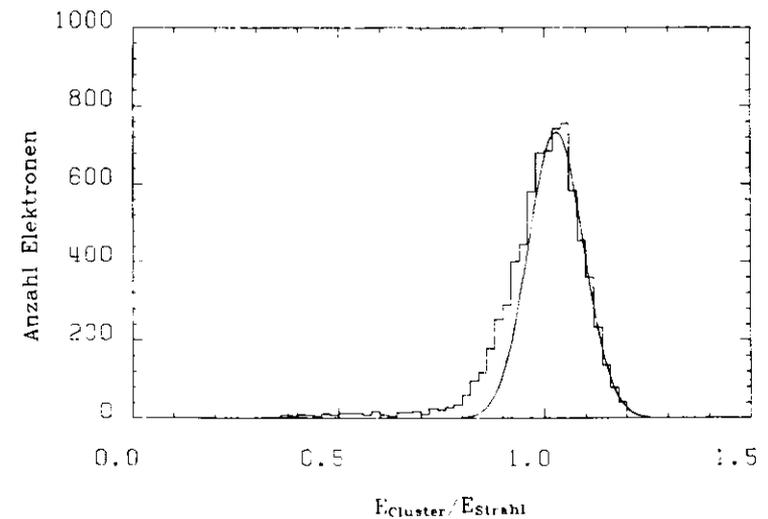


Abbildung 22. Energieauflösung mit 17,5 GeV Elektronen

Eine ähnliche Berechnung [10] unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen für Bhabhas liefert einen Wert  $\sigma_E/E = 4,8\%$ , entsprechend  $\sigma_E/\sqrt{E} = 19,2\%$ .

### 8.3 TEILCHENIDENTIFIZIERUNG MITTELS ENERGIEVERLUSTMESSUNG IM ARGON

Mit der zweiten und dritten Meßlage ( $dE/dx_1$ - und  $dE/dx_2$ -Streifen) ist die Bestimmung des Ionisationsverlustes in je 10 mm flüssigem Argon möglich. Geladene Teilchen verlieren dort abhängig von ihrer Masse und ihrem Impuls Energie, die in zwei unabhängigen Messungen bestimmt werden kann.

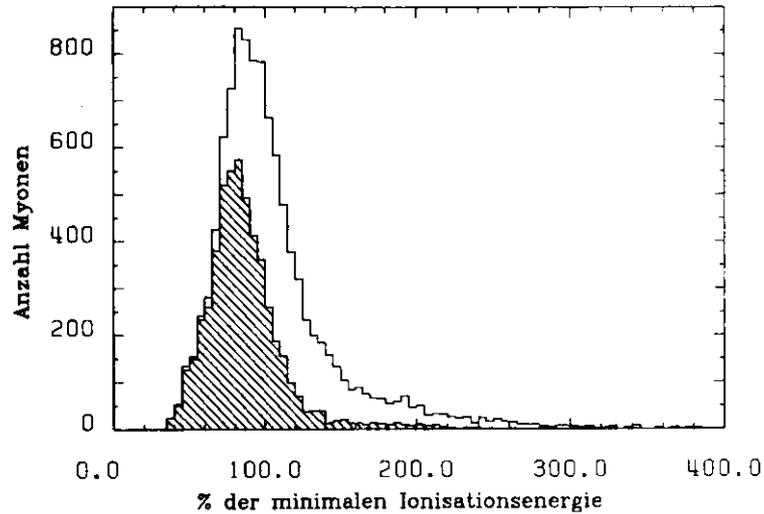


Abbildung 23. Energieverlust kosmischer Myonen: Energieverteilung in beiden  $dE/dx$ -Lagen und der Lage mit dem kleineren  $dE/dx$ -Wert (schraffiert)

In Abbildung 23 ist die Verteilung des Energieverlustes in den beiden  $dE/dx$ -Lagen für kosmische Myonen aufgetragen; das Maximum der Verteilung entspricht gerade 100% der Ionisationsenergie. Das Spektrum zeigt die typische Landauverteilung. Durch Auswahl des jeweils kleineren  $dE/dx$ -wertes kann der Anteil der höherenergetischen Messungen ( $E > 150\%$ ) von 16% auf 3% gesenkt werden.

Aus dem Vergleich von Datensätzen, die durch eine bestimmte Teilchensorte angereichert sind (Strahl-Gas Ereignisse für Protonen, Hadronische Ereignisse mit von den Flugzeitählern identifizierten Kaonen und Pionen), kann man die folgenden Aussagen zur Teilchentrennung mittels  $dE/dx$ -Messung im flüssigen Argon machen:

1. Im Impulsbereich von 0,35 - 0,65 GeV/c kann man  $\pi$  und K unterscheiden.
2. Zwischen 0,65 und 1,1 GeV/c kann man p von  $\pi$  und K trennen.
3. Oberhalb von 1,3 GeV/c bis 2,0 GeV/c ist ein Signal vom Deuteron sichtbar.
4. Im Bereich von 0,65 - 0,9 GeV/c kann man drei getrennte Signale von  $\pi$ , K und p erkennen, wobei die  $\pi$ /K Trennung am unsichersten ist.

Als Beispiel sei hier die Abbildung 24 aufgeführt, in der der minimale  $dE/dx$ -Wert gegen den Impuls von Teilchen aus hadronischen Ereignissen aufgetragen ist.

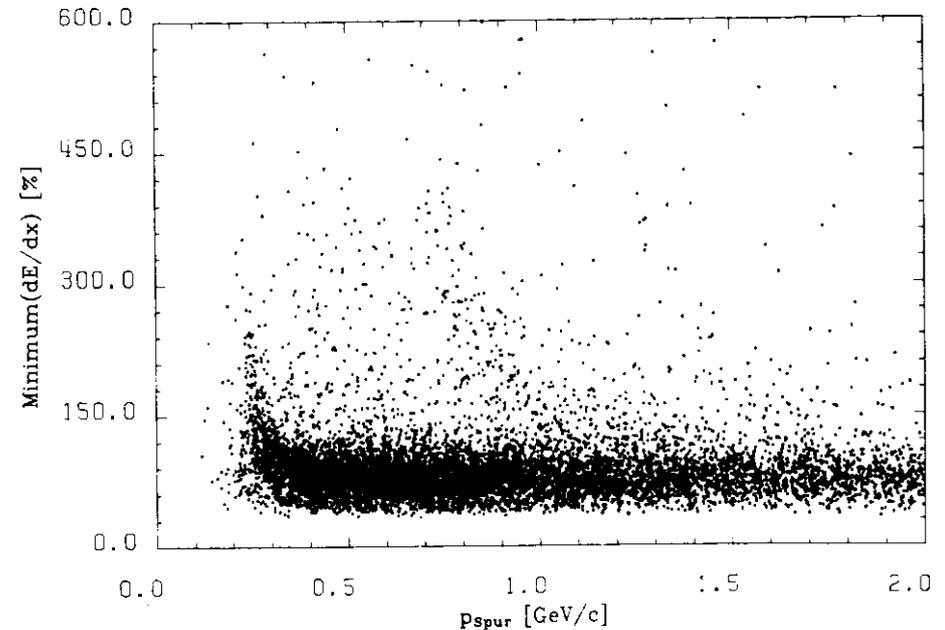


Abbildung 24. Minimaler  $dE/dx$ -Wert als Funktion des Teilchenimpulses



## 9.0 VORÜBERLEGUNGEN

### 9.1 DER THEORETISCHE WIRKUNGSQUERSCHNITT

Die beiden Feynman-Graphen niedrigster Ordnung für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  zeigt Abbildung 25.



Abbildung 25. Graphen zu  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  in niedrigster Ordnung

Die beiden Diagramme sind wegen der Ununterscheidbarkeit der beiden auslaufenden Photonen notwendig. Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die obige Reaktion lautet:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left( \frac{q'^4 + q^4}{q'^2 q^2} \right) \quad (s = 4E_{\text{Strahl}}^2, \alpha = e^2/\hbar c)$$

Mit  $q^2 = -\frac{1}{2}s(1-\cos\theta)$  und  $q'^2 = -\frac{1}{2}s(1+\cos\theta)$ , wobei  $\theta$  der Winkel zwischen Strahlachse (Richtung der Positronen) und dem Photon ist. Als Funktion der Schwerpunktsenergie  $\sqrt{s}$  und  $\cos\theta$  geschrieben lautet der Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta} \quad \text{mit } \alpha^2 = 20,735 \text{ nb GeV}^2 \quad (1)$$

Wegen des  $1/s$  Terms in allen QED Wirkungsquerschnitten gibt man oft die Größe  $s \cdot d\sigma/d\Omega$  an, die dann nicht mehr von der Strahlenergie abhängig ist.

Die Integration der obigen Formel innerhalb der FA-Kalorimeter Akzeptanz ( $|\cos\theta| < 0,7$ ,  $\varphi \sim 50\%$  von  $2\pi$ ) liefert einen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{PA}} = 18,5 \text{ nb}/E^2$ , d.h. bei 17,5 GeV Strahlenergie erwartet man ca. 6  $\gamma\gamma$ -Ereignisse pro  $100 \text{ nb}^{-1}$  Luminosität. Der integrierte Wirkungsquerschnitt für Elektronen der Bhabha-Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) ist bei gleicher Akzeptanz  $129 \text{ nb}/E^2$ , also ungefähr 7 mal so groß wie für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ . Die Winkelverteilung der  $\gamma$ 's aus der 2-Photon Annihilation aufgetragen als Funktion von  $|\cos\theta|$  zeigt Abbildung 26.

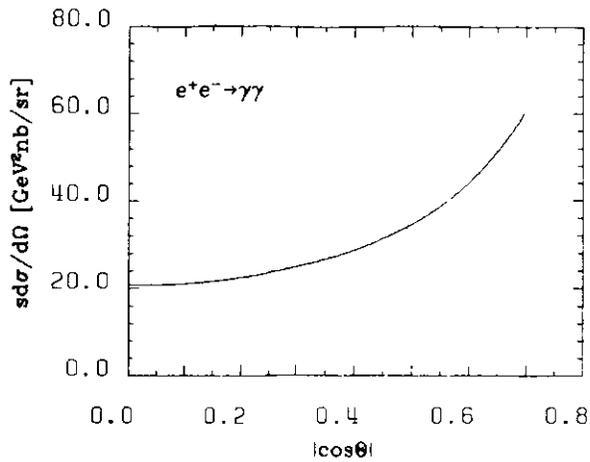


Abbildung 26. Diff. Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  nach Gl. (1)

## 9.2 STRAHLUNGSKORREKTUREN

Neben den beiden Graphen in Abbildung 25 auf Seite 55, sind noch diejenigen für die Emission eines reellen Photons (Abbildung 27 plus Vertauschung von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ ).

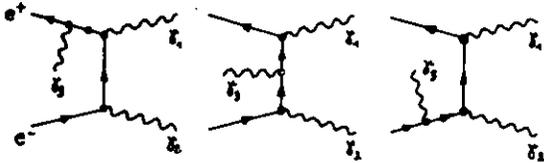


Abbildung 27. Feynmandiagramme zur 3  $\gamma$  Emission

und die Diagramme zur Korrektur durch ein virtuelles Photon (Abbildung 28 plus Vertauschung von  $\gamma_1$  und  $\gamma_2$ )

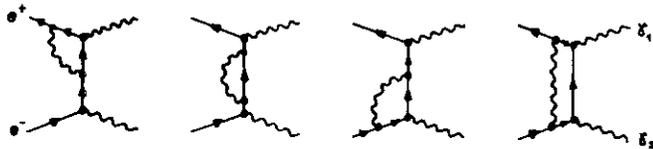


Abbildung 28. Diagramme der virtuellen Strahlungskorrekturen

zu berücksichtigen, um den Wirkungsquerschnitt bis zur Ordnung  $\alpha^3$  zu bestimmen [17].

Alle diese Korrekturen können mittels eines Monte-Carlo Programms [18] berechnet werden. Sie verändern den absoluten Wert des Wirkungsquerschnittes und die Winkelverteilung der Photonen, da die Emission eines dritten Photons die Kollinearität der beiden ersten stört.

## 9.3 ABSCHNEIDEPARAMETER

Um etwaige Abweichungen von der Quantenelektrodynamik (QED) zu parametrisieren, hat man bereits 1958 sogenannte Abschneideparameter  $\Lambda$  eingeführt [14].

In der Zwei-Photon Annihilation haben die hadronische Vakuumpolarisation und die elektroschwache Interferenz keinen Einfluß (Fermion austausch). Modifikationen der QED sind über die Einführung schwerer Elektronen  $E^*$  oder Photonen  $\gamma^*$  möglich. Es existieren zwei bekannte Ansätze:

1. Austausch eines schweren Elektrons [15]

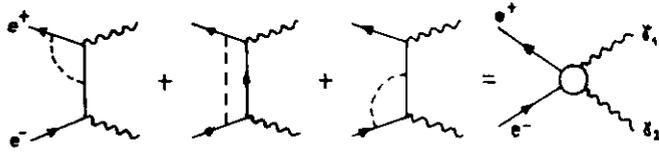


In diesem Fall trägt noch das zweite Diagramm mit dem schweren Elektron  $E^*$  im Propagator bei, was zu folgendem Wirkungsquerschnitt führt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta} \right) \times \left( 1 \pm \frac{s^2}{2\Lambda_{\pm}^4} (1 - \cos^2\theta) \right) \quad (2)$$

$\Lambda = m(E^*) \sqrt{e/e^*}$  kann man als Masse des schweren Elektrons interpretieren, wenn die beiden Kopplungen  $e$  und  $e^*$  gleich sind.

## 2. Seagull-Modifikation [16]



Die gestrichelten Linien bezeichnen die Kopplung eines neuen neutralen Objektes (schweres Photon) an die Elektronen. Diese Modifikation läßt sich in Formfaktoren ausdrücken:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left( \frac{q^2}{q^2} |F(q^2)|^2 + \frac{q^2}{q^2} |F(q^2)|^2 \right)$$

mit  $F(q^2) = 1 \pm \frac{q^4}{\Lambda_{\pm}^4}$  folgt daraus:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{s} \left( \frac{1 + \cos^2\theta}{1 - \cos^2\theta} \right) \times \left( 1 \pm \frac{s^2 (1 - \cos^2\theta)^2}{2\Lambda_{\pm}^4 (1 + \cos^2\theta)} \right) \quad (3)$$

Den Einfluß beider Modifikationen auf den Wirkungsquerschnitt in der Form

$$d\sigma/d\Omega = d\sigma_{\text{QED}}/d\Omega (1 + \delta_A)$$

zeigt Abbildung 29 für die Größe  $\delta_A$ .

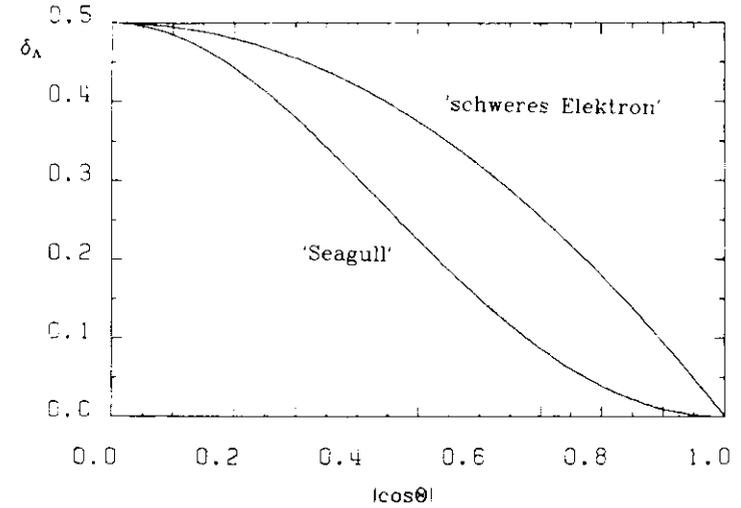


Abbildung 29. 'Seagull'- und 'schweres Elektron'-Modifikation

Für  $\cos\theta=0$ , also Streuung des Photons senkrecht zum Strahl, ist der Effekt in beiden Fällen am deutlichsten zu sehen. Für unendliches  $\Lambda$  gehen beide Formen in den Wirkungsquerschnitt der Gleichung (1) über.

Numerische Werte der Größe  $\Lambda$  erhält man durch Anpassung des modifizierten Wirkungsquerschnittes an die Daten. Als obere und untere Grenzen des Abschneideparameters gibt man normalerweise die um zwei Standardabweichungen vom Mittelwert abweichenden Werte an (95% Vertrauensgrenze).

## 10.0 AUSWAHL DER REAKTION AUS DEN ROHDATEN

### 10.1 VORAUSWAHL

Ereignisse des Typs  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$  stellen die einzige vollständig meßbare Reaktion mit neutralem Endzustand in  $e^+e^-$  Speicherringen dar; sie sollte deshalb mittels der Kalorimeterinformation leicht aus den Rohdaten zu selektieren sein.

Als Eingabe dienen die PASS2-Bänder, die auf Grund des Selektionsprogramms LIATRIG alle getriggerten  $\gamma\gamma$ -Ereignisse enthalten; Spuren geladener Teilchen sind vom Programm FOREST rekonstruiert worden. Um Rechenzeit zu sparen, wurde das Clusterprogramm LARGON nur für Ereignisse gerufen, die einen FA-Trigger enthielten.

Wegen der ca. 0,13 Strahlungslängen Material vor der Driftkammer kann ein Teil der Photonen in  $e^+e^-$  konvertieren und so geladene Spuren erzeugen. Als Kriterium für die Unterscheidung von den 7-mal häufigeren Bhabha-Ereignissen diente das Auftreten von Spuren in nur einer Hemisphäre. Mit den folgenden Kriterien wurde eine Erstselektion von  $\gamma\gamma$ -Ereignissen auf Magnetplatte erzeugt:

1. Flüssig-Argon Trigger (FA-0 und/oder FA-1) gesetzt
2. Keine oder nur Spuren in einer Hemisphäre ( $\varphi > \pi$  oder  $\varphi < \pi$ )
3. Weniger als 10 rekonstruierte Cluster (störungsempfindliche Submodule ausgenommen)
4. Zwei oder mehr Cluster, die die folgenden Kriterien erfüllen:
  - $0,25 E_{\text{Strahl}} < E_{\text{Cluster}} < 1,3 E_{\text{Strahl}}$
  - $E_{\text{Hinterturm}} > 0,1 E_{\text{Vorderturm}}$   
im Bereich der vollen Hinterturmdicke  $|\cos\theta| < 0,677$
  - Summe der  $\varphi$ - und z-Streifen  $\geq 1$
5. Akollinearitätswinkel der beiden Cluster mit der größten Energie  $\xi < 1,5$  rad

Durch den Schnitt 2 sind lediglich die Ereignisse verloren, in denen beide Photonen konvertiert sind und auf beiden Seiten Spuren existieren. Gegen kosmische Schauer, die sehr viel Energie in einer großen Anzahl von Clustern deponieren können, ist der Schnitt 3 gedacht.

Alle weiteren Bedingungen sollen hauptsächlich Cluster als Folge von elektronischen Störungen ausschließen.  
 Der Akollinearitätsschnitt wurde so groß gewählt, daß auch 3  $\gamma$ -Ereignisse selektiert werden.

Die Daten der Meßperiode Oktober - Dezember 1981 (Schwerpunktenergie 35 GeV) enthalten z.B. 1,39 Millionen Ereignisse auf den PASS2 Bändern, von denen ca. 41000 ( $\approx 3\%$ ) die Schnitte 1 und 2 erfüllen, so daß das Analyseprogramm LARGON gerufen wurde. Zirka zwei PASS2-Bänder konnten so innerhalb eines 6 Minuten Jobs auf der IBM verarbeitet werden. Ungefähr 1300 Ereignisse gelangten durch alle 5 Schnitte und wurden einzeln am Sichtgerät überprüft.

## 10.2 SICHTPRÜFUNG

Bei dieser Sichtprüfung wurden alle Ereignisse, die sich schwer durch härtere Schnitte abtrennen lassen, gekennzeichnet. Folgende Untergrundreaktionen waren vorhanden (Anteile bezogen auf die inspizierte Menge von 1314 Ereignissen):

### 1. Kosmische Schauer (10%):

Diese Ereignisse rühren von hochenergetischen Teilchen (Myonen und Photonen) aus der Höhenstrahlung her. Sie können, wenn sie durch den Wechselwirkungspunkt gehen, mehrere entgegengesetzte energiereiche Cluster erzeugen, hinterlassen oft Treffer von geladenen Spuren im Innendetektor, auch die Myonkammern weisen Treffer auf. Ein Beispiel zeigt Abbildung 30 auf Seite 63.

### 2. Bhabha-Ereignisse (9%):

Hier kann von FOREST eine Spur nicht rekonstruiert sein ( $\chi^2$  des Spurfits zu schlecht, die Abstrahlung eines harten Photons erniedrigt den Impuls des Elektrons unter die Rekonstruktionsschwelle von  $p_T=100$  MeV, Beispiel in Abbildung 31 auf Seite 63) oder Photonemission im Anfangszustand verzerrt das Ereignis derart, daß  $e^+$  und  $e^-$  in eine Hemisphäre fallen; Beispiel in Abbildung 32 auf Seite 64.

3  $\gamma$  Ereignisse, die den später gewählten Akollinearitätsschnitt von  $\xi < 0,2$  rad nicht erfüllen würden, wurden unabhängig davon, ob das dritte Photon das Kalorimeter getroffen hatte oder nicht, ebenfalls registriert (Anteil 5%).

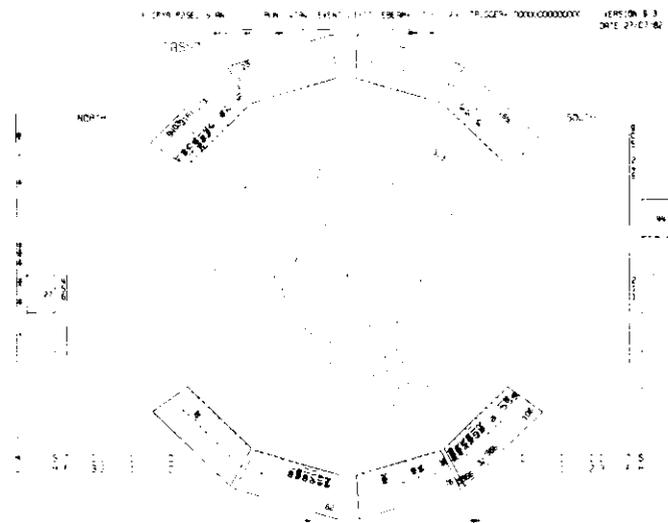


Abbildung 30. Kosmischer Schauer (Untergrundreaktion)

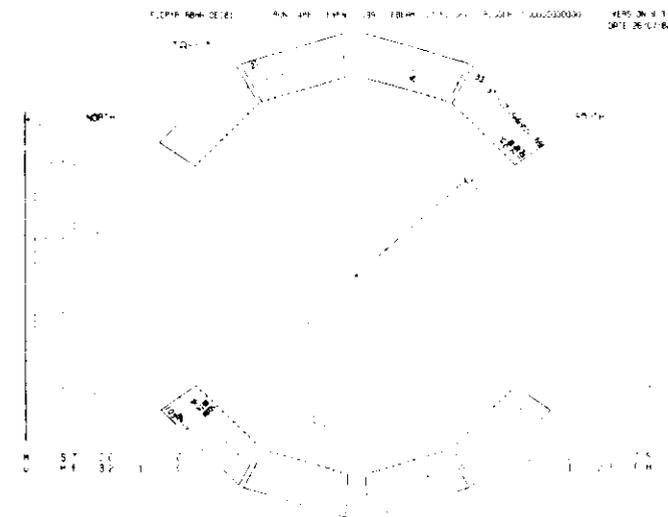


Abbildung 31. Bhabha-Ereignis mit Bremsstrahlungs- $\gamma$  (Untergrundreaktion)

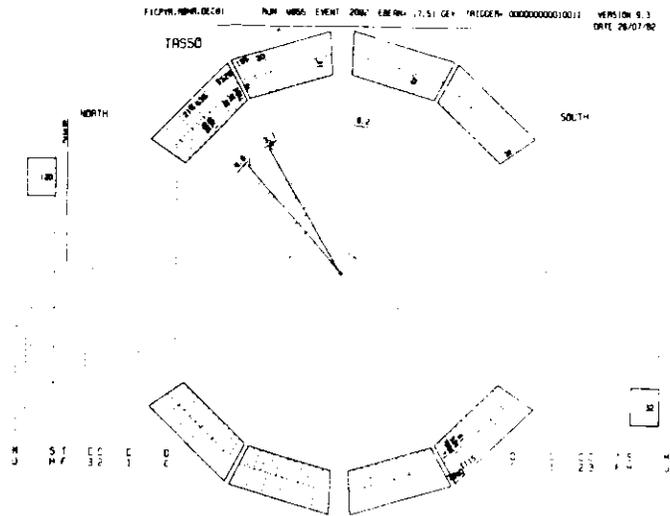


Abbildung 32. Untergrund Bhabha-Ereignis: Durch Abstrahlung eines harten Photons im Anfangszustand verzerrt.

Alle Ereignisse der PASS2 Auswahl erhielten durch das Programm MILL verbesserte Spurparameter (manchmal auch zusätzliche Spuren), die gekennzeichneten Reaktionen wurden dabei zwecks späterer Nachprüfung auf separate Datensätze ausgelagert.

### 10.3 ENDAUSWAHL

Zur endgültigen Wahl in den  $\gamma\gamma$ -Datensatz mußten die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

- $0,33 E_{\text{Strahl}} < E_{\text{Cluster}} < 1,2 E_{\text{Strahl}}$  für mindestens zwei Cluster
- $\xi < 0,2$  rad

Die Konversion eines Photons im Strahlrohr kann wegen der Aufspaltung durch das Magnetfeld zu zwei getrennten Clustern führen (besonders bei asymmetrischer Impulsaufteilung zwischen  $e^+$  und  $e^-$ ). Die Energie zweier geladener Cluster wurde deshalb addiert, um die ursprüngliche Photonenenergie zu erhalten; entsprechend änderte sich auch die angenommene Richtung des Photons (Mittlung mit Energiewichtung).

Der Akollinearitätsschnitt ( $\xi < 0,2$ ) entfernt eine andere noch vorhandene Bhabha-Reaktion (sog.  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$ -Ereignisse, Anteil  $\approx 16\%$ ):

Ein hartes Photon wird im großen Winkel zur Strahlachse emittiert und im Argon nachgewiesen, das verbleibende langsame Elektron fliegt unter kleinem Winkel weiter und wird nicht oder nur teilweise von den Spurkammern registriert, das zweite Elektron gelangt ins Kalorimeter. Die beiden Cluster von Photon und Elektron liegen in der  $xy$ -Ebene gegenüber, in  $z$ -Richtung jedoch nicht, vgl. Abbildung 33, so daß die Bedingung  $\xi < 0,2$  meistens nicht erfüllt wird.

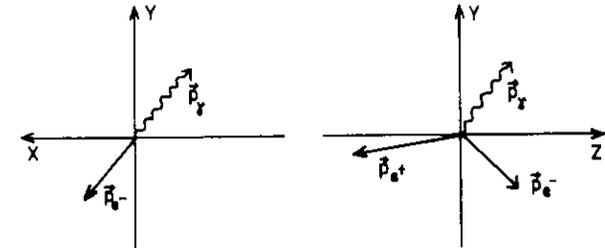


Abbildung 33. Topologie eines  $e^+e^- \gamma$  Bhabhas

Diese Reaktion kann leicht mit einem einfach konvertierten  $\gamma\gamma$  Ereignis verwechselt werden, weil in ca. 50% der Fälle nur eine Spur des  $e^+e^-$  Paares rekonstruiert wird (bei 17,5 GeV Strahlenergie), dieser Prozentsatz verbessert sich auf ca. 80% bei 11 GeV.

Durch das Magnetfeld wird ein  $e^+e^-$ -Paar aus der  $\gamma$ -Konversion mit zunehmendem Abstand vom Vertex getrennt. Diese Aufspaltung in  $\varphi$  beträgt im FA-Kalorimeter (bei symmetrischer Konversion eines 17,5 GeV Photons) 5,6 cm entsprechend 2,5 Streifenbreiten und ist in der Pulshöhenverteilung der  $\varphi$ -Streifen durchaus sichtbar. Da aber ebenfalls das registrierte Elektron aus  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$  durch Bremsstrahlung ein zweites Clustermaximum produzieren kann, ist aus der FA-Information keine eindeutige Identifizierung des primären Teilchens möglich.

Der Anteil der  $e^+e^- \gamma$ -Ereignisse mit  $\xi < 0,2$  rad wird später als mögliche Untergrundreaktion genau berechnet.

Die verbleibenden Daten werden getrennt nach neutralen und konvertierten Ereignissen auf Magnetplatte geschrieben. Sie dienen als Eingabe für alle weiteren Berechnungen an der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ .

Die Anzahl der Ereignisse aus den verwendeten Perioden zeigt Tab. 7 :

Periode	Luminosität [nb <sup>-1</sup> ]	$\sqrt{s}$ [GeV]	neutrale $\gamma\gamma$	konvert. $\gamma\gamma$	insgesamt
Juni/Juli 81	2780	22	241	71	312
Okt.-Dez. 81	15810	35	592	184	776

Tabelle 7. Anzahl der selektierten Ereignisse des Typs  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

## 11.0 TRIGGER- UND NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEITEN FÜR $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Um aus den vorhandenen  $\gamma\gamma$ -Ereignissen den Wirkungsquerschnitt dieser Reaktion oder auch andere Größen zu berechnen, muß auf folgende Verluste korrigiert werden:

1. Verlust von Ereignissen durch Ausbleiben des neutralen Triggers FA-0
2. Nachweisverluste auf Grund von Ausfall oder Störung des Flüssig-Argon Kalorimeters

Zur Überprüfung können ähnliche Reaktionen mit bekanntem Wirkungsquerschnitt herangezogen werden.

### 11.1 AUSWAHLKRITERIEN DER VERGLEICHSREAKTION $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$

Als ideale Referenzreaktion mit guter Statistik bieten sich elastisch gestreute Elektronen (Bhabha-Ereignisse) an; sie weisen eine vom FA-System völlig unabhängige Triggermöglichkeit auf (CPC, DC-2 vgl. Tab. 4 (S.27) ), verhalten sich jedoch im Kalorimeter nahezu genau so wie Photonen der gleichen Energie (das Schauermaximum der Photonen liegt ca.  $0,5 X_0$  tiefer als das von Elektronen).

Die Bhabha-Ereignisse wurden von den 2-PRONG Datensätzen mit den gleichen Kriterien ausgewählt, wie sie auf die beiden Photonen aus  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  angewendet worden sind, also:

1. Zwei oder mehr Cluster mit  
 $0,33 E_{\text{Strahl}} < E_{\text{Cluster}} < 1,2 E_{\text{Strahl}}$   
 $E_{\text{Hinterturm}} > 0,1 E_{\text{Vorderturm}}$   
 $\Sigma \varphi, z\text{-Streifen} \geq 1$
2. Akollinearitätswinkel  $\xi < 0,2$  rad für die beiden Cluster mit der höchsten Energie

Der einzige Untergrund, der nach den Schnitten für die 2-PRONG Auswahl (vgl. "Datenauswertung" auf Seite 35) und Anwendung der beiden oben erwähnten Kriterien möglich ist, sind  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit einem konvertierten Photon und zwei bereits von FOREST gefundenen Spuren ( $\approx 1,4\%$ ), und  $\gamma\gamma$ -Ereignisse, bei denen beide Photonen konvertiert sind (0,2%). Die erste Untergrundreaktion wurde folgendermaßen unterdrückt:

3. Bei genau 2 Spuren muß für deren Azimutwinkel gelten  
 $|\varphi_1 - \varphi_2| > 10^\circ$

Die zweifach konvertierten  $\gamma\gamma$ -Ereignisse werden vernachlässigt oder, wenn erforderlich, statistisch subtrahiert. Der Untergrund von  $\tau$ -Paaren, welche beide in  $e\nu\bar{\nu}$  zerfallen (Verzweigungsverhältnis je 17%), ist mit 0.17% ebenfalls zu vernachlässigen.

Da bis auf die in der 2-PRONG Analyse enthaltenen Kriterien keine Schnitte auf den Impuls der Elektronen gemacht worden sind, enthält der Datensatz ebenfalls Bhabha-Ereignisse, die durch Bremsstrahlung ein hartes Photon emittiert haben, so daß das verbleibende Elektron wegen des kleinen Impulses stark abgelenkt wurde. Da im FA-Kalorimeter Energie und Richtung von Elektron und Photon gemessen wird, kann auf eine mit Unsicherheiten behaftete Bremsstrahlungskorrektur verzichtet werden.

Es stehen die in Tab. 8 aufgeführten Bhabha-Ereignisse zur Verfügung, um die erwähnten Korrekturen zu bestimmen.

Periode	Luminosität	$\sqrt{s}$ [GeV]	Ereignisse
Juni/Juli 81	2780 nb <sup>-1</sup>	22	2414
Okt.-Dez. 81	15810 nb <sup>-1</sup>	35	6251

Tabelle 8. Anzahl der selektierten Referenz Ereignisse (Bhabhas)

## 11.2 BESTIMMUNG DER $\gamma\gamma$ -TRIGGERWAHRSCHEINLICHKEIT

Bei einem Bhabha-Ereignis sprechen normalerweise vier verschiedene Trigger an. Der Proportionalkammer Kathodentrigger (CPC), der Driftkammer Topologietrigger (DC-2) und die beiden Flüssig-Argon Trigger FA-0 und FA-1. Das innerhalb eines Zeitfensters zuerst eintreffende Triggersignal startet bereits die Auslese, alle anderen Trigger werden aber registriert und sind im Triggerwort der EVNT-Bank zugänglich (vgl. Tab. 4 (S.27)).

Die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  kann im Falle keiner Konversion nur über den neutralen Trigger (FA-0), bei einer Konversion zusätzlich über den Kalorimeter 1-Spur (FA-1) oder CPC-Kathoden Trigger ausgelesen werden.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit für einen Trigger der Art x ist folgendermaßen definiert:

$$W_{\text{Trig}}(x) = \frac{\text{Anzahl der Bhabha-Ereignisse mit Trigger } x}{\text{Gesamtzahl der Bhabha-Ereignisse}}$$

Um mögliche Unregelmäßigkeiten in  $\theta$  oder  $\varphi$  zu erfassen, wird diese Berechnung in einzelne Submodule oder  $\theta$ -Bereiche unterteilt.

Die zu Anfang beschriebene Triggerelektronik wurde im März 1981 eingebaut, arbeitete aber noch nicht sehr zuverlässig. Die Daten bis Mai ( $\sqrt{s} = 34$  GeV) wiesen im Durchschnitt für den neutralen Trigger nur eine Ansprechwahrscheinlichkeit von 30 - 40% auf und zeigten zudem eine  $\cos\theta$ -Abhängigkeit. Erst die Daten im Juni (22 GeV) und ab Oktober 1981 (35 GeV) verfügten über einen brauchbaren neutralen Trigger; nur sie wurden für die Analyse verwendet.

Da die beiden Photonen aus  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  nicht unterscheidbar sind, sollte die Winkelverteilung um  $\theta = 90^\circ$  symmetrisch sein. Um jedoch eine mögliche, durch den Detektor verursachte Asymmetrie zu kontrollieren, wurde die Verteilung zunächst nicht um  $90^\circ$  gefaltet. Verwendung fand die in Abbildung 34 skizzierte Definition des Vorzeichens. Dadurch werden zwei gegenüberliegende Cluster, abweichend von der Definition im TASSO-Koordinatensystem, im gleichen  $\cos\theta$ -Bin einsortiert. Etwaige Ineffizienzen sind so leichter feststellbar, da sie an genau definierte Bereiche in den Submodulpaaren gebunden sind. Wegen der verwendeten Forderung nach zwei annähernd gegenüberliegenden Clustern besteht bei den selektierten Ereignissen allerdings immer die Auswahl zwischen zwei Submodulen.

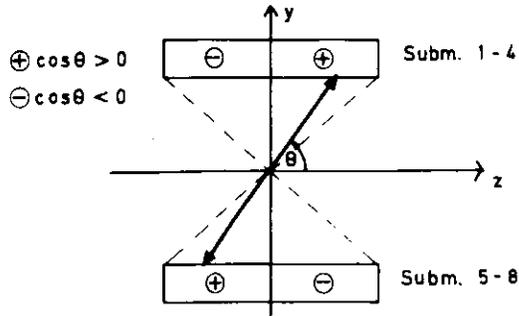


Abbildung 34. Definition des Vorzeichens von  $\cos\theta$

Um systematische Veränderungen des Triggers mit der Zeit zu erkennen, wurde die 35 GeV-Periode in 4 Unterperioden aufgeteilt (vgl. Tab. 9 (S.78)). Räumlich wurde zwischen den vier gegenüberliegenden Submodulpaaren (1+5, 2+6, 3+7, 4+8) und, entsprechend der Definition in Abbildung 34, zwischen 16  $\cos\theta$ -Bins von -0,8 bis +0,8 unterschieden.

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des neutralen Triggers (FA-0) ist in Abbildung 35 auf Seite 73 und Abbildung 36 auf Seite 74 für die beiden Hauptperioden und die 4 Submodulpaare dargestellt.

Es zeigen sich sowohl zwischen den Hauptperioden als auch den Submodulen deutliche Unterschiede in der Triggerwahrscheinlichkeit. Besonders im Submodulpaar 1+5 für 35 GeV liegt sie im Bereich  $|\cos\theta| > 0,5$  unter 50 %; schaut man sich diesen Bereich in den Unterperioden an, stellt man fest, daß die Wahrscheinlichkeit in den äußersten Bins ( $0,7 < |\cos\theta| < 0,8$ ) für die drei letzten Unterperioden sogar Null ist. Daß auch dieser Bereich ohne volle Hinterturmdicke (vgl. Abbildung 8 auf Seite 18) noch gut getriggert werden kann, beweisen die restlichen Submodule.

Der Grund für die schlechten Triggerergebnisse in 1+5 ist noch nicht genau erforscht, eine Möglichkeit wären zu hohe Diskriminatorschwellen in den entsprechenden Triggerelementen oder Fehler in der Verkabelung des Triggers.

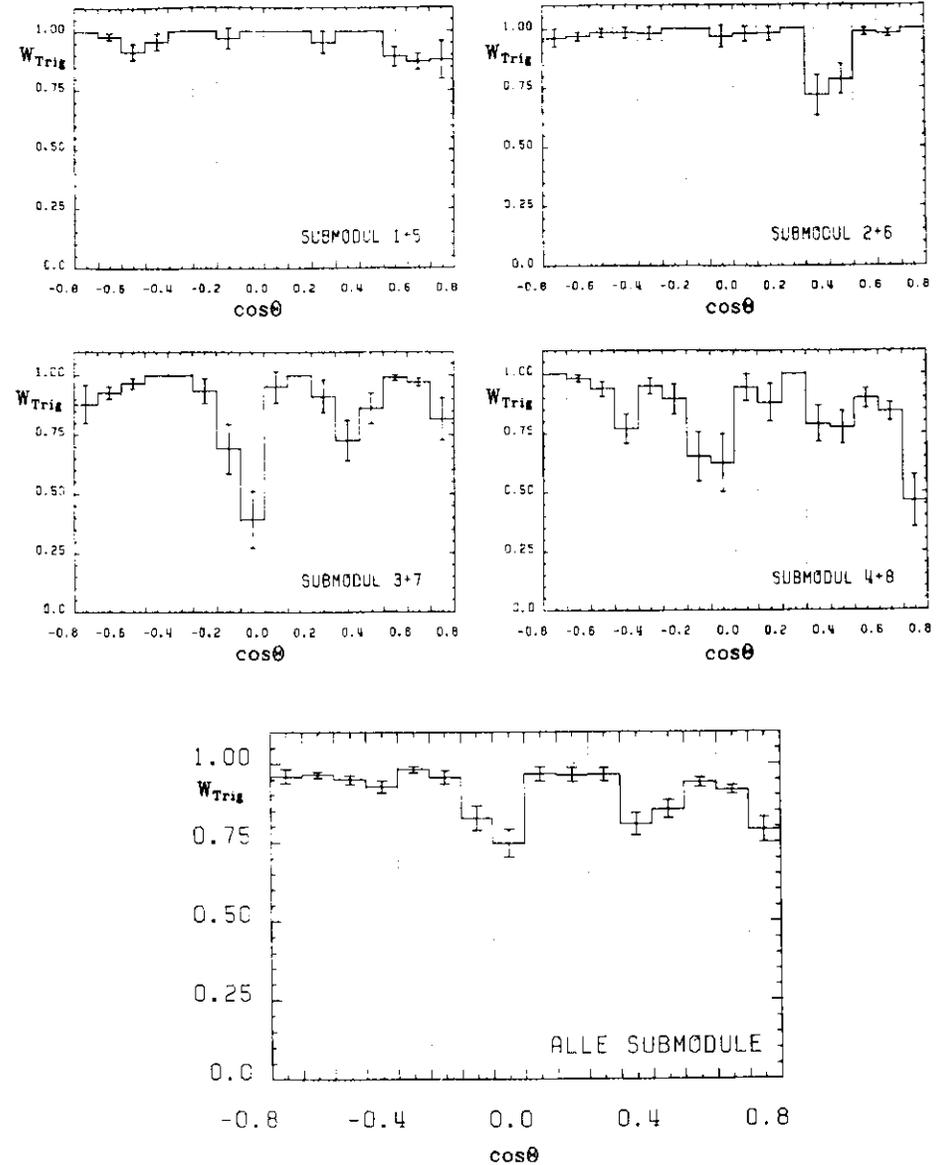


Abbildung 35. Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0 Triggers: Einzelwerte in den 4 Submodulpaaren und Gesamtwert (Periode Juni-Juli 81, 22 GeV)

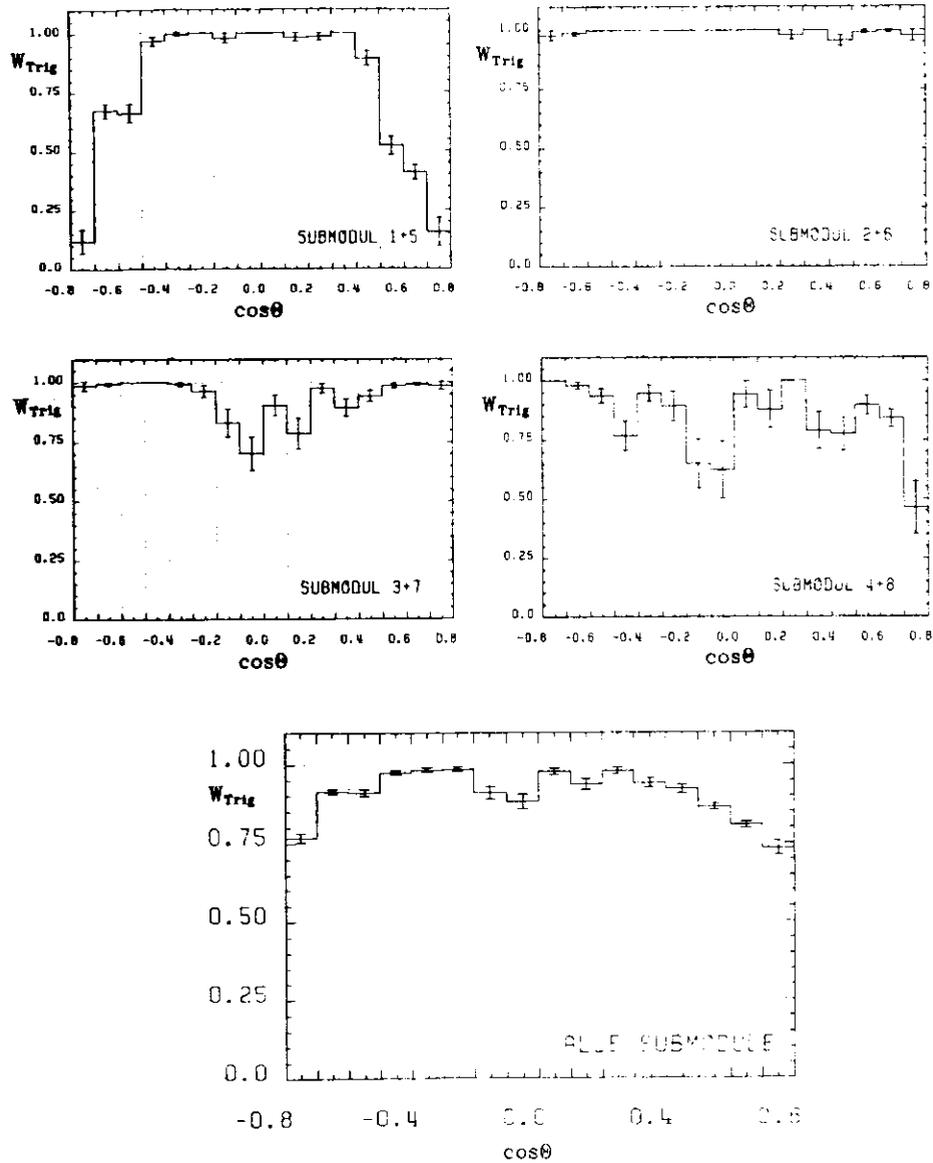


Abbildung 36. Ansprechwahrscheinlichkeit des FA-0 Triggers. Einzelwerte in den 4 Submodulpaaren und Gesamtwert (Periode Okt.-Dez 81-85 GeV)

Die mittlere Ansprechwahrscheinlichkeit im Bereich  $|\cos\theta| < 0.7$  des neutralen Triggers ist:

$$92,4 \pm 0,6 \% \quad (22 \text{ GeV Daten})$$

$$90,5 \pm 0,4 \% \quad (35 \text{ GeV Daten})$$

Die Ansprechwahrscheinlichkeit des Kalorimeter 1-Spur Triggers (FA-1) ist wesentlich besser, wie Abbildung 37 für die 35GeV-Periode zeigt; sie beträgt für die beiden Hauptperioden im Mittel

$$99,6 \pm 0,1 \% \quad (22 \text{ GeV Daten})$$

$$99,7 \pm 0,1 \% \quad (35 \text{ GeV Daten})$$

und ist damit sogar größer als die des besten Spurtriggers DC-2 (Topologie), der in den beiden Datensätzen Werte von 96,5 % bzw. 97,1 % erreicht.

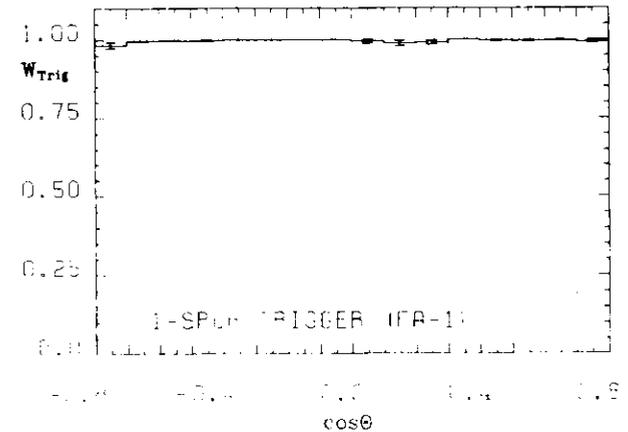


Abbildung 37. Mittelwert der FA-1 Triggerwahrscheinlichkeit (Okt.-Dez 81-85 GeV)

### 11.3 BESTIMMUNG DER $\gamma\gamma$ -NACHWEISWAHRSCHEINLICHKEIT

Die Triggerwahrscheinlichkeit, wie sie im vorigen Kapitel mit Elektronen ermittelt wurde, hängt nicht von der absoluten Anzahl der registrierten Bhabha-Ereignisse ab.

Steht aus bestimmtem Grund keine oder nur ein Teil der FA-Information zur Verfügung, gehen Ereignisse für die  $\gamma\gamma$ - oder Bhabha-Analyse verloren; mögliche Gründe sind:

1. Hochspannung eines oder mehrerer Submodule ausgefallen
2. Stromversorgung der Vorverstärker nicht in Ordnung
3. Digitalisierung hat keine Stromversorgung

Trifft einer dieser 3 Punkte zu, so ist auch kein Trigger möglich, weitere Gründe für den Verlust von Ereignissen können sein:

4. Fehler bei der Auslese der ADC's durch den Mikroprozessor
5. Interface zum Experiment nicht in Ordnung
6. Starke elektromagnetische Störungen von Außen
7. Fehler in der Offline Datenreduktionskette

Wegen der Forderung nach zwei gegenüberliegenden Clustern in der  $\gamma\gamma$ - oder Bhabha-Analyse, reicht das Fehlen nur eines der acht Submodule aus, um ein Viertel der Daten zu unterdrücken.

Gerade die Fehler der Punkte 1-3 führen oft zu einem Totalausfall des FA-Detektors, der sich je nach Aufmerksamkeit der Schichtbesatzung bei der Datennahme über mehrere Runs erstrecken kann.

Wird der Fehler schnell behoben, ist nur ein Teil des Runs betroffen. Ebenfalls die gleiche Wirkung in bezug auf die gemessene Luminosität im FA-Kalorimeter haben die Ausfälle einzelner Submodule oder die Fehler der Punkte 4-7.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird deshalb in zwei Schritten berechnet:

1. Elimination derjenigen Runs (und der zugehörigen Luminosität), in denen weniger als 10% der erwarteten Bhabha Ereignisse gefunden wurden (effektive Luminosität).

2. Vergleich der in diesen Runs auf Grund der Luminosität vorhergesagten Anzahl der Bhabha-Ereignisse mit der im Kalorimeter gefundenen Anzahl Bhabhas (FA Nachweiswahrscheinlichkeit).

#### 11.3.1 Effektive Luminosität

Zu jedem Run existiert auf der Runbibliothek ein unabhängiger Luminositätswert, gemessen mit dem Vorwärtsdetektor, den Flüssig-Argon-Endkappen (nur zeitweise) und dem Zentraldetektor (Proportional- und Driftkammer, Flugzeitähler). Zur Verringerung insbesondere der systematischen Fehler wird aus diesen zwei bzw. drei Messungen nach Abschluß etwaiger Korrekturen die endgültige Luminosität bestimmt. Da die Zentraldetektor (CDET) Luminosität mit den Bhabha-Ereignissen vom 2-PRONG Datensatz berechnet wurde, ist zusätzlich bei jedem Run eine CDET Akzeptanz angegeben, die die Triggerwahrscheinlichkeit für Bhabhas im Innendetektor, Driftkammerineffektivitäten und Rekonstruktionswahrscheinlichkeiten enthält.

Die effektive Luminosität  $\mathcal{L}_{eff}$  für den FA-Detektor wird bestimmt, indem die Luminosität (endgültiger Wert von der Runbibliothek) jedes im Bhabha-Vergleichsdatsatz auftretenden Runs in einer Unterperiode aufaddiert wird; Runs ohne FA-Ereignisse tragen also nicht zur Summe bei; werden weniger als 10% der erwarteten Ereignisse (bei 35 GeV ca. eins pro 2 nb<sup>-1</sup>) gefunden, wird dieser Run nicht mitgezählt. Gleichzeitig wird die mittlere Strahlenergie und die mittlere CDET Akzeptanz berechnet. Die Ergebnisse dieses ersten Schrittes zusammen mit der maximal möglichen Luminosität pro Unterperiode zeigt Tab. 9 (S.78).

Der Verlust an Luminosität durch Totalausfall des Kalorimeters während eines Runs beträgt bei 22 GeV 1,9% bzw. 1,1% bei 35 GeV jeweils bezogen auf die maximal mögliche Luminosität.

Die aufgeführte effektive Luminosität wird in allen folgenden Wirkungsquerschnittberechnungen benutzt.

Periode		Run	max.	effekt.	mittl.	mittl.	Anzahl Bhabhas
Haupt	Unter	Nummern Bereich	Lumin. [nb <sup>-1</sup> ]	Lumin. [nb <sup>-1</sup> ]	CDET Akzept.	Energie [GeV]	
22GeV	Jn/Jl	4037-4147	2779,7	2725,9	0,9678	10,997	2408
35GeV	Okt-B	4510-4639	4850,9	4758,6	0,9556	17,498	1842
	Nov-A	4640-4736	3314,8	3306,5	0,9477	17,510	1283
	Nov-B	4740-4829	2913,9	2896,6	0,9402	17,511	1193
	Dez	4831-4988	4732,6	4682,6	0,9480	17,507	1878

Tabelle 9. Aufteilung der Unterperioden und effektive Luminosität

### 11.3.2 Nachweiswahrscheinlichkeit des FA Kalorimeters

Alle Effekte die dazu führen können, daß ein Bhabha-, und damit auch ein  $\gamma\gamma$ -Ereignis, nicht die geforderten Kriterien für die zwei Cluster erfüllt, sollen in diesem Teil ermittelt werden.

Mögliche Ursachen können, wie schon gesagt, der zeitweilige Ausfall des ganzen Kalorimeters oder einzelner Submodule während eines Runs sein. Weiterhin ist es möglich, daß einzelne Türme oder Streifen über längere Zeit keine Signale liefern, und damit einer der Cluster nicht den Auswahlkriterien genügt. Aber auch der gegenteilige Fall, das Hinzukommen von Clustern auf Grund von Störungen, soll berücksichtigt werden.

Es muß also aus der Luminosität, die unabhängig vom Kalorimeter gemessen wurde, die Anzahl der Bhabha Ereignisse vorhergesagt werden, die bei den verwendeten Schnitten im Flüssig-Argon Zähler nachgewiesen wird.

Der Quotient aus gefundener und vorhergesagter Anzahl ergibt die Nachweiswahrscheinlichkeit  $W_{FA}$  des Detektors für Elektronen und damit auch für Photonen der gleichen Energie:

$$W_{FA} = \frac{\text{Anzahl nachgewiesener Bhabha-Ereignisse}}{\text{Anzahl vorhergesagter Bhabha-Ereignisse}}$$

Ist  $\mathcal{L}$  die Luminosität und  $\sigma_{FA}$  der über die Akzeptanz des Kalorimeters integrierte Wirkungsquerschnitt der untersuchten Reaktion bei 1 GeV, so ergibt sich die Anzahl  $N$  der vorhergesagten Ereignisse zu

$$N = \mathcal{L} \cdot \sigma_{FA} \cdot \varphi_{AKZ} \cdot 1,7 \cdot \text{Estrahl}^2$$

Da PETRA nicht mit polarisierten Strahlen arbeitet, sind alle Reaktionen isotrop in  $\varphi$ , und die Größe  $\varphi_{AKZ}$  berücksichtigt den Akzeptanzanteil des FA-Detektors an  $2\pi$ . Der Wirkungsquerschnitt muß die vom jeweiligen Akollinearitätsschnitt abhängigen Strahlungskorrekturen enthalten. Die Größen  $\sigma_{FA}$  und  $\varphi_{AKZ}$  wurden unter Benutzung des Berends-Kleiss Bhabha Ereignisgenerators [19] in einem Monte-Carlo Programm berechnet.

Da eine detaillierte Simulation der Schauerentwicklung im Kalorimeter mit dem Programm EGS für hochenergetische Elektronen aus Rechenzeitgründen nicht vertretbar war, wurde lediglich die geometrische Abmessung und Position jedes Submodules verwendet.

#### 11.3.2.1 Effektive Submodulgröße

Abstand und genaue Position jedes Submodules relativ zum Wechselwirkungspunkt sind aus der Ortsauflösungsoptimierung bekannt. Zu bestimmen sind die Bereiche an den Rändern des Detektors, wo im Durchschnitt nicht mehr als ein Drittel der Einfallenergie absorbiert werden kann. Wichtig sind besonders die Schmalseiten eines Submodules, weil hier wegen der senkrechten Begrenzung durch das Magnetjoch und den schrägen Einfall die Absorberdicke mit wachsendem  $\cos\theta$  kontinuierlich abnimmt.

Die Abhängigkeit der Clusterenergie von der  $\varphi$ - und  $\theta$ -Position im Submodul wurde mit den vorhandenen Bhabha Daten als Korrelationsplot dargestellt. Die beiden folgenden Abbildungen zeigen den Verlauf der nachgewiesenen Energie; das kleine Bild gibt jeweils den Gesamtverlauf wieder, das große zeigt einen Ausschnitt aus dem jeweiligen Randbereich. In Abbildung 38 sieht man deutlich die Abnahme der Energie ab  $|\cos\theta| = 0,68$ , dem Punkt, an dem nicht mehr die vollen 15 Strahlungslängen zur Absorption des Schauers zur Verfügung stehen. An den Breitseiten jedes Submodules sind die Verluste geringer, wie Abbildung 39 zeigt.

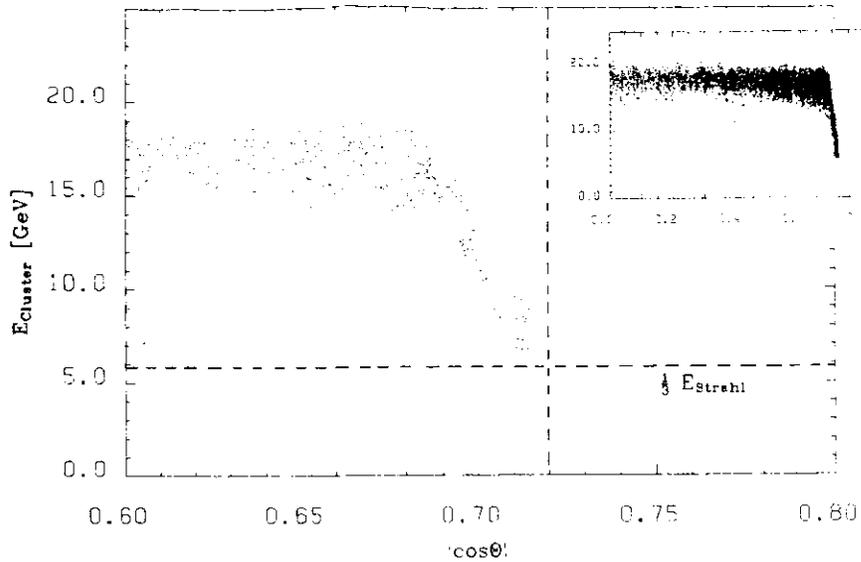


Abbildung 38. Clusterenergie als Funktion der  $\cos\theta$ -Position im Submodul!

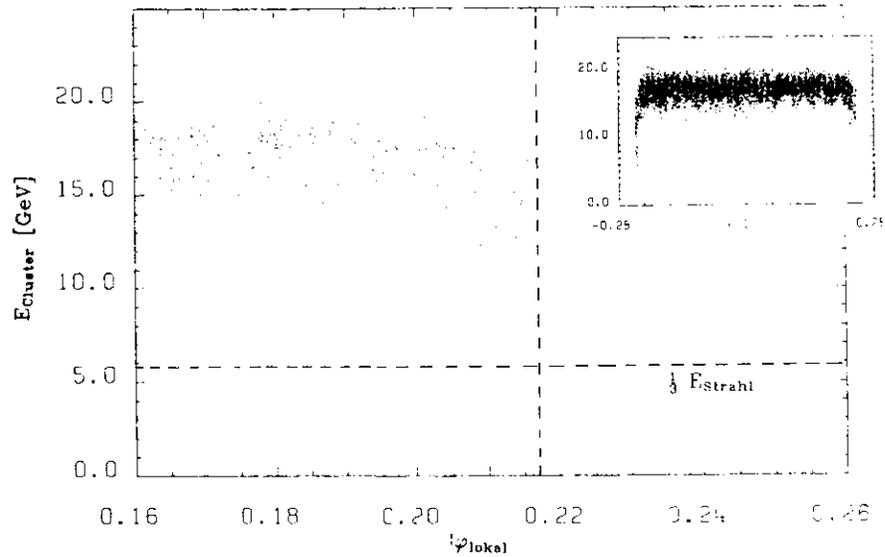


Abbildung 39. Clusterenergie als Funktion der  $\varphi$ -Position im Submodul

Aus diesen Plots wurde die effektive Submodulgröße (s. Abbildung 40) ermittelt, die dem Bereich im Submodul entspricht, in dem mehr als ein Drittel der Elektronenenergie im Mittel gemessen wird; es ergaben sich die folgenden Werte, die auch bei der Berechnung der Akzeptanz Verwendung fanden.

Breite in  $\varphi = \pm 0,216$  rad

Breite in  $\cos\theta = \pm 0,720$

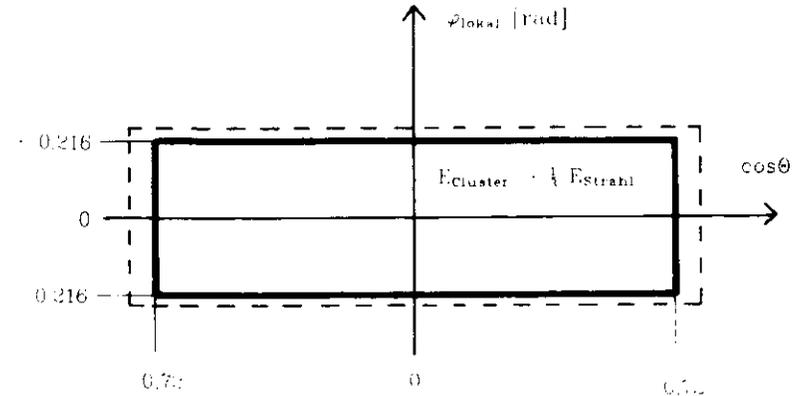


Abbildung 40. Effektive Submodulgröße: Bereich mit  $E_{\text{cluster}} > \frac{1}{3} E_{\text{strahl}}$

### 11.3.2.2 Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen

Diese Berechnungen wurden mit der Monte-Carlo (MC) Methode bestimmt. Der verwendete Bhabha Ereignisgenerator von Berends und Kleiss berücksichtigt Korrekturen bis zur Ordnung  $\alpha^3$  [19]. Als Eingabe werden verlangt (verwendete Werte in Klammern):

1. Strahlenergie (17,5 GeV)
2. Beschränkung des Positron-Streuwinkels, um die Singularität des Wirkungsquerschnittes bei  $\theta = 0^\circ$  zu umgehen ( $43,9^\circ - 136,1^\circ$  entsprechend  $\cos\theta < 0,720$ ).
3. Kleinste Energie weicher Photonen ( $1\%$  von  $E_{\text{strahl}}$ )
4. Größte Energie eines harten Photons ( $95\%$  von  $E_{\text{strahl}}$ )

Der Generator liefert pro Aufruf die p-Vektoren der drei erzeugten Teilchen (bei weichen Ereignissen ohne Abstrahlung ist der p-Vektor des Photons null). Durch Aufruf einer Schlußroutine nach Generation von genügend Ereignissen läßt sich der genaue Wirkungsquerschnitt inklusiv der Strahlungskorrekturen bestimmen.

Im Analyseprogramm wird für diese Monte-Carlo Daten das Flüssig-Argon Kalorimeter in einfacher Weise simuliert.

Da der  $\theta$ -Schnitt nur für das Positron gilt, wird als erstes ebenfalls vom Elektron verlangt, daß es innerhalb von  $|\cos\theta| < 0.72$  liegt. Mit den verbleibenden Ereignissen, deren p-Vektoren auf Band verwahrt wurden, wird dann die eigentliche Analyse ausgeführt:

- Die geladenen Teilchen werden unter Annahme eines 5 kGauß Magnetfeldes mit Radius 135 cm in die einzelnen Submodule verfolgt, die die im vorigen Abschnitt beschriebene effektive Größe haben und sich an der aus Daten ermittelten Position befinden (8 individuelle Mittenpositionen, Abstand vom WWP 192 cm). Trifft ein Teilchen in diesen Bereich, gilt es als registriert, sonst nicht.
- Liegen zwei Teilchen im Kalorimeter näher als 0,15 rad zusammen, werden sie gemittelt und wie eins behandelt
- Auf die zwei höchstenergetischen nachgewiesenen Teilchen wird der Akollinearitätsschnitt von 0,2 rad angewendet und der übliche Energieschnitt von  $\frac{1}{2} E_{\text{Strahl}}$ .

Die Ereignisse, bei denen beide Teilchen alle Schnitte erfüllen, gelten als nachgewiesen. Die Polarwinkel der Auftreffpunkte beider Teilchen im Submodul werden in einem Histogramm mit 0,025 Binweite als Funktion von  $|\cos\theta|$  abgespeichert.

Zur Bestimmung der  $\varphi$ -Akzeptanz wurde das Verhältnis der Ereignisse, bei denen zwei Teilchen in den Detektor gelangen (ohne Akollinearitäts- und Energieschnitt), zu allen Ereignissen mit  $e^+$  und  $e^-$  innerhalb  $|\cos\theta| < 0.72$  gebildet. Wegen der vielen Lücken im Azimut besteht eine Benachteiligung akollinearere Ereignisse bei diesem Kalorimeter (ein Teilchen trifft in Randnähe, das nicht exakt gegenüberliegende gerade in die Lücke). Zu bemerken ist noch, daß genau kollinear erzeugte  $e^+$  und  $e^-$  durch die Magnetfeldablenkung im Kalorimeter zwei leicht akollineare Cluster hinterlassen.

Es wurden insgesamt  $N_{\text{gen}} = 168450$  MC-Bhabhas erzeugt, mit einem integrierten Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{gen}} = 1,762$  nb bei 17,5 GeV. Da die Korrek-

turen für 11 GeV fast identisch waren, wurde für die MC-Rechnungen der Juni-Juli Daten nur die Spurverfolgung geändert.

Die Azimutakzeptanzen  $\varphi_{\text{Akz}}$  ergaben bei den zwei Energien:

$$\varphi_{\text{Akz}} = 0,5253 \quad (35 \text{ GeV})$$

$$\varphi_{\text{Akz}} = 0,5140 \quad (22 \text{ GeV})$$

Die stärker akollinearen Cluster der 22 GeV Bhabhas führen zu einer geringeren Akzeptanz als die der 35 GeV Ereignisse.

Das Histogramm (Binweite = 0,025), in dem die  $|\cos\theta|$ -Werte der registrierten Teilchen gezählt worden waren (pro Ereignis also 2 Einträge), wurde nach folgender Formel in  $d\sigma/d\Omega$  umgerechnet:

$$s \frac{d\sigma}{d\Omega} \left[ \frac{\text{nb}}{\text{sr}} \right] = \frac{N_{\text{Bin}}}{2} \cdot \frac{\sigma_{\text{gen}} \cdot 4 E_{\text{Strahl}}^2}{N_{\text{gen}}} \cdot \frac{1}{2\pi \varphi_{\text{Akz}} \text{Binw}}$$

$N_{\text{Bin}}$  ist hier die Anzahl der Einträge pro Bin mit der Weite Binw. Die so erhaltene Größe als Funktion von  $|\cos\theta|$  ist akzeptanz- und energieunabhängig, enthält aber alle Strahlungskorrekturen.

An die wie oben berechneten Werte des differentiellen Wirkungsquerschnittes wurde im Bereich 0,0 - 0,7 ein Polynom angepaßt, das mit den MC-Daten und dem unkorrigierten Wirkungsquerschnitt in Abbildung 41 auf Seite 84 dargestellt ist.

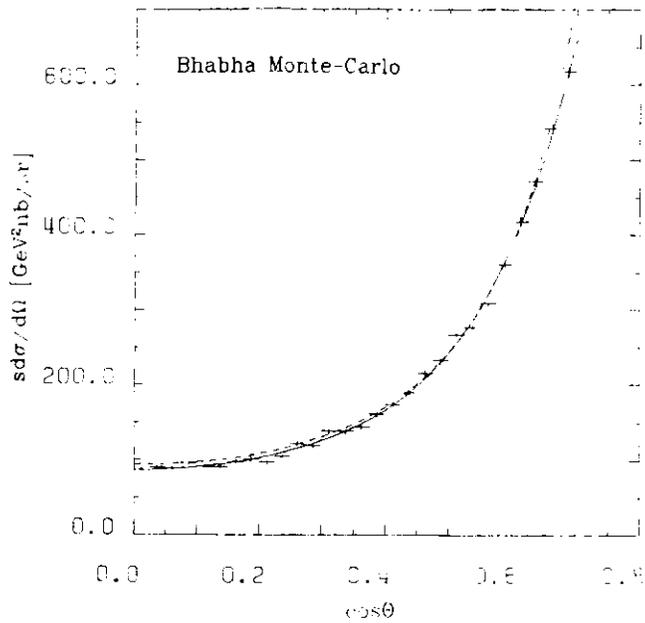


Abbildung 41. Differenzieller Wirkungsquerschnitt für Bhabha Ereignisse: MC-Daten mit Fit und Kurve ohne Korrekturen (gestrichelt)

In Tabelle 10 steht für eine Winkelintervalleinteilung, wie sie im folgenden immer für Meßdaten verwendet wird (7 gleichweite Bins von  $\cos\theta = 0$  bis 0,7), der Mittelwert des differentiellen Wirkungsquerschnittes im Bin, ermittelt aus der angepaßten Kurve. Weiterhin ist der über die Intervallbreite integrierte und auf die wahre  $\varphi$ -Akzeptanz bei 35 bzw. 22 GeV bezogene Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_0(1 \text{ GeV}) = \frac{2\pi \varphi_{\text{Akz}}}{4} \frac{x_2}{x_1} \int_s \frac{d\sigma}{d\Omega} dx \quad (x = \cos\theta)$$

bei 1 GeV angegeben. Mit Hilfe von  $\sigma_0$  wird später die vorhergesagte Anzahl der Bhabha-Ereignisse berechnet.

$ \cos\theta $	$s d\sigma/d\Omega$ [GeV <sup>2</sup> nb/sr]	$\sigma_0$ (35GeV) [nb]	$\sigma_0$ (22GeV) [nb]
0.0 - 0.1	88.1	7.27	7.11
0.1 - 0.2	95.9	7.92	7.75
0.2 - 0.3	113.0	9.33	9.12
0.3 - 0.4	143.9	11.87	11.61
0.4 - 0.5	200.3	16.53	16.16
0.5 - 0.6	307.1	25.34	24.72
0.6 - 0.7	509.8	42.06	40.86
$\Sigma$		120.31	117.34

Tabelle 10. Strahlungskorrigierte Bhabha Wirkungsquerschnitte

### 11.3.2.3 Korrektur auf Untergrund und 2-Spur Akzeptanz

Als Untergrund kommen nur Reaktionen in Frage, die mindestens zweimal mehr als  $\frac{1}{2}$  der Strahlenergie im Kalorimeter deponiert haben.

Da der Bhabha-Datensatz aus den 2-PRONG Bändern erzeugt wurde, enthalten die Ereignisse bereits nach der Spurrekonstruktion mit FOREST mindestens zwei Spuren (siehe "Datenauswertung" auf Seite 35).

$\gamma\gamma$ -Ereignisse, bei denen ein Photon in  $e^+e^-$  konvertiert ist, FOREST aber nur eine Spur gefunden hatte, sind demnach nicht im 2-PRONG Datensatz enthalten. Existieren beide Spuren aus der Konversion des Photons, so haben sie annähernd den gleichen Azimutwinkel und werden auf Grund dessen nicht in den Bhabha-Datensatz gewählt.

Der unter Berücksichtigung aller Schnitte mögliche Untergrund besteht aus zweifach konvertierten  $\gamma\gamma$ -Ereignissen und  $\tau$ -Paaren, von denen beide  $\tau$ 's in  $e\nu$  zerfallen sind. Der Anteil beider Untergrundreaktionen beträgt ca. 0,3% von  $\sigma_0$ .

Weiterhin hängt die Anzahl der Bhabha-Ereignisse im 2-PRONG Datensatz von der 2-Spur Triggerwahrscheinlichkeit, Driftkammerineffektivitäten und Bremsstrahlungseffekten ab. Alle diese Einflüsse werden mit der Zentraldetektorakzeptanz  $A_{CDT}$  aus Tab. 9 (S.78) berücksichtigt.

### 11.3.2.4 Der differentielle Bhabha Wirkungsquerschnitt

Nach Kenntnis aller Korrekturen läßt sich  $s d\sigma/d\Omega$  aus den im FA-Kalorimeter gemessenen Bhabha-Ereignissen bestimmen und mit der Monte-Carlo (strahlungskorrigierten) Rechnung vergleichen. Es gilt:

$$s \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{Bin} \cdot 4 E_{Strahl}^2}{2 \cdot Z_{eff} \cdot A_{CDT} \cdot 2\pi \cdot \varphi_{Akt} \cdot BinW} \cdot 1$$

$N_{Bin}$  ist die Anzahl der Cluster pro 0,05-Bin in  $|\cos\theta|$ , alle anderen Ausdrücke wie vorher definiert.

Die Ergebnisse sind in Abbildung 42 und Abbildung 43 auf Seite 87 für beide Hauptperioden zusammen mit der Monte-Carlo Kurve dargestellt.

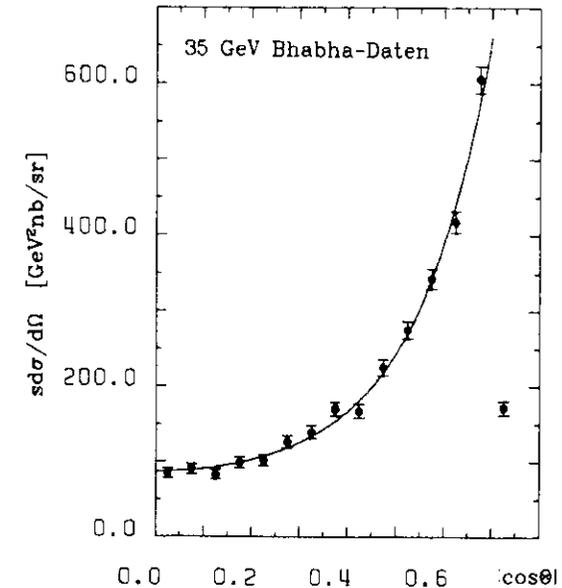


Abbildung 42. Differentieller Wirkungsquerschnitt (35 GeV-Daten und MC) für  $e^+e^-$

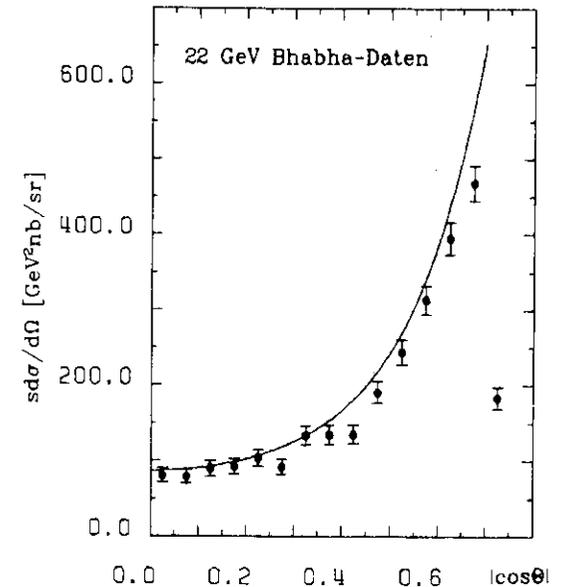


Abbildung 43. Differentieller Wirkungsquerschnitt (22 GeV-Daten und MC) für  $e^+e^-$

Daten und MC-Vorhersage stimmen bei 35 GeV gut überein, in der 22 GeV Periode sind deutlich zu wenig Bhabha Ereignisse gefunden worden.

Die Ergebnisse zumindest der 35 GeV Periode zeigen also, daß nur durch Nachweis der Energie im FA-Kalorimeter und bei sehr weichen Kriterien an die Spuren - im wesentlichen zur Unterdrückung des  $\gamma\gamma$ -Untergrundes - direkt der Bhabha Wirkungsquerschnitt gemessen werden kann.

Allerdings scheint in der 22 GeV Periode auf Grund der diskutierten Fehlerquellen, die zu diesem Zeitpunkt noch nicht völlig behoben waren, die Nachweiswahrscheinlichkeit deutlich unter 100% zu liegen, so daß hier für die Messung von  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  eine weitere Korrektur in der Größenordnung von 10 % (Trigger  $\approx$  8%) angewendet werden muß.

### 11.3.2.5 Berechnung der Wahrscheinlichkeit

Die Bestimmung der FA-Nachweiswahrscheinlichkeit  $W_{FA}$  wurde in ähnlicher Weise wie beim neutralen Trigger ausgeführt:

Zur Identifikation von zeitlichen und räumlichen Unregelmäßigkeiten wurden die Daten in Unterperioden (vgl. Tab. 9 (S.78) ) und in die vier Submodulpaare aufgeteilt; die Winkelteilung entspricht der in Abbildung 34 auf Seite 72 mit 14 gleichweiten  $\cos\theta$ -Bins von -0,7 bis +0,7. Da die Ladung der Elektronen nicht berücksichtigt wird, werden  $e^+$  und  $e^-$  wie ununterscheidbare Teilchen behandelt.

Die Flüssig-Argon Nachweiswahrscheinlichkeit  $W_{FA}$  ist das Verhältnis der Anzahl gemessener Ereignisse  $N_{Mess}$  zur Anzahl der vorhergesagten  $N_{MC}$ :

$$W_{FA} = N_{Mess} / N_{MC}$$

In der obigen Formel ist

$$N_{MC} = \frac{\mathcal{L}_{eff} \cdot A_{CDET}}{E_{Strahl}^2} (\sigma_0 + \sigma_{Untergrund}),$$

wobei  $\mathcal{L}_{eff}$ ,  $A_{CDET}$  und  $E_{Strahl}$  die gemittelten Werte der entsprechenden Periode in Tabelle 9 sind,  $\sigma_0$  ist der integrierte Wirkungsquerschnitt, wie er in Tab. 10 (S.85) angegeben ist. Möglicher Untergrund von  $\gamma\gamma$  und  $\tau$ 's wird mit  $\sigma_{Untergrund}$  berücksichtigt.

Wie eine Untersuchung der  $W_{FA}$ -Ergebnisse in den einzelnen Unterperioden und Submodulpaaren zeigte, und es auch der Verlauf des gemessenen Wir-

kungsquerschnittes in Abbildung 42 auf Seite 87 bestätigt, besteht im Gegensatz zur Triggerwahrscheinlichkeit keine signifikante  $\cos\theta$ -Abhängigkeit. Es wurde deshalb auf die binweise Korrektur mit  $W_{FA}$  verzichtet und stattdessen je eine mittlere FA-Wahrscheinlichkeit für positives und negatives  $\cos\theta$  gebildet. Die einzelnen Bins wurden bei dieser Berechnung mit dem Fehler gewichtet, um keine vom stark ansteigenden Bhabha Wirkungsquerschnitt bestimmte Bewertung zu erzeugen.

Typische Ergebnisse für die vier Submodulpaare in einer Unterperiode zeigt Abbildung 44.

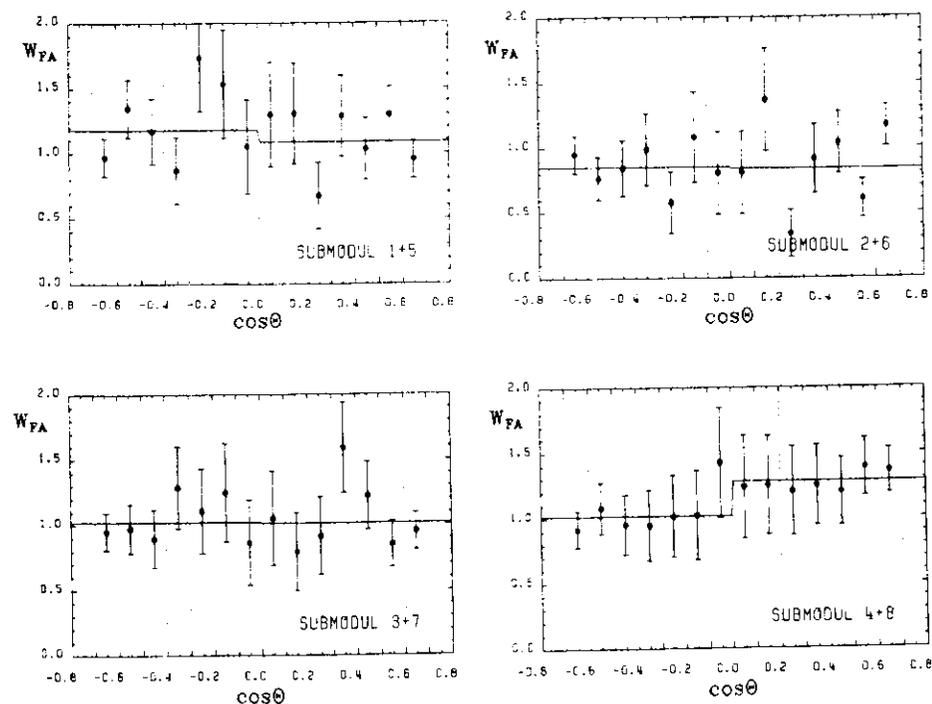


Abbildung 44. FA-Nachweiswahrscheinlichkeit der Unterperiode Nov-B

An ihnen seien einige Besonderheiten bei der  $W_{FA}$ -Bestimmung diskutiert:

- Die beiden als durchgezogene Linie eingezeichneten mittleren  $W_{FA}$ -Werte können sich in einem Submodulpaar um bis zu 20% unterscheiden.

Der Grund ist die Trennung der Submodul-Stromversorgung, -Digitalisierung und -Auslese aller Kanäle der +z und -z Seite auf zwei getrennte Elektronikschränke, so daß ein Fehler oft nur eine Submodulhälfte betrifft. Diese Unregelmäßigkeiten sollten durch die für + und - getrennten  $W_{FA}$  kompensiert werden.

- Es treten  $W_{FA}$ -Werte größer als 1 auf.

Ursachen können einerseits Störungen bei der Auslese der Türme und Streifen (oft nur in einer Submodulhälfte) sein, die zu zusätzlichen Clustern führen. Andererseits gibt es systematische Fehler in der Luminositätsbestimmung in der Größenordnung 4-5%, die nicht im Fehler von  $W_{FA}$  enthalten sind.

Zentraldetektorluminosität (und damit auch die Anzahl der 2-PRONG Bhabhas) und Vorwärtsluminosität sind nur im langfristigen Mittel gleich. Vergleicht man beide Werte in den hier verwendeten kürzeren Unterperioden, so geht ein im Vergleich zur Vorwärtsluminosität größerer CDET-Wert einher mit  $FA$ -Nachweiswahrscheinlichkeiten ( $W_{FA}$ ) oberhalb von 1.

Diese Variationen bewegen sich allerdings bei Berücksichtigung eines systematischen Fehlers von 5% innerhalb der Grenzen.

Alle für die  $\gamma\gamma$ -Korrektur verwendeten  $W_{FA}$ -Werte (pro Submodulpaar und Unterperiode je einen für die + bzw. - Seite) zusammen mit den statistischen Fehlern sind in Tab. 11 aufgeführt.

Periode	Subm. 1+5		Subm. 2+6		Subm. 3+7		Subm. 4+8		Mittelw. aller SM
	-z	+z	-z	+z	-z	+z	-z	+z	
Okt B	0,932	1,088	0,883	0,905	1,003	0,899	1,020	0,949	0,973
±	64	69	63	64	65	63	67	66	23
Nov A	1,063	1,021	0,876	0,838	1,033	0,897	1,042	0,842	0,963
±	83	81	76	74	82	77	82	74	28
Nov B	1,178	1,084	0,850	0,838	1,020	1,019	1,019	1,284	1,053
±	92	89	80	78	86	86	86	99	31
Dez.	0,957	0,977	0,979	0,975	0,979	0,984	1,108	1,007	1,013
±	66	67	67	66	67	66	71	68	24
$\Sigma 35\text{GeV}$	1,028	1,052	0,917	0,928	1,024	0,962	1,061	1,015	<u>1,001</u>
	37	38	36	36	37	36	38	38	13
$\Sigma 22\text{GeV}$	0,928	0,906	0,859	0,946	0,846	0,754	0,923	0,840	<u>0,880</u>
	54	53	51	54	51	49	52	51	18

Tabelle 11.  $FA$ -Nachweiswahrscheinlichkeiten (Mittelwerte mit stat. Fehlern)

Die Mittelwerte über alle Submodule der vier 35 GeV Unterperioden zeigt Abbildung 45, das Ergebnis der ganzen 35 GeV- und 22 GeV-Hauptperioden ist in Abbildung 46 auf Seite 93 dargestellt.

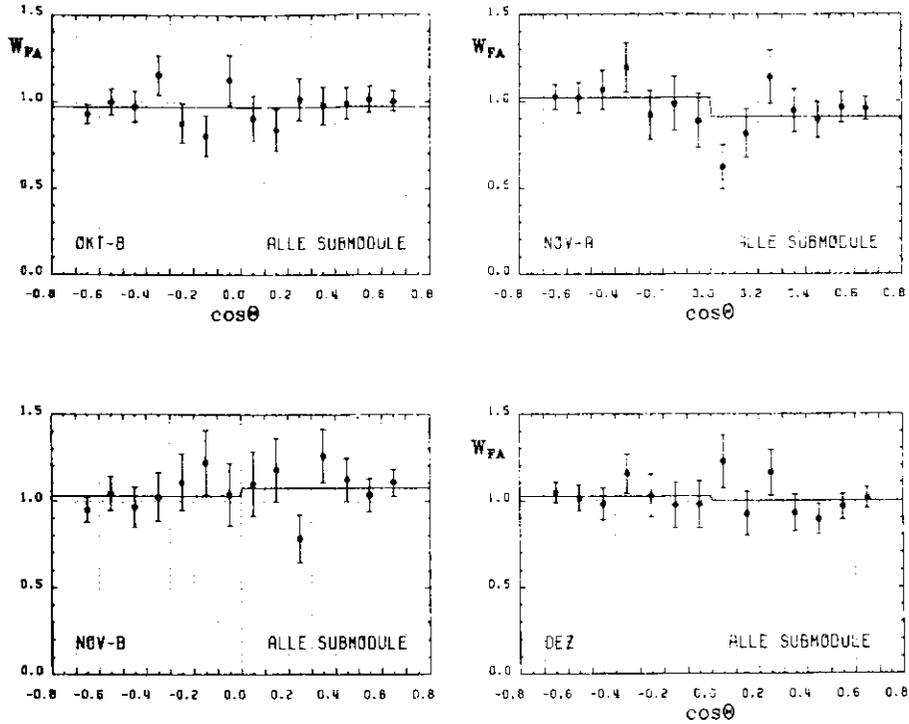


Abbildung 45. FA-Nachweiswahrscheinlichkeit: Mittelwerte in den vier 35 GeV Unterperioden

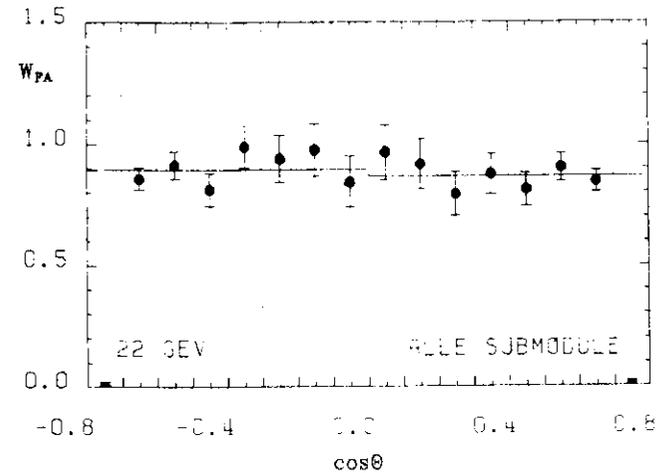
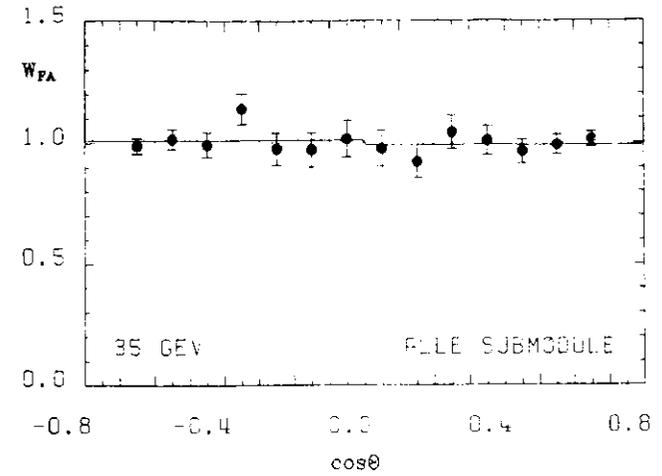


Abbildung 46. FA-Nachweiswahrscheinlichkeit: Mittelwerte in den beiden Hauptperioden

Für das gesamte Kalorimeter beträgt die Nachweiswahrscheinlichkeit  $W_{FA}$ .

$100,1 \pm 1,3 \%$  (35 GeV Daten)

$88,0 \pm 1,8 \%$  (22 GeV Daten)

## 12.0 BESTIMMUNG DES DIFFERENTIELLEN WIRKUNGSQUERSCHNITTS FÜR $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Um den gemessenen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  mit der theoretischen Vorhersage vergleichen zu können, sind, wie bei der Bhabha-Streuung, Akzeptanz- und Strahlungskorrekturen entsprechend den verwendeten Auswahlkriterien zu berücksichtigen. Weiterhin muß der Einfluß konvertierter Photonen behandelt werden.

### 12.1 $\gamma\gamma$ STRAHLUNGS- UND AKZEPTANZKORREKTUREN

Die erwähnten Korrekturen wurden ebenfalls mittels der Monte-Carlo (MC) Methode unter Verwendung eines  $\gamma\gamma$ -Ereignisgenerators von Berends und Kleiss berechnet [18].

Da die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  keine Singularitäten aufweist, werden Photonen im ganzen Raumwinkelbereich erzeugt. Eingabe für den Generator ist lediglich die Strahlenergie, Ausgabe sind drei p-Vektoren, von denen einer null gesetzt wird, wenn die Energie des abgestrahlten Photons unter 1%  $E_{\text{strahl}}$  liegt (weiches Ereignis). Fallen mindestens zwei Photonen in den Bereich mit  $|\cos\theta| < 0,72$ , werden die Ereignisse auf Band geschrieben und analysiert. Der Detektor wurde folgendermaßen simuliert:

- Verfolgung der Photonen in das Kalorimeter unter Annahme gerader Spuren und der gleichen effektiven Submodulgröße ( $|\Delta\phi_{\text{lokal}}| = 0,216$ ,  $|\Delta\cos\theta| = 0,72$ ) und Position wie bei Bhabhas.
- Mittelung über registrierte Photonen, die näher als 0,15 rad beieinanderliegen.
- Akollinearitätsschnitt von 0,2 rad und Energieschnitt von  $\frac{1}{2} E_{\text{strahl}}$  auf die beiden treffenden Photonen mit der größten Energie.
- Möglichkeit der Konversion (Wahrscheinlichkeit 0,104 bei senkrechtem Einfall) für jedes der beiden Photonen.

Ein Vergleich der Bhabha-Korrelationsplots in Abbildung 38 auf Seite 80 mit entsprechenden Plots für Photonen zeigte keinen Unterschied, so daß die gleichen effektiven Submodulgrößen gerechtfertigt sind.

Ein Photon muß spätestens in der 5. Lage der Driftkammer konvertiert sein, damit die Anzahl der erzeugten Treffer eine Rekonstruktion der Spuren möglich macht; das Material bis zu diesem Punkt beträgt ca. 0,134 Strahlungslängen, was der oben angegebenen Konversionswahrscheinlichkeit entspricht.

Zur Bestimmung des theoretischen Wirkungsquerschnittes wurden alle Ereignisse herangezogen, die die Kriterien des dritten Punktes erfüllten und nicht zweifach konvertiert waren.

$N_{\text{gen}} = 1518024$  Ereignisse mit einem totalen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{\text{gen}} = 2,705$  nb bei 17,5 GeV Strahlenergie wurden erzeugt, deren Ergebnisse ebenfalls für die 11 GeV-Daten als Vergleich dienten. Die azimutale Akzeptanz  $\varphi_{\text{Akz}}$  des FA-Kalorimeters beträgt für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ :

$$\varphi_{\text{Akz}} = 0.5355$$

Sie ist etwas größer als bei  $e^+e^-$ , da Photonen im Magnetfeld nicht abgelenkt werden.

Die Umrechnung der MC-Histogramme in den differentiellen Wirkungsquerschnitt erfolgte analog zum Bhabha-MC; die Ergebnisse zusammen mit einer angepaßten Kurve zeigt Abbildung 47.

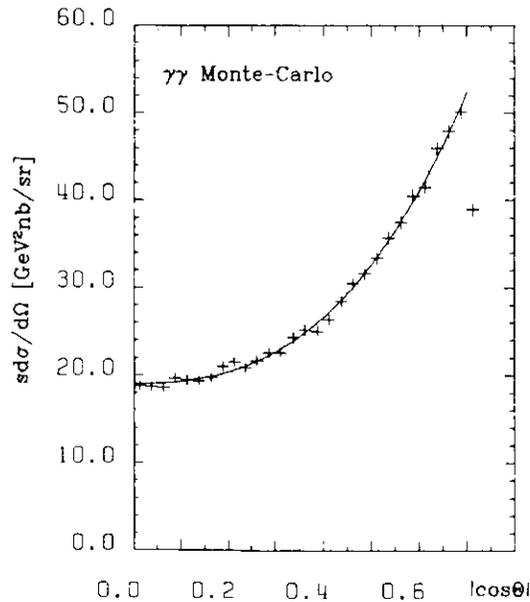


Abbildung 47. Differentieller Wirkungsquerschnitt (MC-Daten und Fit) für  $\gamma\gamma$

Den Anteil der drei Ereignistypen (neutral, 1  $\gamma$  konvertiert und 2  $\gamma$ 's konvertiert) an der Gesamtzahl aller akzeptierten MC-Ereignisse ist in Abbildung 48 dargestellt. Im Bereich  $\cos\theta < 0,7$  bestehen folgende Verhältnisse:

neutrale Ereignisse	:	77,5%
einfach konvertiert	:	21,1%
zweifach konvertiert	:	1,4%

Die beiden gemessenen Ereignistypen 'einfach konvertiert' und 'neutral' bilden nach der MC-Rechnung ein Verhältnis von 0,273. Die  $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit Konversion beider Photonen sind nicht in den selektierten Daten vorhanden, ihr Anteil ist deshalb in allen Wirkungsquerschnittvorhersagen subtrahiert worden.

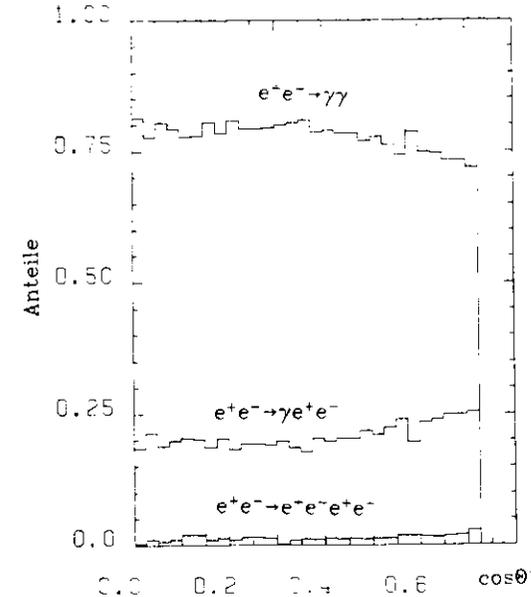


Abbildung 48. Anteil neutraler, einfach- und zweifach konvertierter  $\gamma\gamma$ -Ereignisse

Die folgende Tabelle 12 enthält den aus der angepaßten Kurve in Abbildung 47 auf Seite 96 berechneten Mittelwert des differentiellen Wir-

kungsquerschnittes im Intervall (incl. Strahlungs- und Konversionskorrekturen), den entsprechenden QED Wirkungsquerschnitt nullter Ordnung und das Verhältnis von beiden als Gesamtkorrekturfaktor  $F_0$ .

$ \cos\theta $	$s\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (MC) [GeV <sup>2</sup> nb/sr]	$s\frac{d\sigma}{d\Omega}$ (QED) [GeV <sup>2</sup> nb/sr]	$F_0 = \frac{s\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{MC})/d\Omega}{s\frac{d\sigma}{d\Omega}(\text{QED})/d\Omega}$
0,0 - 0,1	19,09	20,87	0,915
0,1 - 0,2	19,73	21,73	0,908
0,2 - 0,3	21,38	23,55	0,908
0,3 - 0,4	24,46	26,60	0,920
0,4 - 0,5	29,39	31,38	0,937
0,5 - 0,6	36,59	38,92	0,940
0,6 - 0,7	46,46	51,49	0,902

Tabelle 12. Diff. Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  (korrigiert und 0te Ordnung)

Den Verlauf des Korrekturfaktors  $F_0$  (Strahlungskorrektur und Verlust doppelt konvertierter Ereignisse) zeigt Abbildung 49.

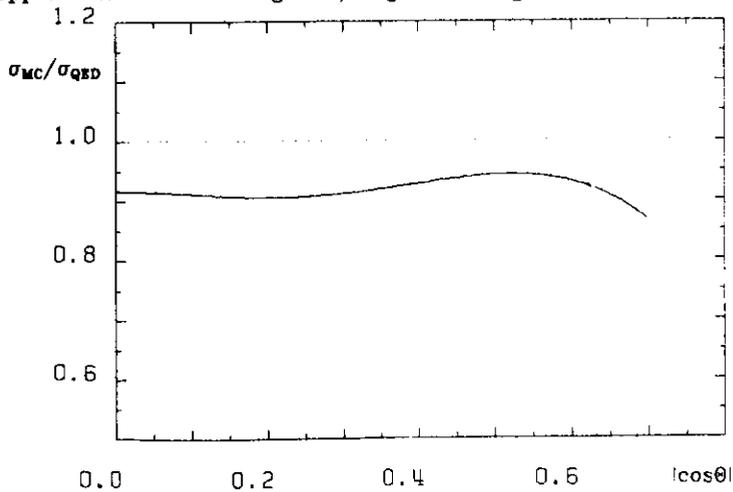


Abbildung 49. Korrekturen gegenüber QED nullter Ordnung ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ )

## 12.2 UNTERGRUNDABSCHÄTZUNG

Als Untergrundreaktionen im  $\gamma\gamma$ -Datensatz kommen hauptsächlich Bhabha Ereignisse in Frage, und zwar sollten diese besonders unter den einfach konvertierten  $\gamma\gamma$ 's zu finden sein. Auf Grund der Sichtprüfung aller Ereignisse können nur zwei Typen in den  $\gamma\gamma$ -Datensatz gelangen:

1.  $eey$ -Ereignisse (s. Abbildung 33 auf Seite 65), bei denen das registrierte Photon und Elektron einen Akollinearitätswinkel kleiner als 0,2 rad bilden bei gleichzeitiger Unsichtbarkeit (keine Treffer im Innendetektor) des zweiten Elektrons.
2. Bhabha Ereignisse, bei denen ein Elektron im Strahlrohr fast seine gesamte Energie auf ein Bremsstrahlungsphoton überträgt, so daß es selbst entweder absorbiert wird oder sich wegen des kleinen Impulses schon in der Proportionalkammer aufspult.

Beide Untergrundreaktionen bestehen aus einem hochenergetischen Gamma und genau einer Spur (Konversion von weichen Bremsstrahlungsphotonen vernachlässigt).

Zur Möglichkeit 1:

Es wurden ca. 100 000 Bhabhas mit dem Berends-Kleiss Ereignisgenerator mit  $|\cos\theta(e^+)| < 0,7$  erzeugt. In diesem Fall mußte ein Photon innerhalb der Polarakzeptanz liegen ( $|\cos\theta(\gamma)| < 0,7$ ), das Elektron aber das Kalorimeter nicht mehr treffen ( $|\cos\theta(e^-)| > 0,7$ ). Verlangt man noch zusätzlich, daß dieses Elektron höchstens die erste Lage der Proportionalkammer erreicht ( $|\cos\theta(e^-)| > 0,96$ , entsprechend  $\theta < 16^\circ$ ), im Innendetektor also nicht sichtbar ist, so bleiben noch 550 MC-Ereignisse übrig.

Wendet man auf diese die üblichen  $\gamma\gamma$ -Schnitte an, wobei die große Akollinearität nur ca. 1/20 der Ereignisse überleben läßt, so bleibt ein Rest von 9  $eey$  Ereignissen, deren Winkelverteilung Abbildung 50 auf Seite 100 zeigt. Rechnet man die Ereignisse in Wirkungsquerschnitte um, wobei zu berücksichtigen ist, daß der MC-Generator nur die Hälfte der möglichen Ereignisse erzeugt hat ( $e^+$  und  $e^-$  können vertauscht sein), so beträgt der Anteil der beschriebenen  $eey$ -Reaktion am  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt

$$0,53 \pm 0,18 \%,$$

entsprechend 4 Untergrundereignissen in den 35 GeV Daten.

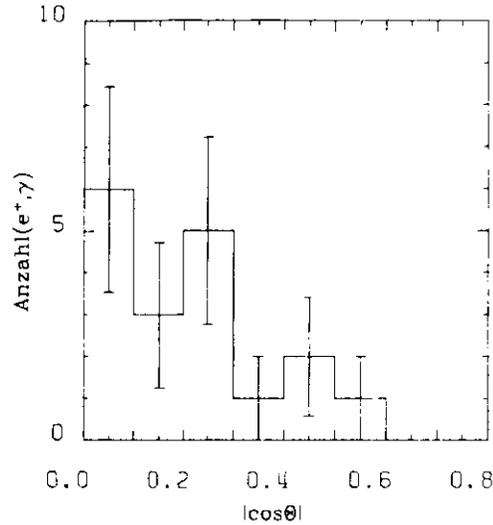


Abbildung 50. Winkelverteilung des möglichen  $e^+e^- \rightarrow e^+e^- \gamma$  Untergrunds in  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Zu Möglichkeit 2:

Aus der Krümmung der geladenen Spur ist feststellbar, ob es sich um ein  $e^+$  oder ein  $e^-$  handelte. Da Positronen hauptsächlich auf der  $+z$ -Seite, Elektronen auf der  $-z$ -Seite des Detektors auftreten, läßt sich aus der Asymmetrie  $A = N^+ - N^- / N^+ + N^-$  der 1-Spur  $\gamma\gamma$ -Ereignisse der Bhabhaanteil abschätzen.

Von den 104 1-Spur Ereignissen innerhalb  $|\cos\theta| < 0,7$  liegen 50 bei negativem und 53 bei positivem  $z$  (das Elektron wurde an 0.0 gespiegelt, um die gleiche Asymmetrie zu erzeugen). Die Asymmetrie dieser Daten liegt mit 3,8 % noch innerhalb des Fehlers der erwarteten Asymmetrie von  $0,0 \pm 9,8$  %. Den gemessenen Wert würde man erhalten, wenn 5 der 104 Ereignisse Bhabhas wären, was einem Gesamtuntergrund von

$$0,7 \pm 1,6 \%$$

entspräche.

## 12.3 EINIGE WICHTIGE EIGENSCHAFTEN DER $\gamma\gamma$ -DATEN

### 12.3.1 Energieverteilung

Die Abbildung 51 zeigt den Zusammenhang zwischen der Clusterenergie in der oberen (Submodule 1-4) und der unteren Detektorhälfte. Man erkennt deutlich die Anhäufung bei 17,5 GeV (Strahlenergie). Die Cluster mit weniger Energie liegen einerseits auf der Diagonalen - sie werden von kollinearen Photonen, die beide in die Randbereiche der Submodule treffen, hervorgerufen. Andererseits finden sich auch Einträge links bzw. unterhalb des Häufungspunktes, was der Fall ist, wenn nur einer der Photonschauer große Leckverluste hatte. Hinzu kommen noch Ereignisse, bei denen ein abgestrahltes drittes Photon einen Teil der Energie forttrug.

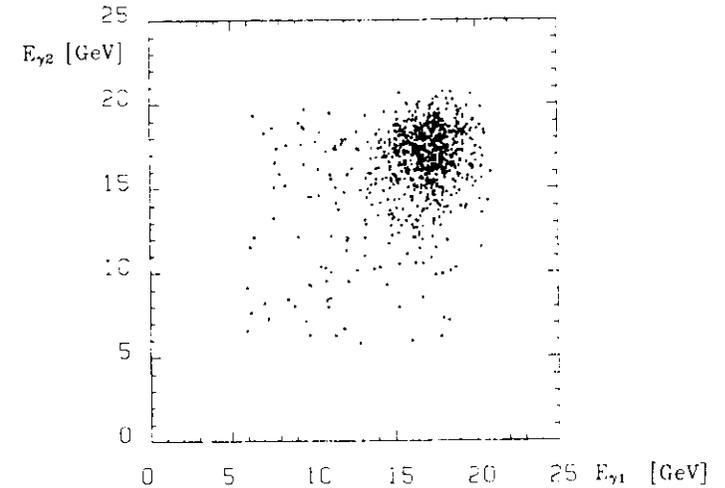


Abbildung 51. Korrelation der Clusterenergien in oberer und unterer Hälfte

Schließt man Cluster an den Rändern der Submodule aus ( $|\cos\theta| < 0,675$ ,  $|\Delta\varphi_{\text{lokal}}| < 0,2$ ) und verlangt eine Akollinearität  $< 0,03$  rad, so erhält man die auf  $E_{\text{Strahl}}$  normierte Energieverteilung in Abbildung 52, welche der korrespondierenden Verteilung für Bhabhas (s. Abbildung 22 auf Seite 49) in allen Punkten weitgehend entspricht. Die Energieeichung und die nichtli-

nearen Korrekturen, wie sie in LARGON gemacht werden, führen also auch bei  $\gamma$ 's zu richtigen Ergebnissen.

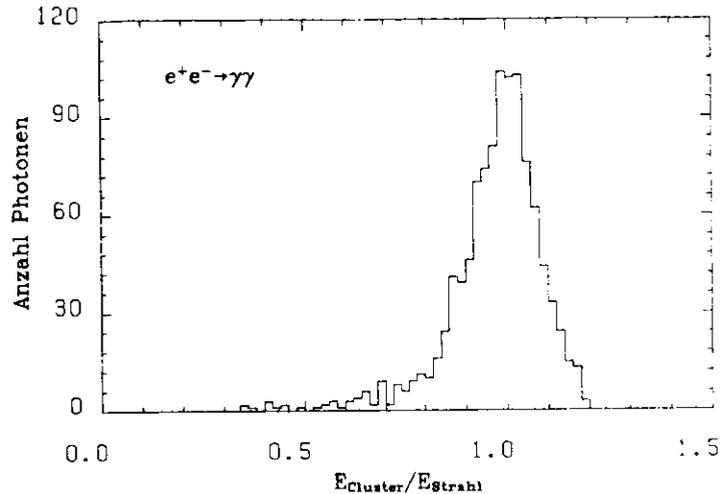


Abbildung 52. Auf Strahlenergie normierte Verteilung der Photoncluster aus  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

### 12.3.2 Akollinearitätsverteilung

Die Abstrahlung eines dritten reellen Photons in der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  verursacht je nach abgestrahlter Energie eine Akollinearität  $\xi > 0$  der beiden registrierten Photonen. Da die Richtung der  $\gamma$ 's aus ihrem Clusterschwerpunkt berechnet wird, führt die Ortsunsicherheit (Standardabweichung  $\sigma$ ) der Clusterposition zu einer Akollinearitätsverteilung, deren Maximum oberhalb von 0 liegt. Da  $e^+$  und  $e^-$ , entstanden aus der Konversion eines Photons, im Magnetfeld abgelenkt werden (24% der  $\gamma\gamma$ -Ereignisse), tritt zusätzlich eine systematische Verschiebung des Maximums der  $\xi$ -Verteilung auf. Abbildung 53 zeigt die Verteilung des Akollinearitätswinkels  $\xi$  der beiden höchstenergetischen Cluster im Vergleich zu einer Monte-Carlo Rechnung, bei der eine Ortsunsicherheit  $\sigma$  in  $\theta$  und  $\varphi$  von jeweils 7 mrad angenommen wurde.

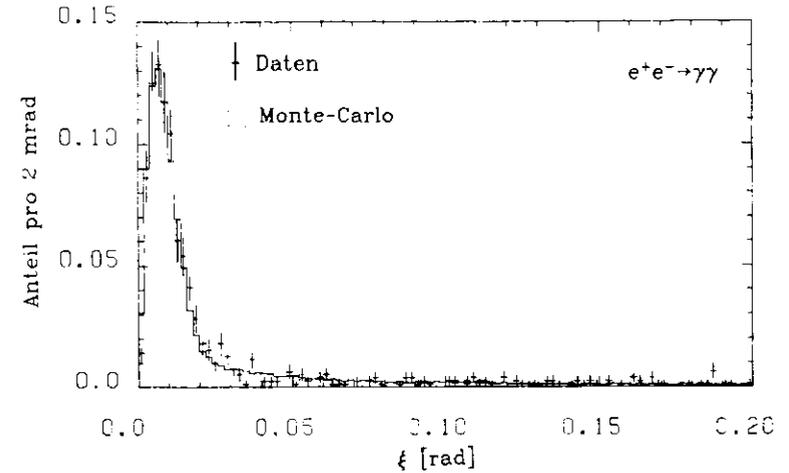


Abbildung 53. Akollinearitätsverteilung der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

### 12.3.3 Anteil konvertierter $\gamma\gamma$ -Ereignisse

Wegen der  $\theta$ -Abhängigkeit sowohl der Konversionswahrscheinlichkeit  $p$  als auch des  $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnittes ist es schwierig,  $p$  direkt aus dem Verhältnis von einfach zu nicht konvertierten (neutralen) Ereignissen  $N_{\text{kon}}/N_{\text{neu}}$  zu berechnen.

Im Monte-Carlo ist unter Annahme von  $0,134 X_0$  bei  $\theta = 90^\circ$  ein Wert von

$$N_{\text{kon}}/N_{\text{neu}} = 0,273 \pm 0,004 \quad (\gamma\gamma\text{-MC})$$

vorhergesagt worden. Die  $\gamma\gamma$ -Daten enthalten 581 neutrale und 180 einfach konvertierte Ereignisse. Berücksichtigt man eine Verschiebung der Verhältnisse durch die unterschiedliche Triggerwahrscheinlichkeit - alle neutralen und 53 der konvertierten Ereignisse wurden nur von FA-0 getriggert ( $W_{\text{Trig}}(\text{FA-0}) = 0,905$ ), für den Rest kann man  $W_{\text{Trig}} = 1$  annehmen - so erhält man in den Daten:

$$N_{\text{kon}}/N_{\text{neu}} = 0,288 \pm 0,024 \quad (\gamma\gamma\text{-Daten, Trigger korrigiert})$$

Messung und Vorhersage stimmen also innerhalb der Fehler überein.

## 12.4 BERECHNUNG VON $s d\sigma/d\Omega$ AUS DEN $\gamma\gamma$ -DATEN

Ausgangspunkt sind die  $\gamma\gamma$ -Daten laut Tab. 7 (S.66). Die gekennzeichneten Runs mit zu wenig Bhabhas wurden ausgelassen, so daß die effektive Luminosität  $\mathcal{L}_{eff}$  aus Tab. 9 (S.78) zu Grunde gelegt werden kann.

Aus den Polarwinkeln der beiden höchstenergetischen Cluster wird jeweils  $\cos\theta$  berechnet. Treten zusätzliche Cluster von abgelenkten Elektronen aus der Konversion eines Photons auf, wird eine mit der Clusterenergie gewichtete Position berechnet.

Um die Korrekturen, wie sie in den vorangegangenen Kapiteln bestimmt wurden, anzuwenden, werden die  $\gamma\gamma$ -Daten in die bekannten Unterperioden, Submodulpaare und zusätzlich nach Art des Triggers - nur neutraler FA-0-Trigger oder anderer Trigger - aufgeteilt.

Im Winkel wurde zwischen 16 gleichweiten Bins im Bereich  $-0,8 \leq \cos\theta \leq 0,8$  unterschieden, wobei das Vorzeichen dem der Abbildung 34 auf Seite 72 entspricht. Es wurde pro Ereignis kein mittleres  $\cos\theta$  berechnet, sondern die Winkel beider Photonen individuell behandelt, wie in allen vorhergehenden Berechnungen auch. Alle Histogramme enthalten daher doppelt so viele Einträge wie Ereignisse.

Die Korrektur auf die Triggerwahrscheinlichkeit wurde an allen  $\gamma\gamma$ -Ereignissen durchgeführt, die allein vom FA-0 getriggert waren (ca. 83 %), indem die Anzahl der Einträge pro Bin  $n_0$  durch den korrespondierenden Wahrscheinlichkeitswert  $W_{Trig}$  (s. "Bestimmung der  $\gamma\gamma$ -Triggerwahrscheinlichkeit" auf Seite 70) dividiert wurde. Die restlichen 17 % der  $\gamma\gamma$ 's mit anderen Triggern z.B. FA-1, DC-2, CPC ... ( $n_1$  Einträge), erfuhren wegen der wesentlich besseren Triggerwahrscheinlichkeit (s. Abbildung 37 auf Seite 75) keine Korrektur.

Die Summe aus beiden Anteilen wurde durch die FA-Nachweiswahrscheinlichkeit  $W_{FA}$  aus Tab. 11 (S.91) dividiert.  $W_{FA}$  ist im Gegensatz zur Triggerwahrscheinlichkeit der über positives bzw. negatives  $\cos\theta$  gemittelte Wert. Beide Korrekturen zusammen ergeben dann die wahre Anzahl  $N_{korr}$  von Photonen pro Bin:

$$N_{korr} = \left( \frac{n_0(\text{Trigger FA-0})}{W_{Trig}} + n_1(\text{andere Trigger}) \right) \cdot \frac{1}{W_{FA}}$$

Nach Addition der Ergebnisse in Bins mit gleichem Betrag von  $\cos\theta$  und der Summation der Submodulpaare und Unterperioden erhält man die

Anzahl der Cluster für die sieben Bins unter Berücksichtigung der Trigger- und Detektorwahrscheinlichkeiten

Da wegen schwierig zu behandelnder Randeffekte im achten Bin ( $\cos\theta = 0,7 - 0,8$ ) keine sicheren  $W_{FA}$ -Werte bestimmbar waren, erstrecken sich die folgenden Berechnungen nur bis  $\cos\theta = 0,7$ .

Den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt für  $e^-e^- \rightarrow \gamma\gamma$  erhält man wie folgt:

$$s \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{korr}}{2} \cdot \frac{4 E_{Strahl}^2}{\mathcal{L}_{eff}} \cdot \frac{1}{2\pi \varphi_{Akz}} \cdot \frac{1}{\text{Binw}} \cdot \frac{1}{F_0}$$

Mittlere Strahlenergie  $E_{Strahl}$  und effektive Luminosität  $\mathcal{L}_{eff}$  sind die mit Bhabhas bestimmten Werte aus Tabelle 9.  $F_0$  beinhaltet die Strahlungskorrekturen und den Verlust zweifach konvertierter Ereignisse (siehe Tab. 12 (S.98)) und  $\varphi_{Akz}$  die Azimutakzeptanz des Kalorimeters für  $\gamma\gamma$ ; beide Größen wurden mit MC bestimmt. Binw ist die Binweite ( $=0,1$ ) der verwendeten Bins.

Der Gesamtfehler von ' $s d\sigma/d\Omega$ ' setzt sich aus dem statistischen Fehler der  $\gamma\gamma$  Ereignisanzahl  $N_{\gamma\gamma}$

$$\Delta N_{\gamma\gamma} = \sqrt{N_{\gamma\gamma}} = \sqrt{N_{Bin}/2},$$

dem Fehler der Triggerwahrscheinlichkeit

$$W_{Trig} = N_{Bha}^0 / N_{Bha} \text{ mit } N_{Bha}^0 \leq N_{Bha}$$

$$\Delta W_{Trig}^2 = (W_{Trig} - W_{Trig}^2) / N_{Bha} \text{ (binominalverteilt)}$$

und der FA-Nachweiswahrscheinlichkeit  $W_{FA} = N_{Bha} / N_{MC}$

$$\Delta W_{FA}^2 = N_{Bha} / N_{MC}^2 + (\Delta N_{MC} \cdot N_{Bha} / N_{MC}^2)^2$$

gemäß der Fehlerfortpflanzung zusammen.  $\Delta W_{FA}$  enthält die statistischen Fehler der Bhabha Ereignisanzahl und der MC Vorhersage, aber nicht den systematischen Fehler der Luminosität zur Berechnung von  $N_{MC}$ .

Auf eine Korrektur des möglichen Bhabha-Untergrundes wurde wegen des geringen mit null verträglichen Prozentsatzes verzichtet (vgl. "Untergrundabschätzung" auf Seite 99).

Der nach obiger Formel aus den  $\gamma\gamma$ -Daten berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt (Mittelwert im Bin) zusammen mit der aus den erörterten Fehlerquellen bestimmten statistischen Unsicherheit steht in Tab. 13 .

$ \cos\theta $	$s\sigma/d\Omega$ (35GeV) [GeV <sup>2</sup> nb/sr]	$s\sigma/d\Omega$ (22GeV) [GeV <sup>2</sup> nb/sr]
0,0 - 0,1	20,6 ± 2,5	21,3 ± 4,4
0,1 - 0,2	22,0 ± 2,7	15,0 ± 3,4
0,2 - 0,3	21,1 ± 2,4	22,0 ± 4,0
0,3 - 0,4	24,4 ± 2,6	23,7 ± 4,2
0,4 - 0,5	27,0 ± 2,8	36,4 ± 5,4
0,5 - 0,6	42,0 ± 3,7	38,7 ± 5,3
0,6 - 0,7	57,5 ± 5,4	54,9 ± 6,5
$\Sigma$	214,7 ± 8,7	212,0 ± 12,8

Tabelle 13. Diff. Wirkungsquerschnitt für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  aus 35 und 22 GeV Meßdaten

In Tabelle 14 sind die systematischen Fehler bei der Ermittlung des Wirkungsquerschnittes für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  angegeben.

Den größten Fehler weist die Luminosität auf. Die Vernachlässigung höherer Ordnungen bei den  $\gamma\gamma$ -Strahlungskorrekturen und die Unsicherheit bei der Abtrennung der zweifach konvertierten Ereignisse bestimmen den Fehler des Korrekturfaktors  $F_0$ . Die Azimutakzeptanz  $\varphi_{AKZ}$  ist fehlerbehaftet, da der Schwerpunkt eines am Submodulrand deponierten Schauers nicht korrekt ist. Die geringfügig unterschiedliche Schauerentwicklung zwischen Elektronen und Photonen geht in den Fehler von  $W_{FA}$  ein. Da der Untergrund in den  $\gamma\gamma$ -Daten vernachlässigt wurde, trägt auch diese Tatsache zum systematischen Fehler bei.

Bezeichnung	Grösse	system. Fehler
Luminosität 35GeV (22GeV)	$\mathcal{L}$	3,4% (3,9%)
Strahlungs- + Konversionkorrekturen	$F_0$	2,0%
Azimutakzeptanz	$\varphi_{AKZ}$	1,5%
FA-Nachweiswahrscheinlichkeit	$W_{FA}$	1,5%
Untergrund		1,0%
Quadratische Summe		4,6% (5,0%)

Tabelle 14. Systematische Fehler der Wirkungsquerschnittbestimmung für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Die Abbildung 54 auf Seite 108 zeigt den gemessenen Verlauf des differentiellen Wirkungsquerschnitts bei 35 bzw. 22 GeV Schwerpunktsenergie im Vergleich zur QED-Kurve. In beiden Perioden besteht gute Übereinstimmung innerhalb der Fehlergrenzen.

### 13.0 ERMITTLUNG DER ABSCHNEIDEPARAMETER $\Lambda$

Wie bereits im Kapitel "Abschneideparameter" auf Seite 57 ausgeführt wurde, lassen sich aus der Winkelverteilung der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  Rückschlüsse auf mögliche Modifikationen der QED machen. Man vergleicht zu diesem Zweck einen durch die Abschneideparameter  $\Lambda$  modifizierten Wirkungsquerschnitt nullter Ordnung

$$sd\sigma_{\Lambda}/d\Omega = sd\sigma_{\text{QED}}/d\Omega \cdot (1 + \delta_{\Lambda})$$

$$\hat{\sigma}_{\Lambda} = \hat{\sigma}_{\text{QED}} \cdot (1 + \delta_{\Lambda})$$

mit den Daten.

Die Berechnung der  $\Lambda$ -Parameter wurde mit dem Minimierungsprogramm MINUIT [20] durchgeführt. Als variable Parameter dienten die Größe

$$P_1 = 1/\Lambda^4$$

in den Ausdrücken für den modifizierten Wirkungsquerschnitt, wie sie in Gleichung (2) und (3) des Kapitels "Abschneideparameter" für das schwere Elektron bzw. den Seagull-Term angegeben sind

Da der gemessene Wirkungsquerschnitt noch keine systematischen Fehler enthält (vergl. Tab. 14 (S.107)), wurde als zweiter Parameter eine Normierung  $P_2$  mit Fehler  $\Delta P_2 = 5\%$  hinzugefügt.

Die anzupassende Funktion lautet dementsprechend

$$\hat{\sigma}_{\Lambda} = P_2 \cdot \hat{\sigma}_{\text{QED}} \cdot (1 + P_1 \cdot \frac{1}{2}s^2 (1 - \cos^2\theta))$$

für den Austausch eines schweren Elektrons, bzw.

$$\hat{\sigma}_{\Lambda} = P_2 \cdot \hat{\sigma}_{\text{QED}} \left[ 1 + P_1 \cdot \frac{1}{2}s^2 \frac{(1 - \cos^2\theta)^2}{1 + \cos^2\theta} \right]$$

für die 'Seagull'-Modifikation.

Minimiert wurde der nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate gebildete Ausdruck:

$$F = \sum_1^7 \left( \frac{\hat{\sigma}_{\gamma\gamma} - \hat{\sigma}_{\Lambda}}{\Delta\hat{\sigma}_{\gamma\gamma}} \right)^2 + \left( \frac{1 - P_2}{\Delta P_2} \right)^2 = \Sigma\chi^2$$

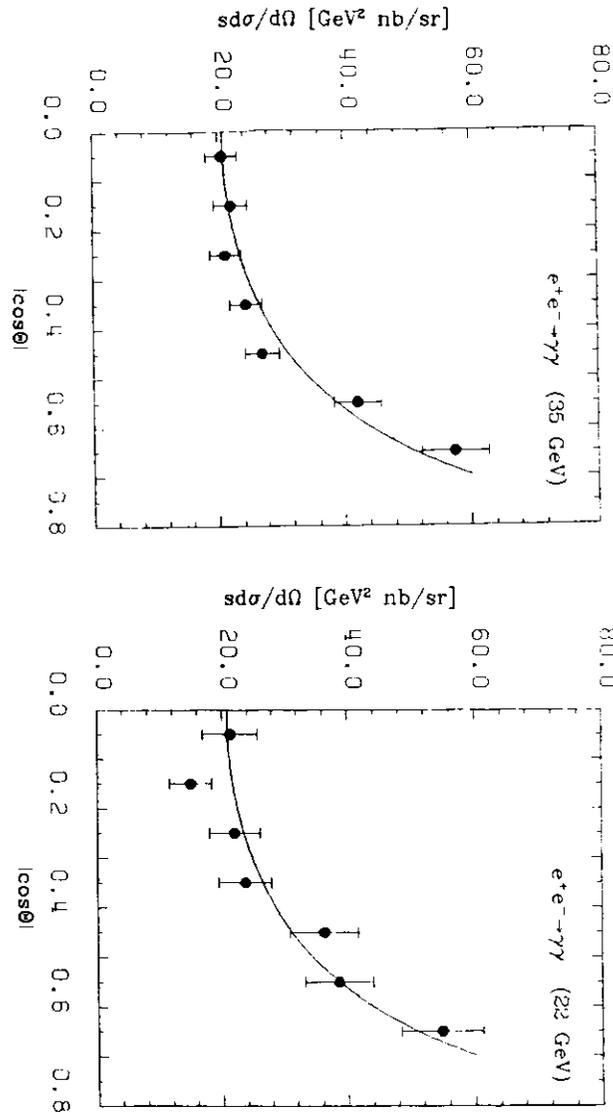


Abbildung 54. Diff. Wirkungsquerschnitt (Meßdaten und MC-Vorhersage) für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

$\delta_{\gamma\gamma}$  ist der Meßwert des differentiellen Wirkungsquerschnitts im entsprechenden Bin,  $\Delta\delta_{\gamma\gamma}$  der zugehörige Fehler aus Tab. 13 (S.106) und  $\delta_A$  der modifizierte Wirkungsquerschnitt in Binmitte.

Die Routine MIGRAD im MINUIT-Programm liefert die Werte der Parameter  $P_1$  und  $P_2$  für minimales  $\Sigma\chi^2 = F_{\min}$ ;  $P_1 = 1/\Lambda_{\min}^4$  hat in allen vier Fällen negatives Vorzeichen, woraus der Abschneideparameter  $\Lambda_{\min}$  der besten Anpassung resultiert.

Die Abweichungen von  $P_1$  und  $P_2$ , die entstehen, wenn  $F$  den Wert  $F_{\min} + 2$  erreicht, ergeben die obere ( $\Lambda^+$ ) bzw. untere ( $\Lambda^-$ ) Grenze der Abschneideparameter mit 95% Sicherheit ( $2\sigma$  Variation).

Die Ergebnisse der  $\Lambda$ -Analyse zeigt Tab. 15. Da die mögliche Modifikation des Wirkungsquerschnittes  $\delta_A$  proportional zu  $1/s^2$  ist, sind die Abschneideparameter in der 22GeV Periode zwangsläufig kleiner.

Modifikation	$\sqrt{s}$	$\Lambda_{\min}$	$\Lambda^+$	$\Lambda^-$	$P_2$	$\Sigma\chi^2$
schweres $e^*$ Seagull	35 GeV	61,8	60,8	47,5	$1,01 \pm 0,07$	5,5
		55,0	63,2	43,9	$1,01 \pm 0,06$	5,2
schweres $e^*$ Seagull	22 GeV	36,2	36,5	28,0	$1,01 \pm 0,07$	5,1
		29,2	57,8	24,6	$1,02 \pm 0,06$	3,8

Tabelle 15. Abschneideparameter  $\Lambda$  in GeV für die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

Die aufgeführten Werte schließen ein angeregtes Elektron  $e^*$  bis zu einer Masse von 48 GeV/c<sup>2</sup> aus, falls man annimmt, daß die gleiche Kopplungskonstante wie beim bekannten Elektron vorliegt.

Frühere Werte für die Abschneideparameter in  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  ( $\Lambda^+ > 34$  GeV,  $\Lambda^- > 42$  GeV) der TASSO Kollaboration [25] konnten verbessert werden. Ähnliche Ergebnisse erhalten auch andere Experimente [21-24].

Dividiert man die Meßergebnisse  $\delta_{\gamma\gamma}$  und die modifizierten Wirkungsquerschnitte  $\delta_A$  durch den Wirkungsquerschnitt nullter Ordnung, so sind Abweichungen von der QED leichter zu erkennen. Meßdaten und Grenzen auf Grund von  $\Lambda^+$  und  $\Lambda^-$  zusammen mit den Ergebnissen für  $\Lambda_{\min}$  sind in Abbildung 55 und Abbildung 56 dargestellt.

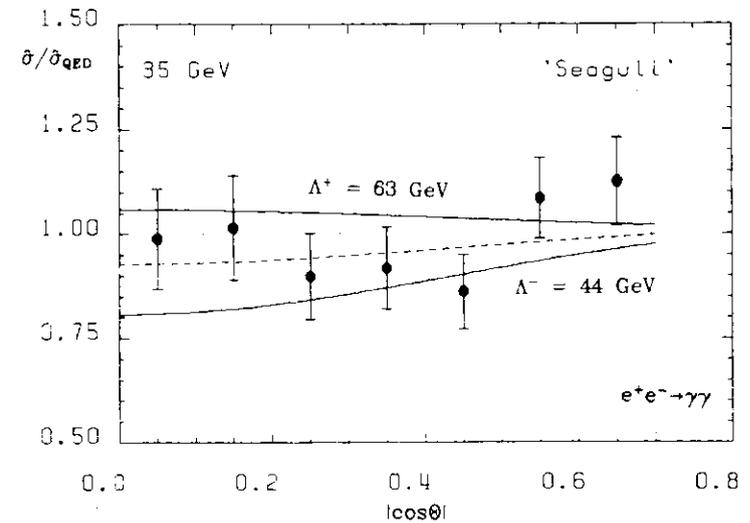
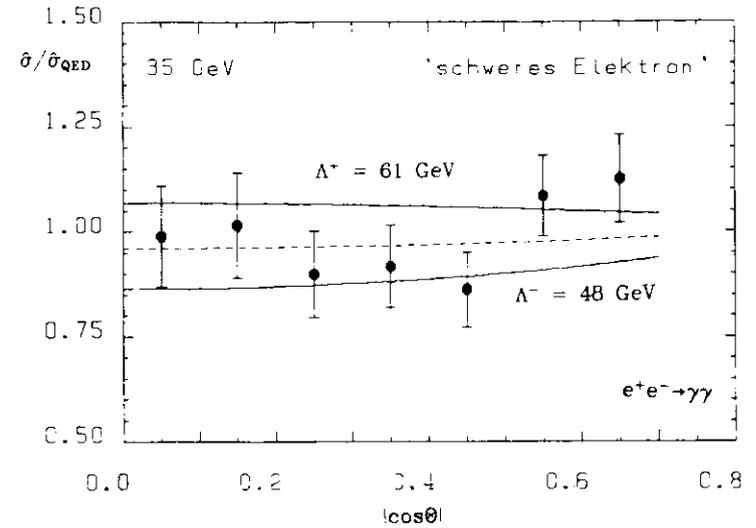


Abbildung 55. Abweichungen von der QED für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  (35 GeV Daten): Meßergebnisse, obere und untere Grenze der  $\Lambda$ -Parameter und Kurve für den besten Fit (gestrichelt)

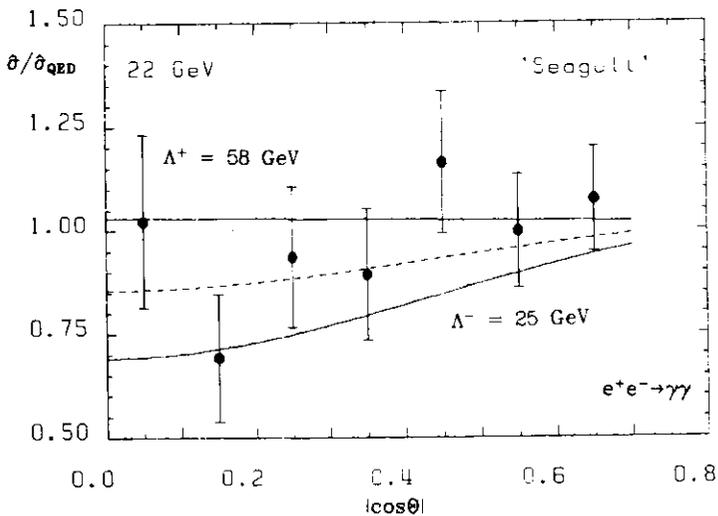
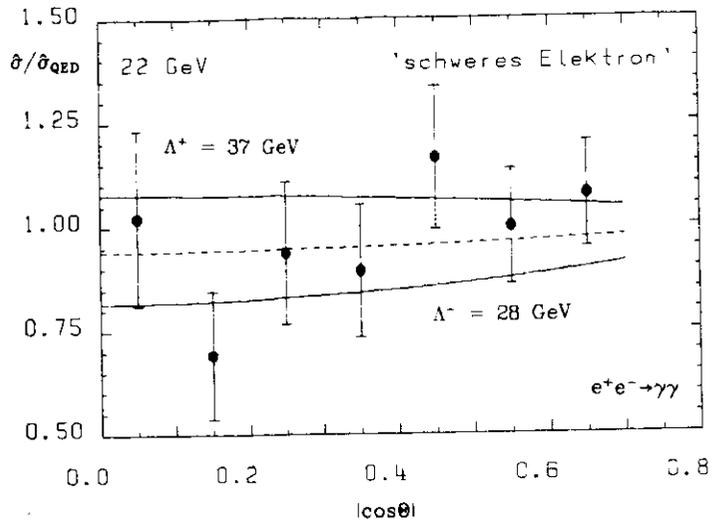


Abbildung 56. Abweichungen von der QED für  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  (22 GeV Daten): Meßergebnisse, obere und untere Grenze der  $\Lambda$ -Parameter und Kurve für den besten Fit (gestrichelt)

#### 14.0 ZUSAMMENFASSUNG

Die vorliegende Arbeit beschreibt Aufbau und Eigenschaften eines Flüssig-Argon Kalorimeters in einem  $e^+e^-$ -Speicherring.

Am Beispiel der Annihilation in zwei Photonen ( $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ ) und der elastischen Elektron-Positron Streuung ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ , als Vergleichsreaktion) konnte gezeigt werden, daß allein durch Nachweis der Energie von elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchen eine von der Spurinformaton des Innendetektors unabhängige Messung der entsprechenden Wirkungsquerschnitte möglich ist.

Die Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  konnte mit einer Nachweiswahrscheinlichkeit von 91,4 % im Flüssig-Argon-Kalorimeter gemessen werden (35 GeV Daten), die Bhabha-Reaktion ( $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ ) mit praktisch 100 %.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion  $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$  wurde als Funktion des Streuwinkels gemessen und in guter Übereinstimmung mit der Quantenelektrodynamik (QED) gefunden.

Für mögliche Abweichungen von der QED durch Einführung eines angeregten (schweren) Elektrons oder einer 'Seagull' Modifikation konnten Grenzen ermittelt werden; Höchstwerte für die Abschneideparameter  $\Lambda$  sind

$$\Lambda^+ > 61 \text{ GeV} \quad \Lambda^- > 48 \text{ GeV} \quad (\text{schweres Elektron}),$$

$$\Lambda^+ > 63 \text{ GeV} \quad \Lambda^- > 44 \text{ GeV} \quad (\text{'Seagull'}),$$

jeweils für 95 % Vertrauensgrenze.

Damit kann die Existenz eines angeregten Elektrons  $e^*$  bis zu einer Masse von 48 GeV/c<sup>2</sup> (bei Annahme der gleichen Kopplung wie bei  $e$ ) ausgeschlossen werden. Die Ergebnisse stehen in guter Übereinstimmung mit anderen Experimenten und stellen eine Bestätigung der QED bis zu den höchsten verfügbaren Schwerpunktsenergien dar.



## A.0 ERFAHRUNGEN BEIM AUFBAU UND BETRIEB DES FA-KALORIMETERS

### A.1 HOCHSPANNUNGSSICHERHEIT

#### Aufbau

Jeder Submodul besteht aus 5724 Vorderturm- und 1560 Hinterturmsignalplatten und ca. 900 Streifen. Da jede Signalelektrode einer Hochspannungsbereich (HV) Ebene im Abstand von 5mm gegenüber liegt, existieren pro Submodul rund 8200 individuelle Meßspalte mit 2-5 kV Potentialdifferenz. Da alle HV-Elektroden gemeinsam mit Spannung versorgt werden, reicht ein einziger Kurzschluß zwischen Signal und HV aus, um den ganzen Submodul funktionsunfähig zu machen. Dieser Kontakt entlädt den als Kondensator wirkenden Zähler und verursacht Störungen in den empfindlichen Vorverstärkern (VV); ein ständiger Stromfluß (hochohmiger Kurzschluß) führt zu starkem Rauschen in den entsprechenden Kanälen.

Beim Aufbau des Bleiabsorbers war deshalb allergrößte Sorgfalt angebracht. Folgende Vorsichtsmaßnahmen halfen dabei, die Hochspannungssicherheit zu garantieren:

1. Sämtliche Bleiplatten wurden vor Einbau glasperlgestrahlt, um die beim Walzen der Platten entstandene Oxydschicht zu entfernen. Es zeigte sich nämlich, daß im elektrischen Feld dünne Oxydplättchen auf der Oberfläche sich aufrichten und zu Spitzenentladungen oder direkten Kurzschlüssen führen.
2. Die zwangsläufig beim Zusammenbau der weichen Bleiplatten entstehenden Metallspäne wurden nach jeder aufgebauten Ebene durch Ausblasen mit einem 10 bar Stickstoffgasstrahl entfernt.
3. Nach Aufbau von ca. 4-6 Meßlagen (von insgesamt 23) wurden die Elektroden provisorisch verdrahtet und ein Hochspannungstest durchgeführt ( $U > 5 \text{ kV}$ ,  $I_{\text{Leak}} < 2 \mu\text{A}$ ). Nicht sofort zu behebbende Kurzschlüsse oder bereits auf den Isolatoren eingebrannte Kohlebahnen konnten so durch Abbau nur eines Teils der Bleiebenen behoben werden.
4. Der in den Innentank eingebaute Absorber wurde mehrmals gedreht, um die mechanischen Belastungen zu simulieren, wie sie in der Einbauposition für den Teststrahl oder das TASSO-Experiment auftreten. Danach fand ein HV-Test statt.

Bei dieser Prozedur ergaben sich teilweise neue Kurzschlüsse, die nur durch Ausbau und Reinigen mit Stickstoff wieder behoben werden konnten.

## Betrieb

Der Betrieb der Submodule unter flüssigem Argon bereitete, sofern alle Elektroden mit Flüssigkeit bedeckt waren (im Argongas ist die Durchschlagspannung kleiner), keine besonderen Schwierigkeiten.

Es zeigte sich jedoch die bereits bei den HV-Tests an Luft gefundene reproduzierbare Maximalspannung, bei der ein deutlich erhöhter Stromfluß einsetzt. Der Grund für den Stromfluß waren in diesem Fall Spitzen, die sich mit der Zeit (1 - 30 Tage) zwischen den Elektroden aufrichteten.

Durch Abschalten der Hochspannung in den Füllpausen von PETRA oder Umpolen der Spannung konnte dieser Fehler behoben werden.

## Wünschenswerte Verbesserungen

Da die HV-Durchschläge, wie schon erwähnt, bei ganz bestimmten Feldstärken erst auftreten, wäre es gut, den Submodul in z.B. 6 hochspannungsmäßig voneinander isolierte Elemente aufzuteilen. Das fehlerhafte Element könnte so abgeschaltet oder bei geringer Feldstärke betrieben werden. Selbst eine Spannung von 200 V reicht bereits aus, um verwertbare Signale zu erhalten.

## A.2 KÜHL- UND VAKUUMSYSTEM

### Aufbau

Neben den üblichen Vakuumtests für alle Behälter und Durchführungen erwies es sich als sehr wichtig, die kritische Kaldichtung des Innentanks (pro Submodul eine ca. 10 m lange Cefilac Aluminiumdichtung) unter den im Betrieb vorherrschenden Druckverhältnissen zu überprüfen.

Der Druck im kalten Argontank darf maximal 1,5 Bar gegenüber dem Isoliervakuum betragen, d. h. bei einem Warmtest an Luft muß der Innentank mit 1 - 2 Bar Überdruck auf Lecks nach Außen untersucht werden.

Ein unter diesen Bedingungen dichter Innentank war stets auch im Vakuum bei  $-185^{\circ}\text{C}$  absolut dicht (d.h. die Leckrate war klein gegen die Pumpleistung des Vakuumsystems).

Da der Innentank aus einzelnen Aluminiumplatten zusammengeschweißt ist, verläuft die Dichtung zwangsläufig auch über Schweißnähte, die wegen der größeren Härte oder wegen vorhandener Lufteinschlüsse potentielle Lecks darstellen. Diese Stellen wurden deshalb besonders sorgfältig untersucht und behandelt.

## Betrieb

Das Kühl- und Vakuumsystem arbeitete seit Einbau in TASSO sehr sicher und zuverlässig.

Die einzigen Probleme entstanden, wenn der angelieferte flüssige Stickstoff Verunreinigungen von Wasser oder  $\text{CO}_2$  enthielt. Diese Substanzen verstopften als Kristalle das Proportionalventil und reduzierten so den Stickstoffdurchfluß zur Rekondensationsschlange; die Kühlleistung reicht nicht mehr aus und das Argon beginnt zu siedeln (vergl. Abbildung 11 auf Seite 22).

Durch Erwärmung des Ventils ließ sich dieser Fehler leicht beheben.

## Wünschenswerte Verbesserungen

Einbau eines auswechselbaren Filters in die flüssig-Stickstoff Leitung.

## A.3 ELEKTRONIK

### Aufbau

Ebenso wie die perfekte Isolation aller Signalplatten gegen die Hochspannung, ist auch deren Kontakt untereinander (Bildung der Türme) wichtig. Da Blei unter Druck zum Fließen neigt und zusätzlich Oxydation auftritt, wurden alle Verbindungen, die durch die verschraubte Achse von Turmplatte zu Turmplatte hergestellt wurden, durch Federringe abgesichert (s. Abbildung 9 auf Seite 20).

Die Durchverbindung der ca.  $12 \times 8$  Vordertürme großen Blei HV-Platten bereitete ebenfalls Kontaktschwierigkeiten, so daß die zur mechanischen Verstärkung eingefügten 5 mm Aluminium-Platten jeweils von der Seite eine Hochspannungszuführung bekamen.

Die gesamte Auslese von der Signalelektrode bis zum ADC ist doppelt abgeschirmt (Innentank isoliert von Außentank, Gehäuse der Vorverstärker doppelwandig, Kabel vom VV zum ADC zweifach abgeschirmt); beide Potentiale werden erst am ADC miteinander verbunden. Die konsequente Einhaltung dieses Prinzips war wegen der vielen Möglichkeiten eines Kontaktes schwierig und wurde am Ende aufgegeben.

Ein anderes Phänomen machte außerdem die Aufhebung der Doppelabschirmung notwendig - was von der Zunahme der Störungen her gerade eben vertretbar war:

- Bei vollständiger Bestückung eines Modules mit allen Vorverstärkern begann das ganze System zu schwingen, entfernte man einen Teil der Verstärker, traten keine Schwingungen mehr auf.

Nur nach Aufhebung der Doppelabschirmung konnte das komplette VV-System schwingungsfrei betrieben werden. Aus diesem Grund mußten alle Teile des Abschirmkastens mit Kupferbändern sorgfältig geerdet werden, um möglichst keine Erdschleifen zu produzieren..

### Betrieb

Die Schutzschaltung für den Eingangstransistor des Vorverstärkers als auch die nachfolgenden Elektronikstufen und Kabel erwiesen sich gemessen an der großen Zahl der Kanäle als sehr zuverlässig (weniger als 1% tote oder defekte Kanäle). Lediglich bei der Auslese der ADC-Werte entstand zeitweilig durch Ausbleiben eines CAMAC 'fertig'-Signales Konfusion bei der Adressen- und Pulshöhenzuordnung.

### Verbesserungen

Entkoppelung der Vorverstärkergruppen, um die Schwingneigung des Systems herabzusetzen. Wiederaufbau der doppelten Abschirmung (Verbesserung einiger Stellen am Abschirmkasten auf dem Außentank) und damit Senkung der Störungen von Außen, z.B. Schaltimpulse von Thyristorgesteuerten Netzgeräten oder 50 Hz Anteil des Magnetstromes.

1. M.Capdequi Peyranère et al., Nucl. Phys. **B149**, 243 (1979)  
M.Capdequi Peyranère, F.M.Renard, Departement de Physique Mathematique, Montpellier PM/80/9 (1980)
2. TASSO Kollaboration  
R.Brandelik, W.Braunschweig, K.Gather, F.J.Kirschfink, K.Lübelsmeyer, H.-U.Martyn, G.Peise, J.Rimkus, H.G.Sander, D.Schmitz, D.Trines, W.Wallraff  
-- I.Physikalisches Institut der RWTH Aachen --  
H.Boerner, H.M.Fischer, H.Hartmann, E.Hilger, W.Hillen, G.Knop, L.Köpke, H.Kolanoski, B.Löhr, R.Wedemeyer, N.Wermes, M.Wollstadt  
-- Physikalisches Institut der Universität Bonn --  
H.Burkhardt, S.Cooper, D.Heyland, H.Hultschig, P.Joos, W.Koch, U.Kötz, H.Kowalski, A.Ladage, D.Lüke, H.L.Lynch, P.Mättig, K.H.Mess, D.Notz, J.Pyrlik, D.R.Quarrie, R.Riethmüller, A.Shapira, P.Söding, G.Wolf  
-- Deutsches Elektronen-Synchrotron, DESY, Hamburg --  
R.Fohrmann, M.Holder, H.L.Krasemann, P.Leu, D.Pandoulas, G.Poelz, O.Römer, P.Schmüser, B.H.Wiik  
-- II.Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg --  
I.Al-Agil, R.Beuselinck, D.M.Binnie, A.J.Campbell, P.J.Dornan, D.A.Garbutt, T.D.Jones, W.G.Jones, S.L.Lloyd, J.K.Sedgebeer, R.A.Stern, S.Yarker  
-- Departement of Physics, Imperial College London, England --  
K.W.Bell, M.G.Bowler, I.C.Brock, R.J.Cashmore, R.Carnegie, R.Devenish, P.Grossmann, J.Illingworth, M.Ogg, G.L.Salmon, J.Thomas, T.R.Wyatt, C.Youngman  
-- Departement of Nuclear Physics, Oxford University, England --  
B.Foster, J.C.Hart, J.Harvey, J.Proudfoot, D.H.Saxon, P.L.Woodworth  
-- Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England --  
E.Duchovni, Y.Eisenberg, U.Karshon, G.Mikenberg, D.Revel, E.Ronat  
-- Weizmann Institute, Rehovot, Israel --

- T.Barklow, J.Freeman, T.Meyer, G.Rudolph, E.Wicklund, S.L.Wu,  
G.Zobernig  
-- Departement of Physics, University of Wisconsin, Madison,  
Wisconsin, USA --
3. C.Youngman, Thesis, Imperial College HEP/T/820 (1980)
  4. H.Boerner, Dissertation, Bonn IR-81-27 (1981)  
H.Boerner et al., DESY 80/27 (1980)
  5. H.M.Fischer, N.Wermes, DESY F12-80/01 (1980)
  6. H.Burkhardt et al., Nucl. Instr. Meth. 184, 318 (1981)  
K.W.Bell et al., Nucl. Instr. Meth. 179, 27 (1981)  
P.Lecomte et al., Physica Scripta 23, 377 (1981)
  7. W.Hillen, Dissertation, Bonn IR-81-7 (1981)
  8. B.Rossi, 'High Energy Particles', Prentice Hall Inc., N.Y. (1952)  
S.Iwata, DPMU-3-79 (1979)  
A.Baroncelli, Nucl. Inst. Meth. 118, 445 (1974)  
T.A.Gabriel, W.Schmidt, Nucl. Inst. Meth. 134, 271 (1976)
  9. R.L.Ford, W.R.Nelson, 'The EGS Code System', SLAC-210 (1978)
  10. D.Heyland, Dissertation, DESY F1-81/01 (1981)
  11. J.Rimkus, Dissertation, PITHA Aachen (in Vorbereitung)
  12. S.Jaroslavski, Nucl. Instr. Meth. 176, 163 (1980)
  13. D.G.Cassel, H.Kowalski, DESY 80/107 (1980)
  14. S.D.Drell, Ann. Phys. 4, 414 (1958)
  15. A.Litke, Thesis, Harvard University (1970) unveröffentlicht
  16. H.Salecker, Z. Phys. 160, 385 (1960)  
N.Kroll, Nuovo Cim. 45A, 65 (1966)
  17. F.A.Berends, R.Gastmans., Nucl.Phys. B61, 414 (1973)
  18. F.A.Berends, R.Kleiss., DESY 80/122 (1980)
  19. F.A.Berends et al., Nucl.Phys. B63, 381 (1973)  
F.A.Berends et al., Nucl.Phys. B68, 541 (1974)  
F.A.Berends, G.J.Komen, Phys. Lett. 63B, 432 (1976)
  20. F.James, M.Roos, Comp. Phys. Comm. 10, 343 (1975)
  21. JADE-Kollaboration:  
W.Bartel et al., Phys. Lett. 92B, 206 (1980)
  22. MARK-J-Kollaboration:  
B.Adeva et al., Phys. Rev. Lett. 48, 967 (1982)
  23. CELLO-Kollaboration:  
H.J.Behrend et al., DESY 81/021 (1981)
  24. MARK II:  
R.Hollebeek, SLAC-PUB-2829 (1981)
  25. TASSO-Kollaboration:  
R.Brandelik et al., Phys. Lett. 94B, 259 (1980)

## DANKSAGUNG

Für die Ermöglichung und Förderung dieser Arbeit, so wie die Betreuung und kritische Durchsicht des Manuskriptes möchte ich mich bei Prof. Dr. P. Söding und Prof. Dr. E. Lohrmann besonders bedanken.

Weiterhin danke ich allen Mitarbeitern, die den Aufbau und Betrieb der Flüssig-Argon Zähler möglich gemacht haben, vor allen Dingen Herrn Dr. G. Wolf.

Nicht zuletzt sei allen Mitgliedern der TASSO-Kollaboration gedankt, die besonders bei der Datennahme und im Bereich der Offline Analyse zum Entstehen dieser Arbeit beigetragen haben.