



**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 elastischen Streuung und der inklusiven Photonenerzeugung  
mit Flüssig-Argon-Kalorimetern in hochenergetischen  $e^+ e^-$  - Stößen

Dissertation  
zur Erlangung des Doktorgrades  
des Fachbereiches Physik  
der Universität Hamburg

vorgelegt von  
Dietmar Heyland  
aus Pinneberg

Hamburg  
1981

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

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. E. Lohrmann  
Prof. Dr. M. Holder

Datum der Disputation: 14.8.1981

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

1) Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
2. Der Speicherring PETRA	4
3. Der Detektor TASSO	7
3.1) Komponenten:	
3.1.1) Proportionalkammer	11
3.1.2) Driftkammer	12
3.1.3) Flugzeitzähler	15
3.1.4) Vorwärtsdetektor	15
3.1.5) Untere Blei-Szintillator-Schauerzähler	18
3.1.6) Flüssig-Argon-Schalen-Schauerzähler	
3.1.6.1) Mechanischer Aufbau	20
3.1.6.2) Das Kühlsystem	24
3.1.6.3) Elektronik und Datenauslese	25
3.2) Der TASSO-Trigger	29
4. Analytische Schauertheorie	33
5. Testmessungen	38
5.1) Linearität des Ausgangssignales	38
5.2) Energieverlust in Material vor dem Kalorimeter	39
5.3) Energieauflösung	43
6. Energieeichung der F.A.K. im TASSO	44

6.1) Eichung mit Höhenstrahlung	46
6.1.1) Kriterien zur Auswahl kosmischer Mionen	46
6.1.2) Energiespektrum minimalionisierender Teilchen und Schwankungen des mittleren Energieverlustes	49
6.1.3) Eichung	55
6.2) Eichung mit hochenergetischen $e^+, e^-$ aus der Bhabhastreueung	57
6.2.1) Auswahlkriterien für Bhabhas	57
6.2.2) Energieauflösung des Kalorimeters für hochenergetische $e^+, e^-$	63
6.2.3) Eichung	68
6.3) Nichtlineare Winkel- und Energiekorrekturen	70
6.4) Überprüfung der Mion- und Bhabha-Eichung	74
7. Bhabhastreueung und Prüfung der Quantenelektrodynamik (QED)	77
7.1) Wirkungsquerschnitt $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ in niedrigster Ordnung	78
7.2) Strahlungskorrekturen	80
7.3) Datenanalyse	83
8. Inklusives Photonenspektrum mit $E_\gamma \geq 1.5 \text{ GeV}$ in hadronischen Ereignissen	97
8.1) Auswahl der hadronischen Ereignisse	98
8.2) Der inklusive Wirkungsquerschnitt $d\sigma_\gamma(e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{Hadronen})/dE$	99

8.3) Trennung der Photonen aus verschiedenen Reaktionen	106
9. Zusammenfassung	113
10. Anhang	115
11. Literaturverzeichnis	125
12. Lebenslauf	129
13. Danksagung	130

## 1) Einleitung

Die Hadronerzeugung in  $e^+e^-$ -Stößen läuft über die Bildung eines Quark-Antiquark Paares mit anschließender Fragmentation in Mesonen und Baryonen ab. Diese Hypothese, die ursprünglich aus dem Skalenverhalten des differentiellen Wirkungsquerschnittes  $d\sigma/d\Omega dE$  in der tief-inelastischen Elektron-Nukleon Streuung abgeleitet wurde (Fey89, Bjo69, Fey72), stützt sich auf viele Einzelbeobachtungen. Dazu gehören:

a) 2-Jet Strukturen in hadronischen Ereignissen (SLA75A, PLU78, PLU79A, TAS79A, MAR79A).

Die Hadronen werden in zwei entgegengesetzte Kegel mit kleinem Öffnungswinkel  $\delta$  emittiert. Der Öffnungswinkel wird mit wachsender Schwerpunktenenergie  $\sqrt{s}$  kleiner:

$$\begin{aligned} \delta/2 &\sim 31^\circ \quad \text{bei } \sqrt{s} = 4 \text{ GeV} \\ \delta/2 &\sim 17^\circ \quad \text{bei } \sqrt{s} = 36 \text{ GeV} \end{aligned}$$

b) Die Winkelverteilung der Jet-Achse bezüglich der Strahlrichtung (SLA75A):

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 + \cos^2\theta .$$

Diese Form der Winkelverteilung paßt auf primäre Partonen mit Spin=1/2; sie steht im Widerspruch zur Annahme von skalaren Partonen, für die sich eine Verteilung

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} \propto 1 - \cos^2\theta .$$

ergäbe.

c) Langreichweitige Ladungskorrelationen zwischen hochenergetischen Teilchen (TAS81A) in entgegengesetzten Jets. Sie können nur durch eine primäre Erzeugung geladener Partonen erklärt werden.

d) Die Größe des totalen hadronischen Wirkungsquerschnittes  $\sigma_{tot}$  relativ zum  $\mu$ -Paar Querschnitt.

Für Quarks mit Spin=1/2 und Ladung  $e_q$  gilt:

$$R_0 = \frac{\sigma_{\text{tot}}}{\sigma_{\mu\mu}} = 3 \cdot \sum_q e_q^2$$

wobei der Faktor 3 die drei verschiedenen möglichen Farbzustände der Quarks berücksichtigt. Oberhalb der T-Familie ( $\sqrt{s} \geq 10 \text{ GeV}$ ) erwartet man  $R_0 = 3.67$  in sehr guter Übereinstimmung mit den Meßdaten.

Im Rahmen der Quantenchromodynamik (QCD) führt Gluon-Emission am auslaufenden  $q, \bar{q}$  zu einer Korrektur der einfachen Quarkmodell-Vorhersage:

$$R = R_0 \cdot \left(1 + \frac{\alpha_s}{\pi}\right)$$

$\alpha_s$  = Kopplungskonstante der starken Wechselwirkung

Nach den vorliegenden Meßergebnissen sollte diese Korrektur 5-10% betragen.

Neben der  $e^+e^-$ -Vernichtung in Quark-Antiquark Jets wird aus der QCD Gluon-Bremsstrahlung am Quark bzw. Antiquark mit anschließender Fragmentation des Gluons in einen dritten Jet erwartet. Solche 3-Jet Ereignisse wurden erstmals 1979 bei PETRA beobachtet (TAS79B, MAR79B, PLU79B, JAD79).

Die starke Teilchenbündelung innerhalb eines Jets erfordert eine gutes räumliches Auflösungsvermögen der Nachweisapparatur. Für geladene Spuren ist dies durch eine Driftkammer mit vielen Zellen erreichbar. Die Trennung der Photonen, die in der Hauptsache aus  $\pi^0, \eta, \eta'$ -Zerfällen stammen, ist sehr viel schwieriger. Andererseits erlaubt gerade eine genaue Kenntnis des neutralen Anteiles im Jet wichtige Tests der QCD - Vorhersagen wie:

- unterschiedliches Verhalten der Fragmentation von Quarks und Gluonen in Hadronen, zum Beispiel eine erhöhte  $\eta, \eta'$ -Produktion in Gluon-Jets.
- Modifikationen der  $\gamma$ -Bremsstrahlung am auslaufenden  $q, \bar{q}$  durch Gluon-Abstrahlung.

Besonders geeignet für einen Photonennachweis mit guter räumlicher Auflösung sind Flüssig-Argon-Sandwich-Kalorimeter (F.A.K.), wie sie im

Dezember 1979 in den Detektor TASSO (Two Arm Spectrometer Solenoid) eingebaut wurden:

Beim F.A.K. bilden 2mm dicke Bleiplatten mit 5mm flüssigem Argon dazwischen Ionisationskammern, aus denen über ein elektrisches Feld die im Argon entstandene Ladung abgesaugt werden kann. Eine hohe Segmentation der Nachweiszellen sorgt für eine gute Teilchentrennung innerhalb von Jets. Die Energie eines Teilchens wird im F.A.K. in Türmen, die auf den Wechselwirkungspunkt gerichtet sind, gemessen. Die genaue Position einer Spur im Kalorimeter wird in mehreren Lagen von 2.3cm breiten Koordinatenstreifen bestimmt, die nach Monte-Carlo Rechnungen zu einer Ortsauflösung von:

$$\sigma_x \leq 8 \text{ mm für minimalionisierende Teilchen}$$

$$\sigma_x \leq 3 \text{ mm für anschauernde Teilchen}$$

führen. Durch eine longitudinale Unterteilung des Kalorimeters ist eine Elektron-Hadron Trennung mit einer Fehlidentifikationswahrscheinlichkeit  $< 1\%$  möglich. Die Energieauflösung (ohne Absorbermaterial vor den F.A.K.) beträgt:

$$\sigma_E/\sqrt{E} \leq 11\% \text{ für } E, \gamma \geq 1 \text{ GeV}$$

Die Genauigkeit der Energiemessung im Kalorimeter hängt wesentlich von der Eichung und deren Fehler ab. Es werden in dieser Arbeit zwei verschiedene Kalibrationsmethoden, Eichung mit Bhabha-gestreuten  $e^+, e^-$  und mit Mionen aus der Höhenstrahlung, untersucht und miteinander verglichen.

In einem zweiten Abschnitt wird die Quantenelektrodynamik (QED) an Hand der Bhabhastreueung im Winkel- und Energiebereich  $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ ,  $30 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 36.6 \text{ GeV}$  überprüft. Die Messung zeigt, daß die QED bis zu Abständen von  $2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}$  gültig ist.

In einem dritten Abschnitt wird bei  $30 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 36.6 \text{ GeV}$  das Photonenspektrum  $d\sigma_\gamma(e^+e^- \rightarrow \gamma + X)/dE$  in hadronischen Ereignissen bestimmt. Die Modellvorhersagen für den Prozess  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g \rightarrow \gamma + \text{Hadronen}$  stimmen mit dem gemessenen Photonenspektrum gut überein. Mittels Monte-Carlo Rechnung wird weiterhin untersucht, in welchen kinematischen Bereichen die Photonbeiträge aus Hadronzerfällen, Bremsstrahlung am einlaufenden  $e^+, e^-$  und Quark-Bremsstrahlung voneinander getrennt werden können.

## 2) Der Speicherring PETRA

PETRA ist ein  $e^+e^-$  Speicherring bei DESY in Hamburg, der im Juli 1976 in Betrieb genommen wurde. Sein Umfang beträgt 2.3km.

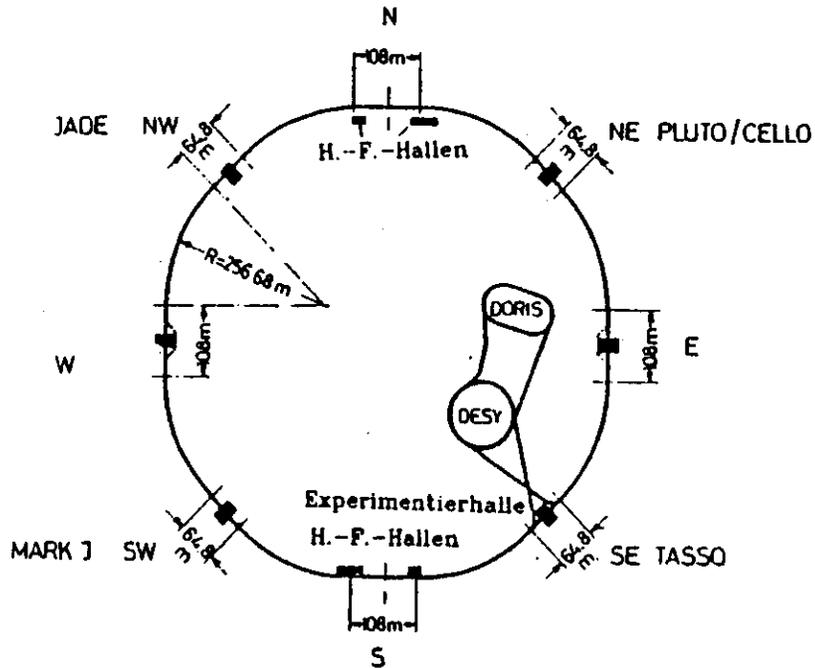


Abbildung 1. Der Speicherring PETRA

PETRA läßt sich mit je 1, 2 oder 4  $e^+$  oder  $e^-$  Teilchenpaketen/Strahl betreiben, die entgegengesetzt im Strahlrohr umlaufen. Typische Bunch-Abmessungen sind:  $\sigma_x=0.1\text{cm}$ ,  $\sigma_y=0.01\text{cm}$ ,  $\sigma_z=1.0\text{cm}$ , wobei z mit der Strahlachse identisch ist und x zur Speicherringmitte zeigt.

Die minimale Strahlenergie liegt gegenwärtig bei 5 GeV, die maximale ist durch die Anzahl der Beschleunigungsstrecken im Ring und die Hochfrequenzleistung der Klystrons einerseits und den Energieverlust durch Synchrotronstrahlung andererseits auf 18.3 GeV begrenzt. Damit können Schwerpunktennergien bis 36.6 GeV erreicht werden.

Die wichtigsten Maschinenparameter sind in folgender Tabelle zusammengefaßt:

### PETRA-Parameter:

Umfang	2304.00 m
Magnet-Krümmungsradius	192.00 m
Anzahl der Wechselwirkungszonen	4
nutzbare Länge einer Wechselwirkungszone	15.00 m
	(9m seit 1.1.1981)
Anzahl der Klystrons	8
Hochfrequenz	500 MHz
HF-Leistung eines Klystrons	0.8 MW
max. Anzahl der Beschleunigungsstrecken	64
maximale Beschleunigungsspannung	100 MV/Umlauf
Vakuum im Strahlrohr	$10^{-9}$ bar
	$+10^{-10}$ bar/mA
maximaler mittlerer Strom/Teilchenpaket	19 mA
Anzahl der $e^+, e^-$ /Bunch	$4 \cdot 10^{10}$ /mA
maximale Luminosität im 2x2-Bunch Betrieb	$1.5 \cdot 10^{31} \text{cm}^{-2} \text{sec}^{-1}$
maximale Injektionsenergie	7 GeV
maximale Energie/Strahl	18.3 GeV
Energieverlust der Teilchen bei 18.3 GeV	50 MeV/Umlauf
Energieunschärfe $\sigma(E)$	$0.1 \cdot \text{MeV} \cdot E^2$ , $E(\text{GeV})$

Eine wichtige Kenngröße eines Speicherringes ist die Luminosität L, die die Ereignisrate N eines spezifischen Reaktionskanales angibt:

$$N = L \cdot \sigma$$

L ist durch

$$L = \frac{I_1 \cdot I_2}{4 \cdot \pi \cdot e^2 \cdot \sigma_x \cdot \sigma_y \cdot f \cdot B}$$

$$I_1, I_2 = \text{Strahlströme}$$

- f = Umlauffrequenz
- B = Anzahl der Teilchenpakete/ Strahl
- $\sigma_x, \sigma_y$  = Standardbreite, -höhe des Strahlquerschnittes

gegeben. Da der Strahlquerschnitt nicht mit der erforderlichen Genauigkeit gemessen werden kann, muß L über eine Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$  gemessen werden. Dazu bietet sich die Kleinwinkel-Bhabhastreuung an.

### 3) Der Detektor TASSO

Die integrierte Luminosität/Tag beträgt bei PETRA für  $\sqrt{s} = 34$  GeV 100 bis  $800 \text{ nb}^{-1}$ . Bei  $\sigma_{\text{tot}} \sim 0.4 \text{ nb}$  entspricht dies nur 40-300 hadronischen Ereignissen. Um keine Ereignisse zu verlieren, wird ein Detektor benötigt, der in einem möglichst großen Raumbereich Teilchen nachweist und trennt. Er muß deshalb folgende Kriterien erfüllen:

- a) Gute Ortsauflösung zur Identifikation geladener und neutraler Spuren in Jets. In 50% aller hadronischen Ereignisse befinden sich mehr als 2 Teilchen in einem Kegel mit  $5^\circ$  Öffnungswinkel.
- b) Erkennung von Pionen, Kaonen und Protonen im gesamten Impulsbereich. Niederenergetische Zerfallsprodukte entstehen beim Zerfall schwerer Zustände. Hochenergetische Teilchen enthalten mit großer Wahrscheinlichkeit das primäre Quark und damit Information über den Primärprozess.

TASSO ist ein magnetischer Detektor am  $e^+e^-$  Speicherring PETRA, der auf diese Anforderungen hin konzipiert wurde:

Eine Spule mit einem inneren Durchmesser von 135 cm und einer aktiven Länge von 4.2 m erzeugt ein Feld von 0.5 Tesla parallel zur Strahlachse. Der Raum zwischen Strahlrohr und Spulennenseite wird von einer 4-lagigen Proportional- und einer 15-lagigen Driftkammer ausgefüllt. Die Orts- und Impulsauflösung für geladene Spuren beträgt:

$$\sigma = 170 \mu\text{m}$$

$$\frac{\sigma_p}{p} = 0.02 \cdot p / [\text{GeV}/c]$$

48 Flugzeitähler zylindrisch um die Driftkammer herum und 24 trapezförmige Segmente, die in  $\phi$  jeweils  $15^\circ$  abdecken, an den beiden Stirnflächen des Solenoids ermöglichen eine Flugzeitmessung innerhalb 90% von  $4\pi$ .

Hadronen mit Impulsen  $p < 1 \text{ GeV}/c$  lassen sich so durch die Ortsinformation aus der Driftkammer und die Zeitinformation der Flugzeitähler trennen. Die beiden identischen Hadronarme rechts und links des Strahlrohres ( $60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ$ ,  $330^\circ \leq \phi_1 \leq 30^\circ$ ,  $150^\circ \leq \phi_2 \leq 210^\circ$ ) bestehen aus je einer flachen Driftkammer, gefolgt von 3 Cherenkovzählern, einem Flugzeitähler ( $\sigma_t = \pm 0.45 \text{ ns}$ ) und einem Blei-Szintillator Kalorimeter. Die Kombination dreier verschiedener Medien in den Cherenkovzählern

(Aerogel,  $1.025 \leq n \leq 1.028$ , Freon,  $n=1.0014$ , und CO,  $n=1.00043$ ) erlaubt eine  $\pi/K/p$ -Separation im gesamten Impulsbereich außer zwischen 4.0 und 9 GeV/c, wo Kaonen mit Protonen überlappen.

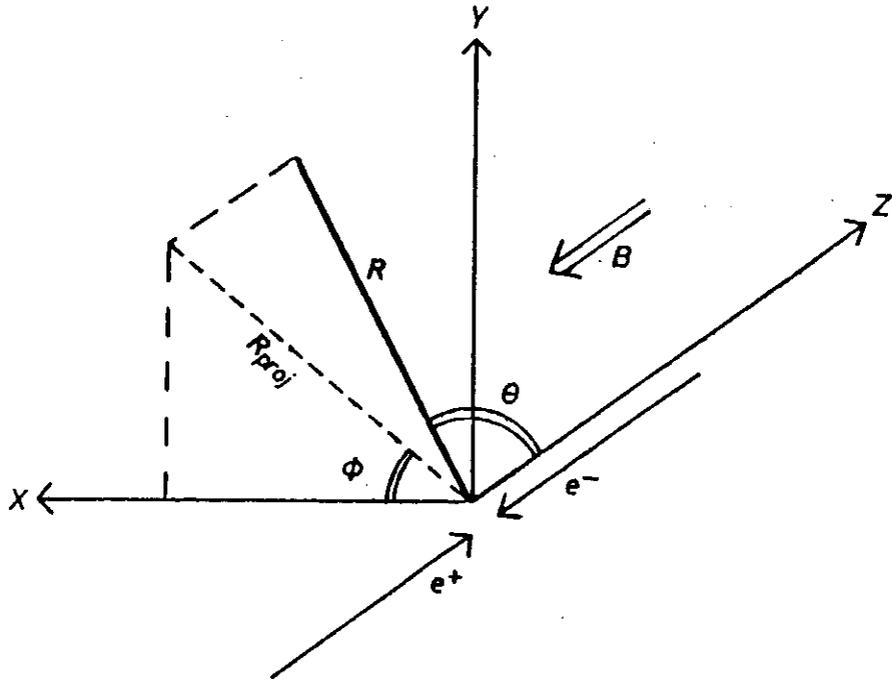


Abbildung 2. Das TASSO Koordinatensystem

Hinter den Hadronarmen, sowohl über als auch unter dem Eisenjoch und an den Stirnflächen decken zur Müon-Identifikation Proportional-Rohrkammern  $\sim 50\%$  des Raumwinkels ab. Sie bestehen aus  $4 \times 4 \text{ cm}^2$  großen gezogenen Aluminiumrohren, in deren Mitte ein Signaldraht gespannt ist. Jede Kammer besitzt 2-x- und 2-y-Lagen, so daß die 4 Profillagen übereinander eine Ortsauflösung  $\sigma_x \leq 10 \text{ mm}$  ergeben.

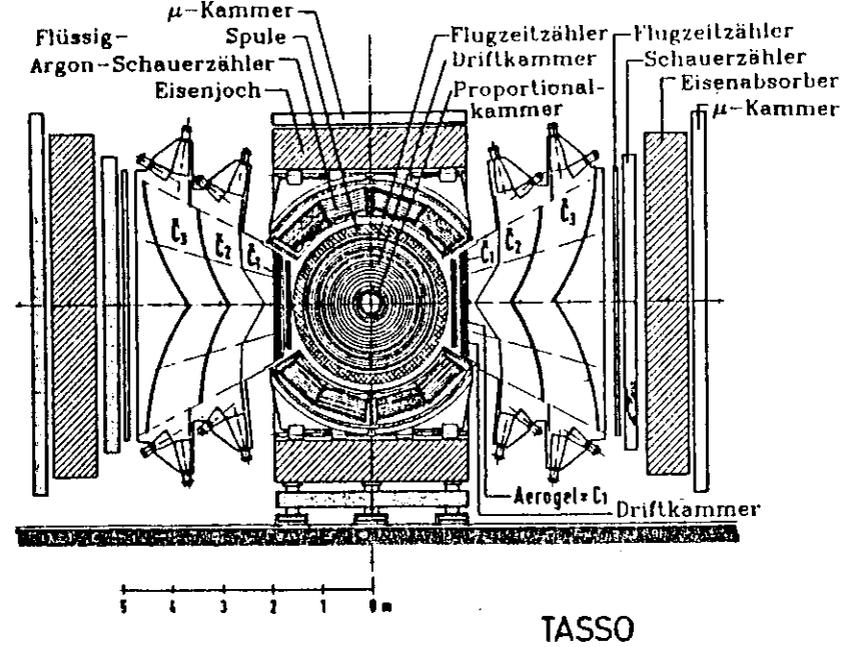


Abbildung 3. Querschnitt durch TASSO in der  $r-\phi$  Ebene

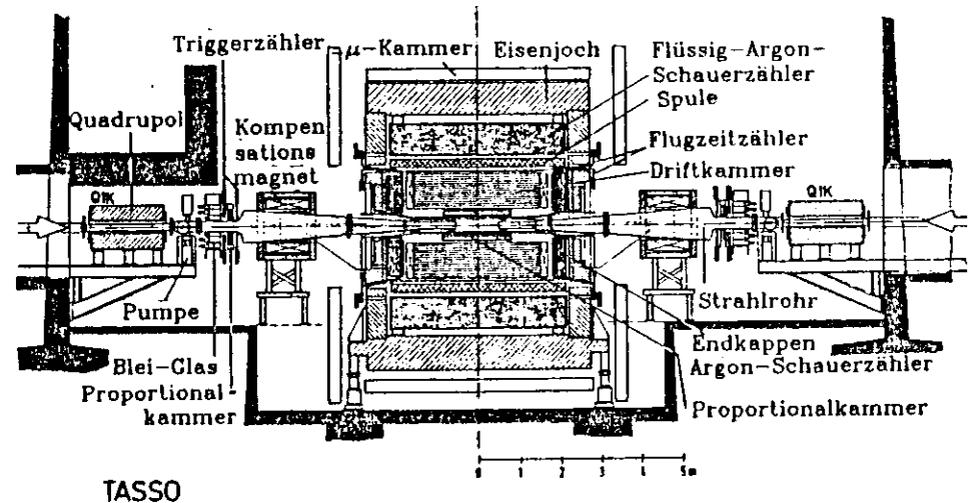


Abbildung 4. Längsschnitt durch TASSO in der  $y-z$  Ebene

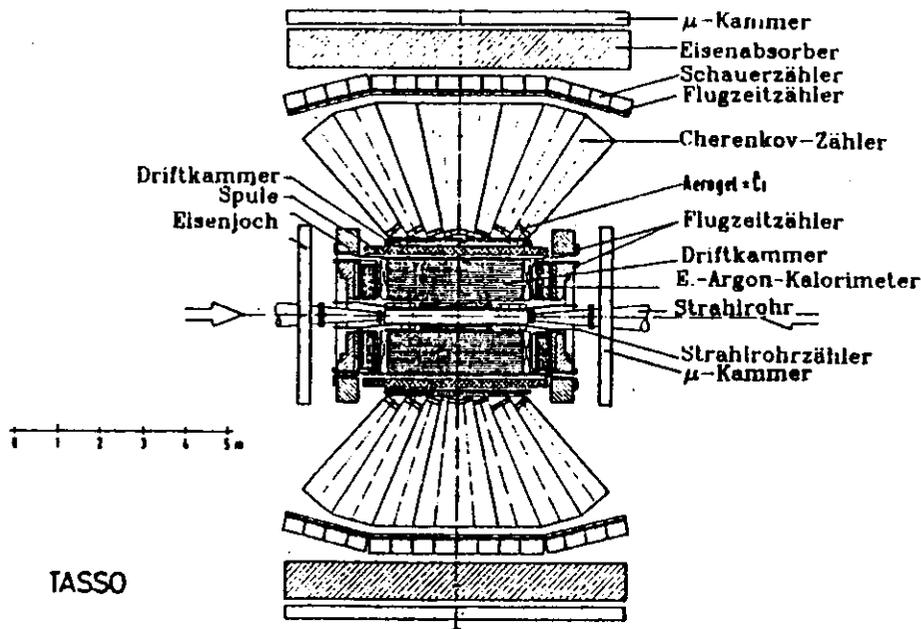


Abbildung 5. Längsschnitt durch TASSO in der x-z Ebene

Photonen und Elektronen werden in Schauerzählern nachgewiesen:

a) Im Winkelbereich

$$\left. \begin{array}{l} 0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ \\ 11^\circ \leq \theta_1 \leq 30^\circ \\ 150^\circ \leq \theta_2 \leq 189^\circ \end{array} \right\} \sim 21\% \text{ von } 4\pi$$

befinden sich die Flüssig-Argon-Endkappen-Kalorimeter, die ähnlich wie die Schalen-Schauerzähler aufgebaut sind: Kleine Vorder- (Fläche  $7 \times 7 \text{ cm}^2$ , Dicke  $= 6 \cdot X_0$ ) und große Hintertürme (Fläche  $14 \times 14 \text{ cm}^2$ , Dicke  $= 6 \cdot X_0$ ) sind ringförmig um das Strahlrohr herum gruppiert. 3 Lagen Koordinatenstreifen (Breite  $= 2 \text{ cm}$ ) in verschiedenen Tiefen erge-

ben eine Ortsauflösung  $\sigma_x \leq 8 \text{ mm}$ . Spezielle dE/dx-Kammern erlauben zusätzlich eine Trennung niederenergetischer  $\pi/K/p$ .

b) Zwischen

$$\left. \begin{array}{l} 30^\circ \leq \phi_1 \leq 150^\circ \\ 210^\circ \leq \phi_2 \leq 330^\circ \\ 42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ \end{array} \right\} \sim 36\% \text{ von } 4\pi$$

sind die Flüssig-Argon-Schalen-Kalorimeter eingebaut. Sie werden ausführlich in Kapitel 3.1.6 beschrieben.

c) Blei-Szintillator Schauerzähler in den 2 Hadronarmen

$$\left. \begin{array}{l} 330^\circ \leq \phi_1 \leq 30^\circ \\ 150^\circ \leq \phi_2 \leq 210^\circ \\ 60^\circ \leq \theta \leq 120^\circ \end{array} \right\} \sim 11\% \text{ von } 4\pi$$

vervollständigen den Elektron-Photon Nachweis, der damit innerhalb 70% des Raumwinkels möglich ist.

Zum Nachweis von Elektronen und Hadronen unter kleinen Winkeln zur Strahlachse aus 2-Photon Ereignissen dient das Vorwärtsspektrometer aus Bleiglas - Schauerzählern. Zur Luminositätsmessung mit Bhabha-gestreuten  $e^-e^+$  befinden sich im selben Bereich zwischen  $25 \text{ mrad} \leq \theta \leq 60 \text{ mrad}$  4 Plastik-Szintillator Zähler.

Mit allen Komponenten zusammen wird eine Teilchenidentifikation innerhalb 94% von  $4\pi$  Steradian erreicht.

Die zur Datenanalyse benutzten Komponenten werden in den folgenden Kapiteln genauer beschrieben.

Eine Tabelle mit den Materialdicken der Komponenten zwischen Wechselwirkungspunkt und Spule ist in Anhang A vorhanden.

### 3.1.1) Proportionalkammer

Die zylindrische Proportionalkammer besteht aus 4 Lagen von Anodendrähten (480/Ebene), die parallel zur Strahlrichtung gespannt sind. Die erste Drahtebene liegt bei einem Radius von 18.7cm, die vierte bei

27.9cm. Der mittlere Abstand der Drähte voneinander beträgt, je nach Radius, 2.5 - 3.7mm, ihre aktive Länge 149cm. Kathodenstreifen (120/Zylinderseite), die spiralförmig auf Zylindern zwischen den Drahtlagen im Winkel von  $\pm 36.5^\circ$  zur Strahlachse verlaufen, erlauben eine  $\theta$ -Rekonstruktion. Betrieben wird die Kammer mit einem Gasgemisch aus 75% Argon, 24.5% Isobutan und ca. 0.2% Freon.

Durch die Lage der Proportionalkammer in unmittelbarer Nähe zum Strahlrohr ist über die Untergrundrate (Strahl-Gas Wechselwirkung, konvertierte Photonen aus der Synchrotronstrahlung) eine hohe Ladungsdichte zu erwarten. Das geringe Gasvolumen/Signaldraht sorgt jedoch für eine zuverlässige und einfache Spurerkennung.

Die Aufgabe der Proportionalzähler liegt:

a) im Trigger :

Für jede geladene Spur mit einem Transversalimpuls  $> 100 \text{ MeV}/c$  und einem angesprochenen Signaldraht in der ersten Kammerlage sind durch Masken Bereiche in den Ebenen 2, 3 und 4 definiert, die nach Treffern abgesucht werden. Durch eine Koinzidenz von 3 Drähten in den 4 Lagen ist eine Spur in der  $r-\phi$ -Ebene definiert. Diese schnelle Spurfindung bildet zusammen mit der Information aus der Driftkammer und den Flugzeitzählern einen Ereignis-Trigger.

b) in der Spurerkennung bei :

I)  $K^0$  und  $\Lambda$  Zerfällen

II)  $\gamma$ -Konversion im Material vor der Driftkammer

### 3.1.2) Driftkammer

Zwischen Proportional- und Driftkammer befand sich in der ersten Jahreshälfte 1980 ein Strahlungsschild (Material: Aluminium mit Zinnbeschichtung) zur Abschirmung der Driftkammer gegen Synchrotronstrahlung.

Die Driftkammer nimmt den Raum zwischen  $r=31.5 \text{ cm}$  und  $r=129.5 \text{ cm}$  ein. Ihre aktive Länge beträgt 3.60 m. In den 15 zylindrischen Drahtlagen ver-

laufen in 9 Zellen die Signaldrähte parallel und in jeweils 3 Zellen im Winkel von ca.  $\pm 3.5^\circ$  bzw.  $\pm 4.5^\circ$  zur Strahlachse:

<u>Drahtlage</u>	<u>Anzahl der Driftzellen</u>	<u>Radius (mm)</u>	<u>Stereo-Winkel</u>
1	72	367	$0^\circ$
2	84	428	$+3.36^\circ$
tragender Zylinder: 4 mm Rohacell, 2 $10\mu\text{m}$ Aluminium			
3	96	489	$0^\circ$
4	108	550	$-3.37^\circ$
5	120	611	$0^\circ$
tragender Zylinder: 4 mm Rohacell, 2 $10\mu\text{m}$ Aluminium			
6	132	672	$0^\circ$
7	144	733	$+3.94^\circ$
tragender Zylinder: 4 mm Rohacell, 2 $10\mu\text{m}$ Aluminium			
8	156	795	$0^\circ$
9	168	856	$-4.5^\circ$
10	180	917	$0^\circ$
tragender Zylinder: 4 mm Rohacell, 2 ( $8\mu\text{m}$ Aluminium, $10\mu\text{m}$ Polyester)			
11	192	978	$0^\circ$
12	204	1039	$+4.5^\circ$
tragender Zylinder: 4 mm Rohacell, 2 ( $8\mu\text{m}$ Aluminium, $10\mu\text{m}$ Polyester)			
13	216	1100	$0^\circ$
14	228	1161	$-4.51^\circ$
15	240	1222	$0^\circ$

Das Füllgas besteht aus einer Mischung von Argon und Methan in einem Verhältnis 4:1.

In Abbildung 6 auf Seite 14 ist die Ortsauflösung der Kammer als Funktion des kleinsten Abstandes der Teilchenspur vom Signaldraht aufgetragen. Sie ist besser als  $200\mu\text{m}$  über 80% der Driftzelle.

Begrenzt wird die Ortsauflösung gegenwärtig durch die Genauigkeit, mit der die Driftzeit-Korrekturen vorgenommen werden können.

Die Impulsauflösung in Abhängigkeit vom Teilchenimpuls zeigt Abbildung 7 auf Seite 14. Für Pionen oberhalb  $p=2\text{GeV}/c$  ist  $\sigma_p/p=1.8\%$ .

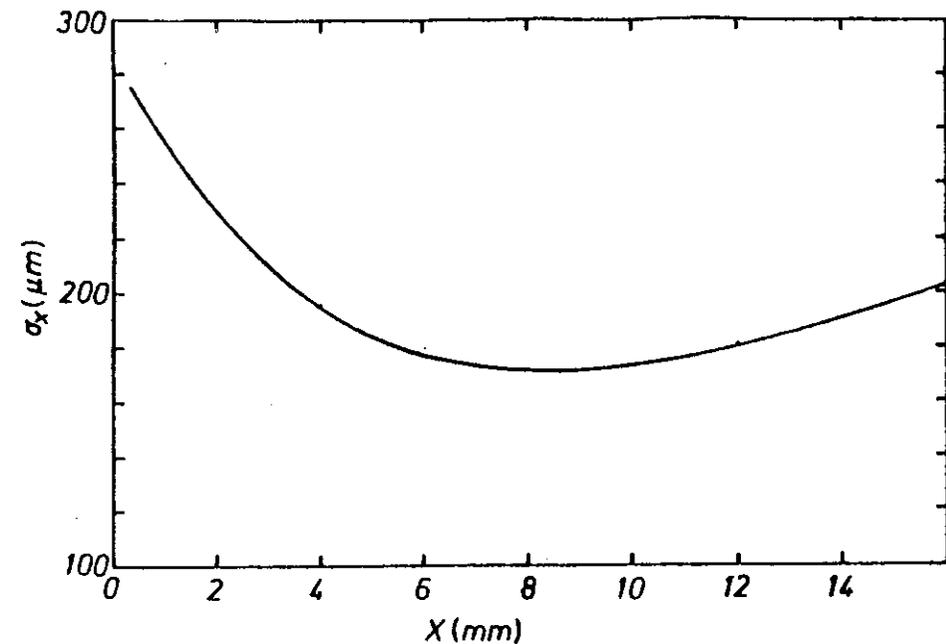


Abbildung 6. Ortsauflösung der Driftkammer als Funktion des geringsten Abstandes Draht - Teilchenspur

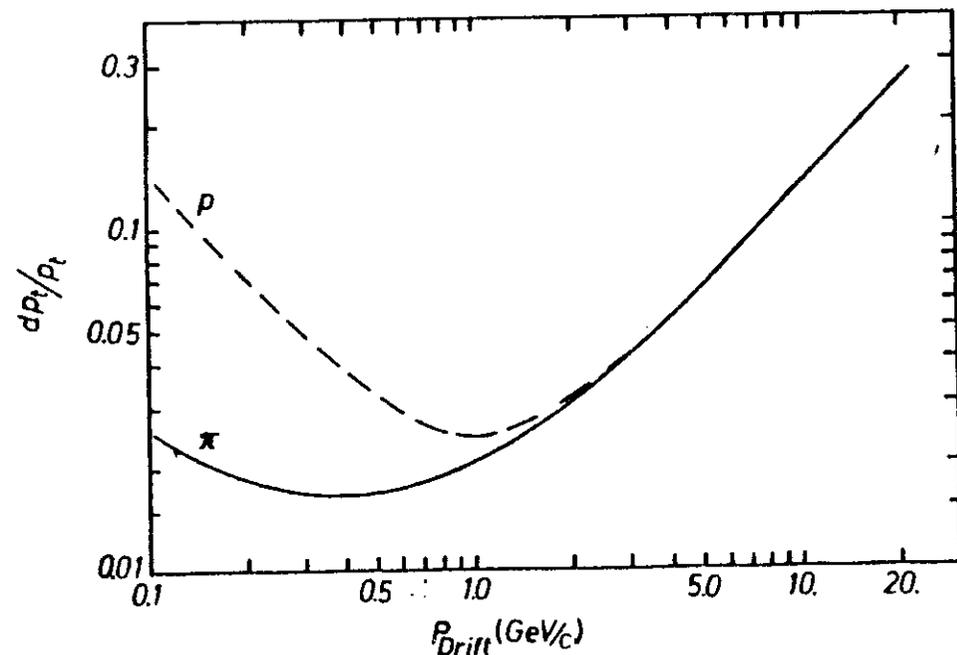


Abbildung 7. Impulsauflösung der Driftkammer für Pionen und Protonen

Für Müonen aus der Reaktion :

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$

ergibt sich durch Vergleich der Positionen in Müon- und Driftkammer:

$$\sigma_\mu = 1.5 \text{ mrad};$$

$$\sigma_e = 8.0 \text{ mrad};$$

$$\sigma_p$$

$$= 0.018 \cdot p \text{ [GeV/c]}$$

$$p$$

Für den Großteil der erzeugten geladenen Teilchen in multihadronischen Ereignissen ist  $\sigma_p \leq 3\%$ .

### 3.1.3) Flugzeitzähler

An der Innenwand der Spule befinden sich zylinderförmig 48 Flugzeitzähler aus 2 cm dickem Plastiksintillator. Der abgedeckte Winkelbereich ist  $0^\circ \leq \phi \leq 360^\circ$ ,  $34^\circ \leq \theta \leq 146^\circ$ . Die Zeitauflösung beträgt  $\sigma_t = \pm 0.45 \text{ ns}$ . Damit ist bei einer mittleren Flugstrecke von 1.6 m mit der Impulsinformation aus der Driftkammer eine  $\pi/K$  Trennung bis 0.7 GeV/c und  $\pi, K/p$  Trennung bis 1.0 GeV/c möglich.

### 3.1.4) Vorwärtsdetektor (Luminositätsmonitor)

Der Abstand der beiden Vorwärtsspektrometer vom Wechselwirkungspunkt beträgt 6m. Abgedeckt wird der Winkelbereich  $0 \leq \phi \leq 2\pi$ ,  $23.5 \text{ mrad} \leq \theta \leq 80 \text{ mrad}$ . Begrenzt wird die Akzeptanz durch Kompensationspulen und den Durchmesser des Strahlrohres.

Jedes Spektrometer besteht aus folgenden Komponenten:

- a) Szintillationszähler (Dicke: 0.6 cm), unterteilt in 16 trapezförmige Segmente, die einen Ring um das Strahlrohr bilden.

Abstand vom Wechselwirkungspunkt: 6.05 m.

Aufgabe: Zeitmessung für Koinzidenz gegenüberliegender Module, grobe Ortsmessung

b) Bleiglas - Schauerzähler mit einer Dicke von  $13 \cdot X_0$ . Die Energieauflösung beträgt  $\sigma_E/\sqrt{E} = 10\%$ . Gegenüber Strahl-Gas Untergrund sind die Vorwärtsdetektoren durch einen 1 cm dicken Bleimantel ( $\sim 2 \cdot X_0$ ) abgeschirmt.

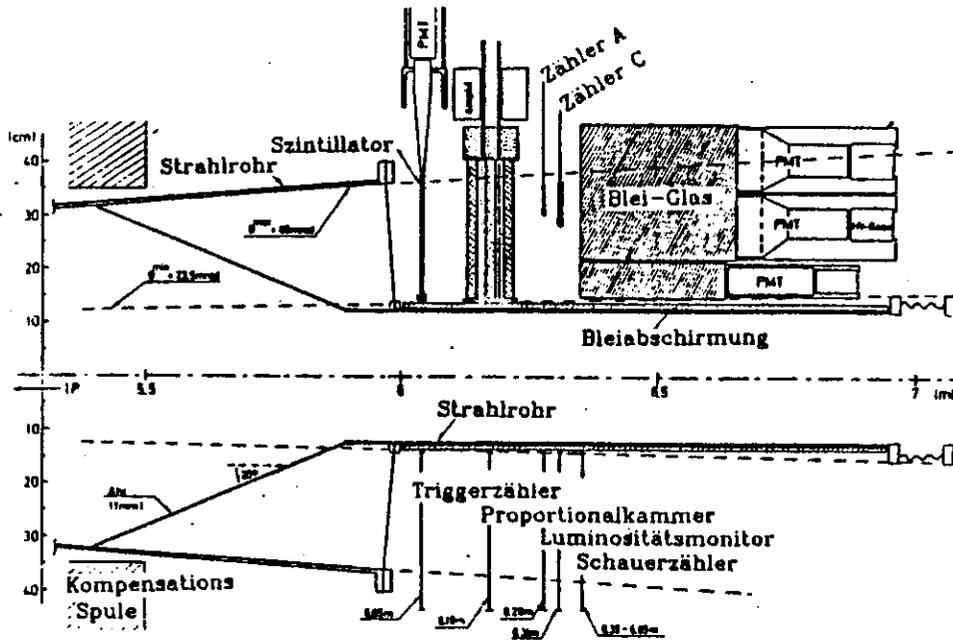
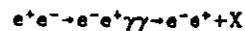


Abbildung 8. Longitudinaler Aufbau des Vorwärtsspektrometers

Aufgabe des Vorwärtsspektrometers sind  $e^-$ -Hadron Trennung für Teilchen aus 2-Photon- Ereignissen:



und  $e^-$  Identifikation in der Bhabhastreueung.

Zur Bestimmung der Luminosität eignen sich Elektronen aus der Bhabhastreueung wegen des gut bekannten Wirkungsquerschnittes und der hohen Zählrate bei kleinen Streuwinkeln, wo hauptsächlich der Term  $\propto 1/\sin^4(\theta/2)$  beiträgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[ \frac{1 + \cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2} - \frac{2 \cdot \cos^4\theta/2}{\sin^2\theta/2} + \cos^4\theta/2 + \sin^4\theta/2 \right]$$

Bhabhas zur Luminositätsmessung werden durch eine Koinzidenz zwischen zwei sich jeweils schräg gegenüberliegenden Luminositätsmonitoren definiert, die im Bereich des Vorwärtsspektrometers liegen und aus 2 Lagen Plastik-Szintillatorzählern mit den dahinterliegenden Bleiglas-Blöcken des Schauerzählers bestehen. Ihre Akzeptanz beträgt 10msrad.

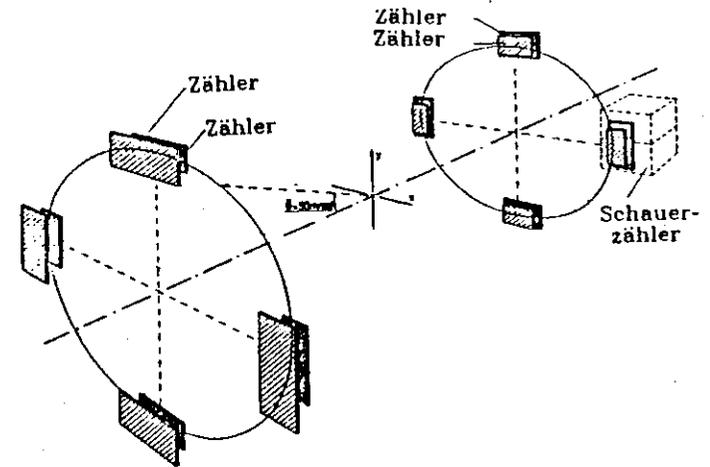


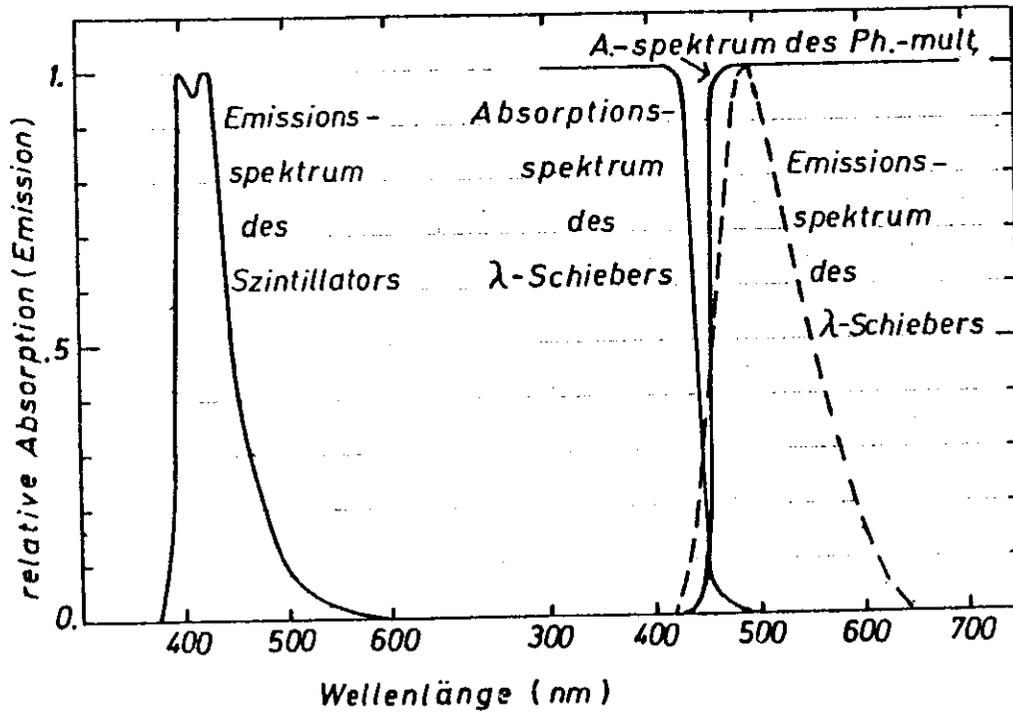
Abbildung 9. Geometrie des TASSO Luminositätsmonitors

Die Größe der Luminositätszähler ist durch die Forderung nach genügend hoher Zählrate gegeben. Der über die Akzeptanz integrierte Wirkungsquerschnitt beträgt  $0.36 \cdot 10^{-31} \text{ cm}^2$  bei 15 GeV Strahlenergie. Das entspricht 1300 Ereignissen/h bei  $L=10^{31}/\text{cm}^2 \cdot \text{sec}$ . Der Fehler in der Luminositätsmessung durch Unsicherheiten in der Geometrie ist  $\Delta_L/L \leq 0.5\%$ .

### 3.1.5) Untere Blei-Szintillator-Schauerzähler

Da sich die Fertigstellung der Flüssig-Argon-Schalen-Kalorimeter wegen technischer Schwierigkeiten verzögerte, wurden an deren Stelle vorübergehend Blei-Acrylszintillator-Schauerzähler eingebaut. Zwischen der Installation der oberen Argon-Kalorimeter im Februar 1980 und der unteren Module im Februar 1981 befanden sich unter dem Magneten noch die Szintillator-Schauerzähler, die die gleiche innere Segmentierung aufweisen wie die Hadronarm-Schauerzähler. Sie sind longitudinal aufgebaut aus 8 Lagen Blei (Dicke: je  $1 \cdot X_0$ ) mit 8 Lagen Plastik-Szintillator (Dicke: je 0.5 inch) dazwischen. Der Gesamtzähler setzt sich aus Blöcken von je  $50 \times 70 \text{ cm}^2$  aktiver Nachweisfläche zusammen. Das Signal wird den Photomultipliern über Wellenlängenschieber (Plexipop mit BBQ) zugeführt, die für alle Blöcke eine konstante Pulshöhe-Energie Beziehung liefern und die Ansprechwahrscheinlichkeit der Photokathode erhöhen. Die Emissions- und Absorptionsspektren von Szintillator, Wellenlängenschieber und Photokathode zeigt folgende Abbildung:

Durch eine Unterteilung in der Tiefe (2 separat ausgelesene Lagen mit je  $4 \cdot X_0$ ) wird die  $e^-$ -Hadron Trennung verbessert. Minimalionisierende Teilchen werden mit einer Wahrscheinlichkeit  $\geq 90\%$  nachgewiesen. Die Energieauflösung für  $e^-$  und Photonen beträgt  $\sigma_E/E = 20\%/\sqrt{E}$  für  $E \leq 4 \text{ GeV}$ .

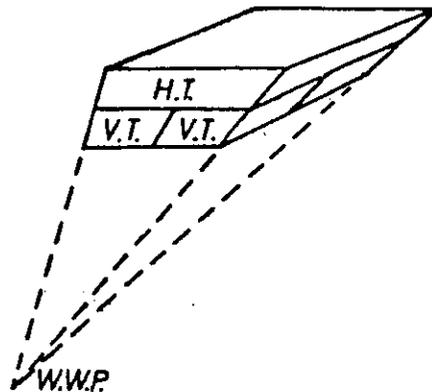


### 3.1.6) Flüssig-Argon-Schalen-Schauerzähler

#### 3.1.6.1) Mechanischer Aufbau

Die aktive Fläche der Flüssig-Argon-Schalen-Kalorimeter entspricht  $\sim 36\%$  des Raumwinkels ( $42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$ ,  $32^\circ \leq \phi_1 \leq 148^\circ$ ,  $212^\circ \leq \phi_2 \leq 328^\circ$ ), wobei jeder der 8 Submodule in  $\phi$  einen Winkel von  $26.7^\circ$  überdeckt. Der Minimalabstand zwischen Wechselwirkungspunkt und erster Nachweisplatte beträgt 1.77m.

Bleiplatten (Dicke:  $2\text{mm} = 0.3 \cdot X_0$ ) und flüssiges Argon (Dicke:  $5\text{mm} = 0.03 \cdot X_0$ ) bilden, abwechselnd geschichtet, Ionisationskammern, aus denen die durch Ionisation erzeugte Ladung, die für Elektronen und Photonen proportional zur Primärenergie ist, über eine angelegte Hochspannung abgesaugt wird. Je vier der auf den Wechselwirkungspunkt gerichteten vorderen (kleinen) Türme mit einer Frontfläche von  $7.1 \times 7.1 \text{cm}^2$  und einer Dicke von  $8.1 \cdot X_0$  werden von einem hinteren (großen) Turm ( $15.2 \times 15.2 \text{cm}^2$ , Dicke:  $7.6 X_0$ ) überdeckt.



Die gesamte, zum Wechselwirkungspunkt weisende, aktive Fläche besteht aus 12 Reihen und 54 Spalten kleiner bzw. 8 Reihen und 26 Spalten großer Türme ( $81.5 \times 198.5 \text{cm}^2 = 4.5\%$  von  $4 \cdot \pi$ /Submodul).

In einer Tiefe von  $1.65$  und  $1.75 \cdot X_0$  (mit dem Material vor dem F.A.K.) werden jeweils 2 aufeinanderfolgende Argon-Kammern ( $= 1\text{cm}$  flüssiges Argon) zur Messung des spezifischen Ionisationsverlustes der eintretenden Teilchen zusammen ausgelesen. Damit sollte eine  $\pi/K/p$  Trennung für  $p \leq 0.7 \text{GeV}/c$  und  $\pi/K,p$  Unterscheidung bis  $p = 1.3 \text{GeV}/c$  möglich sein. Mit der

$dE/dx$ -Information aus 2 aufeinanderfolgenden Doppelkammern werden durch Landau-Fluktuationen verursachte Fehler in der Messung verringert.

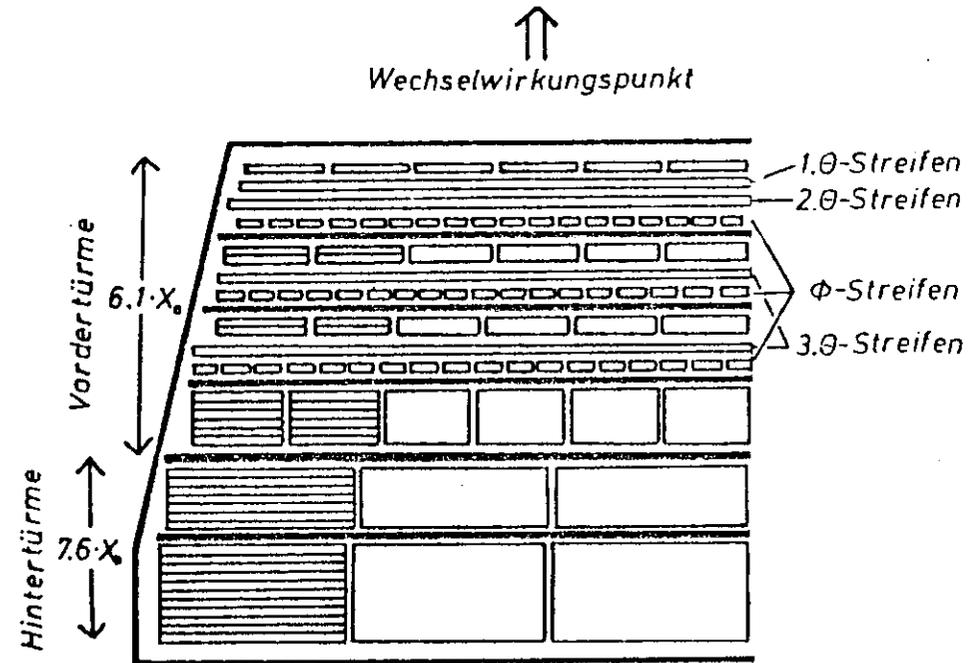


Abbildung 10. Querschnitt durch die Hälfte eines Submoduls

Zur Verbesserung der durch die kleinen Türme gegebenen Ortsauflösung ist zwischen den beiden Argonschichten einer  $dE/dx$ - Doppelkammer das Blei durch eine doppelseitig kupferkaschierte GFK-Platte ersetzt. Die Kupferfolie ist in  $2.3 \text{cm}$  breite Koordinatenstreifen ( $\approx 168/\text{Lage}$ ) unterteilt, die in  $\phi$ -Richtung verlaufen. Jeder Streifen ist mit einem eigenen Auslesekanal versehen. In 2 weiteren Streifenlagen nach  $3.2$  und  $4.7 \cdot X_0$  werden die  $\theta$ -Streifen, die vom Wechselwirkungspunkt aus den gleichen Winkelbereich abdecken, elektronisch gemeinsam ausgelesen.

In einer Tiefe von 1.85, 3.3 und 4.7·X<sub>0</sub> befinden sich zusätzlich 3 Lagen Koordinatenstreifen, die parallel zur Strahlachse verlaufen und in der Modulmitte getrennt sind (ϕ-Streifen, 2·30/Lage). Streifen, die in einer Submodulhälfte bezüglich ϕ den gleichen Winkelbereich abdecken, sind zusammengeschaltet.

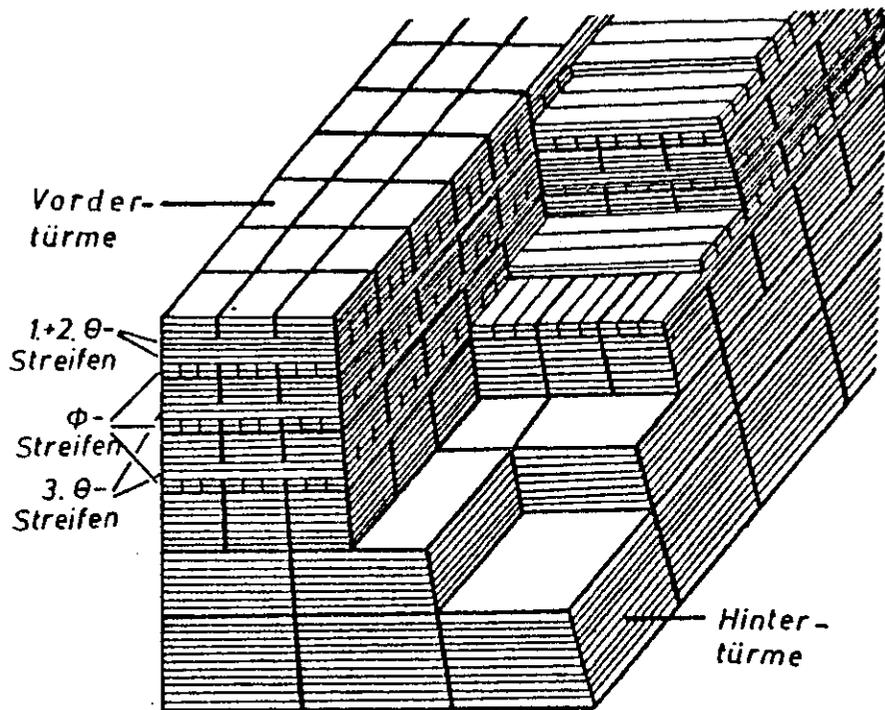


Abbildung 11. Innere Struktur des Kalorimeters

Die Ortsauflösung wurde mit Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Falls nur 1 Streifen angesprochen hat, ist  $\sigma_x \leq 8\text{mm}$ , bei mehr als 2 angesprochenen Streifen beträgt  $\sigma_x \leq 5\text{mm}$ .

Die Blei-Aufbauten von jeweils zwei Submodulen befinden sich in zwei mechanisch getrennten Räumen eines gemeinsamen Innentanks. Eingebaut ist dieser in einen Außentank:

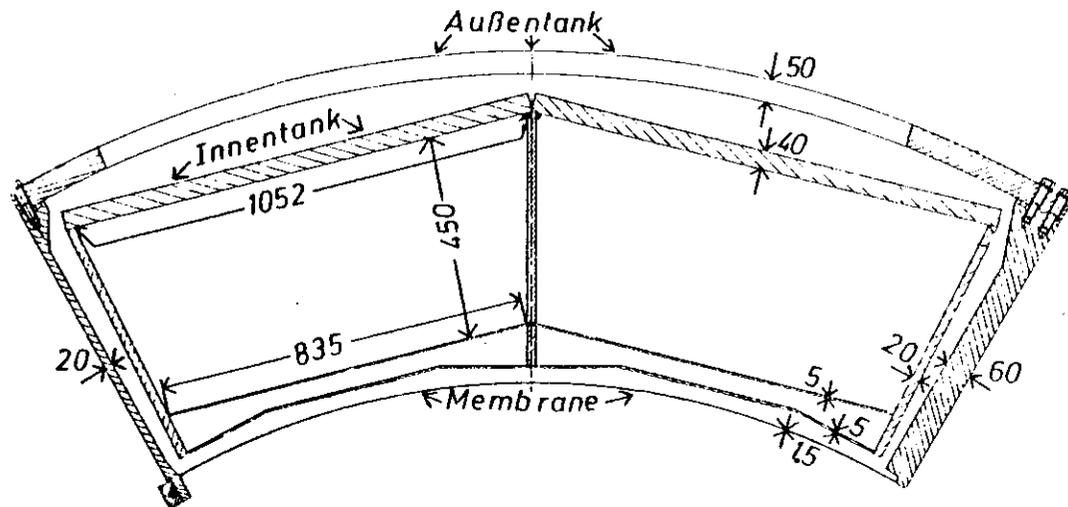


Abbildung 12. Querschnitt durch einen Außentank mit eingebautem Innentank (Maße in mm).

Die zur Strahlachse weisende Fläche, durch die in  $e^+e^-$ -Reaktionen erzeugte Teilchen in das Kalorimeter eintreten, besteht aus einer nur 1.5mm dünnen Membrane aus V2A-Stahl.

Massen von Innen- und Außentank:

Außentank	5950 kg
Innentank	1850 kg
ausgefüllt durch den Bleiaufbau:	
∑Pb, Al, GFK	6600 kg
flüssiges Argon	3200 kg
∑Außentank, Innentank,	17600 kg
Pb, Al, GFK, Argon	

Weitere Angaben zur Geometrie der F.A.K. sind in Anhang B vorhanden.

### 3.1.6.2) Das Kühlsystem

Im Hohlraum zwischen Innen- und Außentank befindet sich zur Verminderung von Wärmeeinstrahlung ein Isoliervakuum von ca.  $10^{-4}$  Torr. Zusätzlich sind dort 10 Lagen Superisolation aufgebracht. Sie besteht pro Lage aus einer Aluminiumfolie mit einer Auflage aus Polyestergewebe, um bei einer Schichtung die durch den Kontakt der Folien verursachte Wärmeleitung herabzusetzen. Zur Kühlung eines Submodules werden 10–15l flüssiger Stickstoff/Stunde benötigt, was einer Wärmeeinstrahlung von ca. 50 Watt entspricht.

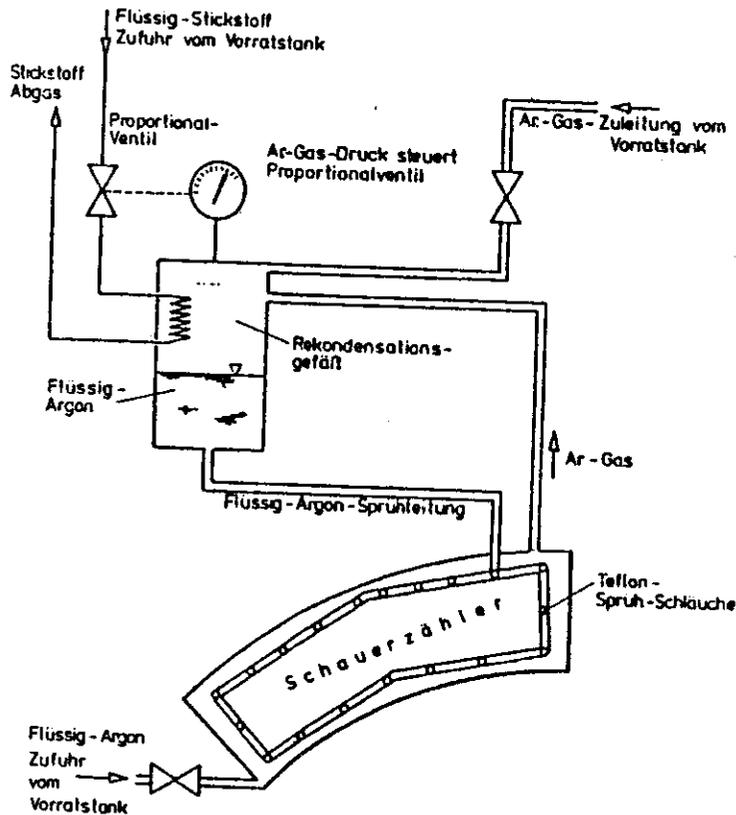


Abbildung 13. Kühlsystem der Flüssig-Argon-Schalen-Kalorimeter

Die Kühlung der Submodule mit flüssigem Stickstoff wird durch ein Proportionalventil gesteuert, das abhängig vom Druck im inneren Argontank den  $N_2$  Durchfluss durch eine Kühlspirale im Ausgleichsbehälter steuert. In diesem Behälter wird das Argon rekondensiert und dadurch der Druck im geschlossenen System herabgesetzt. Für jeden Innentank existiert ein separates Kühlsystem.

### 3.1.6.3) Elektronik und Datenauslese

Das Blockschaltbild der Argon Kalorimeter Ausleseelektronik zeigt Abbildung 14 auf Seite 27.

Die in einer Nachweiszelle (Turm, Streifen) durch Ionisation erzeugte Ladung wird in einen integrierenden, ladungsempfindlichen Vorverstärker gegeben. Gegenüber großen Spannungen und Strömen, z. B. verursacht durch einen Überschlag im Kalorimeter zwischen Signal- und Hochspannungsplatte, ist er durch eine Schutzschaltung aus einer Gasentladungsfunkenstrecke (Durchschlagsspannung: 250V) und einem Spannungsteiler geschützt.

Von einem, dem Vorverstärker folgenden, Pulsformer mit Kabeltreiber gelangt das analoge Signal über 40m Koaxialkabel und einen Empfänger in einen zweiten Pulsformer. Diese Anordnung unterdrückt Störpulse auf den Leitungen. Nieder- und hochfrequente Störungen werden durch Differenzglieder vor den Pulsformern und Integrierglieder parallel zu den Verstärkern ausgesiebt.

Vorverstärker, erster Pulsformer und Kabeltreiber befinden sich auf einer Verstärkerkarte direkt auf dem jeweiligen Submodul, während die restliche Ausleseelektronik davon getrennt ist. Pulsform und Verstärkung des Systems sind aus Abbildung 14 auf Seite 27 ersichtlich.

Die Ladung aus dem zweiten Pulsformer lädt den Kondensator  $C_1$  auf, bis ein Signal vom TASSO-Trigger den Schalter  $S_1$  öffnet. Damit liegt das analoge Signal an  $C_1$ . Die Beziehung zwischen der aus dem Argon gesammelten Ladung und der Ladung an  $C_1$  ist linear. Lediglich hochenergetische, aufschauende Teilchen ( $E > 10\text{GeV}$ ) können zu einer Nichtlinearität  $\leq 0.5\%$  ("Slewing") führen.

Jedes Nachweiselement ist mit einem nachgeschalteten Komparator und 320 Komparatoren sind mit einem DAC (Digital-Analog-Konverter) verbun-



Das Pedestal für jede der 1368 Zellen eines Submoduls wird bestimmt, indem über einen Testkondensator ( $C=10pF \pm 10\%$ ), der parallel zu einer Signalkammer liegt, in jedes Nachweiselement bei 8 verschiedenen Signalhöhen jeweils 8 Testpulse eingegeben werden. An die Mittelwerte der ausgelesenen Signalhöhen wird eine Gerade angeglichen. Testpuls- und ausgelesene Signalhöhe werden gegeneinander aufgetragen. Der Schnittpunkt der Geraden mit der Signalachse bestimmt die Höhe des Pedestals der Vorverstärker-Pulsformer-Komparator Anordnung, die Steigung der Geraden die Verstärkung.

Pulshöhenunterschiede, verursacht durch Unregelmäßigkeiten in Elektronik und Geometrie von Türmen und Streifen untereinander, betragen  $\sigma_x = \pm 5\%$ . Das ergibt bei Testmessungen mit aufschauenden Teilchen, deren deponierte Ladung sich über mehrere Vorder- und Hintertürme verteilt, eine Energieunschärfe von  $\pm 3\%$ .

Die verwendeten Vorverstärker, DAC's, Hochspannungsmonitore und die Ausleseelektronik wurden am DESY von den Gruppen F52/F58/F1 entwickelt und getestet.

### 3.2) Der TASSO Trigger

Die Aufgabe der Triggerlogik ist die Reduktion aller Ereignisse auf die Ereignistopologie, die untersucht werden soll. Im 2-Bunch Betrieb bedeutet dies bei einer Strahl-Kreuzungsfrequenz von 210Khz eine Reduktion um einen Faktor  $10^5$  auf 2-5 Hz, da bei einer höheren Übertragungsrates zwischen TASSO- (NORD 10/50/100) und Hauptrechner (IBM370/168) die Totzeit in der Datennahme ansteigt.

Bei jeweils 2 Teilchenpaketen/Strahlrichtung liegen zwischen 2 Wechselwirkungen  $3.84 \mu\text{sec}$ . Der Zeitnullpunkt ( $\approx$  Strahldurchgang durch die Wechselwirkungszone) wird durch 2 Pickup-Elektroden (Abstand vom Wechselwirkungspunkt:  $\pm 7.1\text{m}$ ) im Strahlring festgelegt. Das Signal wird über 10m Koaxialkabel (Signalgeschwindigkeit  $= 3.5 \text{ nsec/m}$ ) geleitet. Mittels zweier Schalldiskriminatoren wird der Strahldurchgang auf 100psec genau bestimmt.

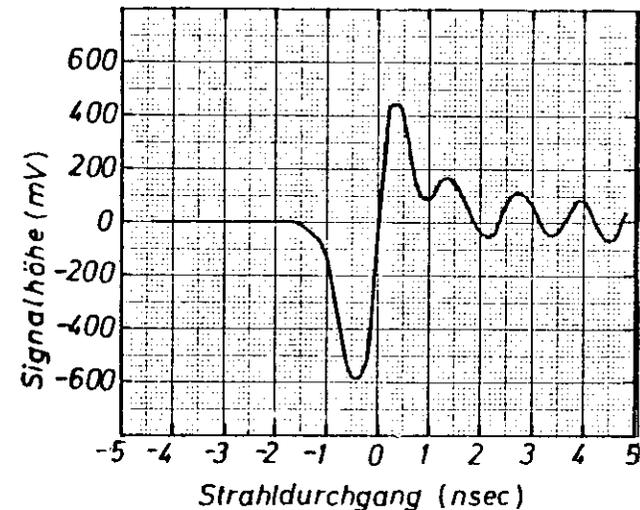


Abbildung 14a: Pulsform des Strahl-Pickup Signales

Durch die Forderung, auch im 4-Bunch Betrieb (Zeit zwischen 2 Strahldurchgängen:  $1.92 \mu\text{sec}$ ) ohne Datenverlust zu arbeiten, und die Zeit

zum Löschen und Initialisieren der verwendeten CAMAC- Elektronik von ca. 1  $\mu$ sec beträgt das Zeittor für das Eintreffen von Triggersignalen verschiedener Detektorkomponenten 900nsec.

Es wird zwischen 3 Klassen von Triggersignalen unterschieden:

### I) Pretrigger:

Das Zeitintervall für einen Pretrigger liegt zwischen 100 und 800nsec nach Eintreffen des Pickup-Signales (Strobe). Falls in dieser Zeit ein Pretrigger ankommt, wird zwischen 800nsec und 5.5 $\mu$ sec ein Signal vom

### II) Posttrigger

erwartet und das Reset-Signal blockiert. Durch dieses Tor geht ein Strahldurchgang verloren. Der Posttrigger prüft in groben Rastern auf Spurinformaton. Falls kein Posttrigger eintrifft, wird, um die Zeitbeziehung zwischen dem Reset und Strobe-Signal einzuhalten, das Strobe-Enable Signal erst nach Durchgang des nächsten Teilchenpaketes gegeben. Insgesamt gehen also 2 Teilchendurchgänge verloren.

### III) Stand Alone Trigger

Dieser Interrupt wird (an Stelle des Pretriggers) von Detektorkomponenten gegeben, in denen die Spurinformaton innerhalb des 700nsec-Intervalles geprüft werden kann. Die Totzeit zwischen 600nsec und 5.5 $\mu$ sec entfällt dabei.

Die Komponenten des TASSO, die einen Trigger liefern, sind hauptsächlich die Proportional- und Driftkammer, Flugzeitähler, Vorwärtsdetektor, die Endkappen-Kalorimeter und die Szintillator-Schauerzähler. Ein Energieltrigger aus den F.A.K. steht seit März 1981 zur Verfügung.

Über Mikroprozessoren wird in beiden Drahtkammern mit Masken Information über die Anzahl der Spuren gewonnen:

#### Trigger aus der Proportionalkammer

Aufgabe des Proportionalkammer-Preprozessors ist das Auffinden von Spursegmenten in den 4 Drahtlagen der Kammer. Für Spuren mit einem Transversalimpuls  $p_t > 100\text{MeV}/c$  sind für jeden angesprochenen Draht in der ersten Ebene Bereiche in Ebene 2, 3 und 4 definiert,

	Drahtnummer										
Drahtlage 1:											
Drahtlage 2:											
Drahtlage 3:											
Drahtlage 4:											

die nach angesprochenen Drähten abgesehen werden. Die Muster von jeweils zwei Ebenen (1-2, 2-3, 3-4, 1-4) werden in RAM's (Random Access Memory, Synertek C 10115, 16x16 Matrix= 256 Bit) geladen, deren Bits auf "0" bzw. "1" gesetzt werden. Für die Impulsbereiche  $p_t < 100\text{MeV}/c$ ,  $p_t > 100\text{MeV}/c$ ,  $p_t < 220\text{MeV}/c$  existieren verschiedene RAM's, so daß insgesamt 47 verschiedene Treffermuster überprüft werden müssen.

Für eine Spur in der Proportionalkammer werden 3 gesetzte Drähte in den 4 Zylindern verlangt. Zur schnellen Spurfundung wird die Proportionalkammer in der r- $\phi$ -Ebene in 48 gleich große Sektoren unterteilt. Falls in einem dieser Abschnitte 3 Treffer erscheinen, die die Bedingung eines RAM-Rasters erfüllen, ist dort eine Spur definiert. Dieser Prozess dauert ~500nsec, so daß diese Spursuche einen Pretrigger liefern kann. Der Driftkammer-Preprozessor gibt den Posttrigger, falls Treffer in beiden Drahtkammern mit einem angesprochenen Flugzeitähler kollidieren.

#### Posttrigger aus der Driftkammer

Aus der Driftzeit:

Gasgemisch: 90% Argon, 10% Methan  $\rightarrow t_{\text{drift}} = 600\text{nsec}$

50% Argon, 50% Äthan  $\rightarrow t_{\text{drift}} = 400\text{nsec}$

ergibt sich der Einsatz der Driftkammerinformation im Posttrigger.

Zur Triggerinformation werden die Zylinder 1, 3, 5, 8, 11 und 13 benutzt, wobei in 5 der 6 Lagen Drähte gesetzt sein müssen. Es wird nur die Trefferinformation genommen, die Driftzeitinformation bleibt unberücksichtigt.

Wie in der Proportionalkammer werden auch in der Driftkammer, ausgehend vom angesprochenen Draht im innersten Zylinder (72 Driftzellen), Treffermöglichkeiten in den nachfolgenden Lagen überprüft. Für jede Driftzelle in der innersten Drahtlage gibt es 15 fest verdrahtete Masken verschiedener Transversalimpulse für die Spursuche, so daß insgesamt 72x15=1080 Masken vorhanden sind, die vom Experiment-Rechner gesteuert werden können. Der Driftkammer-Preprozessor gibt die Möglichkeit zu

überprüfen, ob eine in der Driftkammer definierte Spur mit Einträgen in der Proportionalkammer und den Flugzeitählern koinzidiert.

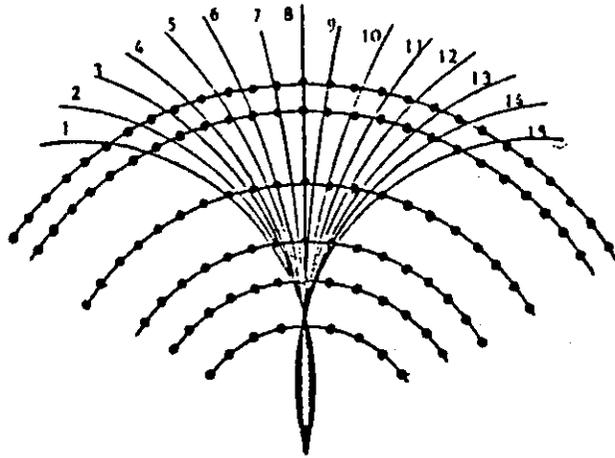


Abbildung 15. Masken zur Spurerkennung in der Driftkammer

Die Ereignistopologie, die aufgezeichnet werden soll, wird durch die Anzahl der geladenen Spuren und Schnitte im Transversalimpuls gegeben. Eine Spur ist dabei definiert durch räumlich aufeinander folgende, angesprochene Zellen in Proportional- und Driftkammer und in den Flugzeitählern.

Die Ereignisschnitte können vom Experimenterechner gesteuert werden. Für einen koplanaren Trigger beispielsweise sind genau zwei Spuren mit einem Winkel von  $\sim 180^\circ$  gefordert. Hadronische Ereignisse werden durch die Forderung:

a) mindestens 4 geladene Spuren in Proportional- und Driftkammer

b) Transversalimpuls  $p_t$  jeder Spur  $\geq 320 \text{ MeV}/c$ .

definiert.

#### 4) Analytische Schauertheorie

Zur Abschätzung wichtiger Parameter der F.A.K. werden analytische Formeln zur Schauerbeschreibung hergeleitet und erläutert.

Die longitudinale Entwicklung einer, durch ein  $e^+$ ,  $e^-$  oder Photon ausgelösten, elektromagnetischen Teilchenkaskade in Materie wird bei Primärenergien  $> 100 \text{ MeV}$  hauptsächlich durch Bremsstrahlungs- und Paarerzeugungsprozesse bestimmt:

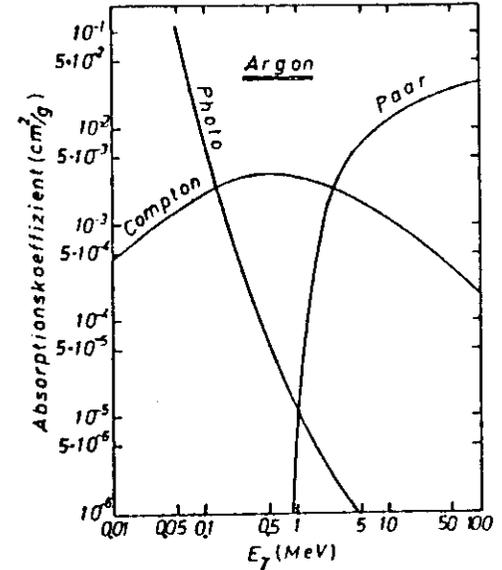
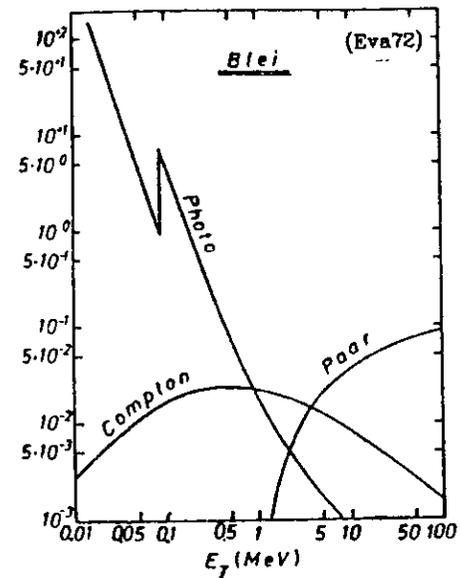


Abbildung 16. Absorptionskoeffizienten in Blei und flüssigem Argon

Die Längeneinheit zur Beschreibung von Schauer-Parametern ist die Strahlungslänge (Tsa74):

$$X_0 = \frac{716.4 \cdot A}{Z^2 (\ln 184.2 \cdot Z^{-1/3} - f) + Z \ln(1194 \cdot Z^{-2/3})} \quad [\text{g/cm}^2]$$

A = Massenzahl des Mediums  
Z = Kernladung

$$f(x) = 1.202 \cdot x - 1.0369 \cdot x^2 + \frac{1.008 \cdot x^3}{1+x}$$

$$x = (Z/137)^2$$

Sie ist definiert als die Länge, auf der die Energie eines einlaufenden  $e^+$  oder  $e^-$  auf  $1/e$  absinkt.

Strahlungslängen:

Element	Strahlungslänge (cm)
Pb	0.57
Fe	1.77
Al	8.90
Argon (flüssig)	14.10
Polystyrene	43.10
F.A.K.	1.81

Für nicht homogenes Material gilt:

$$\frac{1}{X_0} = \sum_i \frac{W_i}{X_{0i}}$$

W = Bruchteil der i-ten Komponente an der Gesamtlänge →  
mittlere Strahlungslänge für den Zähleraufbau = 1.81cm.

Die mittlere freie Weglänge von Photonen ist hauptsächlich bestimmt durch den Paarerzeugungs-Wirkungsquerschnitt. Sie beträgt  $\lambda = 9/7 \cdot X_0$  mit einem Fehler von:

$$E = 1 \text{ GeV}, Z > 20 : \Delta_\lambda = 6 \%$$

$$E = 10 \text{ GeV}, Z > 20 : \Delta_\lambda = 1 \%$$

Analytisch lassen sich wichtige Schauerparameter mit folgenden Vereinfachungen ableiten (Ros52):

- Die Wechselwirkungsquerschnitte sind nicht energieabhängig.
- Vielfachstreuung wird vernachlässigt ( Beschränkung auf eine Dimension).
- Der Energieverlust/Strahlungslänge ist konstant ( $= E_{\text{krit}}$ ) für alle sekundären Elektronen.
- Compton-Streuung wird vernachlässigt.

Mit diesen Näherungen in (Ros52) erhält man (Iwa79):

	Elektronen	Photonen
Tiefe des Schauermaximums :		
$t_{\text{max}}(X_0)$	$1.01 \cdot (\ln y - 1.0)$	$1.01 \cdot (\ln y - 0.5)$
Tiefe des Schauerschwerpunkts:		
$t_{\text{Schwerpunkt}}$	$t_{\text{max}} + 1.4$	$t_{\text{max}} + 1.7$
Anzahl der Elektronen im Schauermaximum :		
$\Pi_{\text{max}}$	$0.31 \cdot y / \sqrt{\ln y - 0.37}$	$0.31 \cdot y / \sqrt{\ln y - 0.18}$
Gesamte Elektronen-Spurlänge :		
S ( $X_0$ )	y	y
mit $y = E/E_{\text{krit}}$ .		
$E_{\text{krit}}[\text{F.A.K.}] \sim 28 \text{ MeV}$		

Aus Monte-Carlo Rechnungen abgeleitete Interpolationsformeln (Nag65, Bur67, Völ65, Mes62, Nau74, Lo75) bestätigen :

$$\langle S \rangle \propto E/E_{\text{krit}}$$

$$\Delta S \propto \sqrt{E}$$

d. h. :

a) es besteht ein linearer Zusammenhang zwischen im Material deponierter Energie und der Einschubenergie.

b) Die Streuung um den Mittelwert:

$$\sigma_S/E = \Delta S/\langle S \rangle \propto E_{\text{krit}}/\sqrt{E}$$

läßt sich durch Verwendung von Materialien mit kleiner kritischer Energie, also hohem Z, verringern.

Der Zusammenhang zwischen der Anzahl N der geladenen Spuren und der Energieauflösung ist wie folgt:

$$N = \frac{E \cdot X_0}{E_{krit} \cdot x} \rightarrow N \propto E$$

x = aktive Länge einer Nachweiskammer zwischen 2 Konvertern

Unter der Annahme, daß die Anzahl N der Spuren in den aktiven Zwischenräumen eines Sandwich-Kalorimeters normalverteilt ist, gilt:

$$\sigma_E/E = 1/\sqrt{N}$$

Hinter dem Schauermaximum fällt die Teilchenzahl exponentiell ab,  $dN/dt \propto e^{-t/\lambda_{att}}$ ,  $\lambda_{att} \sim 3 X_0$ .

Material	Einschubenergie (GeV)	(g/cm <sup>2</sup> )	$\lambda_{att}$ (X <sub>0</sub> )	
Al	6	64.3	2.7	(Bat70)
	0.6-1	62.5	2.6	(Yud70)
Pb	0.185	24.5	3.8	(Kan53)
	0.6	21.3	3.3	(Yud70)
	0.9	23	3.6	(Cra67)
	1	22.2	3.5	(Nel68)
	1	21.7	3.4	(Yud70)
	6	24.7	3.9	(Bat70)

Vollständige Absorption des Schauers ist in einer Tiefe  $L = t_{max} + 4 \cdot \lambda_{att}$  erreicht. Für 98% Absorption:

$$L = 3 \cdot \{\ln(E/E_{krit}) + 1.2\} [X_0]$$

Die laterale Schauerentwicklung wird hauptsächlich durch Vielfachstreuung bestimmt:

$$\frac{\sqrt{\langle \theta^2 \rangle (\text{Brems. oder Paar.})}}{\sqrt{\langle \theta^2 \rangle (\text{Vielfachstr.})}} \sim \frac{(m/E) \cdot \ln(E/m)}{(21/E) \cdot \sqrt{t/X_0}} < 1$$

Sie wird in Einheiten des Molieres-Radius, der den Radius eines Schauers nach  $1 \cdot X_0$  angibt, beschrieben:

$$r_{Moliere} = 21/E_{krit} [\text{MeV}] [X_0]$$

95% der Schauerenergie werden innerhalb eines Zylinders von  $2 \cdot r_{Moliere}$  Radius deponiert.

Die Entwicklung von Hadron-Schauern ist weitgehend unabhängig von Art und Energie des Primärteilchens. Hauptprozesse der Ladungsvervielfachung sind:

a) Spaltung und Anregung von Atomkernen.

Nach Monte-Carlo Rechnungen (Ran72, Bar74, Gab76) gehen für Hadronen mit  $E=10\text{GeV}$  20-40% der Primärenergie als Bindungsenergie und Anregung von Atomkernen verloren.

b) 20-50% der Primärenergie finden sich in elektromagnetischen Schauern aus den Photonen des  $\pi^0$ -Zerfalles.

c) geladene Teilchen ( $\pi^+$ ,  $\pi^-$ , p) enthalten  $\sim 20\%$  Primärenergie.

In einer Tiefe von

$$t_{schwerpunkt} = (0.54 \ln(E[\text{GeV}]) + 0.4) \lambda [X_0]$$

$$\lambda = \text{nukleare Absorptionslänge} \\ = 35 \cdot \sqrt{A} \quad [\text{g/cm}^2]$$

hat ein Hadron 50% seiner Energie verloren. 95% der Energie werden in einem Zylinder von  $2.5 \cdot t_{schwerpunkt}$  Tiefe und  $1 \cdot \lambda$  Radius deponiert. In den F.A.K. entspricht dies:

$$\lambda_{Pb} = 32.2 \cdot X_0 \quad \lambda_{Ar} = 6.1 \cdot X_0 \rightarrow \\ \lambda_{F.A.K.} = 19.6 \cdot X_0 \rightarrow$$

$\frac{E_{hadron}}{1 \text{ GeV}}$	$\frac{t_{schwerpunkt}}{7.9 X_0}$	$\frac{L_{95\%}}{19.6 X_0}$	$\frac{R_{95\%}}{19.6 X_0}$
5	24.9	62.3	19.6

Messungen an Eisen (Hol78, Pro79) ergeben um 25% niedrigere Werte für  $L_{95\%}$ .

Elektron-Hadron Trennung ist in den F.A.K. wegen der unterschiedlichen Schauerentwicklung durch Vergleich der in den Vorder- und Hintertürmen deponierten Energie möglich.

## 5) Testmessungen

Mit 3 der insgesamt 8 baugleichen Submodulen wurden in einem  $e^-$  und  $\gamma$  Teststrahl Messungen bezüglich

- der Linearität zwischen Teilchenenergie und gemessener Pulshöhe;
- der Abhängigkeit der Pulshöhe im Kalorimeter vom Material vor dem Detektor;
- der Energieauflösung

durchgeführt.

### 5.1) Linearität des Ausgangssignales

Wie Abbildung 17 auf Seite 39 zeigt, wurde zwischen 0.2 und 4.0 GeV  $e^-$ -Energie der erwartete lineare Zusammenhang zwischen der im Argon deponierten Ladung und der Einschußenergie bestätigt. Für Photonen war die Energie des Teststrahles auf 1.2 GeV begrenzt.

Die Linearität wird vom Monte-Carlo Programm E.G.S. von Nelson und Ford (SLA78) für elektromagnetische Kaskaden reproduziert.

Bei Einschuß in verschiedene Zählerbereiche ergab sich durch Unterschiede in der Geometrie der Türme und der Elektronik in der Pulshöhe ein Fehler von :

$$\sigma_R = \pm 5\% \text{ für einzelne Zellen}$$

$$\sigma_R = \pm 3\% \text{ für aufschauende Teilchen.}$$

Innerhalb dieses Fehlers stimmten die Pulshöhen bei den 3 getesteten Submodulen bei gleicher Einschußenergie überein und waren reproduzierbar.

Im TASSO wird die Beziehung zwischen Teilchenenergie und Pulshöhe geändert, da sich vor dem Zähler etwa  $1.28 \cdot X_0$  Material befindet. Deshalb müssen bei der Teilchenrekonstruktion nichtlineare energieabhängige Korrekturen angebracht werden. Die Korrekturfaktoren wurden mit dem E.G.S. bestimmt und mittels Testmessungen überprüft.

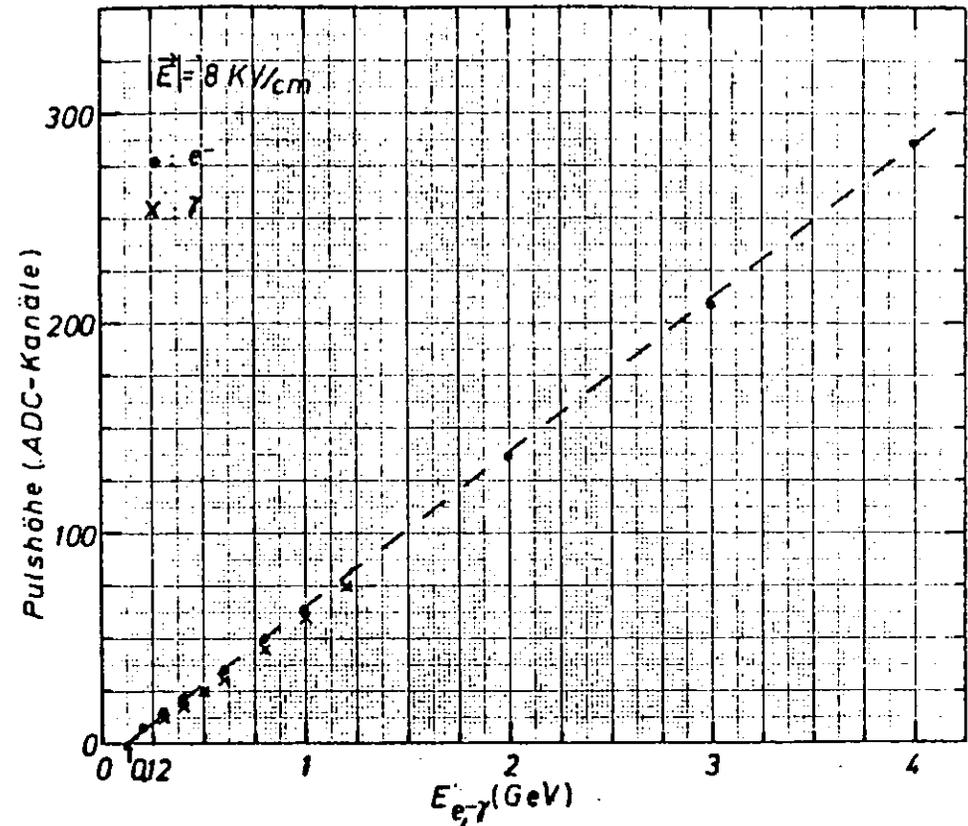


Abbildung 17. Gemessene Linearität zwischen Einschußenergie und Pulshöhe bei Energien zwischen 0.2 und 4 GeV.

### 5.2) Energieverlust in Material vor dem Kalorimeter

Der Energieverlust in unterschiedlichen Materialien (Blei und Aluminium) wird bestimmt, indem die Pulshöhe im Zähler als Funktion der Materialdicke gemessen und linear auf Dicke=0  $X_0$  extrapoliert wird. Daraus ergibt sich der Quotient aus Einschußenergie/Pulshöhe. Aus der Differenz zwischen der Pulshöhe bei Dicke=0  $X_0$  und der jeweiligen Konverterdicke

wird der Energieverlust bestimmt (Abbildung 18 auf Seite 40, Abbildung 19 auf Seite 41).

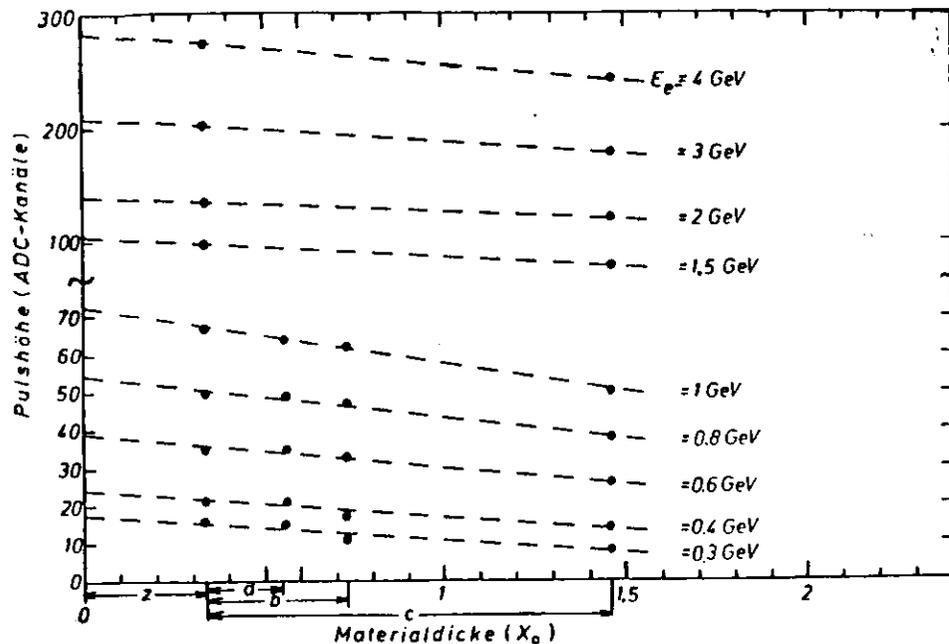


Abbildung 18. Pulshöhe im Kalorimeter als Funktion von Konverterdicke und Primärenergie (Material: Aluminium)  
 z: Tankwanddicke vor der ersten Nachweiskammer ( $\approx 0.33 \cdot X_0$ )  
 a)  $d = 0.22 \cdot X_0$  ( $\approx 2.0$  cm Aluminium)  
 b)  $d = 0.39 \cdot X_0$  ( $\approx 3.5$  cm Aluminium)  
 c)  $d = 1.12 \cdot X_0$  ( $\approx 10.0$  cm Aluminium)

Der so gemessene Energieverlust setzt sich aus 3 Komponenten zusammen:

- a) Energieverlust im Material vor der ersten aktiven Argon-Kammer
- b) Verluste in Türmen, in denen die deponierte Energie unter der Ausleseschwelle von 3.52 MeV liegt.

c) Verluste in Türmen, die nicht ausgelesen werden (es wurden jeweils 6 Vorder- und die 2 dahinterliegenden Hintertürme ausgelesen)

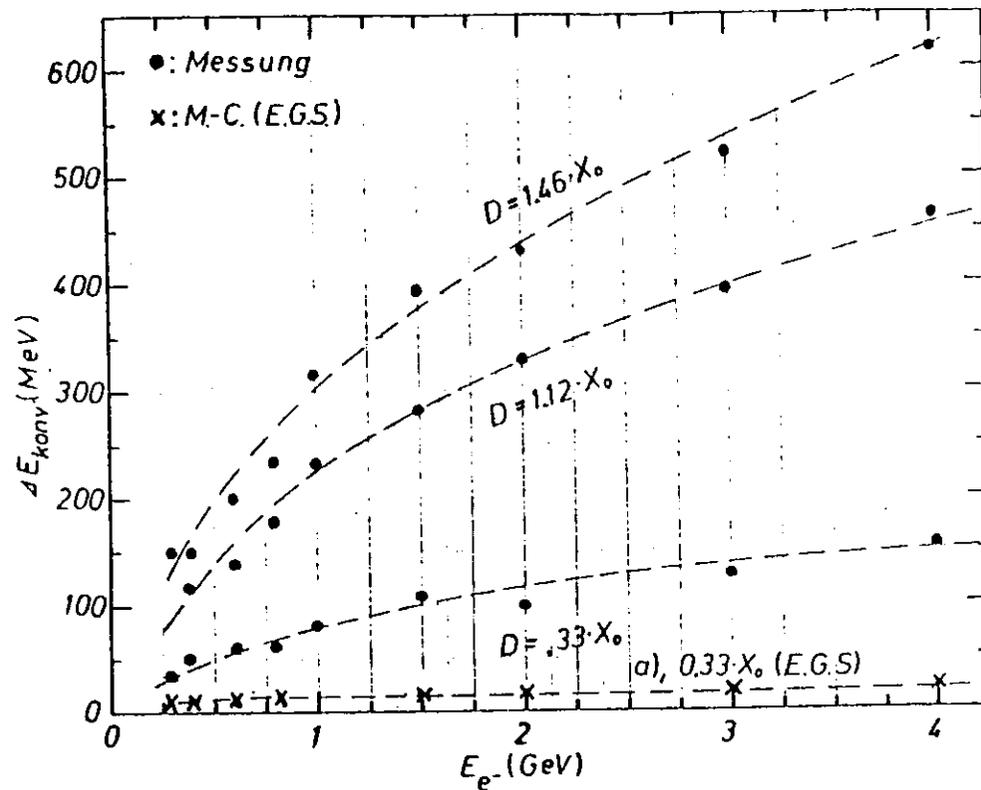


Abbildung 19. Energieverlust als Funktion von Konverterdicke und Einschussenergie (Material: Aluminium)

Eine Simulation der Teststrahlbedingungen mit E.G.S. reproduzierte die Daten (durchgezogene Linien in Abbildung 19). Zusätzlich ist in Abbildung 19 der reine Energieverlust im Material vor der ersten aktiven Nachweiskammer (Quelle a) für  $D = 0.33 \cdot X_0$  berechnet mit dem E.G.S. eingetragen.

### 5.3) Energieauflösung

Die im Teststrahl gemessene Energieauflösung zeigt :

$$\sigma_E/\sqrt{E} \leq 11\% \quad \text{für } E_1 > 1000 \text{ MeV}$$

Im TASSO wird der Energieverlust  $\Delta E_{\text{konv}}$  von  $e^+$ ,  $e^-$ ,  $\gamma$  durch die Quellen a) und b) durch an Meßergebnisse angeglichene Funktionen (separat für  $e^-$  (bzw.  $e^+$ ) und  $\gamma$ ) bestimmt, die über den gemessenen Geltungsbereich hinaus bis zur Strahlenergie extrapolieren:

#### I) Für Elektronen:

$$\Delta E_{\text{konv}} = (-0.38 + 0.49 \cdot T) \cdot E_{\text{mess}}^{-0.006} + 1.21T - 0.020T^2 + 0.064T^3$$

T = durchquerte Konverterdicke in  $X_0$

$E_{\text{mess}}$  = gemessener Energieverlust im gesamten Kalorimeter

#### II) Für nichtkonvertierte Photonen:

II<sub>1</sub>)  $E_{\text{mess}} > 0.1 \text{ GeV}$  und  $T > 1.8$

$E_{\text{mess}} > 0.13 \text{ GeV}$  und  $T \leq 1.8$  :

$$\Delta E_{\text{konv}} = C \cdot e^{-(7.9 - 2.0T) \cdot 2(m_{\text{mess}})}$$

C = 1.2 für  $T > 1.8$

0.9 · (T - 1.4) - 0.75 für  $T \leq 1.8$

II<sub>2</sub>) sonst:

$$\Delta E_{\text{konv}} = 2.2 \cdot (T - 1) \cdot (E_{\text{mess}} - 0.065)$$

#### III) Für konvertierte Photonen:

III<sub>1</sub>)  $0.1 \text{ GeV} \leq E_{\text{mess}} \leq 0.4 \text{ GeV}$  und  $T > 1.8$

$$\Delta E_{\text{konv}} = 0.1 \cdot e^{2.303(0.002 + 0.117T) \log(0.1 \cdot 2(m_{\text{mess}}))} + (-0.66 + 0.04 \cdot T)$$

III<sub>2</sub>)  $E_{\text{mess}} > 0.4 \text{ GeV}$

$$\Delta E_{\text{konv}} = (0.124 - 0.05 \cdot T + 0.1 \cdot T^2) \cdot E_{\text{mess}}^{0.013 - 0.102T}$$

Die Unterscheidung zwischen konvertierten und nichtkonvertierten Photonen wird mit Hilfe der  $dE/dx$ -Kammern getroffen.

Ob die Funktionen den Energieverlust in Strahlrohr und Spule richtig beschreiben, wird im Kapitel über die Eichung überprüft.

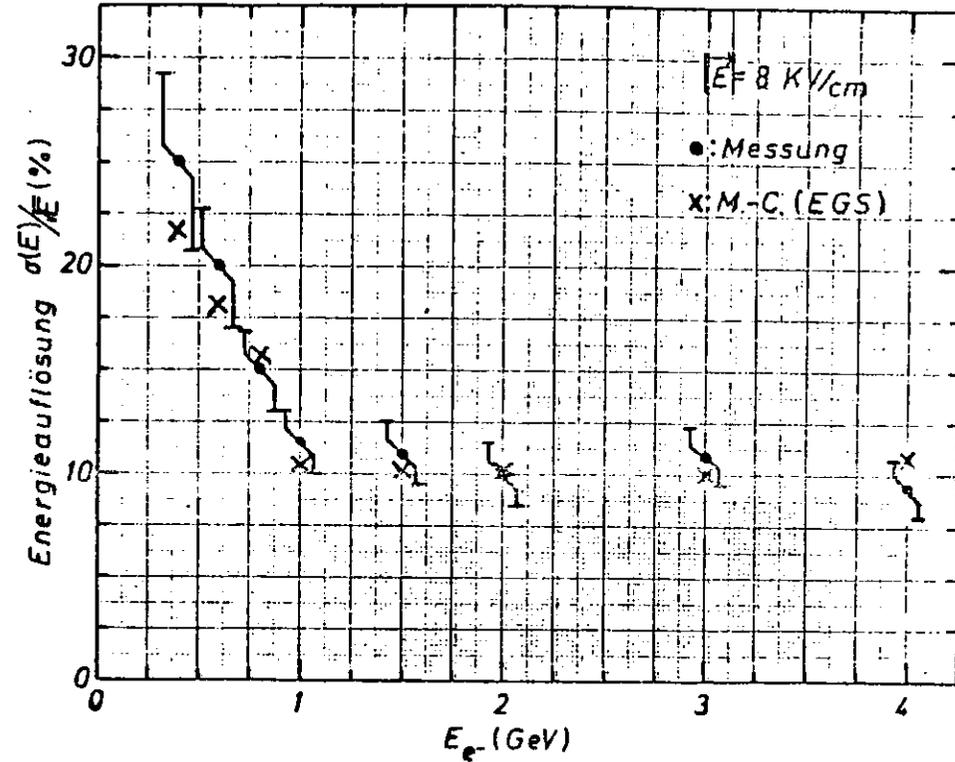


Abbildung 20. Gemessene Energieauflösung für Elektronen als Funktion der Einschubenergie.

Ein Vergleich mit dem E.G.S.-Monte-Carlo ergibt Übereinstimmung zwischen Messung und Rechnung.

Eine Abhängigkeit der Energieauflösung von der Feldstärke zwischen den Bleiplatten wurde für  $2 \text{ kV/cm} \leq E_{F,14} \leq 8 \text{ kV/cm}$  nicht beobachtet.

### 6) Eichung der F.A.K. im TASSO

Die Eichkonstante der Flüssig Argon Schauerzähler ist der Quotient aus der im Argon erzeugten und der von den Vorverstärkern gesammelten Ladung:

$$F = \frac{\sum Q_{\text{prim}}}{2 \cdot \sum Q_{\text{v}}}$$

Der Faktor 2 berücksichtigt, daß für ein minimallionisierendes Teilchen maximal die Hälfte der erzeugten Ladung nachgewiesen werden kann (Siehe folgende Abbildungen).

Der Bruchteil der im Argon durch Ionisation erzeugten Ladungen, die im Verstärker gesammelt werden, ist abhängig von der Hochspannung an den Bleiplatten, dem Plattenabstand und der Verunreinigung des Argons mit elektronegativen Elementen wie Sauerstoff oder Kohlenwasserstoffen.

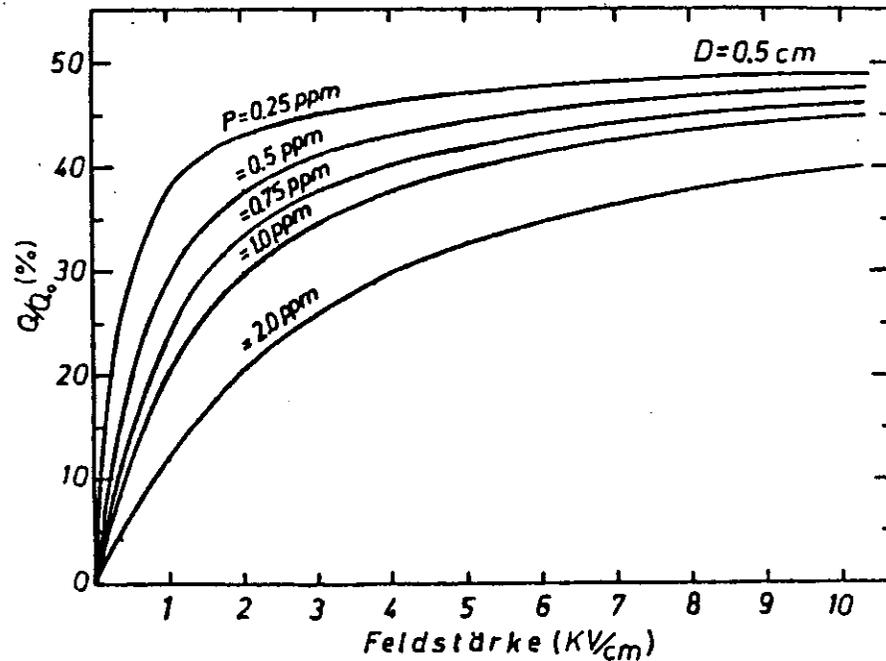


Abbildung 21. Pulshöhe als Funktion der Feldstärke zwischen den Bleiplatten für verschiedene Sauerstoffbeimengungen.

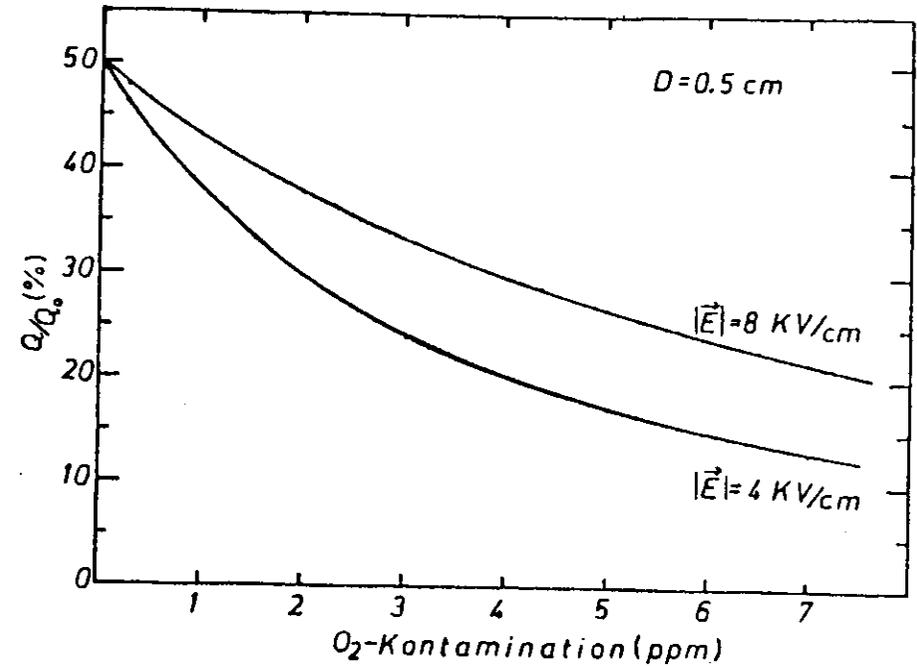


Abbildung 22. Pulshöhe als Funktion der Sauerstoffverunreinigung Plattenabstand=5mm

Eine apparativ einfache Möglichkeit zur genauen Bestimmung des O<sub>2</sub>-Gehaltes in flüssigem Argon ist bei (Hey78) beschrieben.

Zwei Methoden zur Eichung stehen zur Verfügung:

### 6.1) Eichung mit Höhenstrahlung

Zur Eichung der Schauerzähler können verschiedene Teilchenarten und Prozesse benutzt werden. Bei der großen Anzahl elektronischer Kanäle, die zu eichen sind, ist es wichtig, Prozesse mit hoher Rate zu verwenden.

Die Höhenstrahlung liefert Müonen, die als minimalionisierende Teilchen eine sehr gute Möglichkeit zur Eichung bieten. Der Energieverlust im Kalorimeter kann nach Bethe-Bloch berechnet werden, wobei der relativistische Anstieg zu berücksichtigen ist.

#### 6.1.1) Kriterien zur Auswahl kosmischer Müonen

Die Kriterien zur Auswahl von Müonen aus der Höhenstrahlung lauten:

- a) 2 rekonstruierte Spuren im Raum ( d. h. Rekonstruktion in der  $r-\phi$ -Ebene und in  $\theta$ ) entgegengesetzter Ladung mit Impuls  $p > 1 \text{ GeV}/c$ . Wegen der Aufteilung in 2 Spuren erhalten beide ein entgegengesetztes Ladungsvorzeichen.

Abbildung 23 auf Seite 47 zeigt einen  $r-\phi$ -Schnitt durch TASSO mit den Spuren eines Müons aus der Höhenstrahlung. In den F.A.K. ist die Einteilung in kleine Vorder- und große Hintertürme zu erkennen. Die eingetragenen Energien in MeV werden gebildet aus der Summe der in dieser Projektion hintereinanderliegenden Zellen.

In Abbildung 24 auf Seite 48 sind separat die Energieeinträge in Vorder- und Hintertürmen eines Submodules dargestellt. Ebenfalls sind die angesprochenen Koordinatenstreifen eingetragen. Deren deponierte Energie ist angegeben in

$$\frac{\text{deponierte Energie durch das Müon}}{\text{erwarteter Energieverlust eines minimalionisierenden Teilchens}} (\%)$$

- b) Abstand  $D_0$  der 2 Spuren vom Wechselwirkungspunkt in der  $r-\phi$ -Ebene höchstens 2.5cm

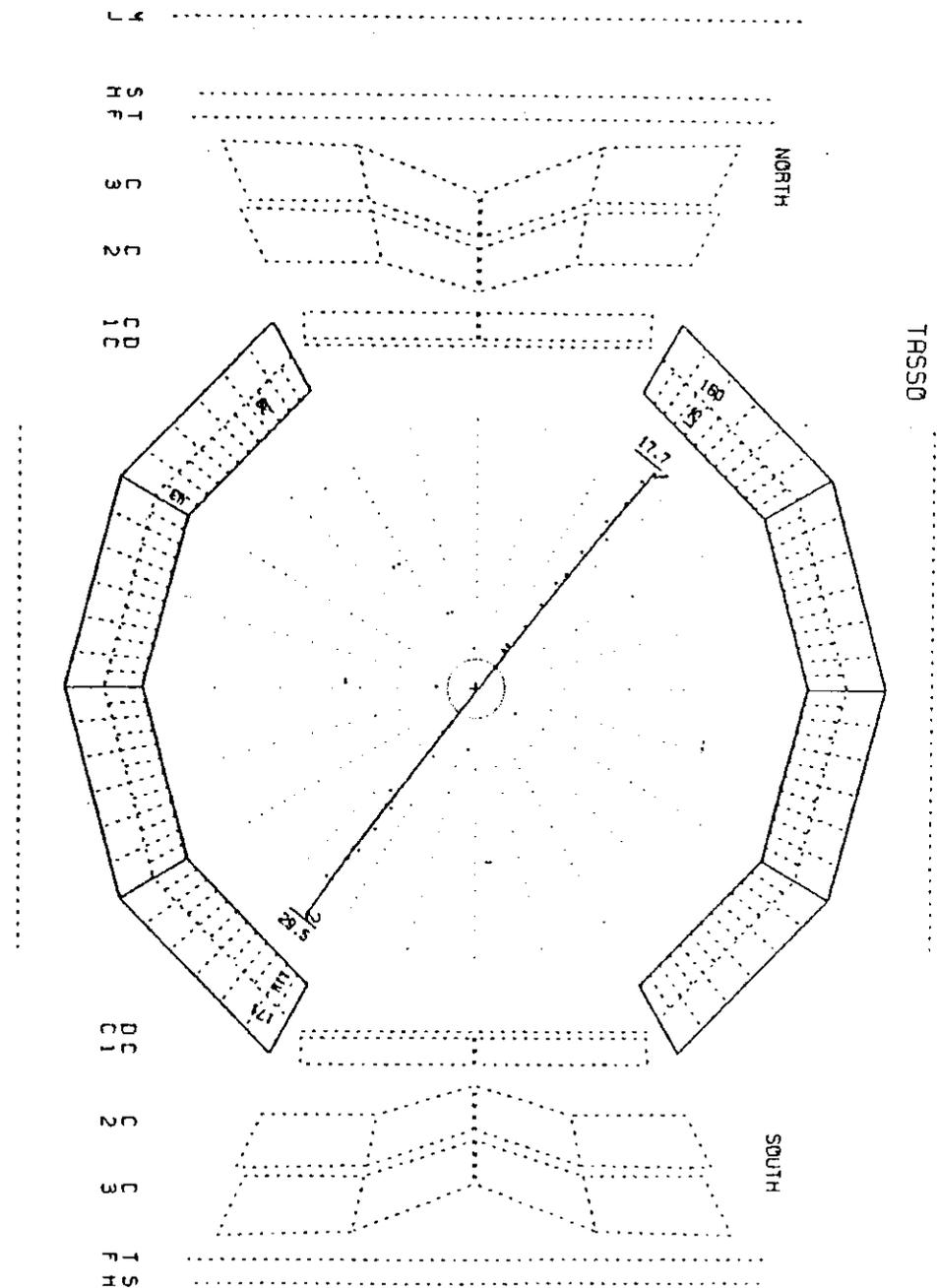


Abbildung 23. Müon aus der Höhenstrahlung im TASSO-Detektor

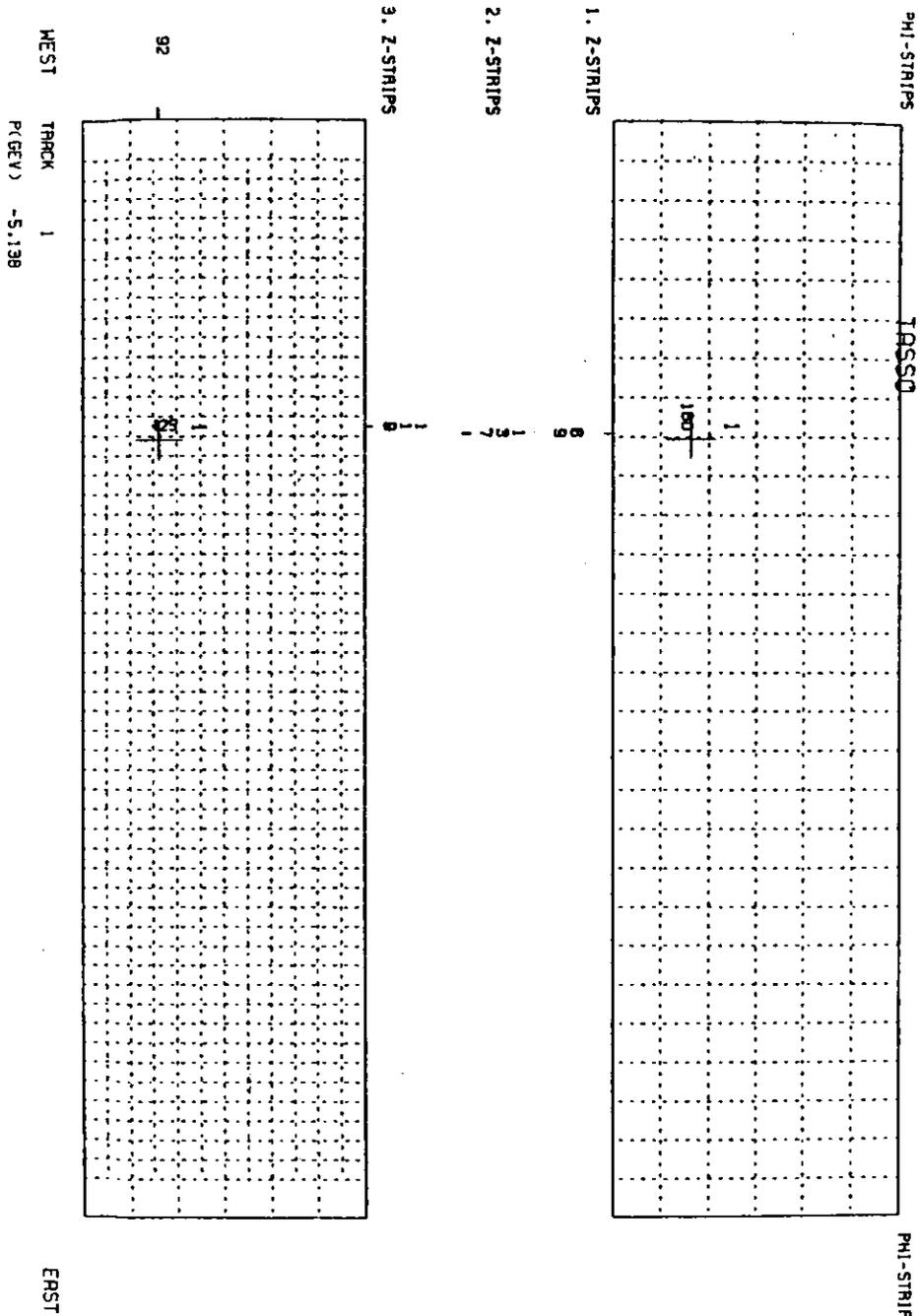


Abbildung 24. Angesprochene Türme und Streifen im F.A.K.

c) Eine Spur mit:

$$-0.72 \leq \cos\theta \leq 0.72$$

$$30^\circ \leq \phi \leq 150^\circ$$

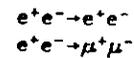
Das ist der Winkelbereich der F.A.K..

d) Winkel zwischen beiden Spuren im Raum  $\geq 170^\circ$   
(Akollinearitätsschnitt)

e) 2 entgegengesetzt liegende Flugzeitähler haben angesprochen. Die von den Zählern gemessene Zeitdifferenz ist  $\geq 5$  ns.

f) 2 entgegengesetzt liegende Treffer in den Müonkammern

Die letzten beiden Schnitte trennen kosmische Müonen von Reaktionen des Typs:



Mit diesen Schnitten werden Müonen untergrundfrei ausgewählt.

Weiterhin werden zur Eichung nur solche Müonen herangezogen, deren aus dem Innendetektor in die F.A.K. extrapolierte Spur mit einem Energieeintrag im F.A.K. koinzidiert.

Die Rate der Müonen ist ausreichend, um jeden Submodul in 6 getrennte Eichbereiche zu unterteilen und jeden getrennt zu überwachen und zu eichen.

#### 6.1.2) Energiespektrum minimalionisierender Teilchen und Schwankungen des mittleren Energieverlustes

Nach Korrektur des Energieverlustes auf den Einfallswinkel in das Kalorimeter ergibt sich in den Türmen ein annähernd normalverteiltes Energiespektrum mit einer leichten Landau-Asymmetrie:

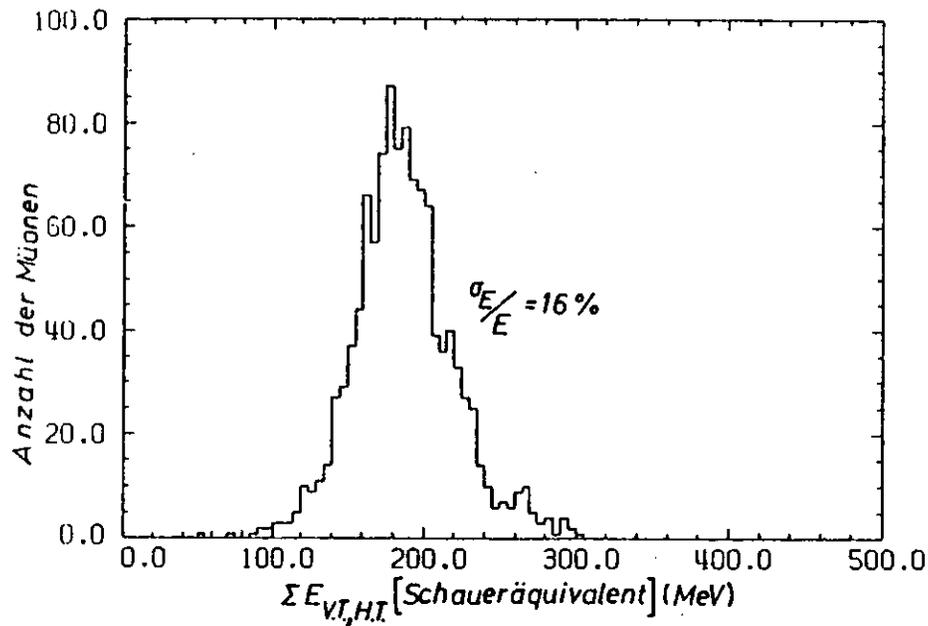


Abbildung 25. Energiespektrum in den Türmen. Das Signal wurde auf den Winkel zwischen Spurrichtung und der Normalen zur Zählerebene korrigiert.

Die Streuung beträgt  $\sigma_E/E = 16\%$ .

Das Verhältnis der deponierten Energie in Vorder- und Hintertürmen zeigt Abbildung 25a.

Die Erwartung, daß der Quotient  $E_{VT}/E_{HT}$  das Verhältnis von Dicke(Vorderturm)/Dicke(Hinterturm) darstellt, wird bestätigt.

Das Energiespektrum in den 1. und 2.  $dE/dx$ -Streifen zeigt eine typische Landau-Form:

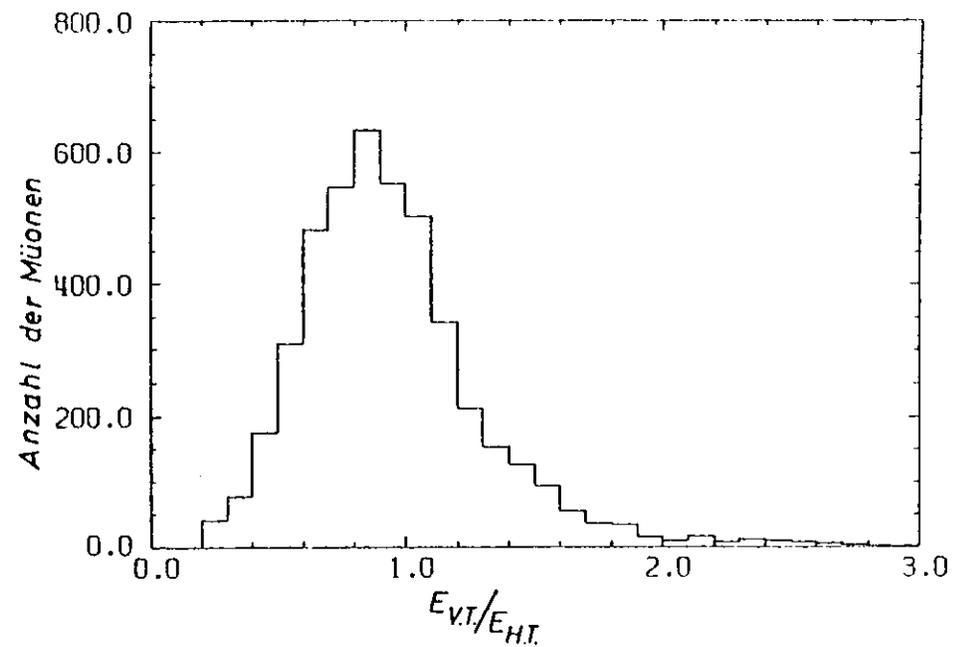


Abbildung 25a.

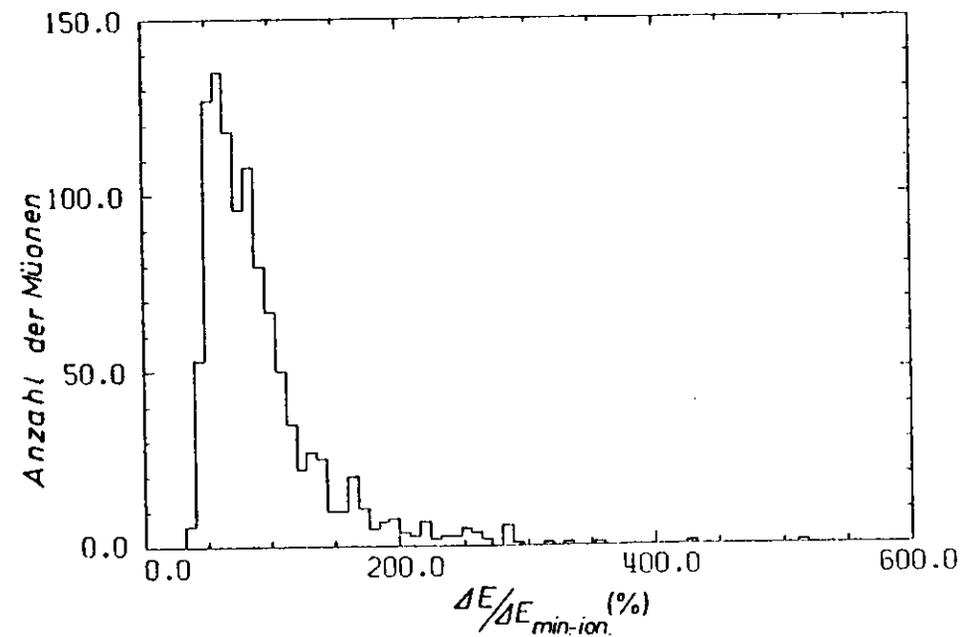


Abbildung 26. Energiespektrum in den  $dE/dx$ -Streifen nach der Winkelkorrektur

Bei der Frage nach den Faktoren, die das Energiespektrum beeinflussen, sind zwei Fälle zu unterscheiden:

a) Normalverteiltes Spektrum

In einer gewissen Anzahl von Stößen wird ein  $\delta$ -Elektron oder Anstoßelektron erzeugt, das einen großen Energieübertrag erhalten hat. Da sich der gesamte Energieverlust aus vielen Stößen zusammensetzt, sind die Fluktuation im mittleren Energieverlust normalverteilt.

Das Energiespektrum der  $\delta$ -Elektronen, erzeugt durch ein minimalisierendes Teilchen beim Durchlaufen einer Strecke  $x$  (in  $g/cm^2$ ) ist durch (Rit60):

$$P(E) \cdot dE = \frac{W}{E^2} \cdot dE$$

$$W = \frac{0.15 \cdot Z \cdot x}{A \cdot \beta^2} \quad [\text{MeV}]$$

gegeben. Die Anzahl der  $\delta$ -Elektronen entlang der Teilchenbahn beträgt:

$$P(>E) = \int \frac{W}{E^2} \cdot dE$$

$$= W/E$$

Der maximale Energieübertrag eines minimalisierenden Primärteilchens auf ein  $\delta$ -Elektron beträgt:

$$E_{\max} = \frac{(E + Mc^2 + mc^2) \cdot mc^2}{M^2 c^4 + m^2 c^4 + 2 \cdot mc^2 \cdot (E + Mc^2)} - 2 \cdot mc^2 \quad \text{oder}$$

$$E_{\max} \sim \frac{2 \cdot \beta^2 \cdot mc^2}{1 - \beta^2}$$

Die Bedingung für viele Überträge mit Energie  $E_{\text{Thresh}} < E < E_{\max}$ ,  $E_{\text{Thresh}}$  etwas kleiner als  $E_{\max}$ , lautet also:

$$P(>E_{\text{Thresh}}) \gg 1 \quad \text{oder}$$

$$W/E_{\max} \gg 1.$$

Mit  $Z/A=0.5$  gilt für eine Normalverteilung des Energieverlustes:

$$\frac{\beta^4}{1 - \beta^2} \ll 0.074 \cdot x \quad x [g/cm^2]$$

Die Breite der Verteilung ergibt sich aus folgender Überlegung:

Der mittlere Energieverlust ist, falls  $W \gg E_{\max}$ :

$$\langle E_{\text{mean}} \rangle = \int \frac{E \cdot W}{E^2} \cdot dE$$

$$= W \cdot \ln(E_{\max}/E_{\min})$$

Die r.m.s Schwenkung beträgt:

$$\sqrt{\langle (E - \langle E \rangle)^2 \rangle} \sim \sqrt{W \cdot E_{\max}}$$

Damit ist  $\sigma$  gegeben durch:

$$\sigma = \frac{\sqrt{\langle (E - \langle E_{\text{mean}} \rangle)^2 \rangle}}{\langle E_{\text{mean}} \rangle}$$

$$= \frac{\sqrt{W \cdot E_{\max}}}{W \cdot \ln(E_{\max}/E_{\min})}$$

oder

$$\sigma^2 = \frac{E_{\max}}{E_{\text{mean}} \cdot \ln(E_{\max}/E_{\min})}$$

$$\sigma = \sqrt{\frac{E_{\text{err}}}{E_{\text{mean}}}} \quad \text{mit}$$

$$E_{\text{eff}} = \frac{E_{\text{max}}}{\ln(E_{\text{max}}/E_{\text{min}})}$$

oder einfacher ausgedrückt:

$$\sigma = 1/\sqrt{N}, \quad N = \text{Anzahl der Stöße}$$

### b) Landauverteiltes Spektrum

Eine Landauverteilung tritt auf, falls nur in wenigen Kollisionen ein Energieübertrag von  $E_{\text{max}}$  stattfindet. Daraus folgt:

$$P(<E_{\text{max}}) \ll 1 \quad \text{oder}$$

$$W/E_{\text{max}} \ll 1$$

Analog zu obiger Überlegung folgt die Bedingung:

$$\frac{\beta^4}{1-\beta^2} \gg 0.074 \cdot x$$

Für die Fluktuationen gilt:

$$\langle E \rangle = \int \frac{E \cdot W}{E^2} \cdot dE$$

$$= W \cdot \ln(4 \cdot W/E_{\text{min}}) \rightarrow$$

$$\sigma^2 = \frac{\langle (E - \langle E_{\text{mean}} \rangle)^2 \rangle}{\langle E_{\text{mean}} \rangle^2}$$

$$\sim \int \frac{E^2 \cdot W}{E^2 \cdot \langle E_{\text{mean}} \rangle^2} \cdot dE$$

oder:

$$\sigma \sim 2 \cdot W/E_{\text{mean}}$$

$$\sim 2/\ln(W/E_{\text{min}})$$

Welche Form des Energiespektrums wird in den Türmen und in den Streifen erwartet?

Die aktive Dicke der Vorder- und Hintertürme (= 39 Argon-Zellen a 5mm) senkrecht zur Strahlachse beträgt  $27.3 \text{ g/cm}^2$ . Damit liegt das Energiespektrum für Müonen mit  $E \geq 1 \text{ GeV}$  zwischen den beiden Grenzfällen Normalverteilung - Landauverteilung, was auch die Messung zeigt.

In den  $dE/dx$ -Kammern (Dicke  $1.4 \text{ g/cm}^2$ ) ergibt sich dagegen in der Theorie ein eindeutiges Landauspektrum, was auch durch die Messung bestätigt wird.

### 6.1.3) Eichung

Es wird der mittlere gemessene Energieverlust mit dem aus der  $dE/dx$ -Bethe-Bloch Formel berechneten verglichen.

Der Müonimpuls wird in der Driftkammer mit einer Impulsauflösung von  $\sigma_p/p = 0.018 \cdot p_{\text{Müon}} / [\text{MeV}/c]$  gemessen. Diese Energie wird auf den Energieverlust in den oberen Modulen, in der Spule und im Innendetektor winkelabhängig korrigiert. Im Mittel beträgt der Energieverlust ca.  $200 \text{ MeV}$ .

Zur Eichung wird der Zähler in 6 gleich große Bereiche unterteilt und jeder Bereich unabhängig kalibriert. Zusätzlich lassen sich kleine und große Türme, die annähernd über oder unter dem Wechselwirkungspunkt liegen, einzeln eichen, da für ein Müon nur jeweils ein Vorder- und Hinterturm ansprechen. Außerdem können dabei Abweichungen, verursacht durch Unregelmäßigkeiten in der Turmgeometrie und Elektronik, bestimmt werden. Die im TASSO gemessenen Unterschiede zwischen den Pulshöhen verschiedener Türme betragen  $\sigma_E = \pm 5\%$ . Das stimmt mit Ergebnissen aus den Testmessungen überein.

Die F.A.K. werden mit diesem Eichverfahren ständig überwacht. Die Eichkonstanten der einzelnen Submodule sind über viele Wochen auf besser als  $\pm 4\%$  konstant, was Abbildung 27 auf Seite 56 zeigt:

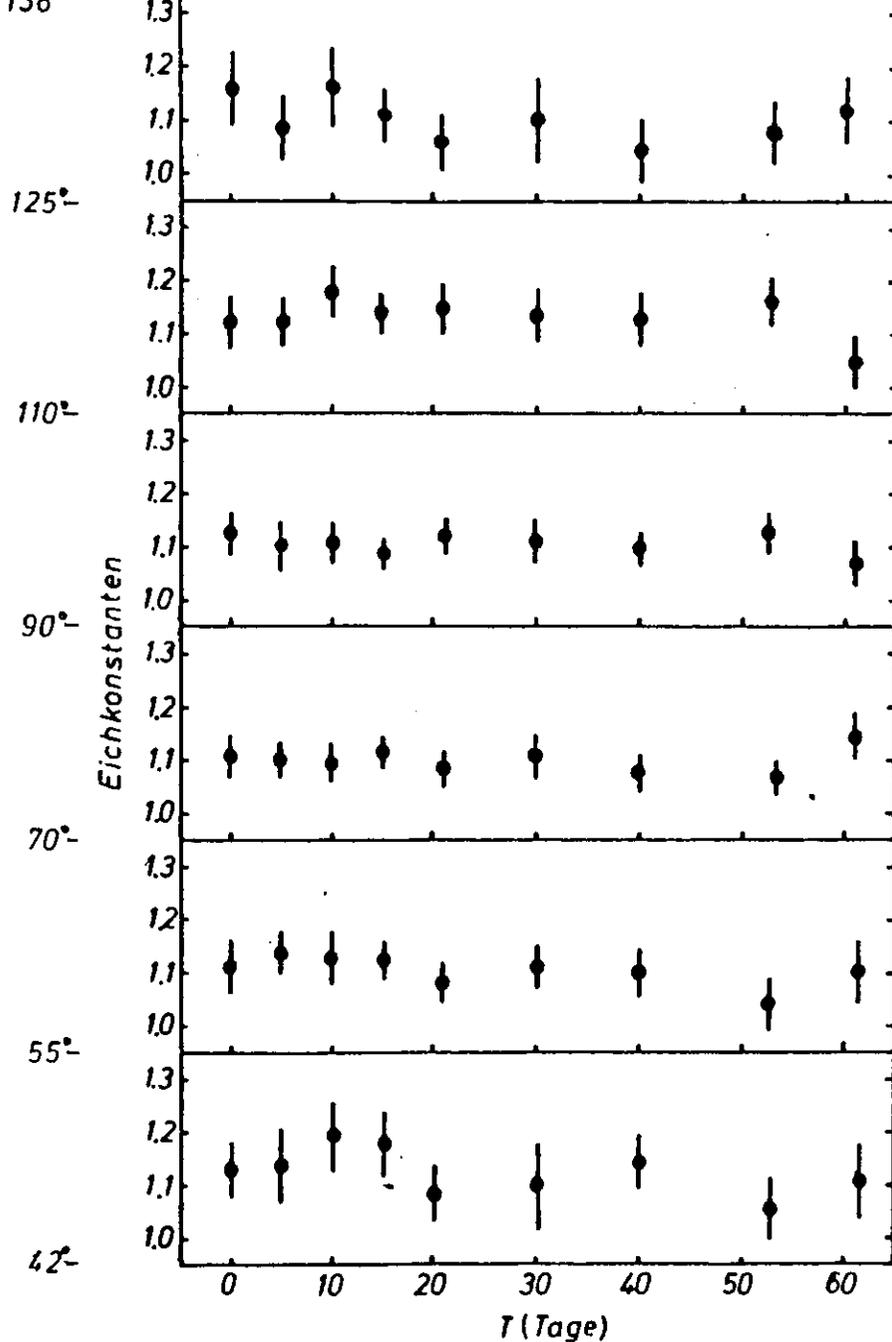


Abbildung 27. Kalibrationskonstanten als Funktion der Zeit für die 6 verschiedenen Bereiche eines Submodules. Links ist die Lage der Bezirke bezüglich  $\theta$  eingetragen.

## 6.2) Eichung mit hochenergetischen $e^+$ , $e^-$ aus der Bhabhastreueung

Eine andere Quelle von Eichteilchen ist die elastische Streuung von  $e^+$  und  $e^-$  (Bhabhastreueung):

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

die Elektronen (Positronen) mit Strahlenergie liefert. Da  $e^+$ ,  $e^-$  im Zähler aufschauern, ist der Betrag der im Kalorimeter deponierten Energie um fast einen Faktor 100 größer als für Müonen. Allerdings ist die Datenrate wesentlich geringer.

Der Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit vom Streuwinkel  $\theta$  beträgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2s} \left[ \frac{1 + \cos^4\theta/2}{\sin^4\theta/2} - \frac{2 \cos^4\theta/2}{\sin^2\theta/2} + \sin^4\theta/2 + \cos^4\theta/2 \right]$$

Nach Integration über den von den F.A.K. abgedeckten Winkelbereich und mit den angewendeten Geometrie- und Impulsschnitten erhält man 0.03 Elektronen/Submodul/nb. Für eine Eichung mit einem Fehler  $\leq 2.5\%$  sind  $\sim 15$  Bhabhas/Submodul erforderlich.

Bei einer mittleren integrierten Luminosität von  $300 \text{ nb}^{-1}/\text{Tag}$  werden mehrere Tage Datennahme für eine Eichung gebraucht.

Diese Eichmethode ist also nur durchführbar, falls die zeitliche Stabilität des Zählers mit der Müon-Eichung bereits überprüft ist.

Wegen der verhältnismäßig geringen Rate eignet sich die Bhabhastreueung nicht zur Messung der zeitlichen Stabilität. Außerdem ist eine Unterteilung jedes Submodules in verschiedene Bereiche aus Gründen der Statistik nicht möglich.

### 6.2.1) Auswahlkriterien für Bhabhas

Zur Bhabha-Eichung werden nur die Ereignisse mit 2 geladenen Spuren in der Driftkammer zugelassen. Nach einer Voreichung der F.A.K. mit Müonen werden folgende Schnitte durchgeführt:

a) genau 2 räumliche (Rekonstruktion in der  $r-\phi$ -Ebene und in  $\theta$ ) Spuren entgegengesetzter Ladung.

Dieser Schnitt verwirft Ereignisse folgender Art:

- I) Schauerbildung im Strahlrohr
- II) Ereignisse mit mehr als 2 geladenen  $\tau^+$ ,  $\tau^-$  Zerfallsprodukten.

b) Größter Abstand  $\|z\|$  beider Spuren vom Ursprung in z-Richtung:  
 $\|z\| \leq 10 \text{ cm}$

c) Größter Abstand  $D_0$  jeder Spur von  $x=y=0$  in der  $r-\phi$ - Projektion :  
 $D_0 \leq 2.5 \text{ cm}$

d) Für beide Spuren wird ein gemeinsamer z-Wert bei  $x=y=0$  bestimmt:  
 $z_{AV}$ , der der Bedingung :

$$\|z_{AV}\| \leq 6 \text{ cm}$$

genügen muß.

Damit wird der Anteil von Strahl-Gas Wechselwirkungen stark vermindert.

e) Eine Spur mit:

$$\|\cos \theta\| \leq 0.7$$

$$32^\circ \leq \phi \leq 148^\circ$$

Damit wird sichergestellt, daß die Spur in dem F.A.K.- überdeckten Bereich liegt.

f) Der Impuls  $p$  jeder Spur in der Driftkammer muß  $\geq 2.5 \text{ GeV}/c$  sein

g)  $0.5 \leq \beta$  ( $\beta = p_{spur}/E_{spur}$ )

Die  $\beta$ -Verteilung zeigt 3 signifikante Bereiche:

I)  $\beta < 0$

Diese Einträge stammen von Müonen aus der Höhenstrahlung. Da sie nicht mit dem Strahldurchgang korreliert sind, fehlt das richtige Startsignal. Damit wird die Zeitmessung falsch.

II)  $0 \leq \beta \leq 0.5$

Hier findet man hauptsächlich mineralisierende Teilchen aus Strahl-Gas Untergrund.

III)  $\beta > 0.5$

Dieses Band wird von den gesuchten  $e^+$ ,  $e^-$  bevölkert.

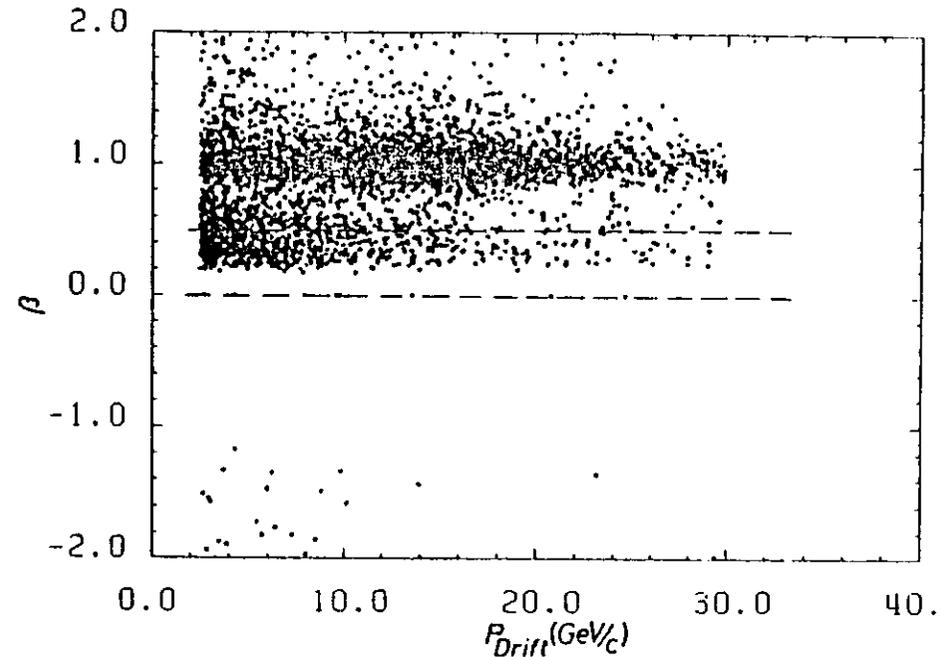
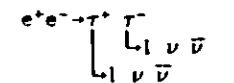


Abbildung 28.  $\beta$  gegen Driftkammerimpuls

h) Akollinearitätswinkel am Vertex  $< 10^\circ$

Dieser Schnitt reduziert unter anderem Untergrund aus



wobei die Leptonen ein Bhabha-Ereignis vortäuschen. Mit einem Monte-Carlo für  $\tau^+\tau^-$ -Produktion wurde der Anteil dieser Reaktionen an den Bhabha-Daten berechnet. Durch den Akollinearitätsschnitt ergibt sich ein Untergrund durch diese Quelle von  $\leq 0.5\%$ .

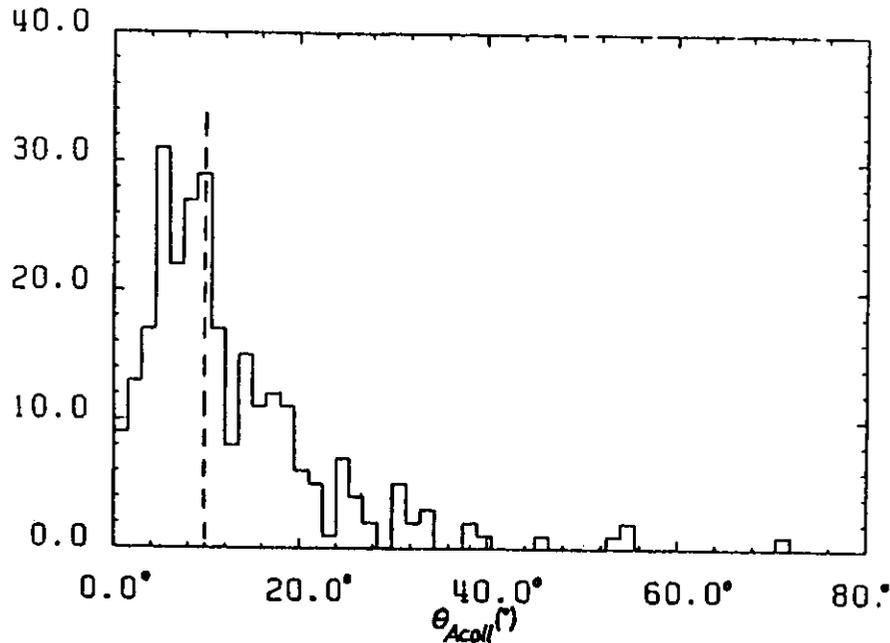


Abbildung 29. Akollinearitätsverteilung von  $\tau$ -Ereignissen mit 2 entgegengesetzten geladenen Spuren in der Driftkammer (Monte-Carlo) bei  $\sqrt{s}=35\text{GeV}$ .

i) 2 entgegengesetzt liegende angesprochene Flugzeitähler mit einer Zeitdifferenz  $\Delta t < 3\text{ ns}$ ;

k) keine mit den geladenen Spuren assoziierten Treffer in den Müon-Kammern;

Durch die Schnitte i) und k) werden die restlichen Myonen aus der Höhenstrahlung und aus  $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$  verworfen.

Die so selektierten Bhabha-Ereignisse enthalten als Untergrund noch Beiträge von:

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma \rightarrow e^+e^-e^+e^-$$

mit 2 geladenen, entgegengesetzten Spuren in der Driftkammer. Bei einer Rate

$$\frac{\sigma_{\gamma\gamma}}{\sigma_{\text{Bhabha}}} = 0.29 \text{ für } 42^\circ \leq \theta \leq 138^\circ$$

und einer Konversionswahrscheinlichkeit für Photonen im Strahlrohr von

$$P_{\text{Konv}}(\gamma) < 23\%$$

ist der Anteil nach den Schnitten a) - k) kleiner als 0.3%.

Nach der Spuridentifikation im F.A.K. durch Summation über die zu einer Spur gehörenden Türme wird verlangt:

l) eine geladene Spur aus der Driftkammer fällt mit einem Treffer im F.A.K. zusammen.

Die Energie im F.A.K. wird einer geladenen Spur zugeordnet, wenn der Winkel zwischen Driftkammer- und F.A.K.-Spur  $\leq 3.0^\circ$  ist. Eine F.A.K.-Spur ist dabei definiert durch einen Energieeintrag im jeweiligen Submodul, wobei die genaue Position durch eine energiemäßige Schwerpunktbildung in den  $\theta$ - und  $\phi$ -Streifen bestimmt wird.  $\theta$  und  $\phi$  werden unter der Annahme berechnet, daß eine gerade Spur vorliegt, deren Ursprung im Wechselwirkungspunkt ist.

$$m) \sum E_{\text{Vorderturn}} / \sum E_{\text{Hinterturm}} \geq 0.2$$

Damit werden elektromagnetische Schauer von hadronischen getrennt.

Das Impulsspektrum aller Spuren in der Driftkammer nach allen Schnitten zeigt Abbildung 30 auf Seite 82. Das Spektrum ist normalverteilt mit einer Impulsauflösung  $\sigma_p/p=22\%$  in Übereinstimmung mit  $\sigma_p/p=0.018 \cdot p$ .

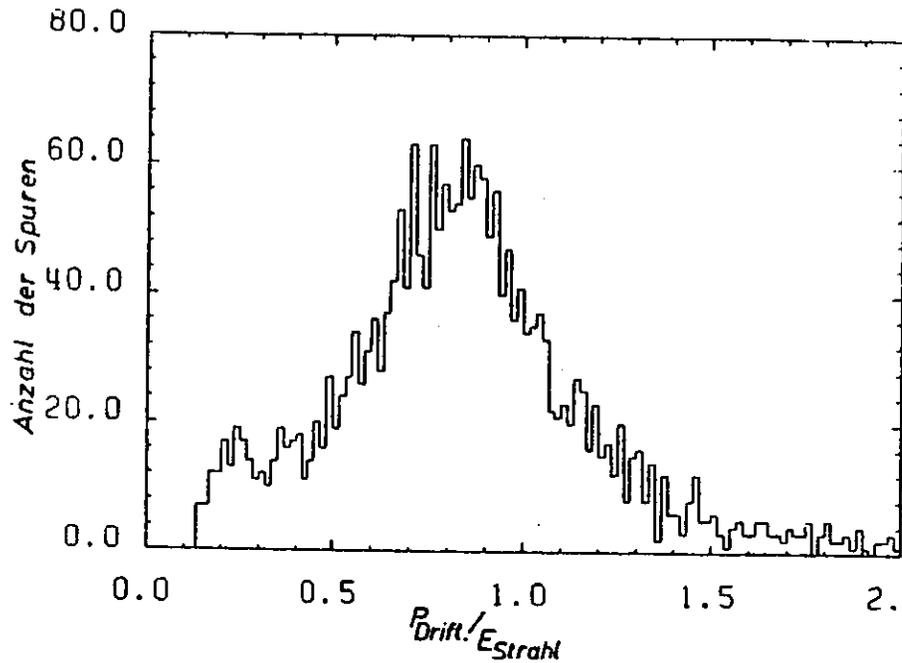


Abbildung 30.  $P_{\text{Driftkammer}}/E_{\text{Strahl}}$

Der Untergrund aus Strahl-Gas Wechselwirkungen, deren Vertex in  $z$  gleichverteilt ist, läßt sich an Hand der Vertexverteilung abschätzen. Zwischen  $5\text{cm} \leq |z_{\text{V}}| \leq 6\text{cm}$  befinden sich keine Einträge. Der Anteil von Strahl-Gas Reaktionen an den Daten ist deshalb  $< 0.1\%$ .

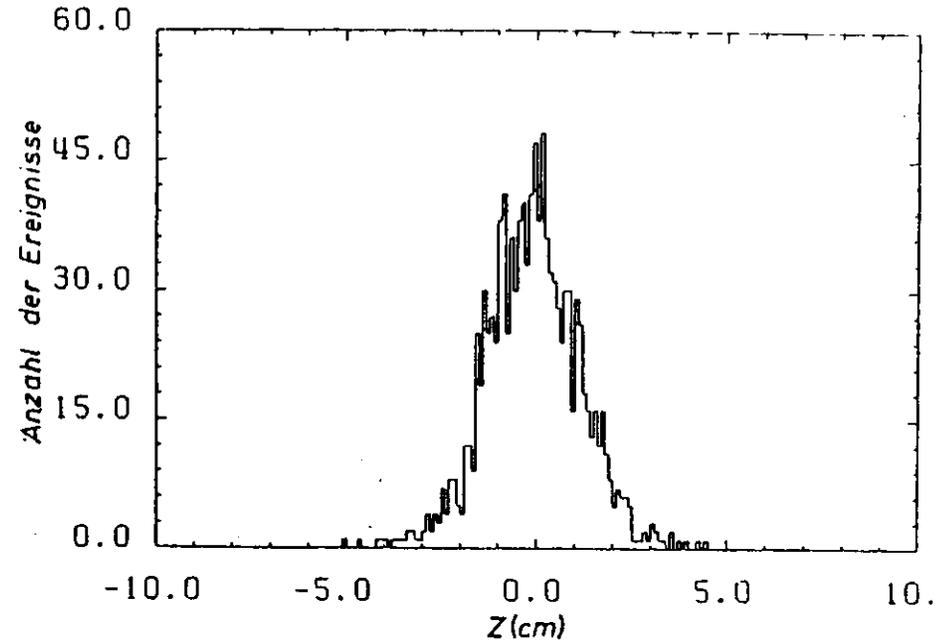


Abbildung 31. Vertexverteilung nach den Schnitten a) - m)

### 6.2.2) Energieauflösung des Kalorimeters für hochenergetische $e^+$ , $e^-$

Die Energie eines Bhabha-Elektrons (Positrons) im F.A.K. wird gebildet aus der Energiesumme

1) des zentralen Clusters, auf den eine Driftkammerspur zeigt.

(Ein Cluster ist dabei definiert als das zu einem Teilchen gehörende Gebiet in den Vorder- und Hintertürmen.)

II) und der Nebencluster in einem Kegel mit  $15^\circ$  Öffnungswinkel um die in der Driftkammer gemessene Teilchenrichtung.

Dadurch wird auch die Energie von Teilchen, die im Material vor den F.A.K. anschauen, vollständig nachgewiesen. Das Energiespektrum für die hochenergetischen Elektronen (Positronen) zeigt folgende Abbildung:

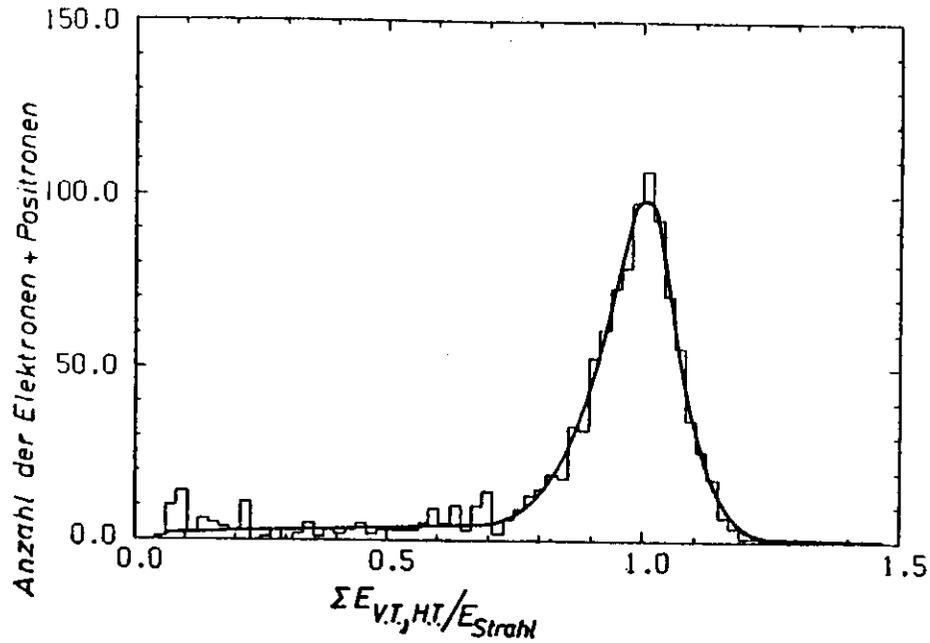


Abbildung 32. Energieverteilung der 2-Spur-Ereignisse

Für die Eichung wurden nur die  $e^+, e^-$  herangezogen, die zwei weiteren Bedingungen im F.A.K. genügen:

- a) das Spurzentrum ist mindestens 2 (kleine) Turmreihen vom Rand entfernt:

Dieser Schnitt sichert, daß die zu einer Spur gehörende Energie vollständig nachgewiesen wird.

b)  $0.8 \cdot E_{\text{Strahl}} \leq E_{\text{F.A.K.}} \leq 1.2 \cdot E_{\text{Strahl}}$

Gemittelt über alle Submodule und Daten ergibt sich so eine unkorrigierte Energieauflösung von  $\sigma_E/E = 7.2\%$ .

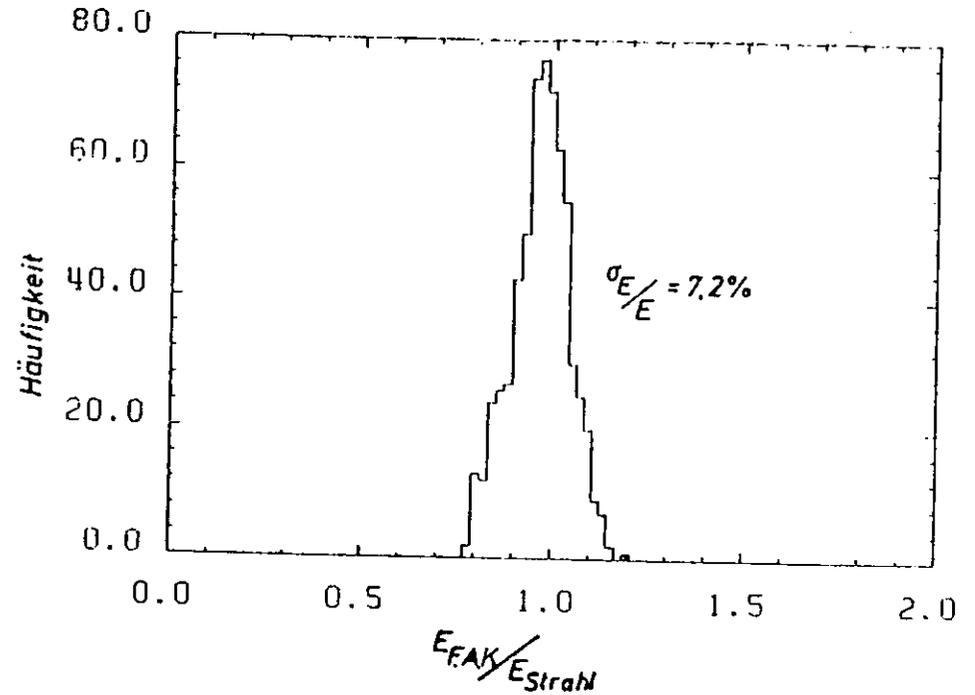


Abbildung 33. Energiespektrum  $E_{\text{F.A.K.}}/E_{\text{Strahl}}$  hochenergetischer Elektronen

Dieser Wert muß noch korrigiert werden auf Bremsstrahlung der ein- oder auslaufenden Leptonen. Sie verringert die Leptonenergie. Die entsprechende Korrektur wurde mit einem Monte-Carlo bestimmt.

Die korrigierte Energieauflösung bei einer mittleren Strahlenergie von 17.6 GeV beträgt dann:

$$\sigma_E/E = 4.8\%$$

In Abbildung 32 auf Seite 64 ist die Form des Spektrums, wie sie das Monte-Carlo bei einer Energieauflösung von 4,8% liefert, als durchgezogene Linie eingezeichnet.

Da die in Kapitel 3.1.6.3) beschriebene Korrektur auf Streuungen

a) in der Geometrie der Türme

b) in der Verstärkung des jeweiligen Vorverstärker-DAC-Kanales

erst ab Februar 1981 durchgeführt werden konnte, ist in der Energieauflösung noch die dadurch verursachte Unsicherheit von

$$\sigma_x = 3\%$$

enthalten.

Die Verteilung der in den Argonkammern deponierten Energie auf Vorder- und Hintertürme sowie den Quotienten aus beiden Energien zeigen Abbildung 34 bis 36.

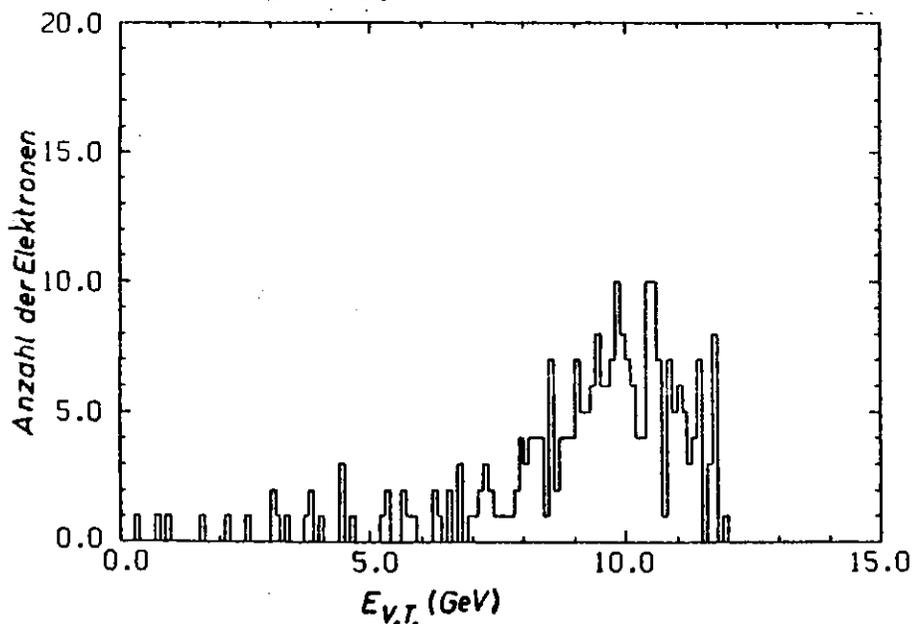


Abbildung 34. Energiespektrum hochenergetischer Elektronen in den Vordertürmen. ( $E_{\text{Strahl}}=17.6$  GeV)

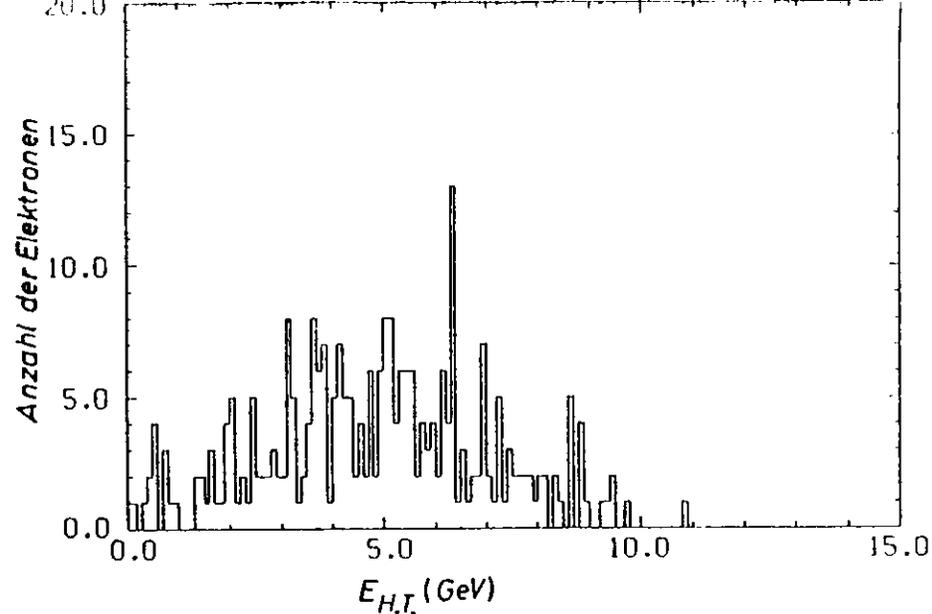


Abbildung 35. Energiespektrum hochenergetischer Elektronen in den Hintertürmen. ( $E_{\text{Strahl}}=17.6$  GeV)

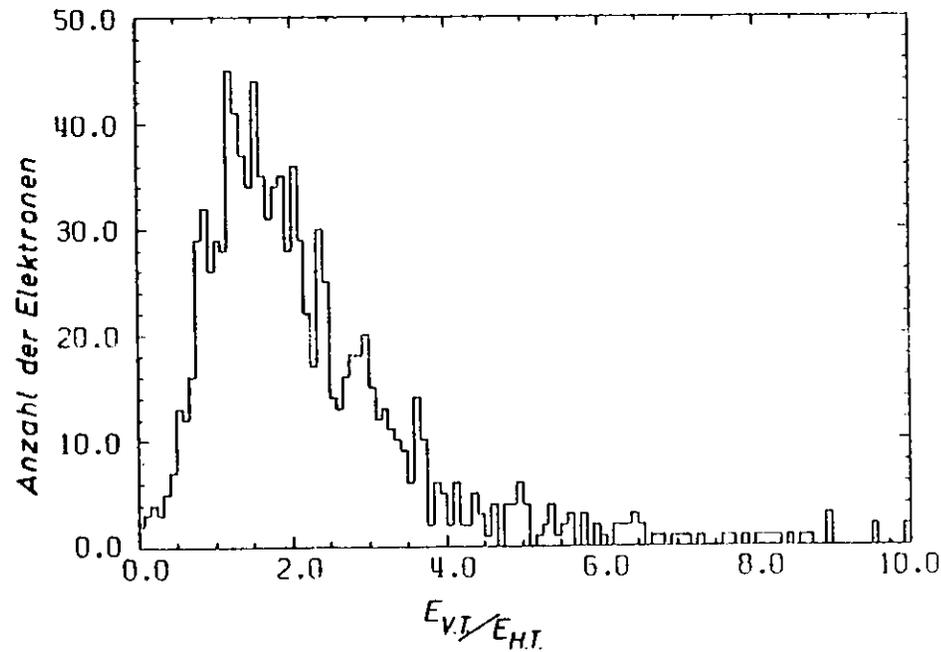


Abbildung 36.  $E_{\text{Vorderturm}}/E_{\text{Hinterturm}}$

Vergleichsrechnungen mit dem F.A.K.-Monte Carlo decken sich mit diesen Ergebnissen.

### 6.2.3) Eichung

Der Eichfaktor  $F$  ist der Quotient aus erzeugter und gesammelter Ladung unabhängig vom Material vor dem Kalorimeter und der endlichen Länge des Zählers:

$$F = \frac{E_{\text{Strahl}} - \Delta E_{\text{rad}} - \Delta E_{\text{konv}} - \Delta E_{\text{leck}}}{E_{\text{Mess}}} \cdot C_{\text{z.g.s.}}$$

Dabei ist :

$E_{\text{Mess}}$  = im Argon gesammelte Ladung, umgerechnet auf deponierte Energie

$\Delta E_{\text{rad}}$  = mittlerer Energieverlust durch  $e^+, e^-$ -Bremsstrahlung im Anfangs- oder Endzustand

$\Delta E_{\text{konv}}$  = Energieverlust durch Material vor den F.A.K. und Zellen unter der Ausleseschwelle

$\Delta E_{\text{leck}}$  = Energieverlust durch die Rückseite des F.A.K., verursacht durch die endliche Länge von  $13.7 \cdot X_0$

Die Konstante  $C_{\text{z.g.s.}}$  wird mit dem E.G.S. bestimmt. Sie ist der Quotient aus im Argon deponierter Energie und korrigierter Strahlenergie für den Idealfall von vollständiger Ladungssammlung im Argon.

$\Delta E_{\text{leck}}$  und  $\Delta E_{\text{konv}}$  für Elektronen sind in Abbildung 37 und Abbildung 38 als Funktion des Winkels  $\theta$  dargestellt. Mit einem Bhabha Ereignisgenerator (Sau79), der  $e^+, e^-$ -Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand (Ber73, Ber76) berücksichtigt, ergibt sich  $\Delta E_{\text{rad}}$  bzw. der Quotient aus mittlerer  $e^-$ -Energie nach Bremsstrahlung ( $E_{\text{kor}}$ ) und der Strahlenergie in Abbildung 39.

Die Energien aller angesprochenen Zellen eines Ereignisses werden vor der Treffersuche im Zähler mit dem Faktor  $F/C_{\text{z.g.s.}}$  multipliziert.

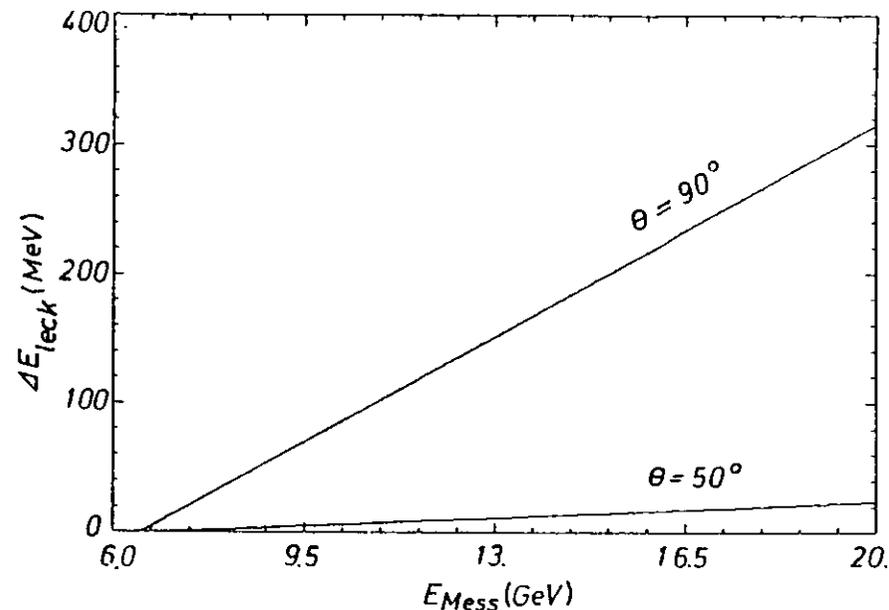


Abbildung 37.  $E_{\text{leck}}(E_{\text{Mess}}, \theta)$  für Elektronen

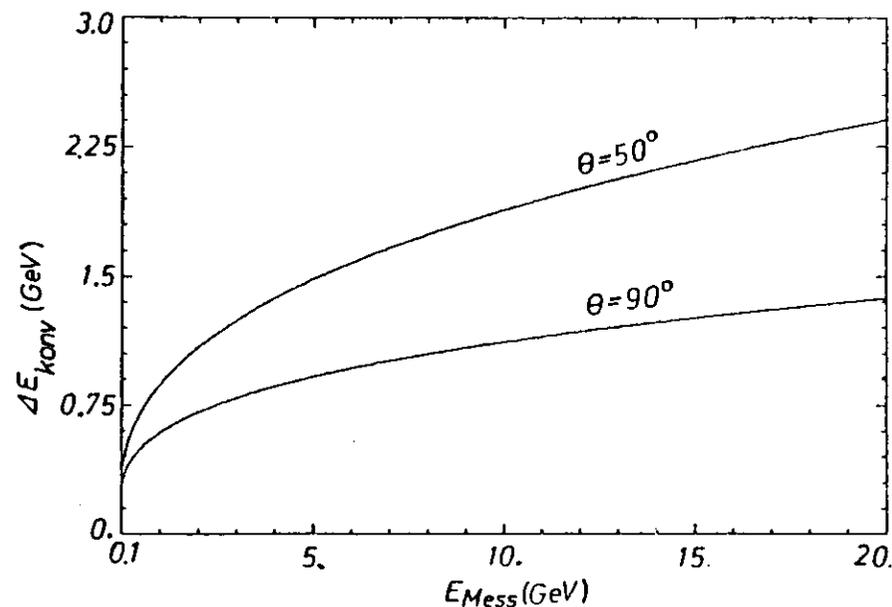


Abbildung 38.  $E_{\text{konv}}(E_{\text{Mess}}, \theta)$  für Elektronen

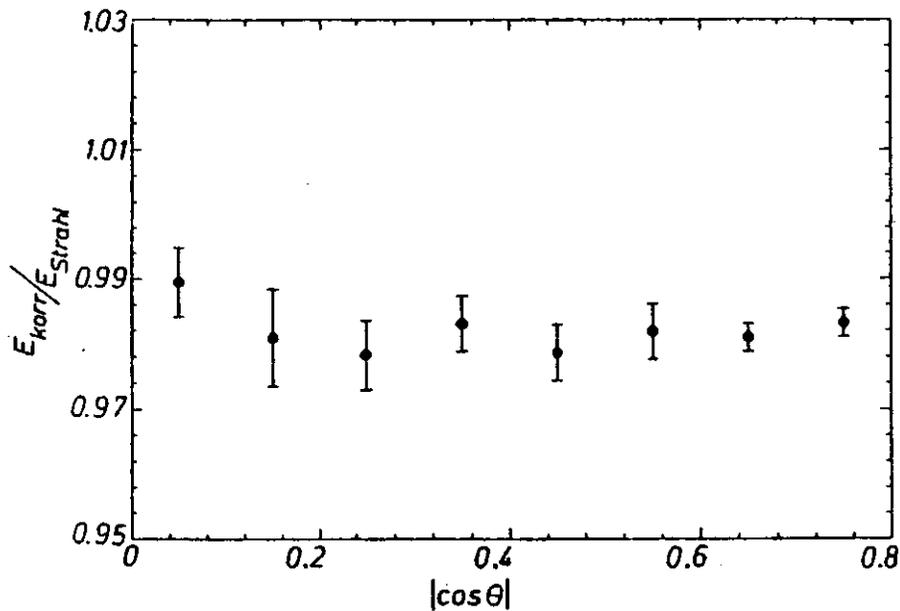


Abbildung 39.  $E_{korr}/E_{Strahl}$  bei  $E_0=17.6$  GeV

### 6.3) Nichtlineare Winkel- und Energiekorrekturen

Die zur Kalorimetrie benötigte Linearität zwischen Primärenergie und der im Argon deponierten Energie wird durch Energieverluste im Material vor der ersten Nachweiszelle und durch die Leckrate wegen der endlichen Länge des Detektors ( $13.7 X_0$ ) zerstört :

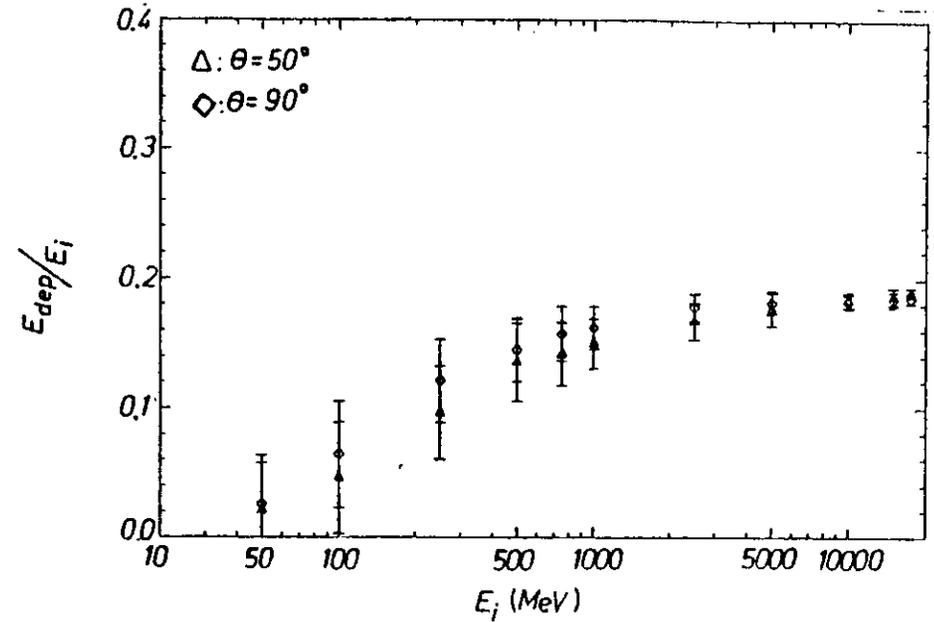


Abbildung 40.  $E_{dep}/E_i(E, \theta)$  für Elektronen, berechnet mit dem E.G.S.

$E_{dep}$  = im Argon deponierte Energie

$E_i$  = Primärenergie

Die durch Converter- und Leckverluste verursachten Korrekturfaktoren, mit denen die aufsummierte Energie einer Spur multipliziert wird, um die Primärenergie zu erhalten, ergibt sich aus Abbildung 41 auf Seite 72.

Für Photonen muß bei der Korrektur unterschieden werden zwischen solchen,

- 1) die ein Signal in der ersten  $dE/dx$ -Kammer liefern. In diesem Fall hat die Schauerentwicklung vor den  $dE/dx$ -Kammern begonnen. Deshalb heißen solche  $\gamma$ 's "konvertierte Photonen".

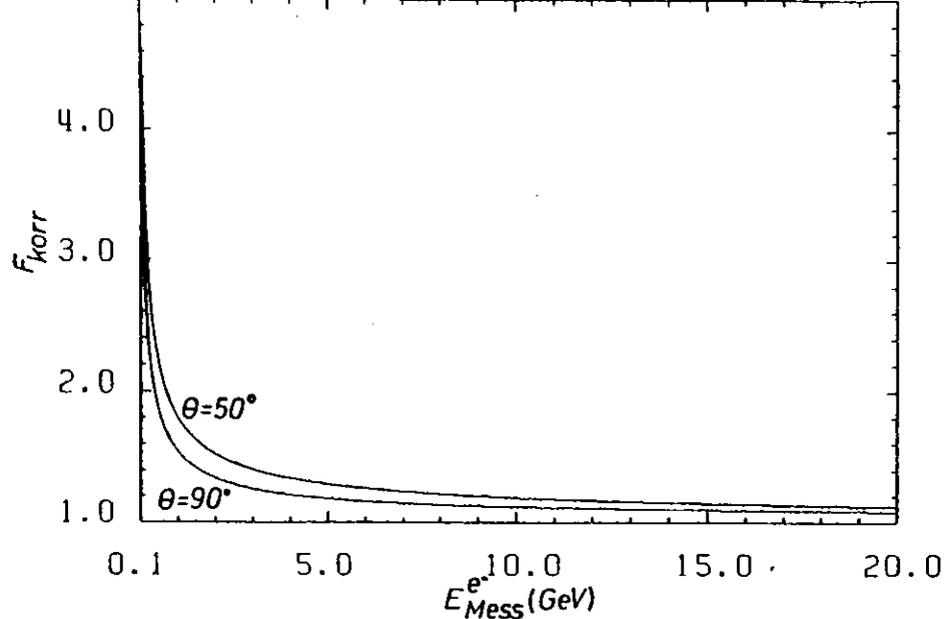


Abbildung 41. Korrekturfaktoren für  $e^+$ ,  $e^-$  als Funktion des Einschuwinkels und der Energie

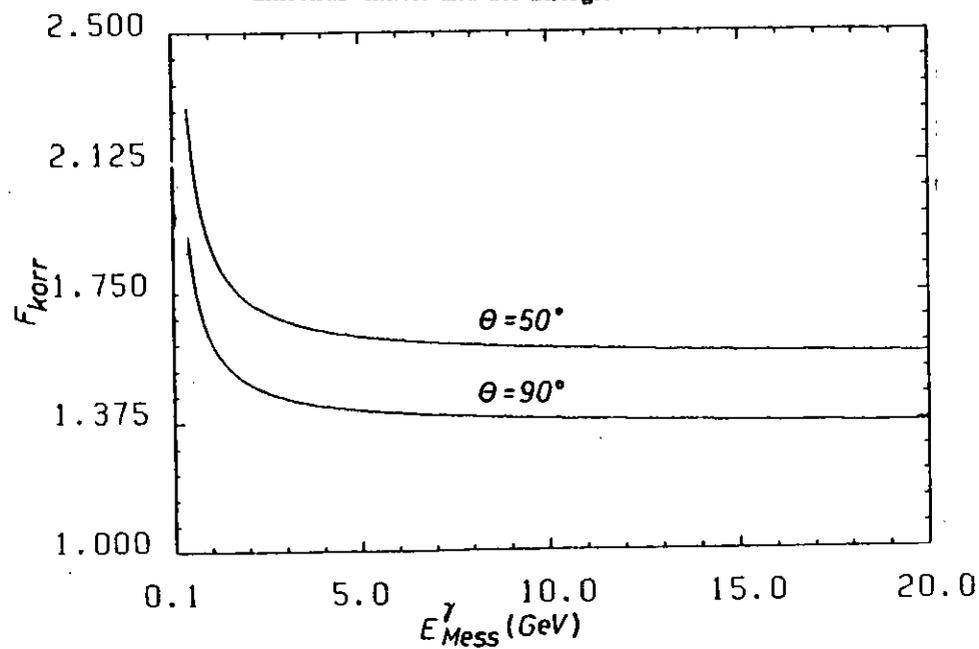


Abbildung 42. Korrekturfaktoren für "konvertierte Photonen" als Funktion des Einschuwinkels und der aufsummierten Energie

und solchen

ii) ohne Signal in den  $dE/dx$ -Kammern. Entweder sind dies unkonvertierte Photonen oder konvertierte  $\gamma$ 's, deren Energie im Bereich der  $dE/dx$ -Kammern nur von Photonen getragen wird. Sie werden als "nichtkonvertierte Photonen" bezeichnet.

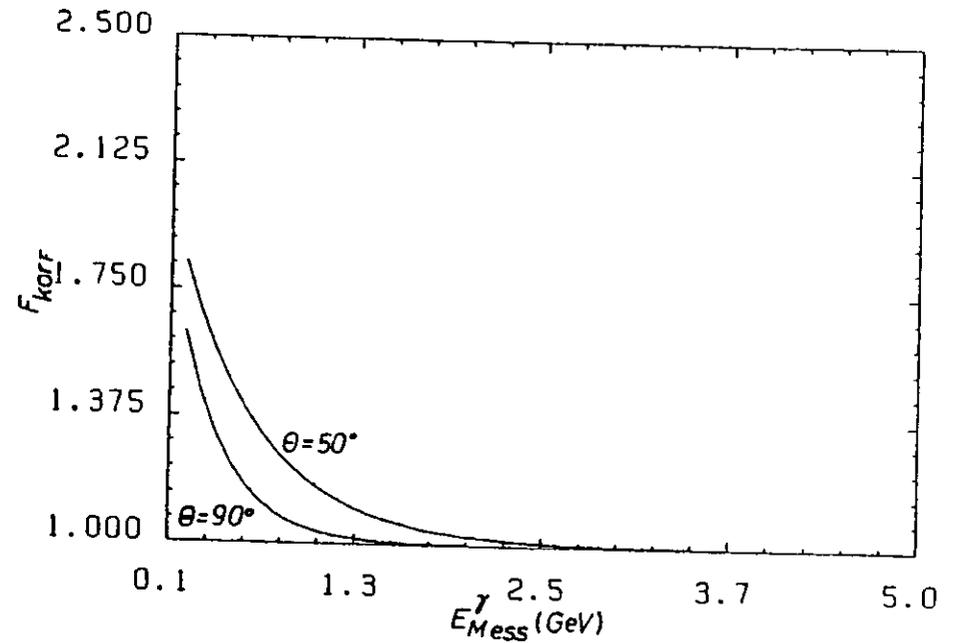


Abbildung 43. Korrekturfaktoren für "nichtkonvertierte" Photonen als Funktion des Einschuwinkels und der aufsummierten Energie

#### 6.4) Überprüfung der Müon- und Bhabha-Eichung

Obwohl Müon- und Bhabha-Kalibration in völlig verschiedenen Energiebereichen

$$E_{\text{Müon}} = 200 \text{ MeV Schauerenergie}$$

$$E_{\text{Bhabha}} = 17000 \text{ MeV Schauerenergie}$$

durchgeführt werden, stimmen die Eichkonstanten innerhalb der Fehler miteinander überein. Folgende Tabelle zeigt die Eichfaktoren für drei verschiedene Abschnitte der Datennahme:

Eichung	Subm. 0	Subm. 1	Subm. 2	Subm. 3
Bhabha	1.187	1.198	1.393	1.367
Müon	1.239	1.190	1.248	1.200
Bhabha	1.020	1.024	1.621	1.575
Müon	1.010	1.074	1.572	1.637
Bhabha	1.030	1.038	1.639	1.610
Müon	1.052	1.065	1.500	1.534

Fehler:

Bhabhaeichung:  $\Delta \leq \pm 5\%$

Müoneichung:  $\Delta \leq \pm 5\%$

Dadurch wird die Linearität des Kalorimeters zusätzlich bestätigt.

Im Zwischenenergiebereich (0.5 - 2 GeV) kann die Eichung an Hand von Elektronen (Positronen) überprüft werden. Dazu wurde ein mit Elektronen angereichertes Datenpaket nach folgenden Kriterien erstellt:

- I) zwischen 2 und 4 geladene Spuren in der Driftkammer mit  $D_0 < 2.5 \text{ cm}$  und  $p_t > 0.1 \text{ GeV}/c$
- II) mindestens eine Spur mit  $|z| \leq 15 \text{ cm}$
- III) 2 der 4 Spuren haben einen Akollinearitätswinkel  $\leq 15^\circ$  und eine Flugzeitdifferenz  $\Delta t < 5 \text{ nsec}$ .

Die so ausgewählten Daten enthalten Elektronen (Positronen) überwiegend aus:

a) der Bhabha-Streuung

b) aus  $\tau^+$ ,  $\tau^-$ -Zerfällen

c) aus  $\gamma$ -Konversion im Strahlrohr in  $e^-e^+$ -Paare

Zu erkennen ist in Abbildung 44 ein Band mit  $E_{\text{F.A.K.}} = 500 \text{ MeV}$  deponierter Energie, welches von minimalionisierenden Teilchen herrührt. Da das Rekonstruktionsprogramm die Annahme enthielt, alle Cluster gehören zu Elektronen, wurde die Energie jedes Clusters mit dem Korrekturfaktor für  $e^-$  multipliziert. Daher liegen die minimalionisierenden Teilchen nicht bei einer deponierten Energie von 200 MeV, sondern bei 500 MeV.

Ein zweites Band mit  $E_{\text{F.A.K.}} = p_{\text{Driftkammer}}$  enthält die Elektronen.

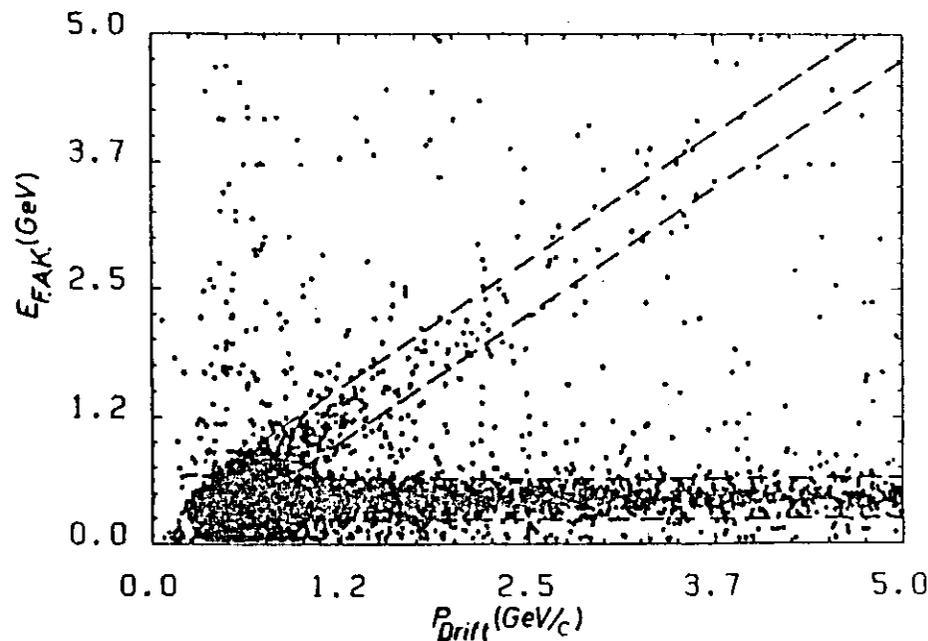


Abbildung 44. Driftkammerimpuls  $p$  gegen Energie im F.A.K.

Eine weitere Möglichkeit zur Überprüfung bietet das invariante 2-Photon Massenspektrum, das bei ausreichender Statistik und richtiger Eichung für Photonen ein Signal bei der  $\pi^0$ -Masse zeigen muß. Abbildung 45 zeigt das invariante  $\gamma\text{-}\gamma$ -Massenspektrum. Benutzt wurden nur Photonen mit  $E_\gamma \geq 0.5 \text{ GeV}$ . Die Breite des  $\pi^0$ -Peaks über dem Untergrund beträgt

$$\sigma_{\pi^0} = 20 \text{ MeV.}$$

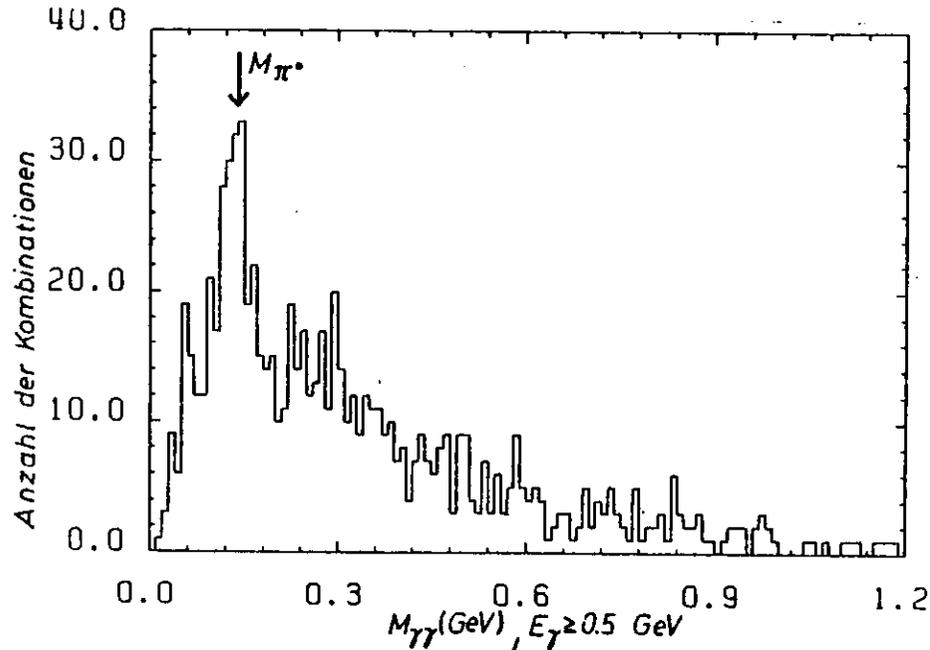


Abbildung 45. Invariantes 2-Photon Massenspektrum

## 7) Bhabhastreue und Prüfung der Quantenelektrodynamik (QED)

Die Prozesse niedrigster Ordnung in QED, die man in  $e^+e^-$  Stößen untersuchen kann, sind elastische oder Bhabhastreueung.

$$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$$

Muonpaarerzeugung,

$$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$$

Taupaarzeugung,

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$$

und Photonpaarerzeugung

$$e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma.$$

Da diese Reaktionen im Rahmen der QED einschließlich höherer Korrekturen genau berechnet werden können, eignen sie sich für einen präzisen Test der QED.

Abweichungen von der Punktförmigkeit der Leptonen oder Änderungen im Verhalten des Photonpropagators sind in einer Messung des Wirkungsquerschnittes direkt beobachtbar. Besonders signifikant sind diese Modifikation bei hohem  $q^2$  ( $q$  = zwischen  $e^+$  und  $e^-$  ausgetauschter Viererimpuls), d. h.:

a) bei Streuwinkeln um  $90^\circ$  zur Strahlachse

b) bei hoher Schwerpunktennergie.

Bei den Schwerpunktennergien, wie sie am oberen Ende des Energiebereiches von PETRA zugänglich sind, erwartet man außerdem Beiträge vom hypothetischen Feldquant  $Z^0$  der schwachen Wechselwirkung.

7.1) Wirkungsquerschnitt  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  in niedrigster Ordnung

In niedrigster Ordnung der QED tragen zwei Diagramme zur Bhabhastreuung bei. Im ersten ist der Photonpropagator raumartig ( $q^2 < 0$ ), im zweiten zeitartig:

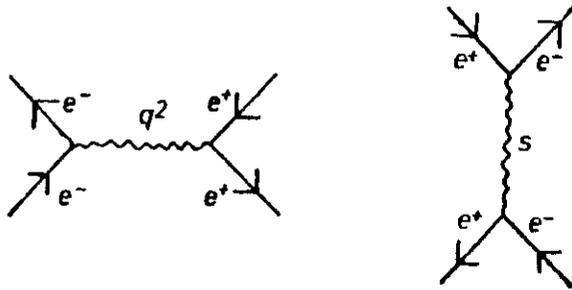


Abbildung 46. Feynmangraphen niedrigster Ordnung in a

Mit der Bezeichnung:

$$\begin{aligned} E_{\text{Strahl}} &= \text{Strahlenergie} \\ s &= 4 \cdot E_{\text{Strahl}}^2 \\ \theta &= \text{Streuwinkel} \\ q^2 &= t = -s \sin^2 \theta / 2 ; \\ q'^2 &= -s \cos^2 \theta / 2 \end{aligned}$$

kann der differentielle Wirkungsquerschnitt folgendermaßen geschrieben werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2 \cdot s} \cdot \left[ \frac{q'^4 + s^2}{q^4} + \frac{2 \cdot q'^4}{q^2 \cdot s} + \frac{q'^4 + q^4}{s^2} \right]$$

Der erste Term beschreibt den raumartigen, der letzte den zeitartigen Photonaustausch, der mittlere die Interferenz zwischen beiden Graphen. Die Beiträge der 3 Terme zum Gesamtwirkungsquerschnitt zeigt Abbildung 47.

Für  $\theta \rightarrow 0$ , d.h.  $q^2 \rightarrow 0$ , divergiert der Wirkungsquerschnitt durch den raumartigen Beitrag. Der zeitartige Anteil ist nur in Rückwärtsrichtung ( $\theta > 90^\circ$ ) merklich.

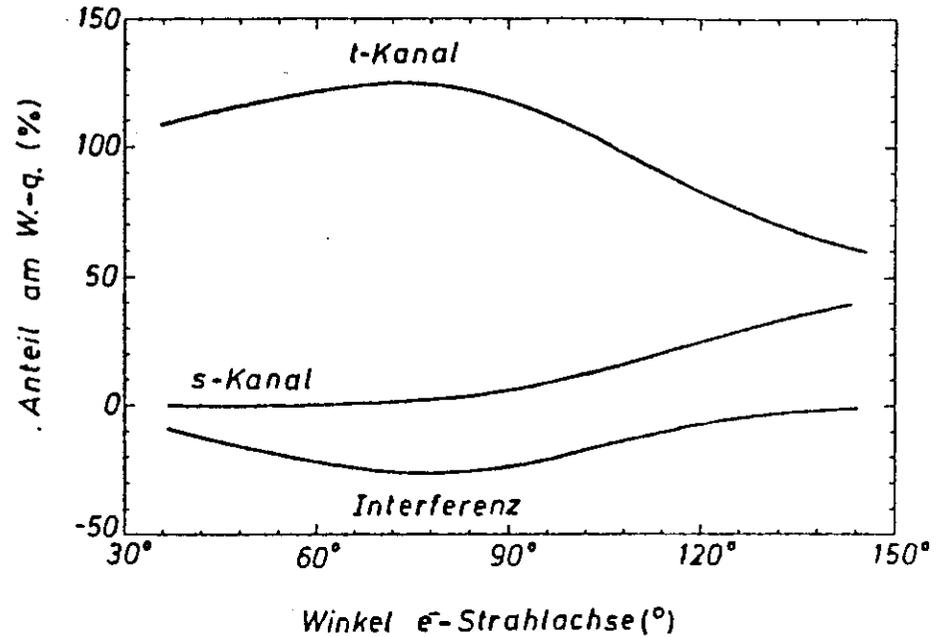


Abbildung 47. Anteil vom raumartigen, zeitartigen und Interferenzterm am Wirkungsquerschnitt als Funktion von  $\theta$ .

Abweichungen von der QED können nur Funktionen der Photonmasse sein. Sie werden formal durch raum- ( $F(s)$ ) und zeitartige ( $F(t)$ ) Formfaktoren beschrieben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{2 \cdot s} \cdot \left[ \frac{q'^4 + s^2}{q^4} \cdot \|F(s)\|^2 + \frac{2 \cdot q'^4}{q^2 \cdot s} \cdot \text{Re}(F(s) \cdot F(t)^*) + \frac{q'^4 + q^4}{s^2} \cdot \|F(t)\|^2 \right]$$

$$F_{\pm, \pm}(q^2) = 1 \pm \frac{q^2}{q^2 - \Lambda_{\pm, \pm}^2}$$

Die  $\Lambda$ -Parameter kann man als Masse des ausgetauschten Photons interpretieren:

$$\frac{1}{q^2} \rightarrow \frac{1}{q^2} \pm \frac{1}{q^2 - \Lambda_{\pm}^2}$$

Die Korrekturen ändern die Form der Winkelverteilung und die Größe des Wirkungsquerschnittes. Allerdings sind bei kleinen Streuwinkeln keine Abweichungen zu erwarten, da kleine Streuwinkel kleine  $q^2$  bedeuten (z. B.  $\theta < 0.1 \rightarrow q^2 < 1 \text{ GeV}^2$ ). In diesem Bereich ist die QED durch viele Experimente geprüft worden. Daher kann die Luminosität, die für die Bestimmung des Wirkungsquerschnittes benötigt wird, mit Hilfe der Bhabhastreuung bei kleinen Winkel gemessen werden.

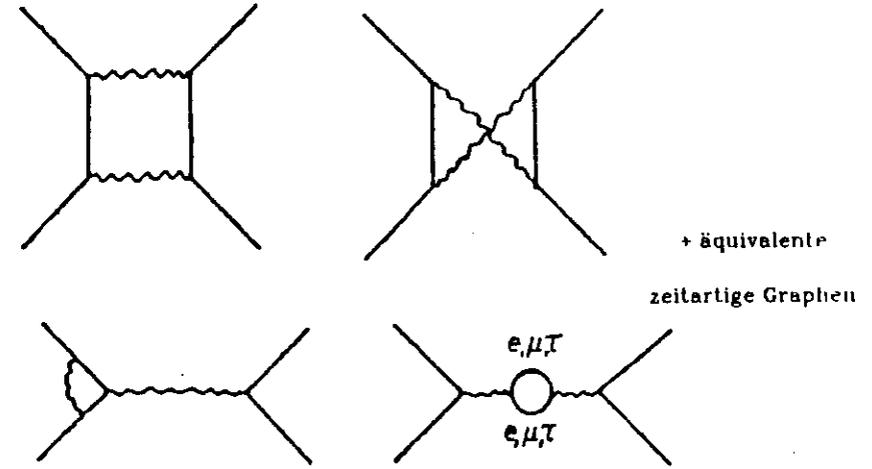


Abbildung 49. Graphen der Ordnung  $\alpha^4$

Diese Terme interferieren mit den  $\alpha^2$ -Graphen zur Ordnung  $\alpha^3$ .

Die bisher erwähnten Korrekturen werden nur durch Teilchen der elektromagnetischen Wechselwirkung, Elektronen und Photonen, verursacht. Es ist üblich, auch die bekannten Änderungen des Photonpropagators durch hadronische Vakuumpolarisation

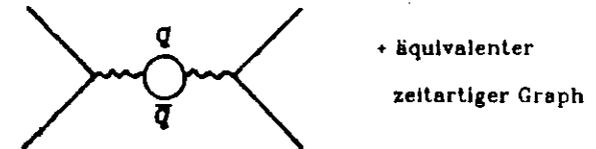


Abbildung 50. Hadronische Vakuumpolarisation

zu den Strahlungskorrekturen zu rechnen. Die relative Größe der Strahlungskorrekturen hängt von den Eigenschaften des Detektors und den Auswahlkriterien für die Ereignisse ab. (Ber73, Ber76) haben ein Monte-Carlo Programm zur Verfügung gestellt, das die Integration über die Detektorvariablen ermöglicht. Parameter, die den zu integrierenden Phasenraum festlegen, sind der Akollinearitätswinkel  $\theta_{AKoll}$

## 7.2) Strahlungskorrekturen

Zusätzlich zu den Feynman-Graphen  $\propto \alpha^2$  tragen Diagramme höherer Ordnung zum Wirkungsquerschnitt bei :

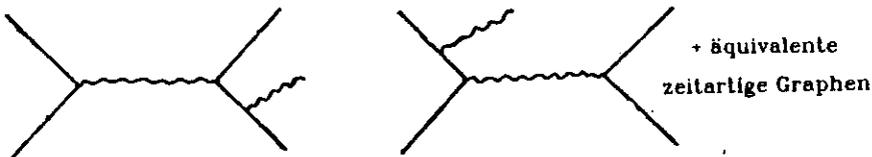


Abbildung 48. Bremsstrahlung an den Leptonen im Eingangs- und Endzustand

Außerdem sind die virtuellen Vertexkorrekturen, Austausch mehrerer Photonen und Vakuumpolarisation durch Leptonpaare zu berücksichtigen :

zwischen  $e^+$  und  $e^-$ -Richtung, die Strahlenergie  $E_{\text{Strahl}}$  sowie die untere Nachweisgrenze für  $e^+$ ,  $e^-$ . Für die angewendeten Ereignisschnitte:

$\theta_{\text{Akoll}} \leq 10^\circ$  : Akollinearitätswinkel  
 $E_{\text{Schwell}} = 2.5 \text{ GeV}$  : untere Nachweisschwelle für  $e^\pm$

ergeben sich für  $E_{\text{Strahl}} = 14.8$  und  $18.2$  GeV die Modifikationen in Abbildung 51.

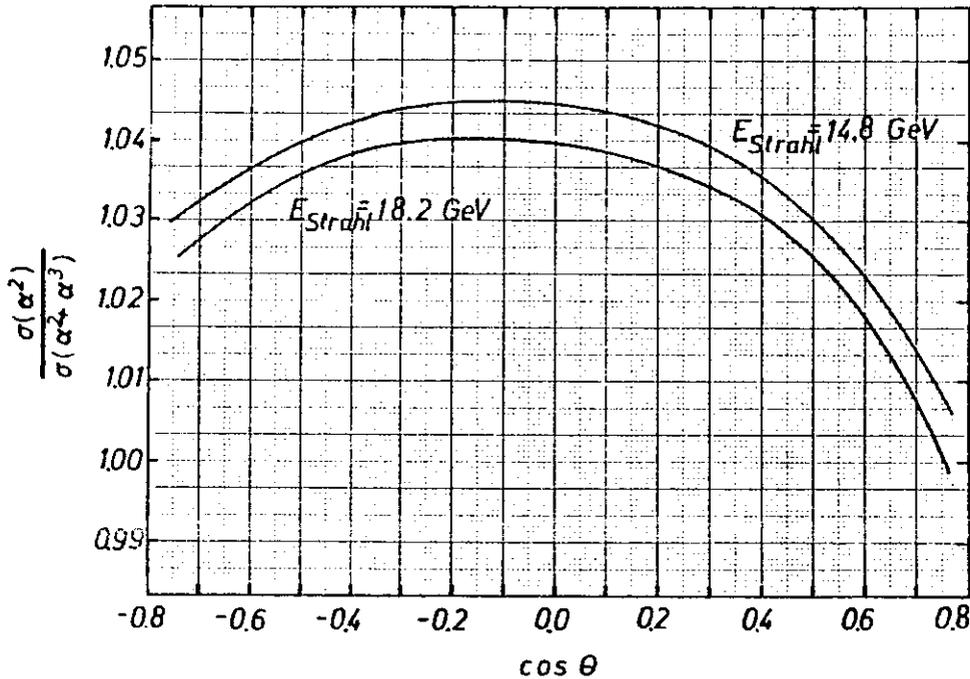


Abbildung 51. Strahlungskorrekturen zur Bhabhastreuung (Ber73, Ber76)

Die Prüfung der QED wird daher so durchgeführt, daß zunächst der Wirkungsquerschnitt auf Strahlungseffekte korrigiert und dann mit dem Wirkungsquerschnitt aus den Diagrammen in Abbildung 46 auf Seite 78 verglichen wird.

### 7.3) Datenanalyse

Ausgangspunkt der Analyse sind die nach den Kriterien aus Kapitel 6.2.1 ausgewählten 2-Spur Ereignisse. Der Energieschnitt im F.A.K. wurde auf  $0.05 E_{\text{Strahl}} < E_{\text{Schauer}} < 1.4 E_{\text{Strahl}}$  festgesetzt.

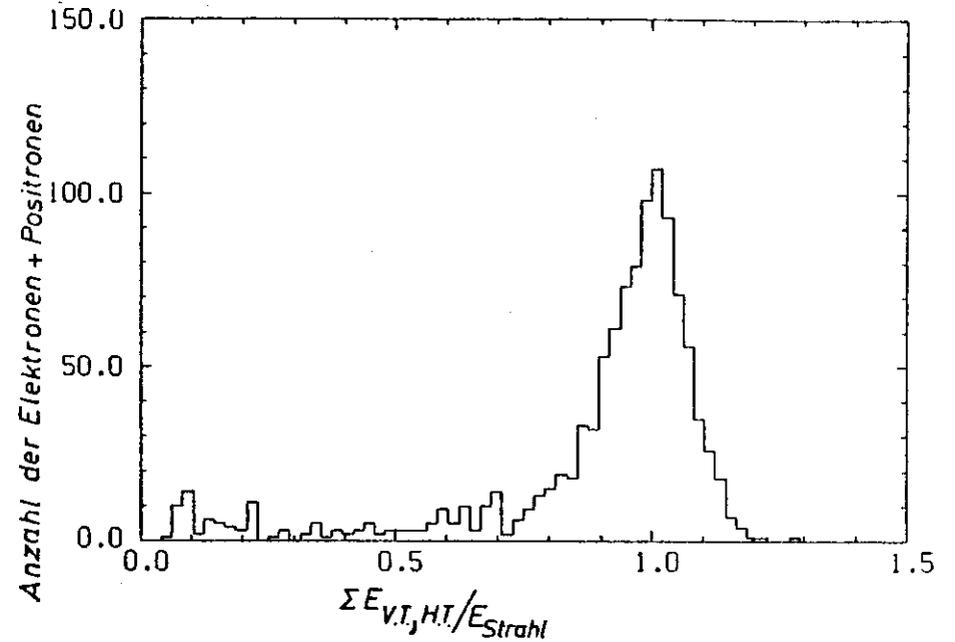


Abbildung 52. Energieverteilung der 2-Spur Ereignisse im F.A.K. nach den Kriterien aus Kapitel 6.2.1

Ein typisches Bhabha-Ereignis im TASSO und im F.A.K. zeigen Abbildung 53 auf Seite 84, Abbildung 54 auf Seite 85 und Abbildung 55 auf Seite 85. Dargestellt ist die  $r-\phi$ -Projektion des TASSO mit der Einteilung der F.A.K. in Vorder- und Hintertürme, wobei die dort eingetragenen Energien in MeV die Summe der hintereinanderliegenden Türme sind. Außerdem ist zu erkennen, daß die F.A.K. bezüglich elektrischem Rauschen sehr sauber sind.

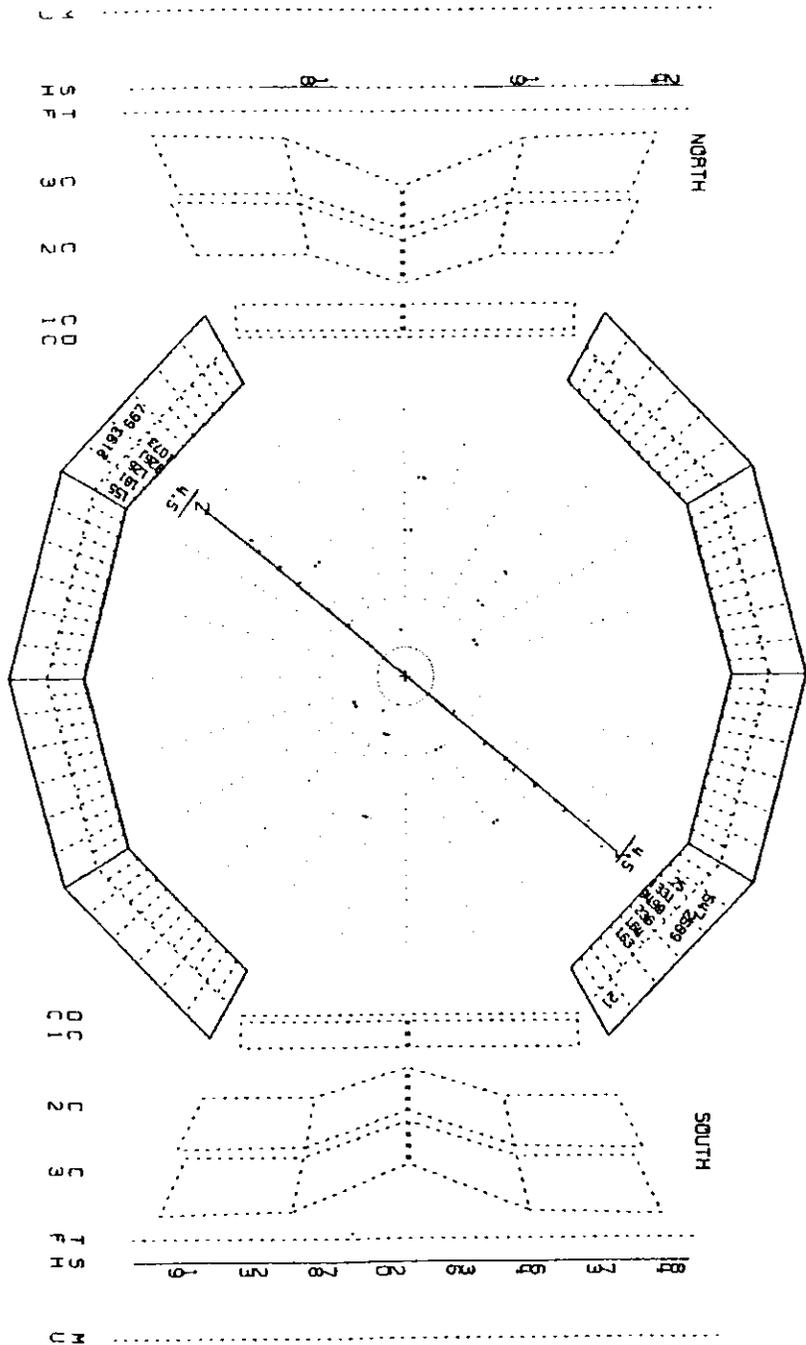


Abbildung 53.  $e^+$ ,  $e^-$ -Spuren in  $r-\phi$  Projektion

TRASSO

FILE:V.BHBBH.NEW1

RUN 3917 EVENT 11128 EBENE= 16.99 CEV TRIGGER= 000000100000011

VERSION 8.9  
DATE 28/04/81

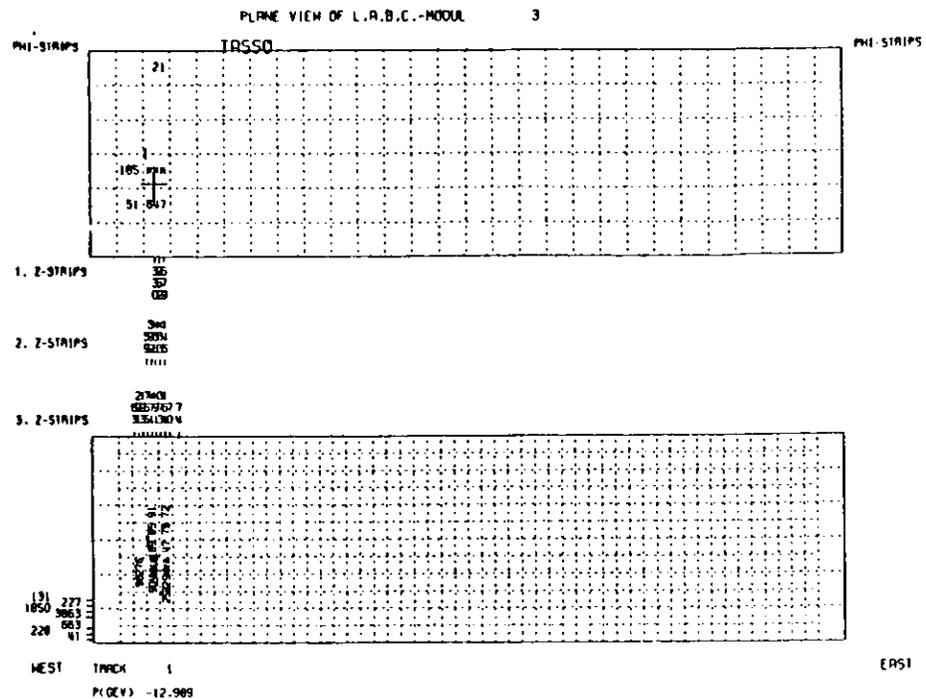


Abbildung 54.

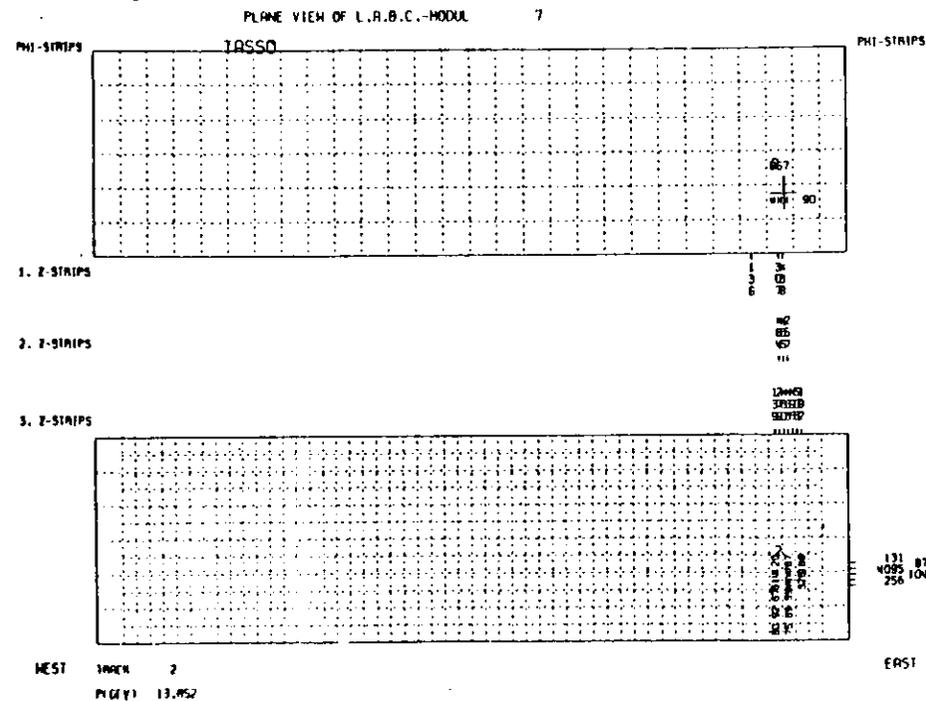


Abbildung 55. Energieverteilung der hochenergetischen  $e^+$ ,  $e^-$  in den Türmen und Koordinatenstreifen

In Abbildung 54 und 55 sind für die beiden gegenüberliegenden Submodule die Energieeinträge in den Türmen und Streifen gesondert eingezeichnet. Gut zu erkennen ist die Schauerentwicklung in den Koordinatenstreifen. Die in den Türmen eingetragenen Kreuze markieren die Position der aus der Driftkammer in die F.A.K. extrapolierten Spuren. Die Winkelauflösung der F.A.K. für hochenergetische  $e^+$ ,  $e^-$ , die sich durch Vergleich der Positionen in der Driftkammer und im Kalorimeter ergibt, beträgt  $\sigma_\theta = 3.4\text{mrad}$  ( $\approx 6\text{mm}$ ),  $\sigma_\phi = 4.2\text{mrad}$ .

Die Verteilung der Luminosität und der ausgewählten Bhabhas auf die Strahlenergien zeigen Abbildung 56 und Abbildung 57.

$E_{\text{Strahl}} \text{ (GeV)}$	$\int L \cdot dt \text{ (nb}^{-1}\text{)}$	Ereignisse
14.85 - 15.0	125	66
16.3 - 17.0	1125	258
17.0 - 18.3	5284	620
	$\Sigma$	1144

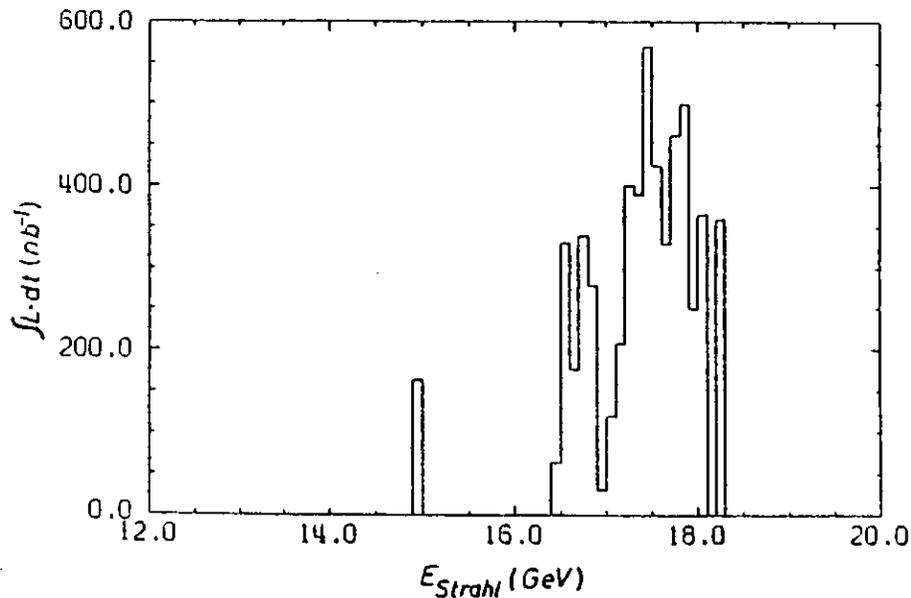


Abbildung 56. Luminosität als Funktion der Strahlenergie

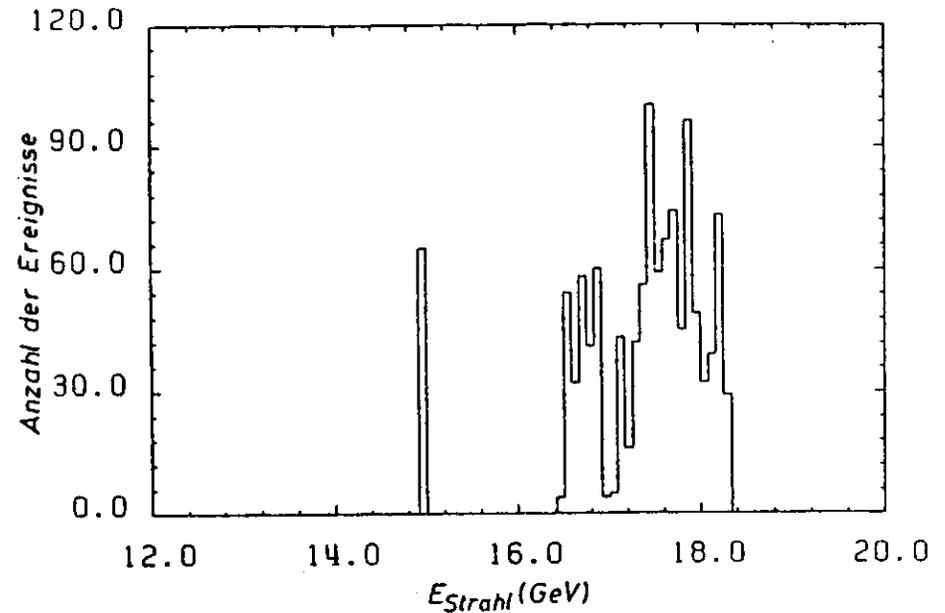


Abbildung 57. Anzahl der Bhabhas als Funktion der Strahlenergie

Bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes sind folgende Korrekturquellen zu berücksichtigen:

- 1) die Akzeptanz der F.A.K.

Die Akzeptanz ist definiert durch:

$$\epsilon = \frac{\text{Anzahl der akzeptierten Ereignisse}}{\text{Anzahl der primär erzeugten Ereignisse}}$$

$\epsilon$  hängt von der Detektorgeometrie und den angewendeten Ereignisschnitten ab. Mehrere Korrekturkomponenten sind deshalb zu berücksichtigen:

Der Einfluß von Teilchenaufschauerung in Strahlrohr und Strahlungsschild wurde mit einem  $e^+e^-$  Ereignisgenerator (Sau79) berechnet, der Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand nach (Ber73, Ber76) beinhaltet. Mit dem E.G.S. werden  $e^+$ ,  $e^-$  und  $\gamma$  durch Strahlrohr und Strahlungsschild verfolgt und so die Anzahl geladener Spuren sowie deren Energie

und Richtung in der Proportional- und Driftkammer bestimmt. Diese Spuren werden mit der Orts- und Energieauflösung der Driftkammer verschmiert und den Kriterien a)-h) aus Kapitel 6.2.1 unterworfen. Ereignisse, die die Auswahlbedingungen erfüllen, werden dann mit der Energieauflösung der F.A.K. ( $\sigma_E/E=4.8\%$ ) gefaltet und auf den Energie-schnitt im Kalorimeter überprüft.

Eine exakte Simulation der F.A.K. mit dem E.G.S. scheitert am großen Rechenaufwand. So braucht die Verfolgung eines Elektrons mit  $E=17\text{GeV}$  durch den Innendetektor und die F.A.K. 60sec CPU-Zeit auf dem Zentralrechner IBM 370/168.

Bis August 1980 war zwischen Proportional- und Driftkammer ein Strahlungsschild (0.6mm Zinnblech, verstärkt durch ein 2mm dickes Aluminiumblech) vorhanden, um die Driftkammer vor erhöhter Synchrotronstrahlungsbelastung zu schützen. Das Strahlungsschild überdeckte nicht den gesamten Azimuth  $\phi$ . Die über  $\phi$  gemittelte Dicke betrug  $0.072 X_0$ .

Die Messungen bei höchsten Strahlenergien ergaben aber, daß die Driftkammer auch ohne Schild ausreichend vor übermäßiger Strahlung geschützt ist. Deshalb wurde es im August 1980 wieder entfernt.

Bezüglich der Akzeptanzkorrekturen für die Bhabha - Ereignisse macht sich das Strahlungsschild durch Verlust von Ereignissen mit genau zwei Spuren in der Driftkammer bemerkbar. Abbildung 58 auf Seite 89 und Abbildung 59 auf Seite 89 zeigen die Akzeptanz mit und ohne Strahlungsschild.

Wie am Beispiel des Strahlungsschildes zu erkennen ist, hängt die Akzeptanz wesentlich vom Material vor der Driftkammer ab. Um das E.G.S. zu überprüfen, wurde mit dem Monte-Carlo der Anteil von 3- und 4-Spur Ereignissen bestimmt und mit den Beobachtungen verglichen. Auswahlkriterien für diese Ereignisse in den Daten waren:

- a) 3 oder 4 geladene Spuren im Innendetektor, davon 2 mit einem Akollinearitätswinkel  $\theta_{\text{Akoll}} \leq 15^\circ$  und einer Flugzeitdifferenz  $\Delta t < 5\text{nsec}$ .
- b) Abstand  $D_0$  jeder Spur von  $x=y=0$  in der  $r-\phi$ - Projektion  $< 2.5\text{cm}$  und mindestens eine Spur mit  $\|z\| < 15\text{cm}$ .

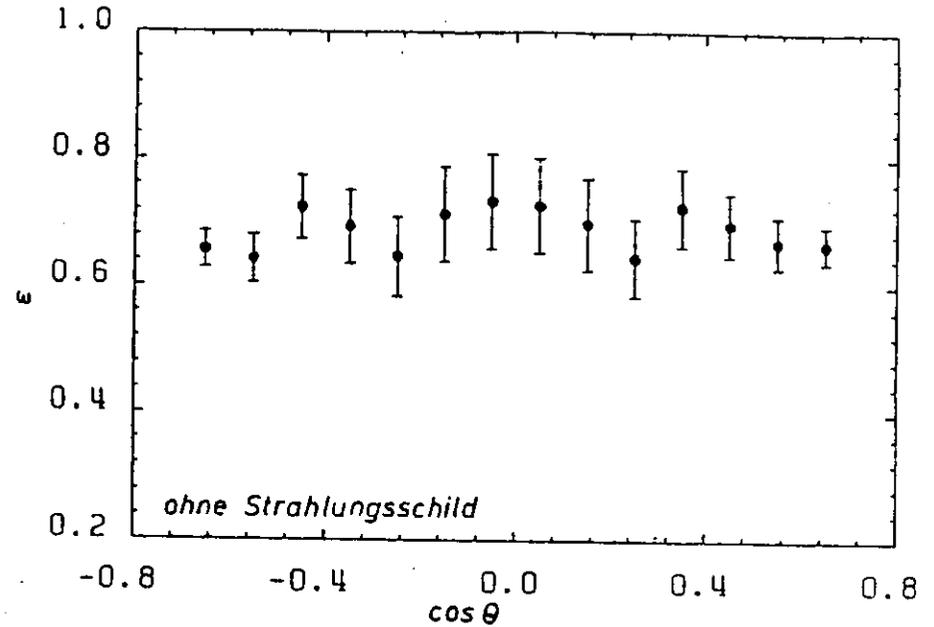


Abbildung 58. Akzeptanz ohne Strahlungsschild:  $\langle \epsilon \rangle = 68\%$

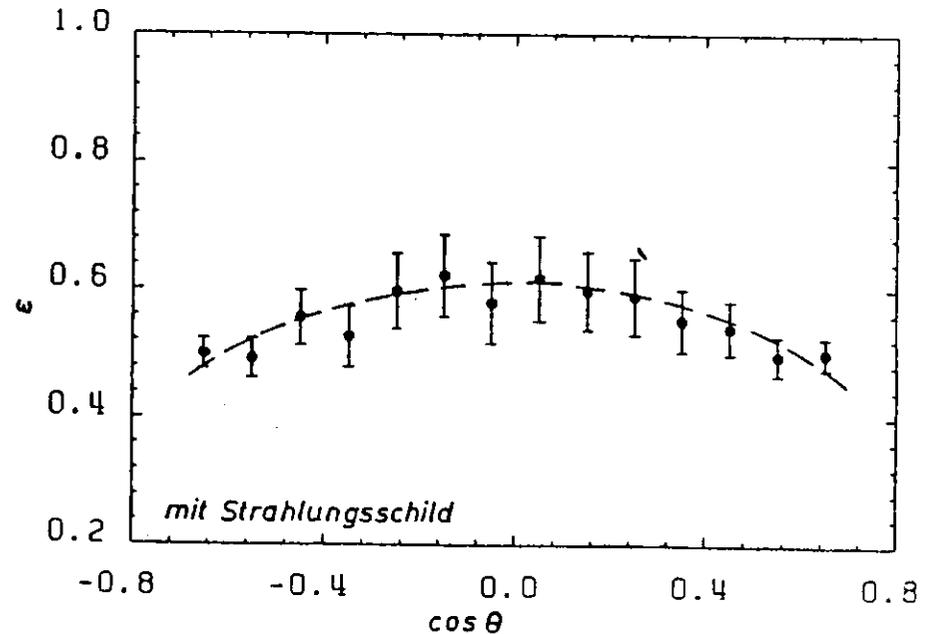


Abbildung 59. Akzeptanz mit Strahlungsschild:  $\langle \epsilon \rangle = 56\%$

c) Energie in den oberen F.A.K. und den unteren Szintillator-Schauerzählern je  $\geq E_{\text{Strahl}}/3$ .

Vergleichstabelle:

	Daten	E.G.S.	} der 2-Spur Ereignisse
3-Spur Ereignisse	$5.8 \pm 0.8\%$	5.1%	
4-Spur Ereignisse	$0.5 \pm 0.3\%$	0.8%	

Die Übereinstimmung ist gut.

II) Ansprechwahrscheinlichkeit der Proportionalkammer auf 2-Spur Ereignisse (gemittelt über alle Daten unabhängig vom Winkel  $\theta$ ):  $97.2 \pm 0.8\%$

III) Ladungsfehlmessung

Wegen des endlichen Auflösungsvermögens der Driftkammer sind Fehlmessungen bezüglich der Krümmung einer hochenergetischen Spur möglich. Die Anzahl der  $e^+, e^-$  mit falsch zugewiesener Ladung wurde bestimmt, indem das Kriterium 6.2.1.a) ohne die Forderung nach der entgegengesetzten Ladung für die zwei Spuren benutzt wurde. Nach dieser Methode ergab sich eine Wahrscheinlichkeit für eine Fehlmessung der Ladung von 0.8%, was 18 Ereignissen entspricht, die in die folgende Analyse nicht mit eingeschlossen wurden.

IV) Korrekturen in der Ansprechwahrscheinlichkeit der Flugzeitähler als Funktion von  $\theta$ :

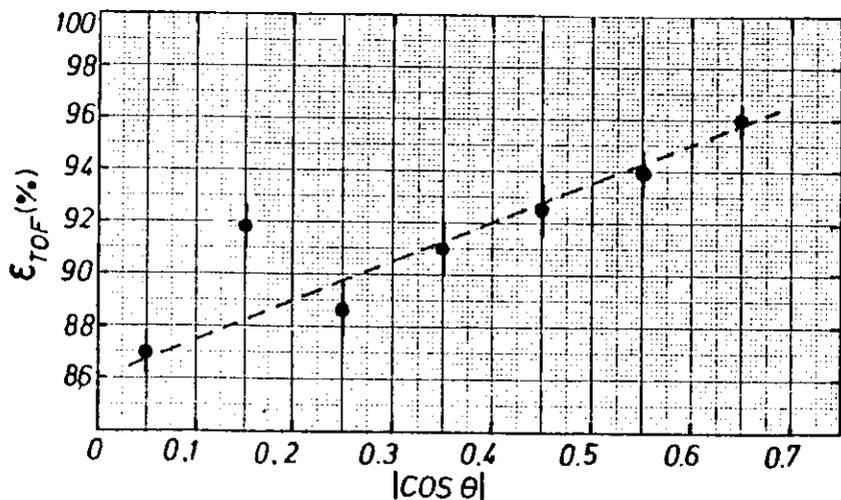


Abbildung 60. Relative Korrekturen

V) aktive Fläche der F.A.K., gefaltet mit der erwarteten Winkelverteilung:  $\geq 99.5\%$

VI) Spurverluste durch die Spurerkennung in der Driftkammer: 5%

VII) Verluste durch falsch oder nicht erkannte Spuren durch das Spurerkennungsprogramm in den F.A.K.:  $< 0.5\%$

Nach Integration des differentiellen Wirkungsquerschnittes über den von den F.A.K. abgedeckten Winkelbereich und Berücksichtigung aller beschriebenen Korrekturen werden 1092 Bhabha-Ereignisse erwartet. Aus den Daten wurden 1128 Ereignisse isoliert. Nach Subtraktion des abgeschätzten Untergrundes ergibt sich damit eine Übereinstimmung

$$\frac{d\sigma_{\text{exp.}}}{d\Omega} = f \cdot \frac{d\sigma_{\text{QED}}}{d\Omega}$$

$$f = 1.02 \pm 0.03_{\text{stat}} \pm 0.06_{\text{yst.}}$$

Die Zusammensetzung des systematischen Fehlers ist aus folgender Tabelle ersichtlich:

Unsicherheit in der Luminositäts-Messung	$\pm 4\%$
Verluste an Ereignissen durch fehlenden Trigger	$\pm 0.8\%$
Korrekturen:	
Strahlungskorrekturen (Ber73, Ber76)	$\pm 1.5\%$
Akzeptanzkorrekturen	$\pm 4\%$
Untergrund	$\pm 0.5\%$
$\Sigma = \pm 6.0\%$	

Den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt zusammen mit der erwarteten Form zeigt Abbildung 61 auf Seite 92. Die Übereinstimmung ist gut.

In Abbildung 62 ist die  $\phi$ -Verteilung dargestellt. Sie zeigt keine Abweichung von einer Gleichverteilung.

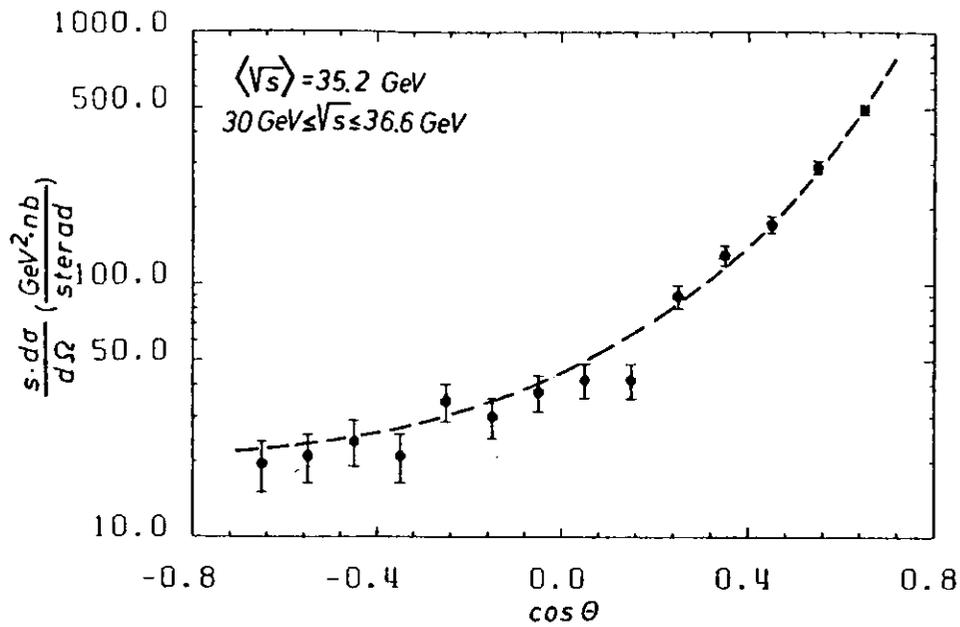


Abbildung 61. Gemessener korrigierter Wirkungsquerschnitt  $s \cdot d\sigma/d\Omega$  gemittelt über alle Daten ( $\langle \sqrt{s} \rangle = 35.2 \text{ GeV}$ )

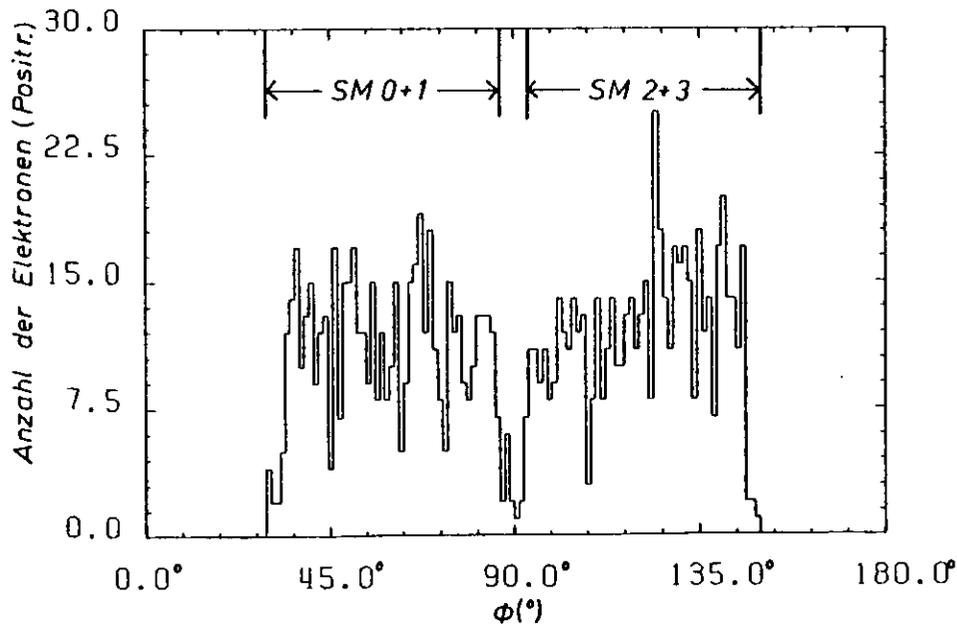


Abbildung 62.  $\phi$ -Verteilung

Mit der Akollinearitätsverteilung lassen sich die Strahlungskorrekturen überprüfen. Allerdings ist zu beachten, daß bei Akollinearitätswinkeln  $< 1^\circ$  die Form der Verteilung durch die Ortsauflösung des Detektors gegeben ist. Abbildung 63 zeigt die gemessene Akollinearitätsverteilung. Zum Vergleich ist die aus dem  $e^+, e^-$ -Ereignisgenerator erwartete Verteilung eingetragen:

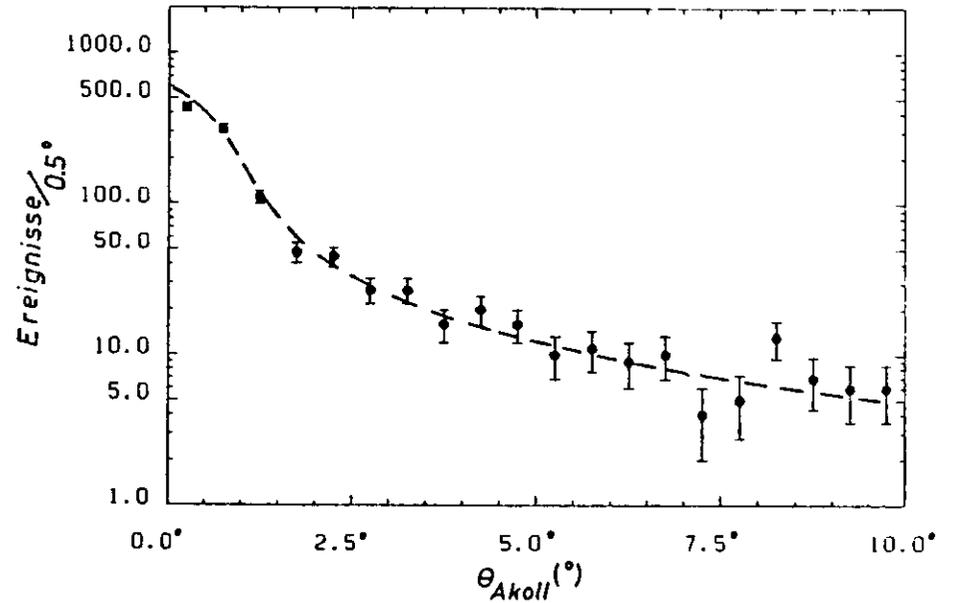


Abbildung 63. Akollinearitätsverteilung

Die gemessene Verteilung stimmt mit der erwarteten gut überein.

Mit dem gemessenen  $d\sigma/d\Omega$  können nach Kapitel 7.1 die unteren Grenzen für die Abschneideparameter bestimmt werden. Die Formfaktoren seien folgendermaßen parametrisiert (Dre56):

$$F_2 = 1 \pm \frac{q^2}{q^2 + \Lambda_0^2}$$

$$F_1 = 1 \pm \frac{s}{s + \Lambda_1^2}$$

Eine Anpassung an die Bhabha-Winkelverteilung liefert die unteren Grenzen für die Abschneideparameter  $\Lambda$  (95% confidence level):

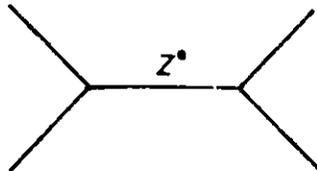
$1/\Lambda^2$ [GeV <sup>-2</sup> ]	$\Lambda_+$ [GeV]	$\Lambda_-$ [GeV]
a) $\Lambda_0 \neq \Lambda_1$ :		
$1/\Lambda_0^2 = 4.45982 \pm 4.2973 \cdot 10^{-6}$	82	168
$1/\Lambda_1^2 = -1.84259 \pm 1.0375 \cdot 10^{-4}$	52	122
b) $\Lambda_0 = \Lambda_1$ :		
$1/\Lambda^2 = 3.16178 \pm 4.47636 \cdot 10^{-5}$	91	131

$\Lambda$ -Werte anderer Experimente: ( $\Lambda_0 = \Lambda_1$ )

JADE (JAD80)	74	89
MARK J (MAR79C)	74	96
PLUTO (PLUBO)	40	60
TASSO (TAS80A)	112	139
(ohne F.A.K.)		

Das bedeutet, daß das Elektron bis zu Abständen von  $2 \cdot 10^{-16}$  cm punktförmig ist.

Wie in Kapitel 7.1 erwähnt, sind bei hohen Schwerpunktenenergien die Beiträge der schwachen Wechselwirkung durch das  $Z^0$



prinzipiell meßbar. In niedrigster Ordnung der schwachen und elektromagnetischen Wechselwirkung ist im Weinberg-Salam Modell (Bud75), über Strahl-Polarisation und die Helizitäten im Endzustand summiert,  $d\sigma/d\Omega$  gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \frac{3+x^2}{1-x} \frac{3+x^2}{(1-x)^2} \{ [(3+x)Q-x(1-x)R] v^2 + \frac{2}{1-x} [(7+4x+x^2)Q+(1+3x^2)R] + 0.5 \left[ \frac{16}{(1-x)^2} Q^2 + (1-x)^2 r^2 \right] (v^2-1)^2 + 0.5 (1+x)^2 \left[ \frac{2}{1-x} Q-R \right]^2 (v^4+6v^2+1) \}$$

mit:

$$Q = \frac{4.49 \cdot 10^{-5} \cdot M_e^2 \cdot q^2}{q^2 - M_e^2}$$

$$R = \frac{4.49 \cdot 10^{-5} \cdot M_e^2 \cdot s}{s - M_e^2}$$

$$v = 4 \sin^2 \theta_w - 1$$

$$M_e = \frac{74.6}{\sin(2\theta_w)}$$

Für eine mittlere Schwerpunktenenergie von  $\langle \sqrt{s} \rangle = 35.2 \text{ GeV}$  ist die Korrektur zum QED-Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung allerdings sehr klein (Abbildung 64 auf Seite 96). Die größten Abweichungen liegen im Bereich der Rückwärtsstreuung. Deshalb ist zum Nachweis dieser Komponente eine längere Datennahme erforderlich. Die Anzahl der dieser Arbeit zur Verfügung stehenden Daten reicht zu diesem Zweck nicht aus.

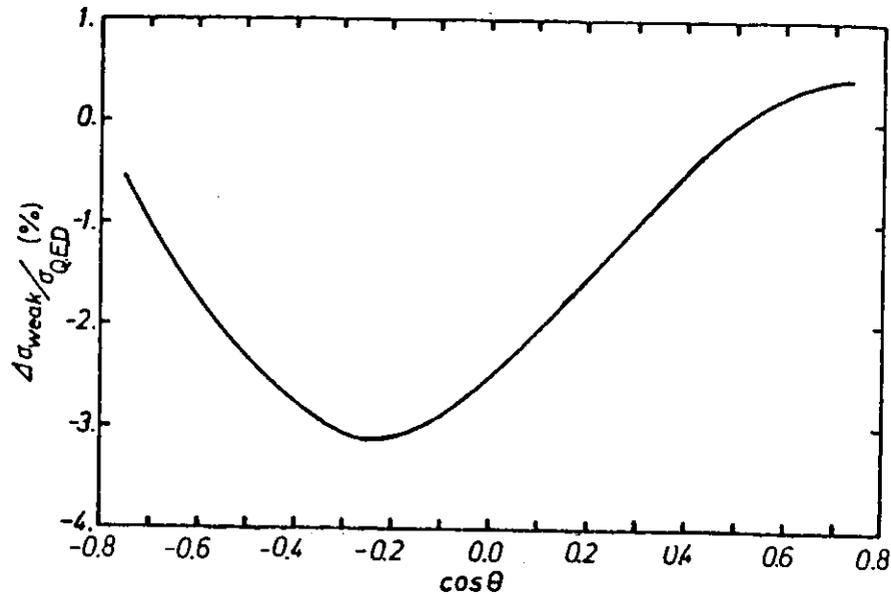


Abbildung 64. Beitrag der schwachen Wechselwirkung zum QED-Wirkungsquerschnitt ( $\sin^2\theta_w = 0.25$ )

8) Inklusives Photonenspektrum mit  $E_\gamma \geq 1.5\text{GeV}$  in hadronischen Ereignissen

In diesem Abschnitt wird der Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_\gamma/dE$  für inklusive Photonerzeugung in multihadronischen Ereignissen bestimmt:

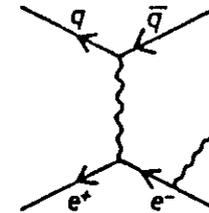
$$e^+e^- \rightarrow \gamma + X$$

Eine Reihe von Prozessen können zu  $d\sigma_\gamma/dE$  beitragen. Die wichtigsten sind:

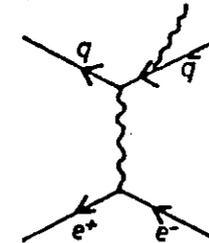
- a) Photonenerzeugung durch  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ -Zerfälle:

$$e^+e^- \rightarrow \pi^0(\eta, \eta') + X \rightarrow \gamma\gamma(\gamma)$$

- b) Bremsstrahlung an einem einlaufenden Elektron (Positron):



- c) Bremsstrahlung an den auslaufenden Quarks:



Die nach c) erzeugten Photonen werden hier als "direkte Photonen" bezeichnet.

Zunächst wird die Auswahl der hadronischen Ereignisse und die Messung von  $d\sigma_\gamma/dE$  beschrieben. In einem weiteren Schritt wird versucht, die Beiträge aus den Prozesse a)-c) zu messen. Dabei ergibt sich, daß kinematische Bereiche definiert werden können, in denen nur jeweils

eine der drei Reaktionen beiträgt. Das liefert im Prinzip die Möglichkeit, die drei Prozesse getrennt zu beobachten.

Die vorhandenen Daten erlauben es, die Beiträge von  $\pi^0$ -Zerfällen und Bremsstrahlung im einlaufenden Zustand zu messen. Die letztere Messung gestattet die Überprüfung der Strahlungskorrekturen in hadronischen Ereignissen, die wesentlich die Genauigkeit des totalen Wirkungsquerschnittes mitbestimmen.

### 8.1) Auswahl der hadronischen Ereignisse

Die hadronischen Ereignisse werden mit Hilfe der im Innendetektor nachgewiesenen geladenen Spuren getroffen. Die Auswahlbedingungen für eine geladene Spur sind:

- a) Spuren ohne  $\theta$ -Rekonstruktion werden verworfen.
- b) Abstand  $D_0$  einer Spur von  $x=y=0$  in der  $r$ - $\phi$ -Ebene  $\leq 5$ cm
- c) z-Abstand einer Spur vom Vertex  $\|z_{\text{Spur}} - z_{\text{Vertex}}\| \leq 20$ cm
- d) Transversalimpuls  $p_t$  zur Strahlachse  $> 0.1$  GeV/c
- e)  $\|\cos\theta\| \leq 0.87$

Um Spuren aus  $\gamma$ -Konversion im Strahlrohr zu unterdrücken, wurden solche Spurpaare ausgeschlossen, die unter Annahme der Elektronenmasse für die geladenen Teilchen eine invariante Masse  $< 70$ MeV bilden. Dabei ist vorausgesetzt, daß beide Spuren entgegengesetzte Ladung haben.

Die Auswahlbedingungen für hadronische Ereignisse lauten:

- I) mindestens 5 geladene Spuren in der Proportional- und Driftkammer
- II) z-Koordinate des Vertex  $\|z\| < 6$ cm
- III) Summe der Impulse der geladenen Spuren :

$$\sum p > 8 \text{ GeV}/c \quad \text{für } 13 \text{ GeV} \leq E_{\text{Strahl}} \leq 15 \text{ GeV}$$

$$\sum p > 8/15 \cdot E_{\text{Strahl}} \quad \text{für } E_{\text{Strahl}} \geq 15 \text{ GeV}$$

Aus  $\int L \cdot dt = 6357 \text{ nb}^{-1}$  wurden so 1793 Ereignisse isoliert.

### 8.2) Der inklusive Wirkungsquerschnitt $d\sigma_{\gamma}(e^+e^- \rightarrow \gamma + \text{Hadronen})/dE$

Die Spursuche in den F.A.K. hat folgende Aufgaben zu lösen:

- a) Welche angesprochenen Zellen gehören zu einem Teilchen ?

Speziell innerhalb von Jets können nahe beieinanderliegende Spuren zusammenhängende Cluster bilden. Es müssen deshalb Kriterien zur Auflösung solcher Cluster entwickelt werden.

- b) Wie wird die Teilchenposition möglichst genau bestimmt ?

Der Suchalgorithmus läuft deshalb nach folgendem Schema ab :

- a) Es wird nach Pulshöhenmaxima in den 72  $\phi$ -Streifen/Submodul gesucht.

b) Auf den  $\phi$ -Streifen mit maximaler Pulshöhe wird in den kleinen Türmen nach Maxima gesucht. Falls ein Turmsignal vorhanden ist, wird in einem Bereich von  $\pm 2$  Turmreihen in  $\theta$  und  $\phi$  der Turm mit der größten deponierten Energie bestimmt. In einer Umgebung von  $\pm 2$  Turmreihen (wieder in  $\theta$  und  $\phi$ ) um diese Zelle werden alle Vordertürme und die entsprechenden Hintertürme aufsummiert. Aus der Energiesumme wird die Primärenergie des Teilchens berechnet. Falls sich zwei oder mehrere Cluster gegenseitig berühren, wird deren Grenze dadurch definiert, daß nach Verlassen eines Clustermaximums und dem damit verbundenen Pulshöhenabfall in den Vordertürmen wieder ein Anstieg um mindestens 50MeV gefordert wird.

c) Danach wird die Richtung der Spur in  $\theta$  und  $\phi$  durch Bildung des Energieschwerpunktes in den  $\theta$  bzw.  $\phi$ -Streifen, die den Cluster kreuzen, berechnet. Falls keine Streifen angesprochen haben, werden dazu die Vordertürme benutzt.

d) Falls zu einem angesprochenen Streifen kein Turm gehört, ist er für die weitere Clustersuche verloren.

e) Nach der Suche in den Streifen wird nach angesprochenen Vordertürmen ohne dazugehörige  $\phi$ -Streifen gesehen. Die Clusterbildung wird wie in b) vorgenommen.

f) Danach wird die Teilchenrichtung durch den Energieschwerpunkt in den kleinen Türmen bestimmt.

Die so erhaltene Ortsauflösung der F.A.K. in hadronischen Ereignissen beträgt  $\sigma_{\phi} \approx 8$  mrad. Sie wurde an Hand geladener Spuren durch Vergleich der Position in Driftkammer und F.A.K. bestimmt. Die schlechtere Ortsauflösung, verglichen mit der der Bhabhas, resultiert aus einer geringeren mittleren Anzahl angesprochener Koordinatenstreifen/Teilchen.

Als Photonen werden im F.A.K. die Cluster bezeichnet, die mit keiner aus der Driftkammer in die Kalorimeter extrapolierten Spur einen Winkel  $\leq 3^\circ$  bilden:

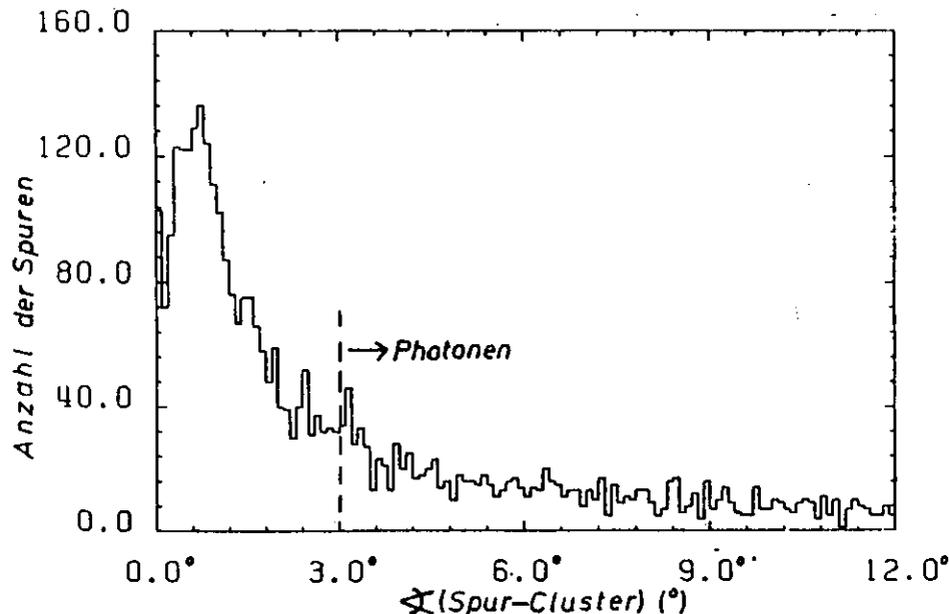


Abbildung 65. Winkel zwischen nächster geladener Spur und Cluster für alle im F.A.K. erkannten Spuren

In der folgenden Analyse werden nur Photonen mit  $E_{\gamma} \geq 1.5$  GeV berücksichtigt, da bei so hohen Energien die Anzahl der

Photonencluster, die als Elektronen fehlinterpretiert werden, relativ gering ist. Die Wahrscheinlichkeit für die Fehlidentifikation eines Photonclusters wurde bestimmt, indem mit einem Monte-Carlo 515 hadronische Ereignisse erzeugt und durch den gesamten Detektor verfolgt wurden. Zur Simulation der F.A.K. wurde das E.G.S. benutzt. Das Spurerkennungsprogramm fand in den F.A.K.  $85 \pm 10\%$  der Photonen mit  $E_{\gamma} \geq 1.5$  GeV wieder.

Die unkorrigierten Energie- und Winkelverteilungen der 406 erkannten Photonen aus 1793 hadronischen Ereignissen zeigen Abbildung 66 bis Abbildung 68.

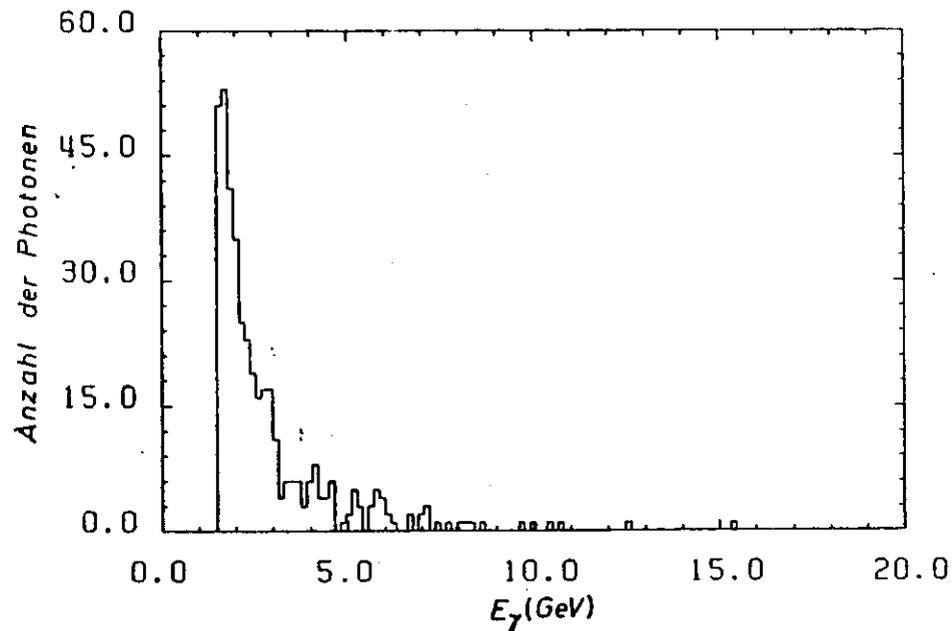


Abbildung 66. Energieverteilung (unkorrigiert) der Photonen mit  $E_{\gamma} \geq 1.5$  GeV

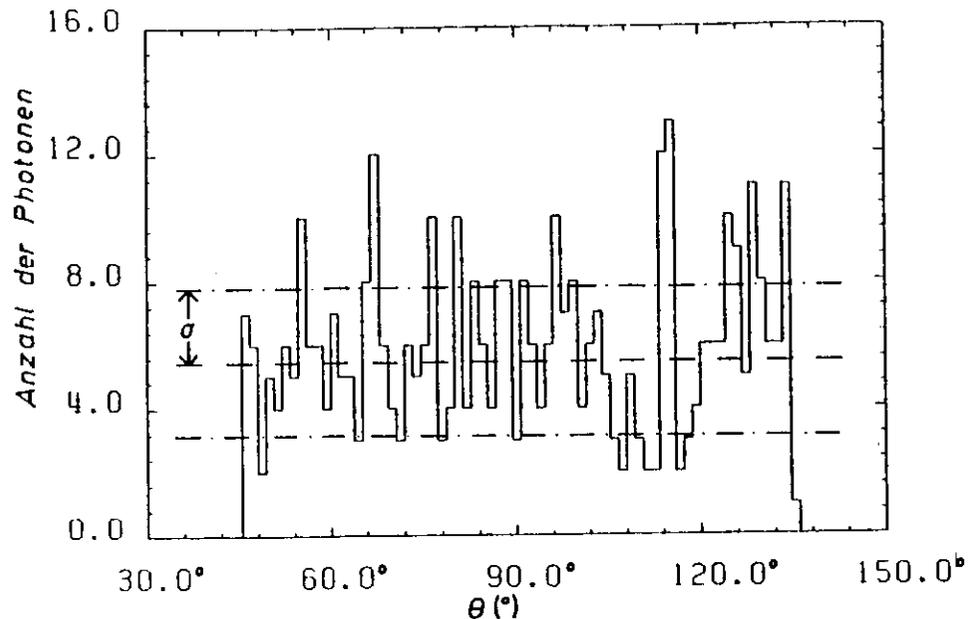


Abbildung 67. Winkelverteilung (unkorrigiert) der Photonen in  $\theta$

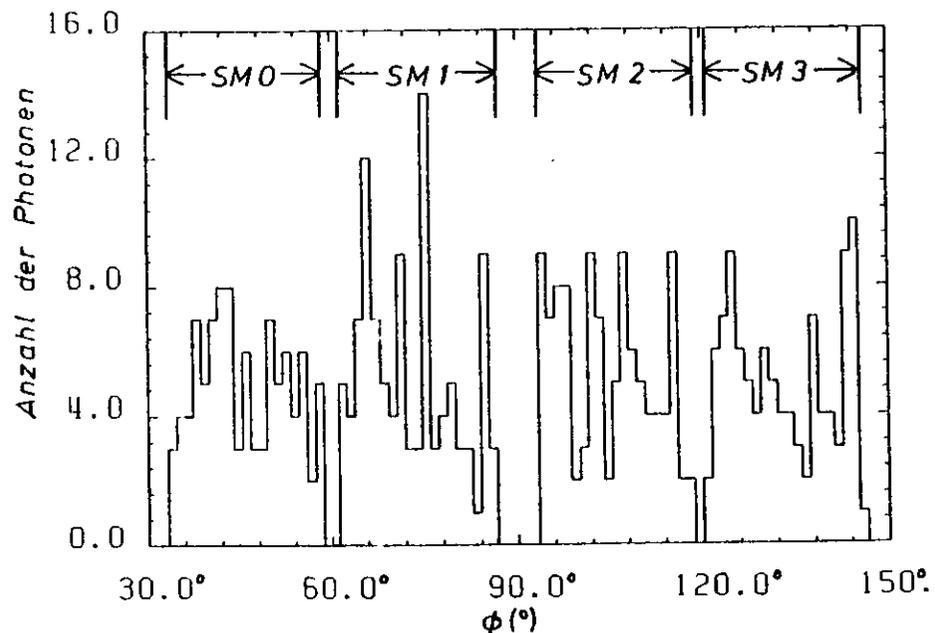


Abbildung 68. Winkelverteilung (unkorrigiert) der Photonen in  $\phi$

Die größere Anzahl von  $\gamma$ 's in den Submodulen 2 und 3 ergibt sich aus ihrer längeren Betriebszeit.

Zum Vergleich wurde das Energiespektrum der Photonen mit einem Monte-Carlo Programm (Hoy79) für  $e^+e^- \rightarrow \text{Quark} + \text{Antiquark} + \text{Gluon}$ , kurz  $q \bar{q} g$ , berechnet. Die Fragmentation der Quarks in Hadronen wird nach Feynman-Field durchgeführt.  $\gamma$ -Bremsstrahlung der  $e^+, e^-$  im Anfangszustand ist berücksichtigt, Bremsstrahlung am auslaufenden Quark nicht. Für die Feynman-Field-Parameter wurden die vom TASSO-Experiment bei der  $\alpha_s$ -Bestimmung (TAS80B) berechneten Parameter verwendet:

Parameter des  $q \bar{q} g$  Ereignisgenerators:

Quarks: u, d, s, c, b + g  
 $\alpha_s = 0.17 \pm 0.02$   
 $a = 0.57 \pm 0.2$   
 $\sigma_e = 0.32 \pm 0.04 \text{ GeV}/c$   
 $\langle n(\text{gel.} + \text{neutr.}) \rangle = 22$

Mit der Akzeptanz des TASSO, den Spur- und Ereignisschnitten aus Kapitel 8.1 und der Korrektur auf  $\gamma$ -Verluste durch das Spurerkennungsprogramm der F.A.K. wurden gefunden:

in den Daten: 478  $\pm$  61 Photonen mit  $E_\gamma \geq 1.5 \text{ GeV}$   
 im  $q \bar{q} g$ -Monte-Carlo: 453 Photonen  
 im  $q \bar{q}$ -Monte-Carlo: 476 Photonen

Abbildung 69 auf Seite 104 zeigt das  $\gamma$ -Spektrum in Anzahl der Photonen/Energieintervall:

Die durchgehende Kurve stellt die aus dem Monte-Carlo erwartete Verteilung dar. Nicht nur die absolute Anzahl der Photonen, sondern auch die Form des Energiespektrums wird gut reproduziert.

Der inklusive Wirkungsquerschnitt  $d\sigma_\gamma/dE$  wird nach

$$\frac{d\sigma_{\text{exp}}}{dE} = \frac{dN_{\text{korr}}}{dE} \cdot \frac{1}{A(E, \theta)} \cdot \frac{1}{\int L \cdot dt}$$

berechnet. Die Akzeptanz  $A(E, \theta)$

$$A(E, \theta) = \frac{N(E, \theta)^{\text{M.-C. im F.A.K.}}}{N(E, \theta)^{\text{M.-C. im Gesamtdetektor}}}$$

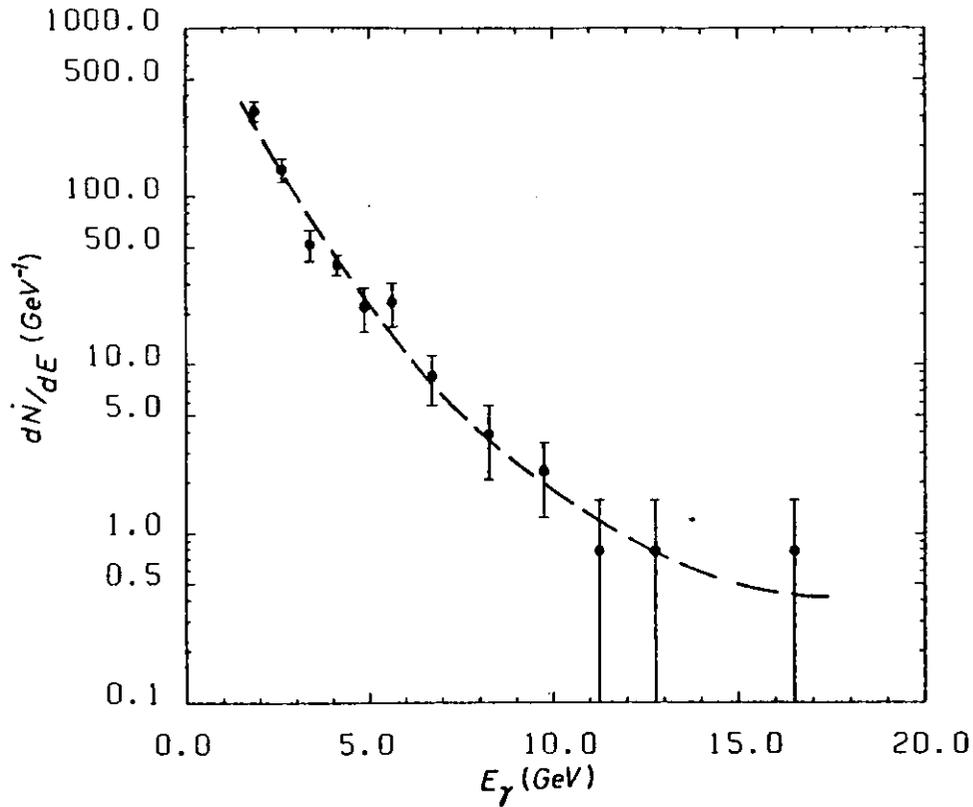


Abbildung 69.  $dN_{\text{korr}}/dE$

wurde mit dem Monte-Carlo bestimmt.

Das Ergebnis zeigt Abbildung 70 auf Seite 105.

Eingetragen ist der statistische Fehler. Er beinhaltet den Fehler der Wahrscheinlichkeit für das Auffinden eines Photons im F.A.K. (=10%). Der systematische Fehler, der hauptsächlich aus der Unsicherheit in der Luminositätsmessung herrührt, wird zu 7% abgeschätzt.

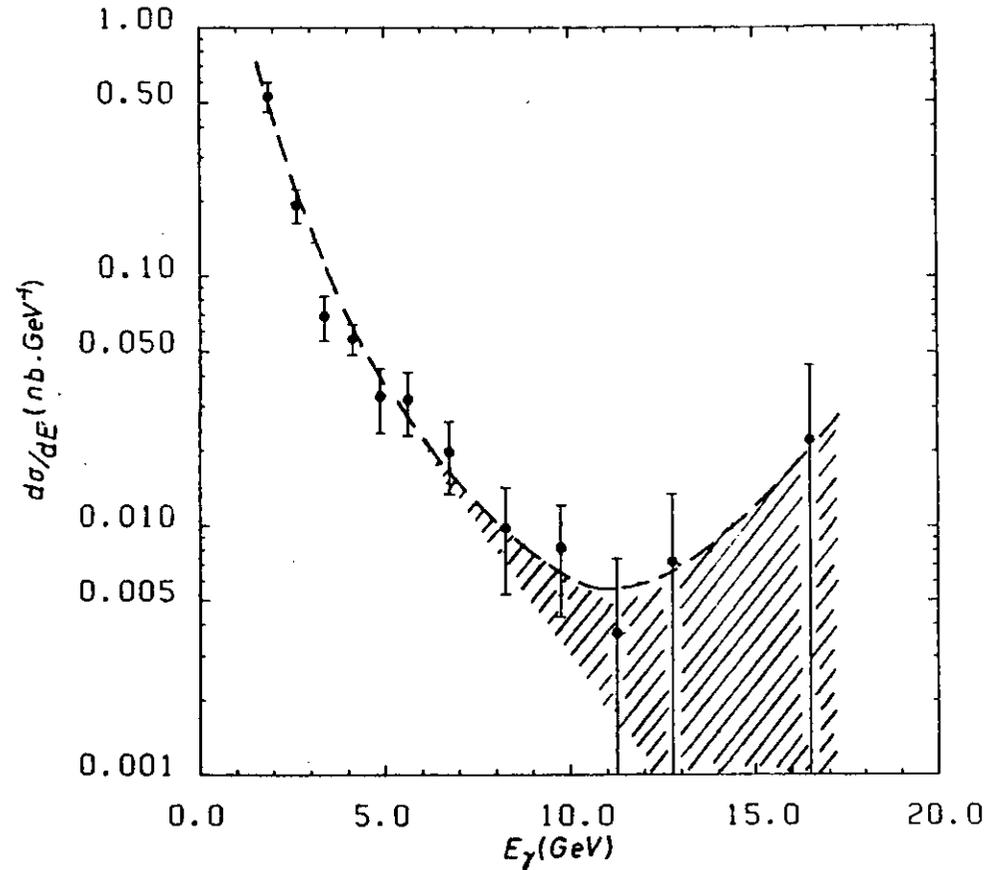


Abbildung 70.  $d\sigma(e^+e^- \rightarrow \gamma + X)/dE$

Schraffiert eingezeichnet ist der Beitrag von Photonen aus Bremsstrahlung am einlaufenden  $e^+, e^-$ .

### 8.3). Trennung der Photonen aus verschiedenen Reaktionen

Der nächste Schritt in der Analyse ist die Trennung von Photonen aus :

- a) Bremsstrahlung am einlaufenden  $e^+, e^-$  einerseits und
- b)  $\pi^0, \eta$  - und anderen Zerfällen + Bremsstrahlung am  $q, \bar{q}$  im Endzustand andererseits.

Dazu wird ausgenutzt, daß a) und b) verschiedene Gebiete des Phasenraumes belegen (Siehe Anhang C). Während Photonen aus Quelle a) eine nur sehr schwache Korrelation mit der Jetachse besitzen, sind Photonen aus Quelle b) stark korreliert. Wichtig für die Analyse ist deshalb die Kenntnis der Jet-Achsen.

Die Mehrzahl der hadronischen Ereignisse weist eine 2-Jet Struktur auf. In diesen Fällen kann die Richtung der Jet-Achsen relativ einfach durch die Berechnung von Sphärität oder Thrust bestimmt werden. Durch Guonabstrahlung können aber 3- oder 4-Jet Strukturen vorkommen. Daher wird ein Verfahren benötigt, das auch bei solchen Ereignistypen die Jetachsen bestimmt. Zu diesem Zweck wurde ein Algorithmus entwickelt, der aus den Spuren der geladenen Teilchen in der Driftkammer die Jet-Achsen berechnet :

I) Um das Teilchen mit dem größten Impuls (Minimalimpuls =  $1\text{GeV}/c$ ) wird in einem Kegel mit einem halben Öffnungswinkel von  $40^\circ$  nach weiteren geladenen Teilchen gesucht und die Impuls-gewichtete Schwerpunktachse bestimmt, die sich durch 3-maliges Wiederholen dieses Schrittes iterativ ergibt.

Eine Variation des Öffnungswinkels zwischen  $35^\circ$  und  $70^\circ$  führt zu keiner signifikanten Veränderung in der Anzahl gefundener Jet-Achsen.

Die gefundenen Teilchen bilden einen Jet, dessen Achse gleich der Schwerpunktachse ist.

II) Für die übrigen Teilchen wird der Schritt I) so oft wiederholt, bis alle Teilchen Jets zugeordnet sind.

Mit diesem Verfahren ergibt sich für die hadronischen Ereignisse folgende Häufigkeitsverteilung der Jet-Achsen:

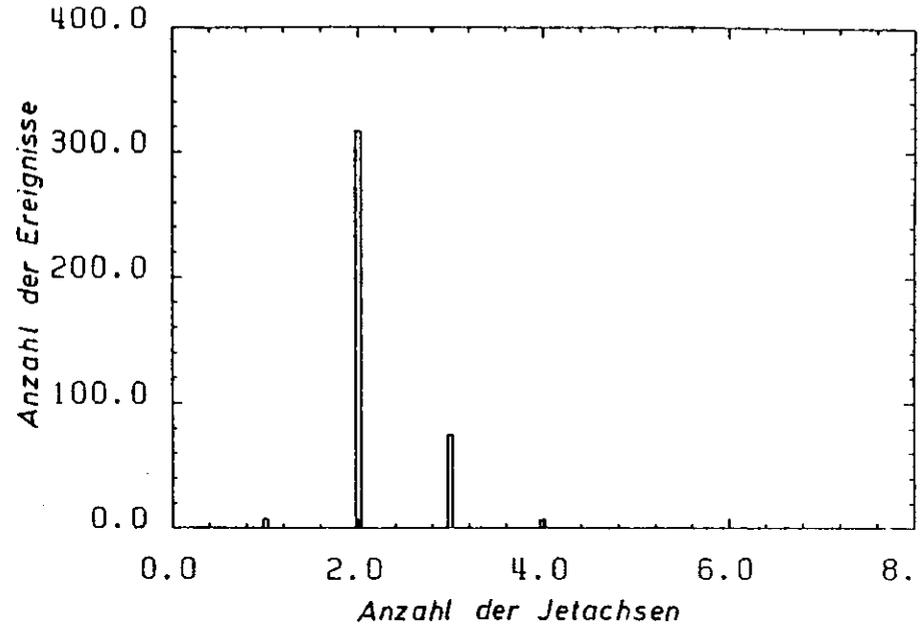


Abbildung 71. Multiplizität der Jet-Achsen in hadronischen Ereignissen mit  $E_T \geq 1.5\text{GeV}$

Nach der Jetsuche in einem Ereignis wird für jedes gefundene Photon der nächste Jet gesucht. Für die Darstellung der Daten bietet sich dann die  $E_T \cdot \cos\theta_{\min}$ -Ebene an, wobei  $\theta_{\min}$  der Winkel zwischen Photon und nächstem Jet ist. Abbildung 72 auf Seite 108 zeigt die Photonen in dieser Ebene.

In welchen kinematischen Bereichen ist eine signifikante Trennung der Photonen aus den verschiedenen Produktionsprozessen in der  $E_T \cdot \cos\theta_{\min}$  Ebene möglich ?

Zur Beantwortung dieser Frage wurden mit dem  $q\bar{q}g$ -Monte-Carlo-Generator (Hoy79) 170000 hadronische Ereignisse bei  $\sqrt{s}=35.2\text{GeV}$  erzeugt. In diese wurden die Akzeptanz des TASSO und die Kriterien aus Kapitel 8.1 gefaltet. Es blieben danach 115000 Ereignisse übrig.

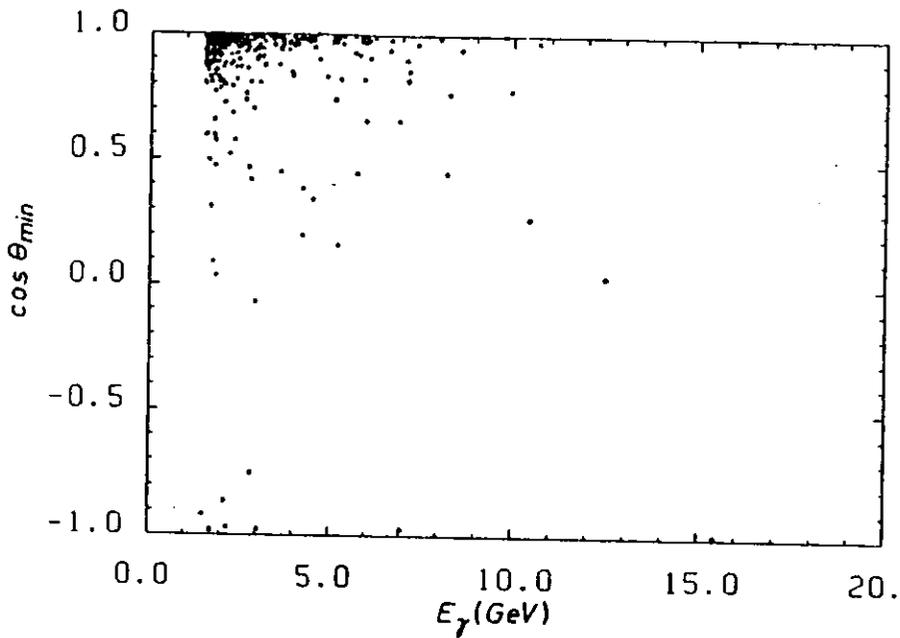


Abbildung 72. Photonenergie gegen  $\cos\theta_{\min}$  (Daten)

Als Quelle der Photonen wird unterschieden zwischen:

- I)  $\gamma$ 's aus  $\pi^0$ -Zerfällen
- II)  $\gamma$ 's aus Bremsstrahlung am einlaufenden  $e^+, e^-$
- III)  $\gamma$ 's aus  $\eta, \eta'$  - und anderen Zerfällen

Photonen, die im Strahlrohr in  $e^+, e^-$  konvertieren, werden verworfen.

Die E-cos $\theta$ -Ebene wird unterteilt in ein Raster der Granularität:

$$\Delta E = 1.5 \text{ GeV}, \quad \Delta \cos\theta = 0.2$$

$E_\gamma$ (GeV)	$\cos\theta_{\min}$																								
	1.5	3	4.5	6	7.5	9	10.5	12	13.5	15	16.5	18	1.5	3	4.5	6	7.5	9	10.5	12	13.5	15	16.5	18	
0.6	16094	4203	1729	733	287	154	52	25	6				2477	31775	22303	13155	988	440	67	22	2				
0.8	819	170	49	34	16	10	13	4					128	1731	69	105	95	62	7	3	1				
0.4	273	40	17	8	7	4	2	1	1				44	2314	143	101	91	8	51	2	1	1	2		
0.2	150	45	14	7	7	6	3	2	1				26	22	15	2	41	1	31	1	5	1	2	1	
0.0	96	20	7	2	6	3	3	2	3				24	253	195	91	91	102	11	1	4				
-0.2	43	18	6	4	1	1	1	1	4				17	13	6	111	7	81	41	7	6				
-0.4	28	7	6	3	1	1	1	5	6				5	11	21	22	31	1	5	5	6				
-0.6	12	7	8	2	2	2	2	3	5				5	5	11	22	31	1	5	5	6				
-0.8	5	2	1	1	2	2	2	3	6				2	2	2	2	3	1	3	3	6				
-1.0	2	3	2	3	1	1	1	1	1				1	1	1	1	1	1	1	1	1				
	110	50	36	22	12	14	8	9	4				110	50	36	22	12	14	8	9	4				
	11	6	2	4	1	5	3	1	3				11	6	2	4	1	5	3	1	3				

Abbildung 73. Photonen aus den verschiedenen Produktionsprozessen in 115000 hadronischen Ereignissen (Monte-Carlo)

$T_{\pi^0}$   
 $T_{\eta, \eta'}$   
 $T_{\text{Brems}}$

und getrennt für I) - III) berechnet. Das Ergebnis zeigt Abbildung 73 auf Seite 109. Photonen aus  $\pi^0$  und  $\eta, \eta'$ -Zerfällen finden sich wie erwartet hauptsächlich bei kleinen Winkeln zur Jetachse mit einem niederenergetischeren Ausläufer zu größeren Winkeln. Die Grenzen dieses Gebietes werden grob durch:

$$\left. \begin{array}{l} E_\gamma \leq E_{\text{Strahl.}} \quad 0.6 \leq \cos\theta_{\text{min}} \leq 1.0 \\ E_\gamma \leq 4.5\text{GeV.} \quad -1.0 \leq \cos\theta_{\text{min}} \leq 0.6 \end{array} \right\} \text{Bezirk 1}$$

gegeben. Die  $\gamma$ 's bei kleinen Energien, aber großem Winkel zum nächsten Jet ( $\cos\theta_{\text{min}} \sim -1.0$ ) stammen aus Jets, in denen die Energie der geladenen Spuren jeweils  $< 1\text{GeV}$  ist.

Bremsstrahlungsphotonen dominieren bei

$$\left. \begin{array}{l} E_\gamma \geq 10.5\text{GeV.} \quad -1.0 \leq \cos\theta_{\text{min}} \leq 0.0 \\ E_\gamma \geq 10.5 + 7.5 \cdot \cos\theta_{\text{min}} \text{ (GeV)} \quad 0.0 \leq \cos\theta_{\text{min}} \leq 1.0 \end{array} \right\} \text{Bezirk 2}$$

Der Zwischenbereich eignet sich nicht für eine Trennung der Photonen aus den verschiedenen Quellen.

Die Monte-Carlo Ergebnisse wurden überprüft, indem für jeden Rasterpunkt aus den korrigierten Daten die Anzahl der Einträge berechnet und mit der Simulation verglichen wurde. Die Abweichungen in Einheit von  $\sigma$ :

$$\sigma = \frac{N \text{ der } \gamma\text{'s(Daten)} - N \text{ der } \gamma\text{'s(Monte-Carlo)}}{\sqrt{N \text{ der Photonen(Monte-Carlo)}}$$

zeigt Abbildung 74 auf Seite 111.

Die Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo ist gut für alle Bereiche der  $E_\gamma - \cos\theta_{\text{min}}$  Ebene.

Zusätzlich ist dies eine Überprüfung des Spurerkennungsprogrammes. Speziell innerhalb eines Jets kann es durch zusammenhängende Energieponierungen zweier getrennter Teilchen und daraus folgender falscher Aufspaltung zu Fehlidentifikationen kommen.

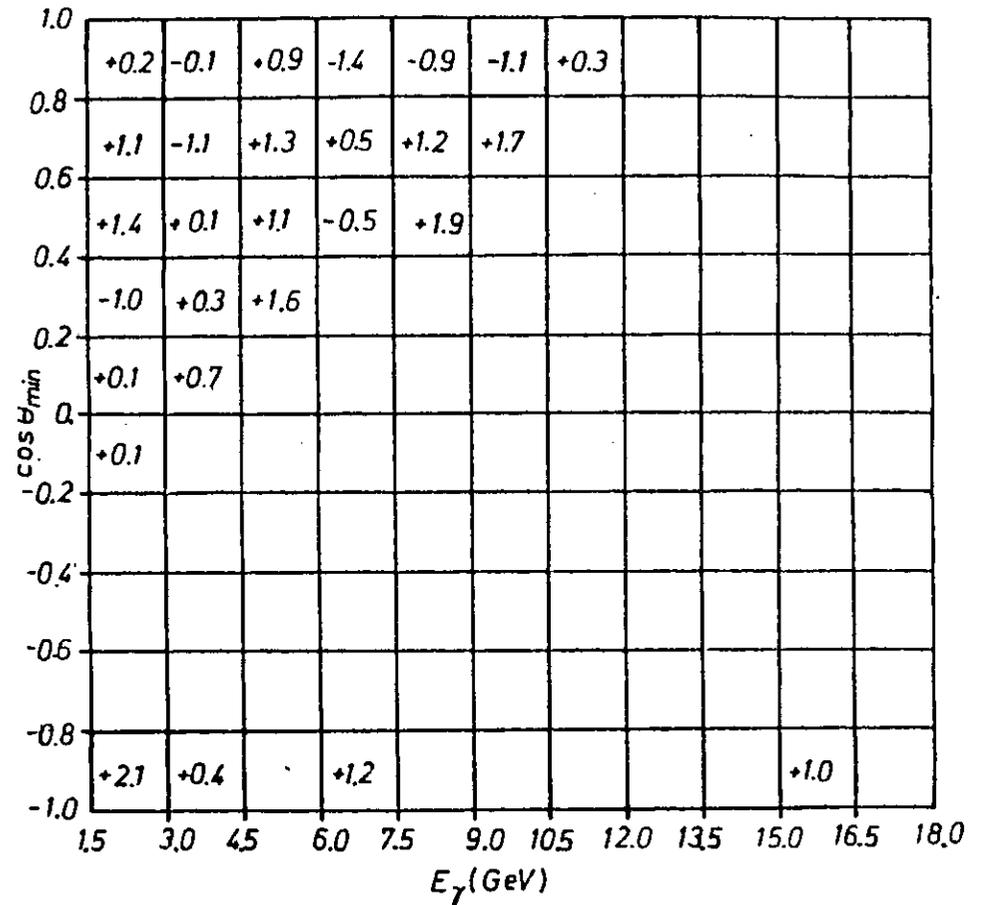


Abbildung 74. Abweichungen zwischen Simulation und Daten

Welchen Beitrag liefern direkte Photonen im untersuchten Rasterbereich?

Die Trennung gegenüber  $\gamma$ 's aus  $\pi^0$ -Zerfällen ist nach Anhang C aus Gründen der Statistik nur innerhalb eines Jets für  $z = E_\gamma / E_{\text{Strahl.}} \geq 0.5$  möglich. Bei  $s = 1239 \text{ GeV}^2$  werden zwischen  $0.5 \leq z \leq 0.8$  in 1793 Ereignis-

sen 9.0 direkte Photonen erwartet. Gefaltet mit der Verteilung der  $q\bar{q}$ -Erzeugungsrichtung  $\propto 1 + \cos^2\theta$  sind dies im F.A.K.-Winkelbereich bei einer Gleichverteilung in  $\phi$  1.9 Photonen, die stark mit der Jet-Achse korreliert sind. Oberhalb  $E_\gamma = 9$  GeV und bei Winkeln zur Jet-Achse  $< 90^\circ$  finden sich in den korrigierten Daten  $5.9 \pm 2.7$  Photonen. Aus Monte-Carlo Rechnungen werden

4.35	$\gamma$ 's aus $\pi^0$ -Zerfällen	} 8.1 $\gamma$ 's
0.96	$\gamma$ 's aus $\eta$ - und anderen Zerfällen	
0.82	$\gamma$ 's aus Bremsstrahlung am $e^+$ , $e^-$	

erwartet. Die Daten deuten auf keine signifikante Erzeugung direkter Photonen hin. Oberhalb  $E_\gamma = 13$  GeV, also in einem Bereich mit guter Trennungsmöglichkeit, wurde kein Photon beobachtet.

In folgender Tabelle sind für die beiden auf Seite 110 definierten kinematischen Bereiche die Monte-Carlo Erwartungen mit den Daten verglichen:

Bereich	$\gamma$ 's aus:	Monte-Carlo			$\Sigma$	Daten
		$\pi^0$	$\eta, \eta'$	$\gamma_{\text{Brems}}$		
1		378	65	6	449	$475 \pm 71$
2		0.7	0.15	2.0	2.85	$2.4 \pm 1.7$

Es zeigt sich in allen Bereichen eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo. Auch bezüglich der Bremsstrahlung am  $e^+, e^-$  im Anfangszustand herrscht Übereinstimmung. Zur genaueren Überprüfung der Bremsstrahlung werden allerdings wesentlich mehr Daten benötigt.

## 9) Zusammenfassung

Im ersten Teil dieser Arbeit wurden zwei Methoden zur Eichung der Flüssig-Argon-Schalen-Kalorimeter am TASSO entwickelt und beschrieben:

Minimalionisierende Müonen aus der Höhenstrahlung, die im F.A.K. einer Schauerenergie von ca. 200 MeV entsprechen, ermöglichen eine Eichung bei niedrigen Energien und eignen sich wegen der hohen Teilchenrate besonders zur Überwachung der zeitlichen Stabilität des Argons und der Elektronik. Die Energieauflösung für Müonen beträgt  $\sigma_E/E = 16\%$ .

Elektronen und Positronen aus der Bhabhastreueung mit definierter Strahlenergie um 15-18.3 GeV dagegen dienen zur Kalibration im hochenergetischen Bereich. Nach Energiekorrekturen auf Bremsstrahlung an den ein- und auslaufenden  $e^+, e^-$  ergibt sich die Energieauflösung der F.A.K., gemittelt über alle Daten, für hochenergetische Elektronen (Positronen) zu  $\sigma_E/E = 4.8\%$ . Die Winkelauflösung beträgt  $\sigma_\theta = 3.4$  mrad,  $\sigma_\phi = 4.25$  mrad.

Die Kalibrationskonstanten aus Müon- und Bhabha-Eichung stimmten innerhalb ihrer Fehler ( $\pm 5\%$  bei der Bhabha-Eichung,  $\pm 5\%$  bei der Müon-Eichung) miteinander überein, was die Linearität des Kalorimeters bestätigt. Nichtlineare Korrekturfaktoren, verursacht durch Material im TASSO vor dem Kalorimeter (ca.  $1.26 X_0$ ) und Energieverlust an der Rückseite durch seine endliche Dicke ( $13.7 X_0$ ) wurden in Testmessungen an 3 Submodulen im  $e^-$ - und  $\gamma$ -Teststrahl bestimmt. Vergleichsergebnisse, berechnet mit dem E.G.S., decken sich mit den Daten.

Eichung und Korrekturfaktoren wurden überprüft für

I) Elektronen mit Energien zwischen 0.5-2 GeV durch Vergleich der in den F.A.K. bestimmten Energie mit dem in der Driftkammer gemessenen Impuls

II) Photonen durch Bildung des invarianten 2-Photon Massenspektrums, das, wie erwartet, einen Peak bei der  $\pi^0$ -Masse zeigt. Die Halbwertsbreite beträgt 20 MeV.

Die QED wurde an Hand der Winkelverteilung der in den F.A.K. nachgewiesenen  $e^+$  und  $e^-$  aus der Bhabhastreueung für  $30.0 \text{ GeV} \leq \sqrt{s} \leq 36.8 \text{ GeV}$  getestet. Nach allen Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen ergab sich

$$\frac{d\sigma^{exp}}{d\Omega} = (1.026 \pm 0.03_{stat} \pm 0.06_{sys}) \cdot \frac{d\sigma^{QED}}{d\Omega}$$

Modifikationen durch ausgedehnte Leptonen oder Einflüsse der starken Wechselwirkung am Photonpropagator lassen sich durch raum- und zeitartige Formfaktoren beschreiben. Eine Angleichung an die Daten liefert für die untere Grenze (95% Vertrauensgrenze) der Abschneideparameter:

Für  $\Lambda_s$  :

$$\Lambda_+ = 82 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_- = 168 \text{ GeV}$$

Für  $\Lambda_t$  :

$$\Lambda_+ = 52 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_- = 122 \text{ GeV}$$

Für  $\Lambda_s = \Lambda_t$  :

$$\Lambda_+ = 91 \text{ GeV}$$

$$\Lambda_- = 131 \text{ GeV}$$

Abweichungen von der QED wurden nicht beobachtet. Die Punktförmigkeit der Leptonen für Abstände  $\geq 2.2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}$  ist bestätigt.

Weiterhin wurde der inklusive Wirkungsquerschnitt für Photonerzeugung  $d\sigma/dE_\gamma$  in multihadronischen Ereignissen bestimmt. Ein Vergleich der Form des Spektrums und der absoluten Anzahl nachgewiesener Photonen in 1793 Ereignissen bei einer mittleren Schwerpunktenenergie von  $\langle\sqrt{s}\rangle = 35.2 \text{ GeV}$  mit den Ergebnissen eines  $q\bar{q}$  - und  $q\bar{q}$  Monte-Carlo Programmes mit Fragmentation nach Feynman-Field zeigte hervorragende Übereinstimmung.

Die Trennung von Photonen aus  $\pi^0$ ,  $\eta$ ,  $\eta'$ -Zerfällen von solchen aus Bremsstrahlung am einlaufenden  $e^+, e^-$  ist nur in bestimmten kinematischen Bereichen der  $E_\gamma - \cos\theta_{min}$ -Ebene möglich, wobei  $E_\gamma$  die Photonenergie und  $\theta_{min}$  der Winkel zwischen Photon und nächstem Jet ist. Zur Berechnung der Jet-Achsen wurde ein eigener Algorithmus entwickelt.

Sowohl im Bereich, wo Photonen aus  $\pi^0$ ,  $\eta$  und  $\eta'$ -Zerfällen dominieren, als auch dort, wo Bremsstrahlungsphotonen hauptsächlich beitragen, ergab sich eine gute Übereinstimmung zwischen Daten und Monte-Carlo Rechnungen.

## 10) Anhang A

		Material im Innendetektor		
		<Radius> (cm)	Dicke (cm)	X/X <sub>0</sub>
1)	Strahlrohr			
	Aluminium		0.4	0.045
	Rohacell		0.6	0.003
	Kapton		0.0025	0.001
	PVC		0.45	0.010
	Aluminium (Kühlung)			0.002
		13.4		0.061
2)	Strahlrohr-Zähler			
	Szintillator		0.5	0.0118
	Al.-Folie		0.005	0.0005
	Verpackung		0.01	0.0003
		15.1		0.0012
3)	Proportionalkammer			
	Polystyren		7.0	0.0030
	CFK, (24-0.09)		0.21	0.0063
	Kupfer, (8-0.04/1.2)		0.027	0.0186
	Kapton, (8-0.075)		0.060	0.0021
	Mylar, (2-0.075)		0.015	0.0005
	Al.-Folie		0.020	0.0022
	Wolfram-Drähte			0.00003
Gasgemisch		5.6	0.00045	
		23.6		0.033
4)	Strahlungsschild			
	Aluminium		0.20	0.022
	Zinn		0.06	0.050
		32.0		0.072
5)	Driftkammer			
	Fiberglass	32.5	0.49	0.024
	Gasgemisch	79.5	90.00	0.008
	Aluminium		0.6	0.067
				0.099

	<Radius> (cm)	Dicke (cm)	X/X <sub>0</sub>
6) Flugzeitzähler Polystyren		2.0	0.0464
7) Hitzeschild Aluminium		0.3	0.034
8) Spule Aluminium		8.3	0.932
Wasser		1.0	0.028
Polyesterharz		1.9	0.050
			1.010
mit Strahlungsschild			$\Sigma=1.356 \cdot X_0$
ohne Strahlungsschild			$\Sigma=1.284 \cdot X_0$
9) Material der F.A.K.-Tankfenster			
V2A-Stahl		0.15	0.085
Aluminium		1.24	0.139
Polystyren		0.40	0.010
Argon		1.4	0.099
			0.333
Material vor dem ersten Energiemeßspalt (mit Strahlungsschild)			1.689 · X <sub>0</sub>
Material vor dem ersten Energiemeßspalt (ohne Strahlungsschild)			1.617 · X <sub>0</sub>

## 10) Anhang B

### Geometrie der Flüssig-Argon-Schalen-Kalorimeter

Abgedeckter Winkelbereich	42° ≤ θ ≤ 138° 32° ≤ φ <sub>1</sub> ≤ 148° 212° ≤ φ <sub>2</sub> ≤ 328°
Anzahl der Submodule	6
Abgedeckter Winkelbereich/SM	Δθ = 96° Δφ = 26.7°
Abstand vom WWP	177cm

Material zwischen WWP und Kalorimeter:

ohne Strahlungsschild	1.28X <sub>0</sub>
mit Strahlungsschild	1.36X <sub>0</sub>

### Innerer Aufbau eines Submodules:

I) <u>Vordertürme:</u>	
Frontfläche	7.1 × 7.1 cm <sup>2</sup>
Dicke	6.1 X <sub>0</sub>
Abstand vom WWP	177.1 cm
II) <u>Hintertürme:</u>	
Frontfläche	15.2 × 15.2 cm <sup>2</sup>
Dicke	7.6 X <sub>0</sub>
Abstand vom WWP	201.0 cm
III) <u>Koordinatenstreifen</u>	
a) 1. θ-Streifen	
mittlerer Abstand vom WWP	179.4 cm
Material vor den Streifen	1.65 X <sub>0</sub>
mittlere Streifenbreite	2.3 cm
mittlere Streifenlänge	91.0 cm
b) 2. θ-Streifen	
mittlerer Abstand vom WWP	180.6 cm
Material vor den Streifen	1.75 X <sub>0</sub>
mittlere Streifenbreite	2.3 cm
mittlere Streifenlänge	91.0 cm
c) 3. θ-Streifen	
mittlerer Abstand vom WWP:	
Lage 1	186.6 cm

Lage 2	192.4cm
Material vor den Streifen:	
Lage 1	3.2X <sub>0</sub>
Lage 2	4.7X <sub>0</sub>
mittlere Streifenbreite	2.3cm
mittlere Streifenlänge	91.0cm

d)  $\phi$ -Streifen

mittlerer Abstand vom WWP	
Lage 1	181.7cm
Lage 2	188.0cm
Lage 3	193.8cm
Material vor den Streifen:	
Lage 1	1.9X <sub>0</sub>
Lage 2	3.3X <sub>0</sub>
Lage 3	4.7X <sub>0</sub>
mittlere Streifenbreite	2.3cm
mittlere Streifenlänge	98.7cm

Anzahl der Zellen:

<u>Anzahl der :</u>	<u>je Submodul</u>	<u>Insgesamt</u>
Vordertürme	636	5088
Hintertürme	156	1248
1. $\theta$ -Streifen	168	1344
2. $\theta$ -Streifen	168	1344
3. $\theta$ -Streifen	168	1344
$\phi$ -Streifen	72	576
Gesamtzahl der Kanäle		10944

10) Anhang C

Direkte Photonen aus Bremsstrahlung am auslaufenden  $q, \bar{q}$  (Kol79)

Eine Quelle direkter Photonen in hadronischen Ereignissen ist die Bremsstrahlung von Quarks im Endzustand:

$$e^+e^- \rightarrow q \bar{q} (\gamma) \rightarrow \gamma + \text{Hadronen}$$

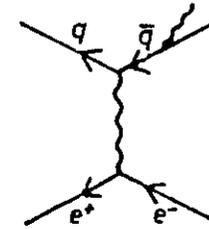


Abbildung 75. Born-Term  $\sim \alpha^3$

Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktionen kann durch die transversalen und longitudinalen Strukturfunktionen ausgedrückt werden:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{3 \cdot \alpha \cdot \sigma_{\mu\mu} \cdot z}{4} \cdot \left[ W_{\text{trans}}(z, Q^2) \cdot (1 + \cos^2\theta) + W_{\text{long}}(z, Q^2) \cdot (1 - \cos^2\theta) \right]$$

mit

$$z = \frac{E_\gamma}{E_{\text{strahl}}}$$

$$\sigma_{\mu\mu} = \frac{4 \cdot \pi \cdot \alpha^2}{3 \cdot Q^2}$$

$\theta$  = Winkel zwischen Photon-Impuls und  $e^+e^-$  Kollisions-Achse.

Die Strukturfunktionen sind in der Born'schen Näherung gegeben durch :

$$W_{\text{trans}}(\text{Born}) = \frac{\sum e_q^4}{4 \cdot \pi^2 \cdot z^2} \cdot \left( 1 - \frac{1-z^2}{z^2} \ln((1-z) \cdot \frac{Q^2}{\Lambda^2}) \right)$$

$$W_{\text{long}}(\text{Born}) = \frac{\sum e_q^4 \cdot (1-z)}{\pi^2 \cdot z^2}$$

Für Quarks großer Masse:  $\Lambda \rightarrow m_q$

Umgeschrieben auf Quark-Photon Fragmentationsfunktionen ergibt sich:

$$\frac{d\sigma(e^+e^- \rightarrow q \bar{q} \gamma \rightarrow \gamma + X)}{\sigma_{\text{tot}}} = \frac{\sum e_q^4 [D_q^V(z, Q^2) + D_{\bar{q}}^V(z, Q^2)]}{\sum e_q^4}$$

Summiert wird über alle Flavour- und Color Quantenzahlen. Der Beitrag des Born-Terms zum Wirkungsquerschnitt beträgt:

$$D_{q,q}^V(z, Q^2)_{\text{Born}} = \frac{\alpha}{2\pi} \cdot e_q^2 \cdot \log(Q^2/\Lambda^2)$$

Die zusätzliche Abstrahlung von Gluonen führt zu Abweichungen vom Born-Wirkungsquerschnitt. Das  $\gamma$ -Spektrum wird zu kleineren Energien hin verschoben, da ein Teil des Quarkimpulses vom Gluon übernommen wird. Der Beitrag durch folgendes Feynman-Diagramm

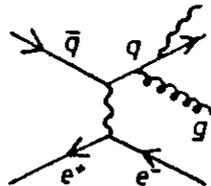


Abbildung 76. QCD-Term  $\propto \alpha^3 \cdot \alpha_s$  ( $\alpha_s$  = QCD-Kopplungskonstante)

$$\alpha_s = \frac{12 \pi}{(33 - 2 \cdot N) \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2)}$$

für  $N=5$ ,  $Q^2=10^2 \text{ GeV}^2$ ,  $\Lambda=250 \text{ MeV}$

ist nach einem Verfahren von Altarelli/Parisi (Alt77) bestimmbar und ergibt für

$$F_q(z) = \frac{D_q^V(z, Q^2)}{D_q^V(z, Q^2)_{\text{Born}}}$$

folgende Korrektur :

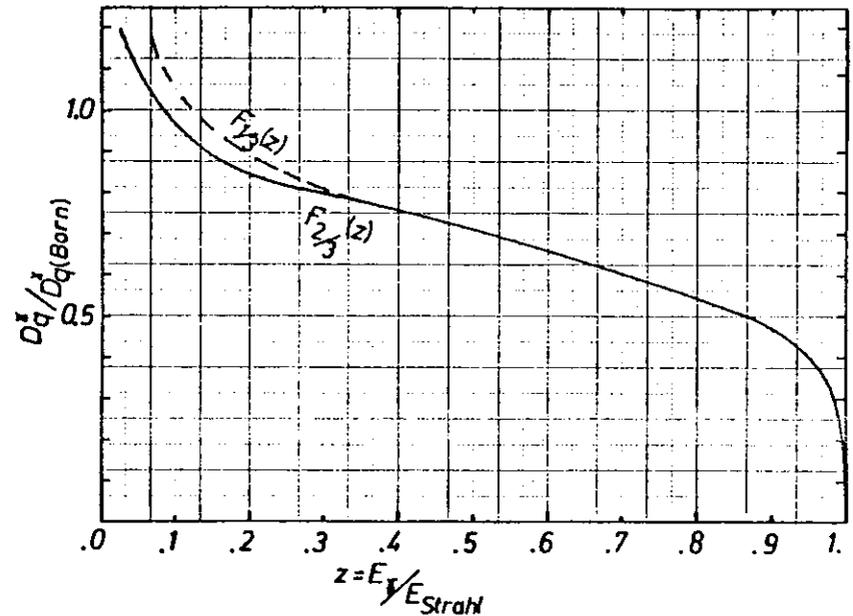


Abbildung 77. QCD-Korrekturen zum Born-Term

Parametrisiert werden kann  $D_q^V(z, Q^2)$  durch:

$$D_q^V(z, Q^2) = \frac{e_q^2 \cdot \alpha}{2\pi} \cdot \frac{(0.08 + 1.12 \cdot z - 0.2 \cdot z^2 \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2))}{z^2 \cdot (0.89 - 0.64 \ln(1-z))}$$

Der Beitrag von direkten Photonen zum totalen hadronischen Wirkungsquerschnitt  $\sigma_{tot} = 3 \cdot \sum e_q^2 \cdot \sigma_{\mu\mu}$  ergibt für Quarks mit  $q=2/3$ :

$$\frac{1}{\sigma_{uu} + \sigma_{cc}} \int \frac{d\sigma(\gamma_{uu+cc})}{dz} = \frac{4 \cdot \alpha}{9 \cdot \pi} \cdot \ln(Q^2/\Lambda^2) \int_{0.5}^1 \frac{0.5(1+(1-z)^2) F_q}{z} dz$$

$$= 0.005$$

für:  $Q^2 = 10^3 \text{ GeV}^2$ ,  $\Lambda = 250 \text{ MeV}$ ,  $0.5 \leq z \leq 0.8$

d.h. 1 hartes Photon auf 200 hadronische Ereignisse. Der Beitrag von d und s-Quarks im Vergleich dazu beträgt  $(1/3 // 2/3)^2 = 6\%$ .

Die Rate  $\gamma_{dir}/\pi^0$  ist aus

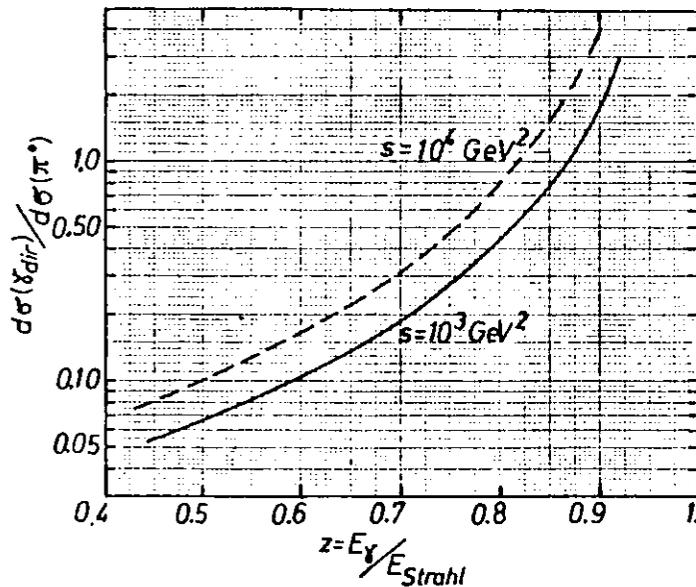
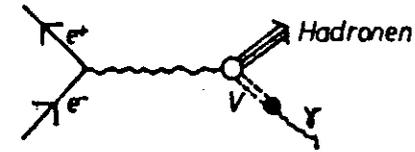


Abbildung 78. Rate von direkten Photonen zu  $\pi^0$ 's in hadronischen Ereignissen als Funktion von  $Q^2$  ersichtlich.

Oberhalb  $z=0.5$  ist  $d\sigma_{\gamma(QCD)}/d\sigma_{\pi} \gg 1\%$ .

Eine weitere Quelle von Photonen ist die Reaktion



Sie läßt sich im VDM berechnen. Aus der experimentell gemessenen Beziehung:

$$d\sigma_p \sim \lambda \cdot d\sigma_q$$

folgt bei großem z:

$$\frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma(\text{VDM})}{dz} = \frac{\lambda}{300} \cdot \frac{1}{\sigma_{tot}} \cdot \frac{d\sigma_q}{dz}$$

$\lambda$  ist bei großem z konstant = 1-2. Damit ist  $\gamma/\pi^0 \ll 1\%$  und die Photonkomponente dieser Quelle vernachlässigbar klein.

Photonen aus Bremsstrahlung am einlaufenden  $e^+$ ,  $e^-$  und auslaufenden Quarks, Antiquarks besetzen verschiedene Gebiete des Phasenraumes. Während erstere hauptsächlich in einen engen Kegel um die Strahlachse emittiert werden und nur eine sehr schwache Korrelation mit der Jet-Achse besitzen, sind letztere stark mit der Jet-Achse korreliert.

Winkel- und Energieverteilung für beide Reaktionen sind bestimmt durch:

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \cdot \frac{d\sigma(\gamma_{direct})}{dz \cdot dx_q \cdot d\cos\theta} = \frac{3 \cdot \alpha \cdot \sum e_q^4 \cdot B}{16 \cdot \pi \cdot (1-x_q) \cdot (1-x_{\bar{q}})}$$

$$\frac{1}{\sigma_{\mu\mu}} \cdot \frac{d\sigma(\gamma_{brems})}{dz \cdot dx_q \cdot d\cos\theta} = \frac{3 \cdot \alpha \cdot \sum e_q^4 \cdot B}{4 \cdot \pi \cdot z^2 \cdot (1-z) \cdot (1-\cos^2\theta)}$$

$$B = (x_q + x_{\bar{q}}^2 - x^2) \cdot (1 + \cos^2\theta) + 2 \cdot \sin^2\theta \cdot x^2$$

$$x^2 = \frac{4(1-z)(1-x_q)(1-x_q)}{z^2}$$

$$z \cdot x_q \cdot x_q = 2 \quad \text{und}$$

$$x_q(1-\cos\theta) = 2(1-x_q)$$

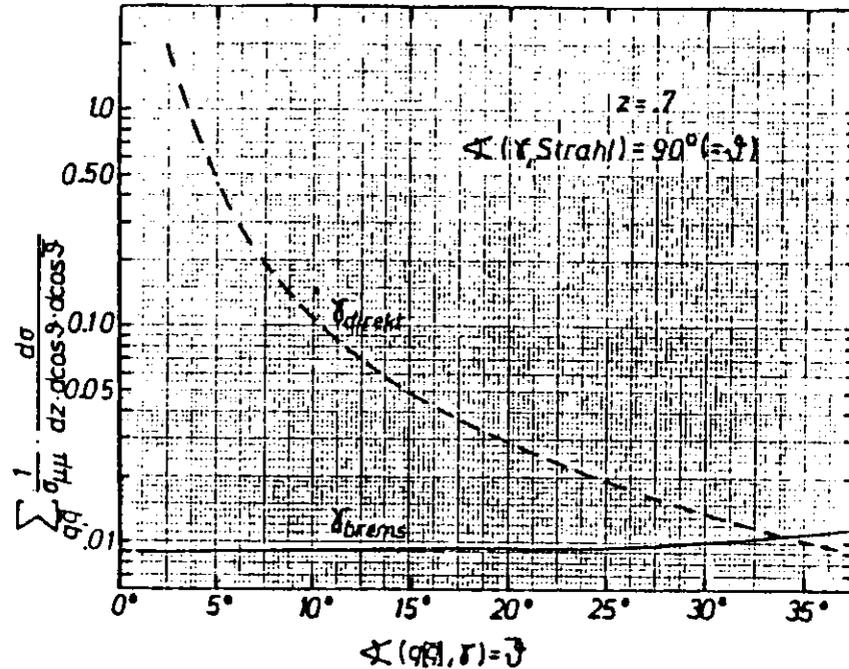


Abbildung 79. Winkelverteilung von Bremsstrahlungs- und direkten Photonen zur Jet-Achse.

Photonen aus Quark-Bremsstrahlung können also nur innerhalb von Jets gesucht werden und müssen so gegen die  $\gamma$ 's aus  $\pi^0$ -Zerfällen diskriminiert werden.

## 11) Literaturliste

- Alt77 G. Altarelli, G. Parisi  
Nuclear Physics B126, (1977) 289
- App73 T. Appelquist, H. D. Politzer  
Phys. Rev. Letters 34, (1973) 43  
Phys. Rev. D12, (1975) 1404
- Bar74 A. Baroncelli  
Nucl. Instr. and Methods 118, (1974) 445
- Bal70 G. Bathow et al.  
Nuclear Physics B20, (1970) 592
- Ber73 F. A. Berends, R. Gastmans  
Nuclear Physics B61, (1973) 414
- F. A. Berends et al.  
Nuclear Physics B68, (1974) 541
- Ber78 F. A. Berends et al.  
Nuclear Physics B115, (1976) 114
- F. A. Berends, G. J. Komen  
Phys. Letters 63B, (1976) 432
- Bjo69 J. D. Bjorken  
Phys. Rev. 185, (1969) 1975
- Bro75 B. Brout, F. Englert, W. Fischer  
Phys. Rev. Letters 36, (1975) 649
- Bud75 R. Budny  
Phys. Letters 55B, (1975) 227
- Bur87 H. Burfeindt  
DESY Report 87/24
- Cra68 C. J. Crannell  
Phys. Rev. 149, (1966) 201
- Dre58 S. D. Drell  
Ann. Phys. 4, (1958) 76

Eva72	R. D. Evans "The Atomic Nucleus", Mc. Graw-Hill 1972	MAR79B	MARK J Collaboration Phys. Rev. Letters 43, (1979) 830
Fey69	R. P. Feynman Phys. Rev. Letters 23, (1969) 1415	MAR79C	MARK J Collaboration Phys. Rev. Letters 43, (1979) 1915
Fey72	R. P. Feynman "Photon Hadron Interaction", Benjamin, New York, 1972	Mes62	H. Messel "Electron-Photon Shower" Pergamon Press 1970
Gab76	T. A. Gabriel, W. Schmidt Nucl. Instr. and Methods 134, (1976) 271	Nag65	H. H. Nagel Z. Physik 186, (1965) 319
Hey76	D. Heyland Diplomarbeit, Hamburg 1978	Nam74	Y. Nambu Phys. Rev. D10, (1974) 4262
Hol78	M. Holder, CDHS Collaboration Nucl. Instr. and Methods 151, (1978) 69	Nav74	A. Navarro-Savoy CRN/HE 74-15
Hoy79	Hoyer et al. DESY Report 79/78 (1979)	Nel66	W. R. Nelson Phys. Rev. 149, (1966) 201
Iaw79	S. Iwata DPMU-3-79, Februar 1979	Nie73	H. Nielsen, P. Olesen Nucl. Phys. B61, (1973) 45
JAD79	JADE-Collaboration DESY Report 79/80 (1979)	PLU79A	PLUTO-Collaboration Phys. Letters 81B, (1979) 410
JAD80	JADE-Collaboration DESY Report 80/14 (1980)	PLU79B	PLUTO-Collaboration Phys. Letters 86B, (1979) 418
Kan53	A. Kantz Nucleonics 12, (1954) 36	PLU80	PLUTO-Collaboration DESY Report 80/01 (1980)
Kog73	J. Kogut, L. Susskind Phys. Rev D9, (1973) 2273	Pro79	Yu. D. Prokoshkin Proc. of the Second ICFA Workshop CERN, Juni 1980, 405
Kol79	K. Koller, T. F. Walsh, P. M. Zerwas Particles and Fields 2, (1979) 197	Ran72	J. Ranft Part. Accelerators 3, (1972) 129
Lon75	E. Longer NIM 128, (1975) 283	Rit60	D. M. Ritson "Techniques of High Energy Particles", Volume V, 1960
MAR79A	MARK J Collaboration Phys. Rev. Letters 42, (1979) 1113		

Rit60	D. M. Ritson "Techniques of High Energy Particles", Volume V, 1960	12) <u>Lebenslauf</u>	
		24.3.1954	geboren als Sohn des Rektors Joachim Heyland und seiner Frau Johanna, geb. Keller. in Pinneberg, Krs. Pinneberg, Schleswig Holstein
Ros52	B. Rossi "High Energy Particles" Prentice Hall Inc., N. Y. (1952)	1980-1964	Besuch der Volksschule in Heidgraben, Krs. Pinneberg
Sau79	K. Sauerberg, Doktorarbeit DESY Internal Report F22-79/01 (1979)	1964-1972	Besuch des Ludwig-Meyn-Gymnasiums in Uetersen, Krs. Pinneberg
SLA75A	R. F. Schwitters et al. Phys. Rev. Letters 35, (1975) 1320	März 1972	Abitur
	G. Hanson et al. Phys. Rev. Letters 35, (1975) 1609	WS 1972/73	Beginn des Studiums in Physik und Mathematik an der Universität Hamburg
SLA78	R. L. Ford, W. R. Nelson "The E.G.S. Code System" SLAC-210 (1978)	WS 1974/75	Vordiplom in Physik und Mathematik
		November 1976	Beginn der Diplomarbeit in der Gruppe F1/F52 am DESY mit dem Thema: "Testmessungen am Flüssig Argon Schauerzähler"
TAS79A	TASSO-Collaboration Phys. Letters 83B, (1979) 261	November 1978	Diplomhauptprüfung in Physik
TAS79B	TASSO-Collaboration Phys. Letters 86E, (1979) 243	ab Dezember 1978	angestellt am DESY als wissenschaftliche Hilfskraft
TAS80A	TASSO-Collaboration DESY-Report 80/33 (1980)		
TAS80B	TASSO-Collaboration Phys. Letters 94B, 3 (1980) 437		
TAS81A	TASSO-Collaboration DESY Report 81/005 (1981)		
Tsa74	Tsai Yung Su Rev. Mod. Phys. 46, (1974) 815		
Völ65	U. Völkel DESY Report 65/6 (1965)		
Yud70	T. Yuda Nuova Cim. 65A, (1970) 205		

### 13) Danksagung

Besonders bedanken möchte ich mich bei Herrn Dr. G. Wolf und Herrn Prof. P. Söding für Betreuung, Unterstützung und viele physikalische Diskussionen in allen Arbeitsphasen.

Dr. P. Joos, Dr. A. Ladage und Dr. H. Hultschig überließen mir die Ergebnisse der Testmessungen mit drei der acht F.A.K.-Submodulen.

Dr. U. Karshon und E. Wicklund erstellten die Programme zur Spurrekonstruktion in den Argon-Kalorimetern.

Den Technikern und Elektronikern der Gruppen F1 und F52 danke ich für ihren Einsatz beim Bau der Argon-Kalorimeter und der Ausleseelektronik.