

Interner Bericht

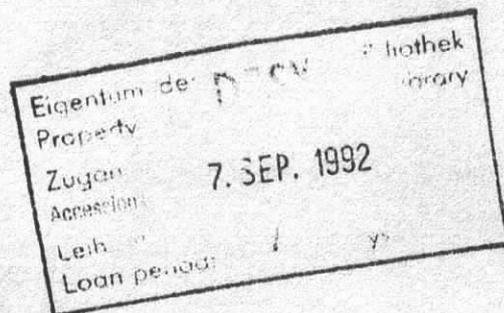
DESY F15-92-02

August 1992

Experimentelle Bestimmung der Größe des Elektrons

von

K. Sachs



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"**

Experimentelle Bestimmung der
Größe des Elektrons

DIPLOMARBEIT

von

Kirsten Sachs

Universität Hamburg

Mai 1992



Kurzfassung

Der differentielle Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ wurde mit Daten des Detektors ARGUS am Speicherring DORIS gemessen. Es wurden folgende Abschneide-Parameter für Abweichungen von der QED bestimmt:

$$\begin{aligned}\Lambda_+^{-1} &= (6.69_{-2.79}^{+1.95} \quad +2.10_{-3.94}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1} \\ \Lambda_{S+}^{-1} &= (3.91_{-6.40}^{+2.18} \quad +2.08_{-6.22}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1} \\ \Lambda_{T-}^{-1} &= (3.91_{-6.41}^{+2.19} \quad +2.09_{-6.22}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}\end{aligned}$$

Dem entsprechen untere Grenzen mit 95% CL von:

[GeV]	Λ	Λ_S	Λ_T
Λ_+	87	117	153
Λ_-	136	153	105

Abstract

The differential cross section of the reaction $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$ has been measured with data from the ARGUS detector at the storage ring DORIS. Cut-off parameters for a modification of QED are obtained to be:

$$\begin{aligned}\Lambda_+^{-1} &= (6.69_{-2.79}^{+1.95} \quad +2.10_{-3.94}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1} \\ \Lambda_{S+}^{-1} &= (3.91_{-6.40}^{+2.18} \quad +2.08_{-6.22}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1} \\ \Lambda_{T-}^{-1} &= (3.91_{-6.41}^{+2.19} \quad +2.09_{-6.22}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}\end{aligned}$$

These correspond to lower limits with 95% CL of:

[GeV]	Λ	Λ_S	Λ_T
Λ_+	87	117	153
Λ_-	136	153	105

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	5
2	Das Experiment	7
2.1	Der Speicherring DORIS	7
2.2	Der Detektor ARGUS	8
2.2.1	Hauptdriftkammer	8
2.2.2	Vertex-Driftkammer	9
2.2.3	Flugzeit-System	9
2.2.4	Schauerzähler	9
2.2.5	Myonkammern	12
2.3	Das Trigger System	12
2.4	Die Datenverarbeitung	13
2.5	Die Detektorsimulation	14
3	Theoretische Grundlagen	15
3.1	Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung	15
3.2	Wirkungsquerschnitt mit höherer Ordnung	16
3.3	Abschneide-Parameter	18
4	Daten-Analyse	19
4.1	Selektion I	19
4.2	Erster Überblick	21
4.3	Akzeptanz	24
4.3.1	Fehlerberechnung	24
4.3.2	Bestimmung der Akzeptanz	25
4.4	Untergrund	27
4.5	Auswertung I	27
4.5.1	Selektions-Akzeptanz	28
4.5.2	Symmetrie-Betrachtungen	28
4.5.3	Bestimmung der Abschneide-Parameter	30
4.6	Selektion II	32

4.7	Die Gruppen der zweiten Selektion	33
4.8	Untergrund II	35
4.9	Auswertung II	37
4.9.1	Selektions-Akzeptanz	37
4.9.2	Bestimmung der Abschneide-Parameter	37
	Zusammenfassung	40
	A Gruppen-Inhalte	42
	B Experimente 6 bis 8	46
	C Vergleich der Wirkungsquerschnitte	49
	D Wirkungsquerschnitt in 3. Ordnung QED	50
	E Bilder von BHABHA-Ereignissen	52
	Danksagung	56
	Literaturverzeichnis	57

Kapitel 1

Einleitung

Das Unverständlichste an unserem Universum ist, daß es verständlich sein soll.

ALBERT EINSTEIN

Schon immer haben Menschen versucht, zu verstehen, was die Welt im Innersten zusammenhält. In der heutigen Physik geht es vor allem um die Kräfte, mit der die Bausteine der Materie, Leptonen und Quarks, über Eichbosonen miteinander 'kommunizieren'. Die bis jetzt erfolgreichste Theorie ist das Standard-Modell, das drei der vier Grundkräfte beschreibt. Das sind die starke Wechselwirkung, die nur auf Quarks und Gluonen wirkt und diese zu Hadronen bindet, die elektromagnetische Wechselwirkung, die auf elektrisch geladene Teilchen und die schwache Wechselwirkung, die im wesentlichen auf alle linkshändigen Fermionen wirkt.

Ein grundsätzliches Merkmal empirischer Wissenschaft ist es, bestehende Theorien immer wieder zu prüfen. Es werden also Vorhersagen abgeleitet, die im Prinzip experimentell widerlegt werden können. Durch Messung dieser vorhergesagten Größen ist es möglich, Grenzen anzugeben, innerhalb denen die Theorie mit der Realität übereinstimmt, das heißt gültig ist.

Die meisten Messungen in der Hochenergiephysik betreffen Größen, für die es nur theoretische Beschreibungen gibt, die wiederum experimentell zu bestimmende Parameter benötigen. Damit ist ein Test für das betrachtete Modell nur indirekt möglich. Eine Alternative ist die Überprüfung von sehr genauen theoretischen Aussagen. In dieser Arbeit soll daher der von der Quantenelektrodynamik QED vorhergesagte Wirkungsquerschnitt für die sogenannte BHABHA-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ gemessen werden.

An einem e^+e^- -Speicherring wie DORIS treffen Elektronen und Positronen aufeinander. Die häufigste Reaktion ist hier die oben angesprochene BHABHA-Streuung. Indem man die gemessene und die berechnete Winkelverteilung vergleicht, kann man Grenzen für Energien bzw. Abstände angeben, in denen keine Abweichungen zu beobachten sind.

Entsprechende Messungen wurden bei höheren Energien und weniger Statistik bereits durchgeführt. Effekte, nach denen gesucht wird, sollten proportional zum Quadrat der Schwerpunkt-Energie s anwachsen, ein Nachweis wäre bei großen Energien also

leichter möglich. Da der Wirkungsquerschnitt jedoch mit $1/s$ fällt und damit bei niedrigeren Energien mehr Ereignisse zur Verfügung stehen, ist es durchaus sinnvoll, auch bei Schwerpunkt-Energien um 10GeV nach möglichen Abweichungen von der QED zu suchen.

Nach der Beschreibung des Detektors, an dem die Daten für diese Arbeit genommen wurden und einer kurzen Darstellung der Berechnung des Wirkungsquerschnitts folgt die Analyse der Daten. Diese ist untergliedert in zwei Teile, in denen auf unterschiedliche Weise die Unzulänglichkeiten des Detektors ausgeglichen werden.

Mit der ersten Auswertung wird auf die Symmetrie des Detektors zurückgegriffen, dadurch können nur asymmetrische Effekte nachgewiesen werden. Mit der zweiten Auswertung wird versucht, die Unvollkommenheiten des Detektors anhand der Daten zu verstehen und zu korrigieren.

Kapitel 2

Das Experiment

ARGUS, in der griechischen Sage ein mit vielen Augen begabter Riese, der von Hera zum Wächter der Io bestellt und von Hermes getötet wurde. Daraufhin verwandelte ihn Hera in einen Pfau oder schmückte mit seinen Augen den Pfauenschwanz.

BROCKHAUS (1928)

Die Daten zu dieser Arbeit wurden am Detektor ARGUS genommen, der in einer der beiden Wechselwirkungszonen des Speicherrings DORIS II auf dem Gelände des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY steht.

2.1 Der Speicherring DORIS

DORIS wurde 1974 als **DO**ppel-**RI**ng-Speicher mit getrennten Stahlrohren für Elektronen und Positronen gebaut. 1982 wurde er zu einem einfachen Ring-System mit 288 m Länge umgebaut. Nach weiteren Änderungen in der Beschleunigung und Fokussierung können statt 3.5 GeV Schwerpunkt-Energie bis maximal $2 \times 5.6 \text{ GeV}$ erreicht werden. Elektronen und Positronen sind dabei in Bündel mit $10^{11} - 10^{12}$ Teilchen zusammengefaßt und die Luminosität beträgt bis zu $33 \cdot 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$.

Abbildung 2.1 zeigt das gesamte System.

Positronen werden durch Beschuß eines Wolframtargets mit im LINAC II beschleunigten Elektronen erzeugt. Nach der Zwischenspeicherung im Positron Intermediate Accumulator PIA werden sie, wie auch die im LINAC I vorbeschleunigten Elektronen, in das Synchrotron DESY eingespeist. Die Teilchen werden dort auf eine Energie von etwa 5 GeV beschleunigt und in DORIS II injiziert. Dort wird nur noch der Energieverlust durch Synchrotronstrahlung ausgeglichen [1].

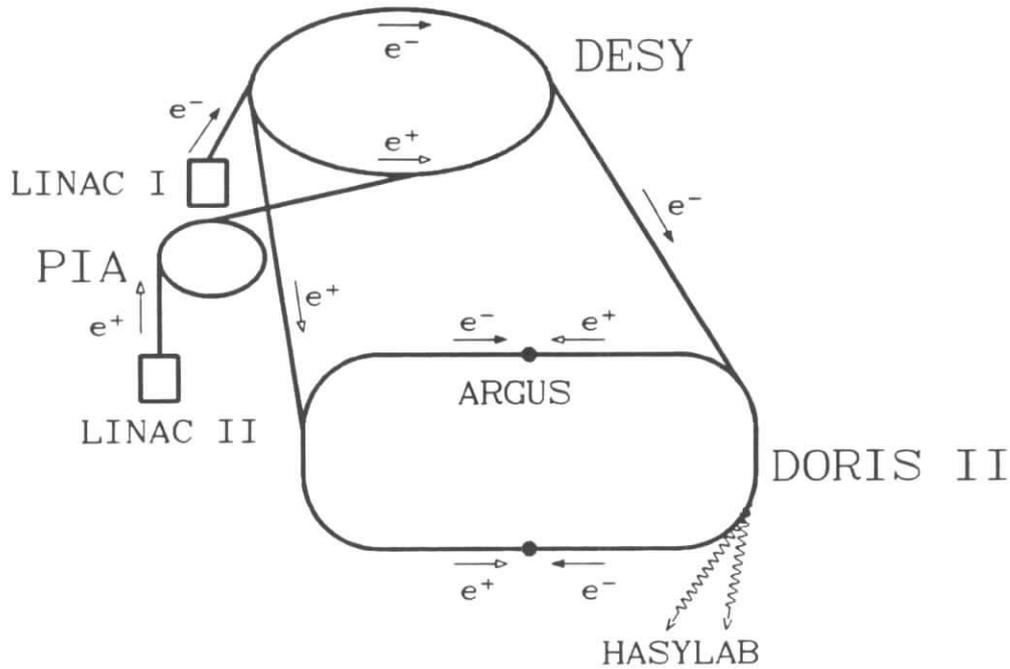


Abbildung 2.1: Die Strahlführung bei DORIS

2.2 Der Detektor ARGUS

Der Detektor ARGUS [2] wurde als universeller 4π -Detektor für Schwerpunkt-Energien um 10GeV konstruiert. Er wurde 1982 von **A Russian, German, United States Swedish Collaboration** in Betrieb genommen¹. Abbildung 2.2 zeigt einen Querschnitt durch den Detektor und in Tabelle 2.1 sind alle Komponenten zusammengefaßt.

Um den Strahl im Wechselwirkungspunkt gut zu fokussieren, wurden **Mini- β -Quadrupole** in den Detektor-Bereich gelegt. **Kompensationsspulen** gleichen den Einfluß des Hauptmagnetfeldes aus.

2.2.1 Hauptdriftkammer

Die Hauptkomponente des Detektors ist die zentrale Driftkammer. Signal- und Potentialdrähte formen 5940 rechtwinklige Driftzellen von $18.0 \times 18.8\text{mm}^2$. Diese Größe ist optimal für die dE/dx Bestimmung. Um auch die z -Koordinaten einer Spur zu bestimmen, weisen die Signaldrähte unterschiedliche Winkel zur Strahlachse auf. Der sogenannte Stereowinkel α wächst proportional zu \sqrt{R} von 40 mrad auf 80 mrad . Die Drähte sind in der Reihenfolge $0, +\alpha, 0, -\alpha$ angeordnet. Zur Ortsauflösung muß auch die Driftzeit der Entladung ausgenutzt werden.

Die Kammer war ursprünglich mit einem Gasgemisch aus 97% Propan und 3% Methylal gefüllt. Nach eineinhalb Jahren traten etwa in der Mitte des Detektors Entladungen auf. In einigen Drähten stieg der Strom um das 1000-fache. Daraufhin wurde

¹Liste der heute am Experiment beteiligten Institute siehe Seite 59

dem Kammergas 0.2% Wasserdampf zugesetzt, was den Effekt beseitigte. Spätere Untersuchungen zeigten auf den geschädigten Drähten eine 2 μm dicke Ablagerung, normal waren 0.5 μm .

Die Driftkammer ist von der Hauptmagnetspule umgeben, die ein Feld von ca. 0.755 T entlang der z-Achse erzeugt. Die dadurch erzeugte Krümmung der Spuren geladener Teilchen wird zur Transversalimpulsbestimmung genutzt. Für Impulse größer als 1 GeV resultiert der Fehler hauptsächlich aus der Ortsauflösung der Bahn. Es gilt

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.009 \cdot p_T[\text{GeV}/c]$$

entsprechend einer Ortsauflösung von $\langle\sigma\rangle = 190\mu\text{m}$. Für Impulse kleiner als 1 GeV dominiert Vielfach-Streuung. Damit gilt

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + (0.009 \cdot p_T[\text{GeV}/c])^2}.$$

Es können Transversalimpulse bis 30 MeV/c bestimmt werden.

Außerdem wird der Energieverlust dE/dx bestimmt, der aus der Ionisation durch das Kammergas resultiert. Der relative Fehler beträgt etwa 5%.

2.2.2 Vertex-Driftkammer

Von 1985 bis 1990 befand sich die Vertex-Driftkammer zwischen Haupt-Driftkammer und Strahlrohr. Die Signal- und Potentialdrähte bilden hexagonale Zellen mit einem Innendurchmesser von 9.0 mm. Die Impulsauflösung hochenergetischer Spuren konnte damit auf

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = 0.006 \cdot p_T[\text{GeV}/c]$$

verbessert werden. Außerdem wurde die Rekonstruktion von Sekundärvertices genauer. 1990 wurde sie durch die Micro-Vertex-Kammer ersetzt. Diese verspricht eine wiederum verbesserte Impuls- und Vertex-Auflösung.

2.2.3 Flugzeit-System

Das die Hauptdriftkammer umgebende Flugzeit-System besteht aus insgesamt 160 Szintillationszählern. Es mißt die Flugzeit geladener Teilchen ab dem Wechselwirkungspunkt. Zusammen mit dem Impuls kann damit ihre Masse bestimmt werden. Um die Datenauswertung nicht durch das Magnetfeld zu stören, werden die Signale über Lichtleiter zu Photomultipliern geführt, die außerhalb des Eisenjochs liegen. Die Genauigkeit der Zeitauflösung beträgt 220 ps.

2.2.4 Schauerzähler

Eine weitere wichtige Komponente sind die Schauerzähler. Sie bestimmen Energie und Ort von Photonen und geladenen Teilchen. Da nur Elektronen praktisch ihre gesamte

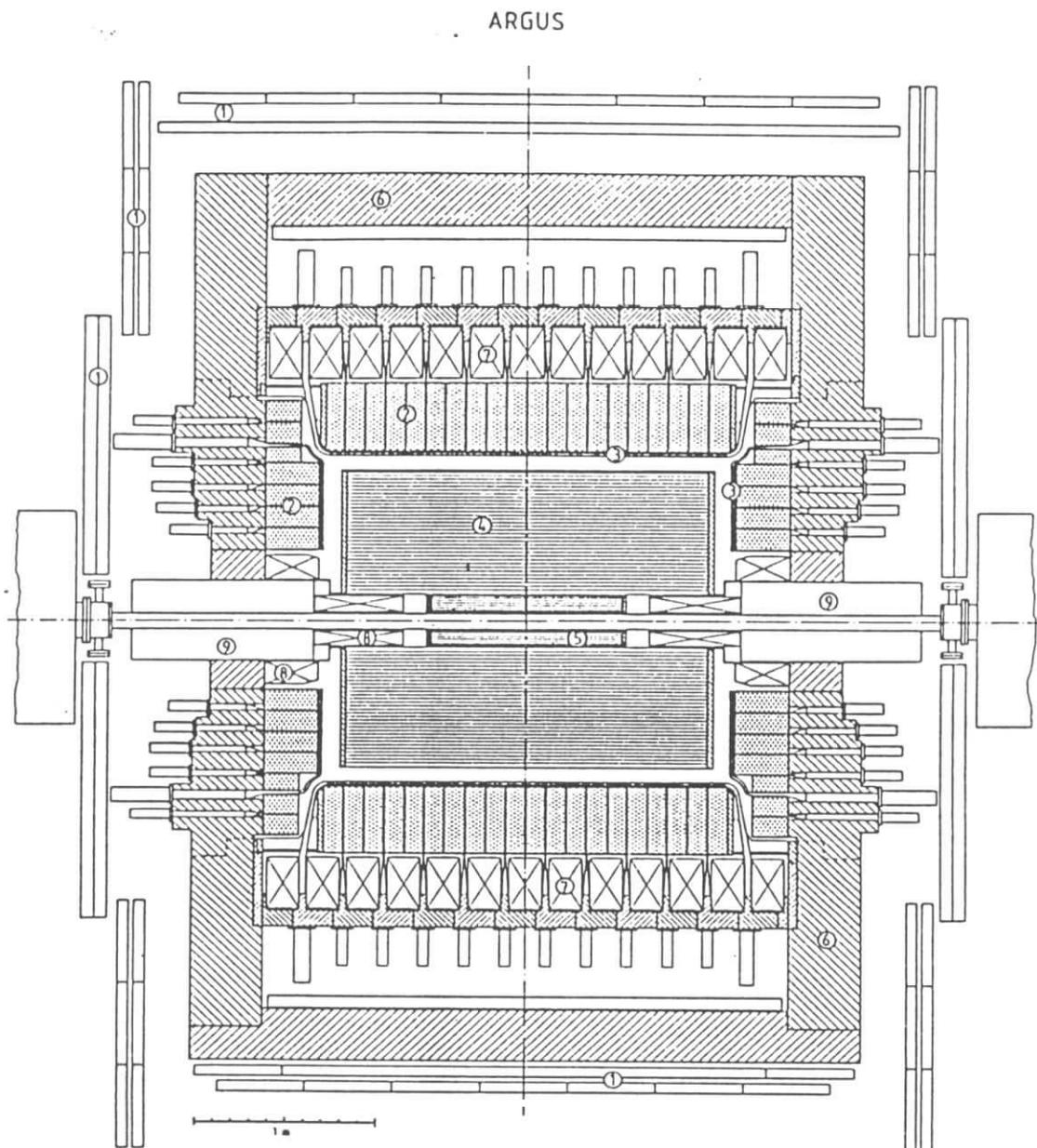


Abbildung 2.2: Vertikaler Schnitt durch den ARGUS-Detektor; parallel zur Strahlachse.

- | | | |
|---------------------|------------------------|------------------------------|
| 1: Myonkammern | 2: Schauerzähler | 3: Flugzeitsystem |
| 4: Hauptdriftkammer | 5: Vertezdriftkammer | 6: Eisenjoch |
| 7: Magnetspulen | 8: Kompensationsspulen | 9: Mini- β -Quadrupole |

Komponente	Parameter	Wert
Driftkammer	Länge	2 m
	Außendurchmesser	1.72 m
	Innendurchmesser	0.30 m
	Anzahl der Signaldrähte	5940
	Material	goldbeschichtetes Wolfram
	Durchmesser	30 μm
	Anzahl der Potentialdrähte	24588
	Material	Kupfer-Beryllium-Legierung
	Durchmesser	76 μm
	Bereich für minimale Spuren	$ \cos \theta < 0.96$
Bereich für volle Spuren	$ \cos \theta < 0.76$	
Versorgungsspannung	2930 V	
Vertex-Driftkammer	Länge	1 m
	Außendurchmesser	0.28 m
	Innendurchmesser	0.10 m
	Anzahl der Signaldrähte	594
	Material	goldbeschichtete Wolfram-Rhenium-Legierung
	Durchmesser	20 μm
	Anzahl der Potentialdrähte	1412
	Material	Kupfer-Beryllium-Legierung
	Durchmesser	127 μm
	Bereich für volle Spuren	$ \cos \theta < 0.76$
Versorgungsspannung	3500 V	
Gas	100% Kohlendioxid 0.3% Wasserdampf	
Flugzeit-Zähler	Anzahl der Zähler im Barrel	64
	Anzahl der Zähler im Endcap	2×48
	Winkelbereich Barrel	$ \cos \theta < 0.75$
	Winkelbereich Endcap	$0.78 < \cos \theta < 0.95$
Schauerzähler	Anzahl der Zähler im Barrel	1280
	Anzahl der Zähler im Endcap	2×240
	Winkelbereich Barrel	$ \cos \theta < 0.75$
	Winkelbereich Endcap	$0.70 < \cos \theta < 0.96$
Myonkammern	Anzahl der Zähler	8×218
	Raumwinkel innere Lage	$0.43 \times 4\pi$
	Raumwinkel äußere Lagen	$0.87 \times 4\pi$
	Versorgungsspannung	2350 V
	Gas	92% Argon 8% Propan

Tabelle 2.1: Zusammenfassung der Detektorkomponenten

Energie in den Zählern deponieren, dienen sie zur Unterscheidung zwischen Elektronen und anderen Teilchen. Jeder der 1760 Zähler besteht aus 5 mm dicken Szintillatorplatten und 1 mm (1.5 mm) dicken Bleiplatten im Barrel (Endcap) entsprechend 12.5 Strahlungslängen. Das Szintillationslicht wird von Wellenlängenschiebern ausgelesen, die über Lichtleiter mit Photomultipliern verbunden sind. Die Energieauflösung wurde mit Elektronen aus BHABHA-Streuung und für kleine Energien mit Photonen aus π^0 -Zerfällen bestimmt. Für den Barrel-Bereich gilt

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.072^2 + \frac{0.065^2}{E[\text{GeV}]}}$$

und für die Endcaps

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \sqrt{0.075^2 + \frac{0.076^2}{E[\text{GeV}]}}$$

Da das Material zwischen Wechselwirkungspunkt und Schauerzähler eine Dicke von lediglich 0.16 bis 0.52 Strahlungslängen hat, können Photonen bis 50 MeV mit hoher Akzeptanz nachgewiesen werden.

2.2.5 Myonkammern

Nach außen wird der Detektor durch drei Lagen von Myonkammern abgeschlossen. Eine befindet sich innerhalb des Eisenjochs, 3.3 Strahlungslängen vom Wechselwirkungspunkt, zwei außerhalb, weitere 1.8 Strahlungslängen entfernt. Die Impulsschwelle für den Nachweis von Myonen liegt bei 700 bzw. 1100 MeV/c.

2.3 Das Trigger System

Entsprechend der Umlauffrequenz von DORIS kann jede Mikrosekunde ein Ereignis stattfinden. In dieser Zeit muß entschieden werden, ob das Event akzeptiert wird oder nicht. Der Pretrigger unterscheidet in 300 ns zwischen Untergrund und möglichen Ereignissen.

Der Pretrigger besteht aus vier Varianten:

- Der **Total Energy Trigger ETOT** bestimmt die Schauer-Energie für beide z-Hemisphären getrennt. Er wird gesetzt, wenn beide Energien größer als 700 MeV sind.
- Der **High Energy Shower Trigger HESH** teilt den Barrel-Bereich in 16 überlappende Regionen und spricht an, wenn die Schauer-Energie in einer größer als 1 GeV ist.
- Der **Charged Particle Pretrigger CPPT** verlangt je eine geladene Spur pro Hemisphäre, das heißt Koinzidenz zwischen sich überlagernden TOF- und Schauerzählern.

- Der **Coinzidenz Matrix Trigger CMT** spricht auf zwei in ϕ gegenüberliegende geladene Spuren an, die z-Komponente ist beliebig. Eine geladene Spur entspricht wie im CPPT einer Koinzidenz zwischen TOF- und Schauerzähler Gruppen.

Die zweite Triggerstufe, der **Little Track Finder LTF**, fällt die entgeltige Entscheidung. Er wertet die Information von Driftkammer und TOF-Zählern in der $r\text{-}\phi$ -Ebene anhand vorgegebener Masken aus. Ist die Zahl der so gefundenen Spuren größer als eine vom Pretrigger abhängige Größe, wird das Ereignis akzeptiert. Für CPPT und CMT sind das 2, für HESH 1 und für ETOT keine Spuren. Die gesamte Triggerrate beträgt maximal 10 Hz.

2.4 Die Datenverarbeitung

Die Information der einzelnen Detektorkomponenten wird in mehreren Stationen verarbeitet und schließlich zum Zentralrechner des DESY Rechenzentrums geschickt. Die Daten werden dort auf EXDATA Bänder geschrieben. Das Rekonstruktions-Programm wandelt diese Rohdaten in für die Analyse brauchbare Information über physikalische Größen um.

Zuerst wird in der $r\text{-}\phi$ -Ebene nach Spuren in der Driftkammer gesucht. Dafür werden nur die 0° -Lagen der Signaldrähte benutzt. Wurde die Spur auch in der z-Komponente rekonstruiert, kann sie durch 5 Parameter beschrieben werden:

- κ : $1/\text{Transversalimpuls} \propto \text{Krümmungsradius}$
- d_0 : Abstand zwischen Ursprung und dem Referenzpunkt in der $r\text{-}\phi$ -Ebene
- z_0 : z-Koordinate des Referenzpunkts
- ϕ_0 : Azimutwinkel der Spur im Referenzpunkt
- $\cot(\theta)$: Cotangens des Winkels zwischen Spur und z-Achse

Referenzpunkt: Spurpunkt, der in der $r\text{-}\phi$ -Ebene dem Ursprung am nächsten ist.

Bei der Rekonstruktion werden auch Ionisationsverluste, Vielfachstreuung und die Inhomogenität des Magnetfeldes berücksichtigt. Danach wird versucht, diese Spuren in die Vertex-Driftkammer zu verlängern und die Information aus Schauer- und Flugzeitählern sowie Myonkammern zuzuordnen. Ein elektromagnetischer Schauer, auf den keine Spur zeigt, wird einem Photon zugeschrieben, das vom Wechselwirkungspunkt stammt.

Zeigen mehr als zwei Spuren in die Vertex-Region oder ist das Ereignis vom Typ $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$, $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma\gamma$ wird es auf EXPDST Bänder geschrieben, die in dieser Arbeit benutzt werden. EXMUHA Bänder entstehen nach einer weiteren Vorselektion.

Die Daten werden in Gruppen von ca. 20000 Ereignissen zu sogenannten Runs zusammengefaßt. Die Runklasse gibt Auskunft über die Qualität der Daten. Zu einem Experiment gehören alle Runs einer Datennahme-Periode, in der die Detektorbedingungen weitgehend gleich bleiben.

2.5 Die Detektorsimulation

Die über den Detektor gewonnenen Daten geben das Ereignis nicht exakt wieder. Zur Untersuchung dieser Ungenauigkeiten dient Monte Carlo-Simulation. Ein physikalisches Ereignis wird entsprechend der Theorie konstruiert und der Detektor durch ein Programm simuliert. So stehen beide Seiten zur Verfügung, die Akzeptanz des Detektors und andere Effekte können untersucht werden.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

Die Quantenmechanik ist ganz einfach.
Sie ist nichts anderes als die klassische
Mechanik mit einer nichtkommutativen
Algebra.

PAUL DIRAC

3.1 Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung

Die BHABHA-Wechselwirkung in niedrigster Ordnung wurde 1935 zum ersten Mal von H. J. Bhabha berechnet [3]. Dazu tragen in niedrigster Ordnung folgende Feynman-Diagramme bei:

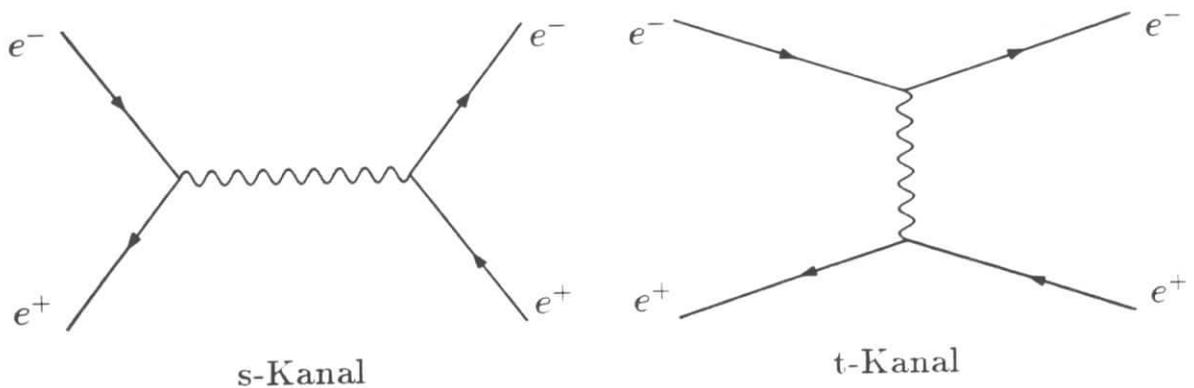


Abbildung 3.1: Feynman-Diagramme niedrigster Ordnung

Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left(\frac{10 + 4x + 2x^2}{(1-x)^2} + (1+x^2) - \frac{2(1+x)^2}{1-x} \right) \quad (3.1)$$

mit $x = \cos \theta$ und $d\Omega = 2\pi d \cos \theta$.

Dabei entspricht der erste Term dem t -Kanal, der zweite dem s -Kanal und der letzte der Interferenz zwischen beiden [4]. Es wurden, wie auch im folgenden, natürliche Einheiten $\hbar=c=1$ gewählt.

Im Rahmen des Standard-Modells kommt die schwache Wechselwirkung hinzu. Für Energien wesentlich kleiner als die Z^0 -Masse gibt es drei Terme mit charakteristischer Stärke und Energieabhängigkeit [5]:

- QED $\propto \alpha^2/s$
- Schwache Wechselwirkung $\propto G^2 s$
- Interferenz zwischen beiden $\propto \alpha G$

Mit $\alpha \approx 1/137$ Feinstrukturkonstante, $G = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{GeV}^{-2}$ μ -Zerfallskonstante und $s = \text{Schwerpunkt-Energie zum Quadrat}$. Da der QED-Wirkungsquerschnitt mit $1/s$ fällt, werden schwache Effekte erst bei hohen Energien wichtig. Die Differenz zwischen Standardmodell und QED beträgt bei einer Schwerpunkt-Energie von 10 GeV maximal 0.3%. Daher wurde für diese Arbeit nur der Interferenz-Beitrag berücksichtigt.

3.2 Wirkungsquerschnitt mit höherer Ordnung

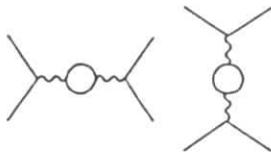
Experimentell ist es sehr schwierig, den Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung zu bestimmen, da in sehr vielen Ereignissen ein oder mehrere Photonen abgestrahlt werden. Um die Daten mit der Theorie zu vergleichen, müssen also höhere Ordnungen berücksichtigt werden. Die Rechnung beinhaltet¹:

- Virtuelle Korrekturen zum nicht radiativen Prozeß

- Selbst-Energie für ein- und auslaufende Elektronen



- Vakuum-Polarisation (Photon-Selbst-Energie)

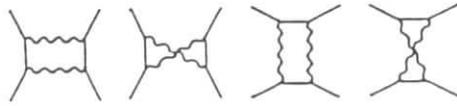


- Vertex-Korrekturen

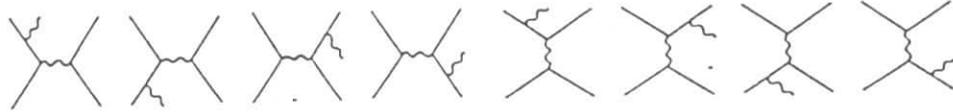


¹ Die expliziten Formeln sind im Anhang D angegeben

– Box-Diagramme (Zwei-Photon-Austausch)



• Bremsstrahlungs-Prozeß



– Weiche Bremsstrahlung (Photon-Energie $< k_{min}$)

– Harte Bremsstrahlung (Photon-Energie $> k_{min}$)

Bis zur dritten Ordnung, d.h. $O(\alpha^3)$, tragen die virtuellen Korrekturen nur in der Interferenz mit der zweiten (d.i. niedrigste) Ordnung bei.

Die Unterscheidung von harter und weicher Bremsstrahlung ist notwendig, da sowohl die virtuellen Korrekturen als auch der Bremsstrahlungs-Prozeß für sich divergent sind. Für die Berechnung wird eine fiktive Photonmasse λ eingeführt. Die Summe von virtuellen Korrekturen und dem über den Photonphasenraum integrierten weichen radiativen Wirkungsquerschnitt ist dann auch im Grenzwert $\lambda \rightarrow 0$ endlich [6]. Für diese Arbeit wurde $k_{min} = 50$ MeV gewählt.

Nur bei der harten Bremsstrahlung gehen die experimentellen Schnitte ein. Es gibt zwei Möglichkeiten der Berechnung:

- Die numerische Integration über den erlaubten Phasenraum. Dabei ist es jedoch schwierig, z.B. den Öffnungswinkel zwischen Elektron und Positron zu berücksichtigen.
- Ein Event-Generator, wie er in dieser Arbeit benutzt wurde. Dabei werden die Viererimpulse der drei beteiligten Teilchen entsprechend dem multidifferenziellen Wirkungsquerschnitt erzeugt. Nicht erwünschte Ereignisse werden nachträglich verworfen [7].

Phasenraum-Gebiete, in denen der Wirkungsquerschnitt stark ansteigt, müssen bei Generatoren allerdings gesondert behandelt werden. Das gilt für extrem harte oder weiche Photonen und für Photonen, die parallel zu einem geladenen Teilchen emittiert werden. Doch in keinem dieser Fälle divergiert der Wirkungsquerschnitt [5].

Der Einfluß höherer Ordnungen wurde vernachlässigt. Im betrachteten Phasenraum, mit einem Öffnungswinkel größer als 165 Grad, sind die Abweichungen von der Winkelverteilung durch Strahlungskorrekturen erster Ordnung kleiner als 6%. Die Strahlungskorrekturen zweiter Ordnung ($\delta^2/2!$ mit δ : Strahlungskorrekturen erster Ordnung) können also zu kleiner als 0.2% abgeschätzt werden.

Energieabhängigkeit

Der totale Wirkungsquerschnitt fällt proportional zu $1/s$ mit der Schwerpunkt-Energie. In dieser Arbeit soll aber nur die Winkelabhängigkeit untersucht werden. Da die Luminosität über BHABHA-Streuung bestimmt wird, ist es nicht sinnvoll damit den totalen Wirkungsquerschnitt zu berechnen.

In niedrigster Ordnung ist die Winkelverteilung von der Energie völlig unabhängig. Die Daten wurden mit Schwerpunkt-Energien zwischen 10.434 GeV und 10.592 GeV selektiert. In diesem Bereich sind die Abweichungen durch höhere Ordnungen zu vernachlässigen. Im Vergleich wurde der Wirkungsquerschnitt bei einer Schwerpunkt-Energie von 10.6 GeV betrachtet, da der größte Teil der Daten auf der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz genommen wurde.

3.3 Abschneide-Parameter

Sucht man nach Grenzen für mögliche Abweichungen gegenüber der QED, ist das nur im Rahmen eines speziellen Modells möglich. Nur so stehen quantifizierbare Parameter zur Verfügung.

Variiert man z.B. das Coulomb-Potential $1/r$ durch ein zusätzliches schweres Photon mit Masse Λ , erhält man:

$$1/r \left(1 \mp e^{-\Lambda \pm r} \right). \quad (3.2)$$

Entsprechend ändert sich der Photonpropagator $-1/q^2$ zu [8]:

$$-\frac{1}{q^2} \left(1 \mp \frac{q^2}{q^2 - \Lambda_{\pm}^2} \right). \quad (3.3)$$

Berechnet man damit den Wirkungsquerschnitt niedrigster Ordnung (vergl. Formel 3.1) ergibt sich [9]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left(\frac{10 + 4x + 2x^2}{(1-x)^2} \cdot F_S^2 + (1+x^2) \cdot F_T^2 - \frac{2(1+x)^2}{1-x} \cdot F_S F_T \right) \quad (3.4)$$

Mit folgenden Formfaktoren:

$$F_S(t) = 1 \mp \frac{t}{t - \Lambda_{S\pm}^2} \quad ; \quad F_T(s) = 1 \mp \frac{s}{s - \Lambda_{T\pm}^2} \quad (3.5)$$

$$\xrightarrow{\Lambda^2 \gg s} F_S(t) = 1 \pm t \cdot \Lambda_{S\pm}^{-2} \quad ; \quad F_T(s) = 1 \pm s \cdot \Lambda_{T\pm}^{-2} \quad (3.6)$$

und $x = \cos \theta$; s, t : Mandelstam Variable. Dabei wurden unterschiedliche Propagatoren (Abschneide-Parameter) im s - und t -Kanal zugelassen. Sind beide Parameter gleich, gilt $F(q) \approx 1 \pm q^2 \cdot \Lambda_{\pm}^{-2}$. Grenzen für die Parameter Λ können dann experimentell bestimmt werden.

Betrachtet man den Formfaktor des Positrons als Fouriertransformierte der kugelsymmetrischen Ladungsverteilung $\rho(r)$, erhält man $F(q) \approx 1 - \frac{q^2}{6} \langle r^2 \rangle$. Wobei $\langle r^2 \rangle$ der mittlere quadratische Wert der Ladungsverteilung ist. Der Abschneide-Parameter der QED entspricht also in erster Näherung einer Größe der Positrons gemäß

$$\langle r^2 \rangle \approx 6\Lambda^{-2}. \quad (3.7)$$

Kapitel 4

Daten-Analyse

Das wahre Geheimnis ist das Sichtbare,
nicht das Unsichtbare.

OSCAR WILDE

4.1 Selektion I

Anhand von Monte Carlo-Ereignissen kann man die typische Struktur verschiedener Prozesse untersuchen. Dazu wurden schon bestehende Dateien benutzt. Wesentliche Unterscheidungsmerkmale zwischen BHABHAs und anderen Prozessen sind:

Anzahl der geladenen Spuren, *NCH*: Vor allem in multihadronischen Ereignissen finden sich wesentlich mehr Spuren.

Impuls, \vec{p} : Da nur wenige Teilchen erzeugt werden, ist das Impuls-Spektrum relativ hart.

Schauer-Energie, *ESH*: Elektronen deponieren, im Gegensatz zu allen anderen geladenen Teilchen, fast ihre gesamte Energie in den Schauerzählern.

Öffnungswinkel, ξ : Auch wenn ein Photon abgestrahlt wird, sind die Spuren von Elektron und Positron etwa antiparallel.

Die entsprechenden Verteilungen zeigt Abbildung 4.1.

Daraus ergeben sich eine Reihe von Standard-Schnitten, die auch in früheren Arbeiten [9,10,11] so oder ähnlich benutzt wurden:

- $NCH \leq 4$

- genau zwei geladene Spuren mit:

- $1.0\text{GeV} < |\vec{p}| < 9.0\text{GeV}$

- $0.7\text{GeV} < ESH$

Spuren mit diesen Eigenschaften heißen im folgenden gute Spuren

für diese beiden Spuren muß gelten:

- Öffnungswinkel $\xi > 165\text{Grad}$
- entgegengesetzt geladen

Um weiteren Untergrund zu unterdrücken, wurde außerdem verlangt, daß die Summe der Schauer-Energien der beiden Spuren *ESHTWO* größer ist als 5GeV .

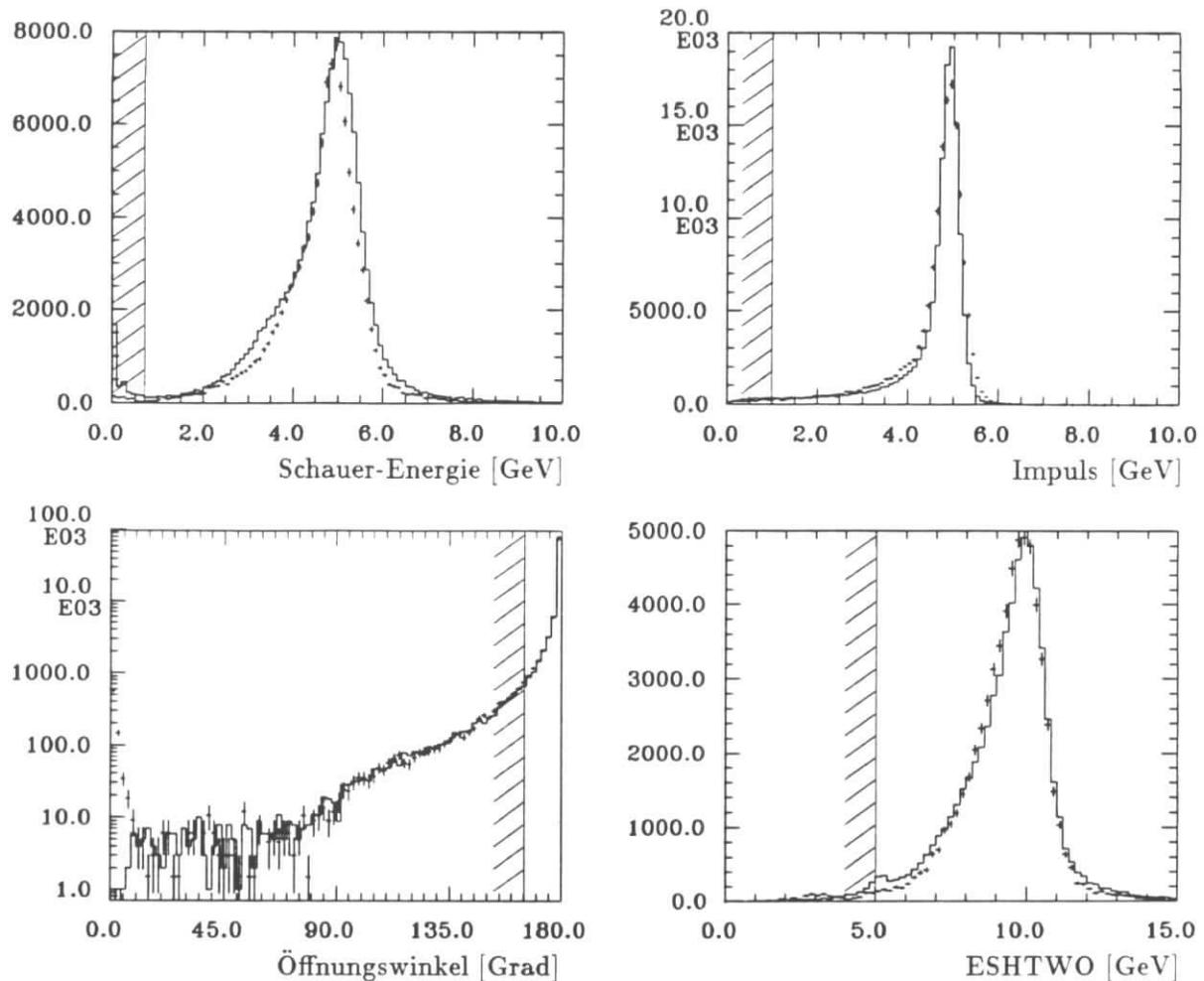


Abbildung 4.1: Vergleich Monte Carlo – Daten:

Die Verteilungen zeigen Schauer-Energie, Impuls und *ESHTWO* von Monte Carlo (Punkten) und Meß-Daten (Histogramm) aus Ereignissen mit genau zwei geladenen Spuren.

Für den Öffnungswinkel ξ entspricht das Histogramm der QED, ohne Detektorsimulation, da nur so genügend Statistik zur Verfügung steht. Der Überschuß für $\xi < 20\text{Grad}$ stammt aus $\gamma\gamma$ -Ereignissen. Da die Winkelauflösung sehr gut ist, spielen Detektoreffekte hier kaum eine Rolle.

In Ereignissen mit $ESHTWO \approx 5\text{GeV}$, die in den Daten häufiger sind als im Monte Carlo, deponiert eine Spur kaum Energie in den Schauer-Zählern. Diese Ereignisse werden bereits mit dem Schnitt auf die Schauer-Energie der einzelnen Spuren verworfen.

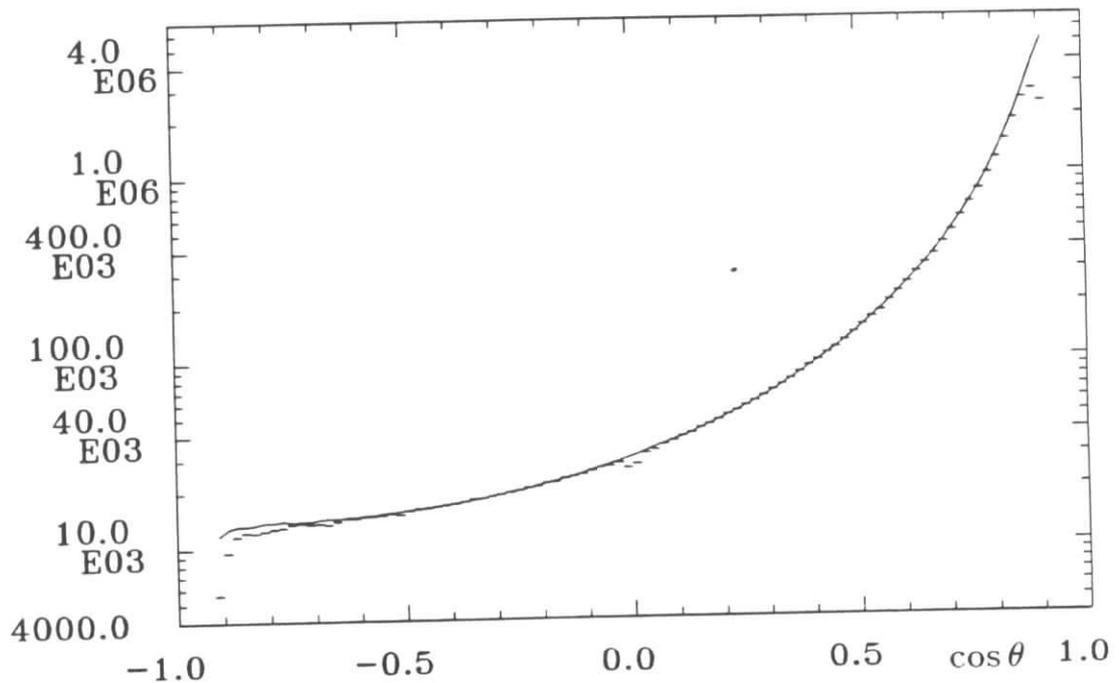
Man erkennt, daß die gewählten Schnitte unkritisch sind, denn der Schnitt auf den Öffnungswinkel wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt.

Im Normalfall besteht ein BHABHA-Ereignis aus nur zwei geladenen Spuren, deren Anzahl sich durch ein konvertiertes Photon aber leicht auf vier erhöhen kann. Der angegebene Impuls-Bereich gewährleistet eine gute Ladungs- und Teilchenidentifikation. Die untere Grenze für die Schauer-Energie wurde entsprechend der Schwelle für den ETOT-Trigger gewählt und dient der Unterscheidung von Elektronen und anderen geladenen Teilchen. Der Wert für den Öffnungswinkel sollte nicht zu klein sein, da dies der effektivste Schnitt gegen den Untergrund ist. Für große Werte muß man durch den starken Anstieg des Wirkungsquerschnitts mit auflösungsbedingten Fehlern rechnen. Die Bedingung für die Ladungen reduziert den Untergrund und gewährleistet die korrekte Unterscheidung zwischen Elektron und Positron.

4.2 Erster Überblick

Die folgende Abbildung zeigt die Winkelverteilung der Positronen, die mit den oben beschriebenen Schnitten selektiert wurden in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ . Die durchgezogene Kurve entspricht der von der QED vorhergesagten Verteilung, die mit generierten Ereignissen bestimmt wurde. Die Daten sind nicht akzeptanzkorrigiert, und man erkennt einen Abfall bei großen Winkeln, sowie einen kleinen Verlußt bei $\cos \theta = 0$.

Zahl der Ereignisse



Durch die starke Winkelabhängigkeit des Wirkungsquerschnitts ist dieser direkte Vergleich sehr schwierig. Der Fehler der Daten ist optisch nicht zu erkennen. Deshalb wurden die gemessenen Daten durch die Verteilung der QED-Erwartung geteilt. Dabei werden die Schnitte auf die Spur- und den Öffnungswinkel bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt. Der Quotient zeigt direkt die Unterschiede zwischen beiden Verteilungen, wobei die Normierung frei gewählt wurde.

Ziel dieser Arbeit ist es nun zu ermitteln, welche der Differenzen durch den Detektor, bzw. die Selektion und welche durch Abweichungen des Wirkungsquerschnitts von der QED verursacht werden. Die Abbildungen 4.2 und 4.3 zeigen die Quotienten aus Daten und Wirkungsquerschnitt für Experimente 4 und 5 sowie für Experimente 6 bis 8 getrennt. Man erkennt verschiedene Effekte, die zum Teil von Experiment zu Experiment variieren.

- Bei $\cos \theta = 0$ existiert ein Spalt zwischen den Schauerzählern. Teilchen, die in diesen Spalt fliegen, deponieren nur sehr wenig Energie.
- Für sehr große Winkel wird die Spur in der $r - \phi$ Projektion immer kürzer und der Nachweis damit schwieriger.
- Für $0.64 < |\cos \theta| < 0.72$ ist die effektive Dicke der Schauerzähler für Spuren vom Ursprung geringer. Daher wird auch weniger Energie deponiert.
- Für $0.72 < |\cos \theta| < 0.80$ sind die Schauerzähler zwar dünner, die Energie wird aber entsprechend korrigiert. Bis $|\cos \theta| < 0.88$ zeigen sich die ersten Abweichungen zwischen den Experimenten 4, 5 und 6 – 8.
- Ein weiterer Unterschied zwischen beiden Verteilungen zeigt sich bei Winkeln um $\cos \theta = 0$. Hier fehlen bei den Experimenten 6 – 8 ca. 4% der Ereignisse. Darauf wird im Anhang B gesondert eingegangen.

Da die gesuchten Abweichungen von der QED sehr klein sind, ist eine genaue Korrektur dieser Effekte notwendig. Durch die hohe Statistik sind Unterschiede in der Größenordnung von einigen Promille nachzuweisen. Monte Carlo-Simulation des Detektors in dieser Genauigkeit ist sehr schwierig, wenn nicht gar unmöglich.

In Abbildung 4.1 sieht man, daß die Energie- und Impulsauflösung von der Detektorsimulation nicht exakt wiedergegeben werden. Auch wenn die Übereinstimmung bei den Werten der gewählten Schnitte gut ist, kann man nicht davon ausgehen, daß die Akzeptanz genau genug bestimmt wird. Hinzu kommt, daß einige Effekte von der Zeit abhängig sind. Der Zustand der Detektorkomponenten ändert sich wie auch die Rekonstruktion der Spuren.

Um diese Schwierigkeiten so weit wie möglich zu vermeiden, wird für die erste Analyse die Symmetrie des Detektors und damit die der Akzeptanz ausgenutzt. Dadurch können nur asymmetrische Effekte nachgewiesen werden. Mit der zweiten Analyse werden die Unvollkommenheiten des Detektors anhand der Daten korrigiert. Dazu wird eine Selektion gewählt, deren Akzeptanz so nahe wie möglich bei 1 liegt. Die Auswirkungen des Detektors können so minimiert werden.

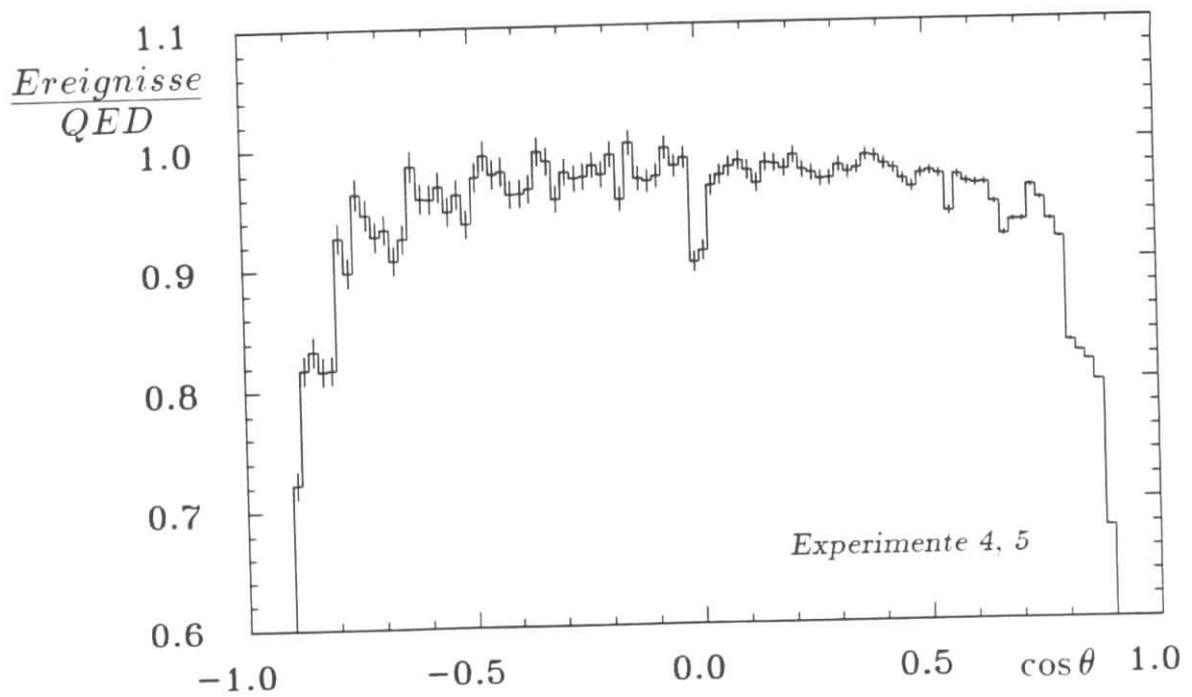


Abbildung 4.2: Verhältnis von gemessenen Daten zu QED für Experimente 4 und 5.

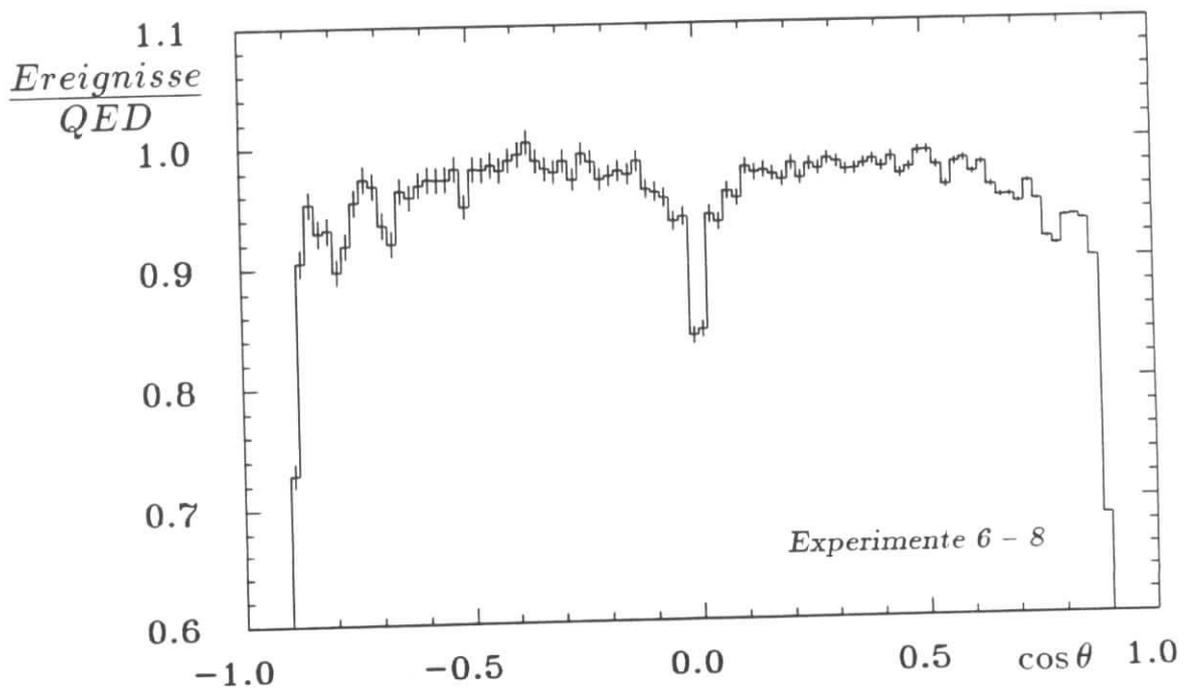
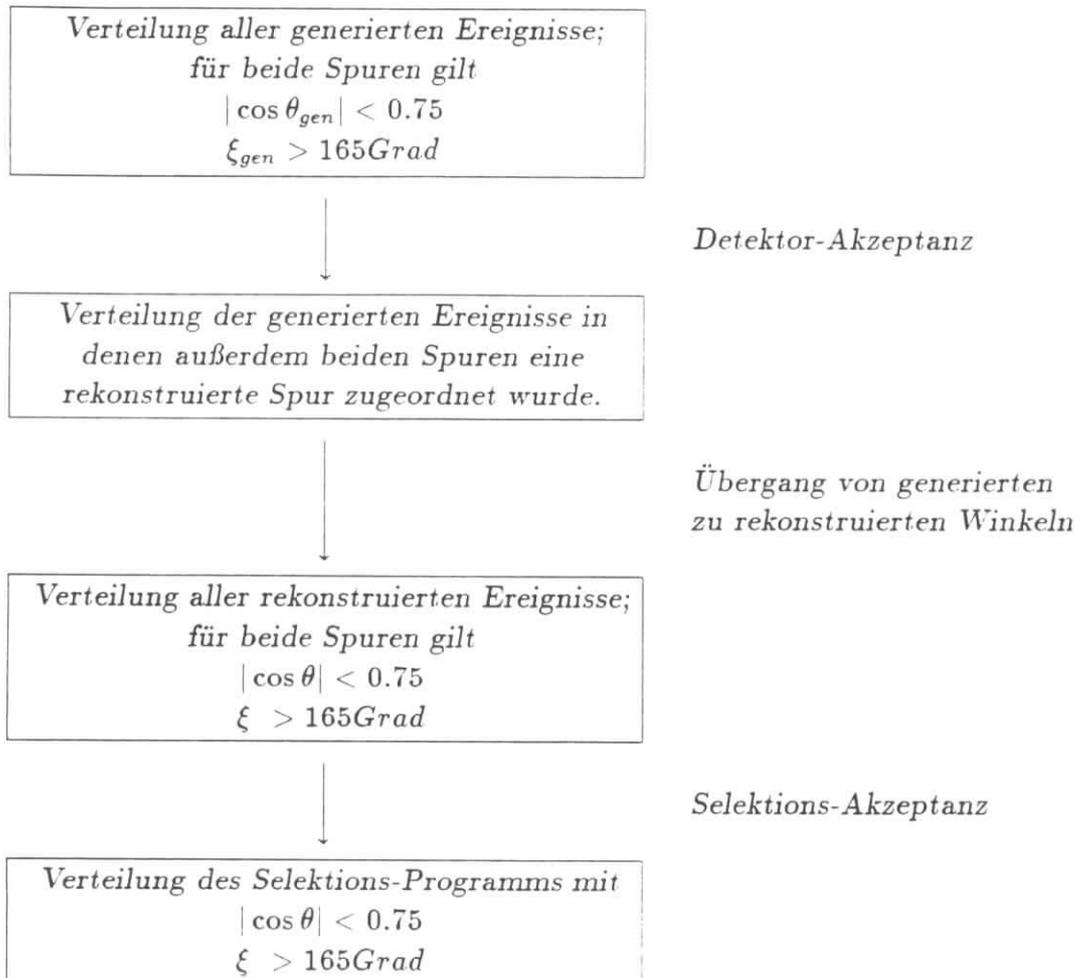


Abbildung 4.3: Verhältnis von gemessenen Daten zu QED für Experimente 6 bis 8.

4.3 Akzeptanz

Für die Bestimmung der Abschneide-Parameter muß man gemessene Daten mit der theoretischen Vorhersage vergleichen. Unterschiede zwischen beiden Verteilungen, die durch den Meßvorgang hervorgerufen werden, nennt man Akzeptanz. Die Akzeptanz des Detektors bzw. der Selektion, das heißt, das Verhältnis von gemessenen zu ursprünglich vorhandenen Daten, läßt sich anhand von Monte Carlo-Ereignissen bestimmen. Sie kann in drei Schritte unterteilt werden:



θ : Spurwinkel, ξ : Öffnungswinkel.

4.3.1 Fehlerberechnung

Dividiert man zwei Histogramme x und y , berechnet sich der Fehler zu:

$$\Delta(x/y) = \sqrt{[\Delta(x)/x]^2 + [\Delta(y)/y]^2} * x/y.$$

Für Akzeptanzberechnungen wird der Fehler der Ausgangsverteilung jedoch nicht berücksichtigt. Man erhält also:

$$\Delta(x/y) = \Delta(x)/y \quad \text{mit} \quad \Delta(x) = \sqrt{x/y \cdot (y - x)} \quad (4.1)$$

4.3. Akzeptanz

für eine Binominalverteilung mit $0 \leq x \leq y$.

Bei der Selektions-Akzeptanz kann in seltenen Fällen durch eine falsch selektierte Spur die Akzeptanz größer als 1 werden. Daher wurde der Betrag von $y - x$ betrachtet. Ist $x = y$ wurde der Fehler zu $\Delta(x) = 1$ abgeschätzt.

Bei dem Übergang von generierten zu rekonstruierten Winkeln tritt als zusätzlicher Effekt die Streuung von Spuren auf. Es handelt sich also nicht um eine reine Binominalverteilung, und x ist nicht notwendig kleiner als y . Der Fehler wurde abgeschätzt zu:

$$\Delta(x/y) = \sqrt{x \cdot \sqrt{(1 - x/y)^2 + \delta^2}} / y. \quad (4.2)$$

δ ist dabei ein Maß für die Schwankung um $x = y$, verursacht durch die Streuung von Spuren.

4.3.2 Bestimmung der Akzeptanz

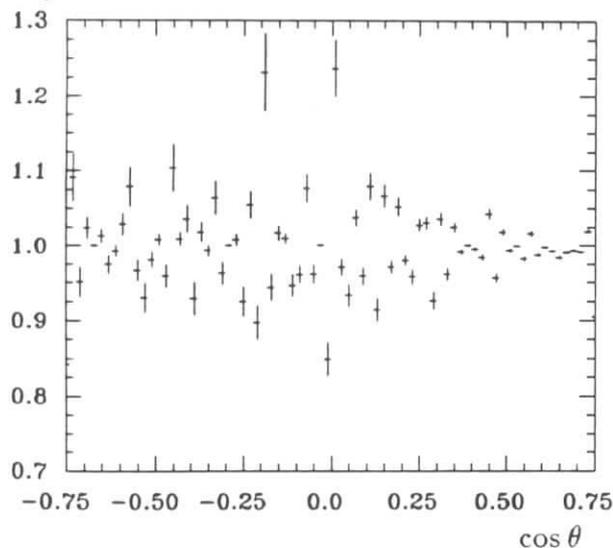
Der Beitrag der Detektor-Akzeptanz kann vernachlässigt werden. In mehr als 99.8% aller Ereignisse werden beide Spuren mehr oder weniger gut rekonstruiert.

Der Effekt durch den Übergang von generierten zu rekonstruierten Winkeln muß jedoch korrigiert werden. Dazu werden zwei Verteilungen verglichen. Zum einen die Verteilung der generierten Winkel $\cos \theta_{gen}$ der Ereignisse, in denen beide Spuren rekonstruiert werden konnten, das heißt, in denen beiden generierten Spuren ein rekonstruierter Winkel zugeordnet wurde. Die generierten Winkel θ_{gen} und ξ_{gen} müssen den oben angegebenen Bedingungen genügen. Zum anderen die Verteilung der rekonstruierten Winkel mit den oben genannten Schnitten auf die rekonstruierten Winkel θ und ξ . Es werden keine zusätzlichen Bedingungen gestellt.

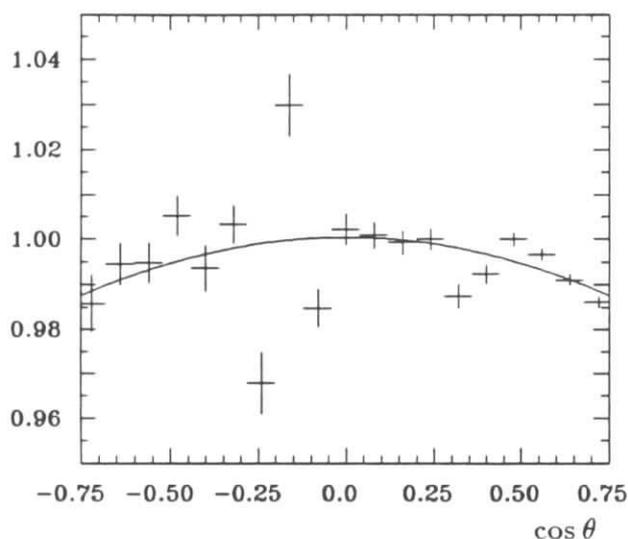
Da in diese Analyse auch Ereignisse eingehen können, bei denen eine Spur mit $|\cos \theta_{gen}| > 0.75$ in den betrachteten Winkelbereich hineingestreut wird, müssen solche Ereignisse ebenfalls generiert werden. Viel größer braucht der generierte Streuwinkel allerdings nicht zu sein, da für die Selektion beide Spuren innerhalb des Bereiches verlangt werden. Es müßten also beide Spuren hineingestreut werden, was bei wachsendem Abstand beliebig unwahrscheinlich wird, oder eine Spur liegt schon innerhalb des Winkelbereiches und nur die zweite wird gestreut. Da in fast allen Ereignissen der Öffnungswinkel sehr groß ist, nimmt auch dieser Anteil mit größer werdendem Abstand stark ab. Es genügt, Ereignisse mit $|\cos \theta_{gen}| < 0.777$ zu betrachten [11].

Abbildung 4.4 zeigt die Verteilung der rekonstruierten Ereignisse dividiert durch die Verteilung der generierten Ereignisse mit unterschiedlichem Binning. Bei einer mittleren Winkelauflösung von $\langle \theta \rangle = 3.2 \cdot 10^{-3}$ rad ist der Effekt durch die Streuung der Spuren in Abbildung 4.4a deutlich zu sehen. Mit der größeren Schrittweite der Abbildung 4.4b mitteln sich die meisten Schwankungen heraus. Übrig bleibt, neben Resteffekten, der Verlust an Ereignissen, in denen eine Spur aus dem betrachteten Winkelbereich herausgestreut wird. An die Verteilung wurde eine Parabel angepaßt mit:

Akzeptanz



a)
Die obere Abbildung zeigt die Verteilung mit einer Schrittweite von 0.02.



b)
Die untere Abbildung zeigt die Verteilung mit einer Schrittweite von 0.08, sowie die für die Daten-Korrektur verwendete Näherung. Um die Unsicherheit durch die Steuerung der Spuren zu berücksichtigen, wurde der Fehler entsprechend der Funktion 4.2 mit $\delta = 0.01$ bestimmt.

Abbildung 4.4: Akzeptanz: Übergang von generierten zu rekonstruierten Winkeln.

$$F(x) = a_1(1 + a_2 \cdot x^2)$$

mit

$$a_1 = 1.0004 \pm 1.0 \cdot 10^{-3}$$

$$a_2 = (-2.27 \pm 0.30) \cdot 10^{-2}$$

Diese Funktion ist nicht physikalisch motiviert, sondern soll den Abfall am Rand der Verteilung mit möglichst einem Parameter beschreiben. So kann der Fehler direkt auf die Daten-Korrektur übertragen werden. Das Endergebnis ist von der genauen Form der Funktion weitgehend unabhängig. Die Unterschiede liegen innerhalb der Fehler.

Insgesamt ist die Auflösung so gut, daß ein wesentlicher asymmetrischer Effekt durch die Streuung von Bereichen mit großem Wirkungsquerschnitt zu Bereichen mit kleinerem Wirkungsquerschnitt nicht verursacht wird.

4.4 Untergrund

Für den Untergrund kommen neben multihadronischen vor allem Ereignisse von Typ

$$e^+e^- \rightarrow \begin{array}{l} \tau^+ \tau^- \\ \quad \swarrow \quad \searrow \\ \epsilon^- \bar{\nu}_e \nu_\tau \quad \text{und} \quad \begin{array}{l} \gamma \quad \gamma \\ \quad \swarrow \quad \searrow \\ \epsilon^+ e^- \\ \epsilon^+ e^- \end{array} \\ \quad \searrow \quad \swarrow \\ \epsilon^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau \end{array}$$

sowie $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$ in Frage.

Mit Monte Carlo-Daten lassen sich die Akzeptanzen für die beiden ersten Prozesse bestimmen. $(1.35 \pm 0.29) \cdot 10^{-4}$ der Multihadron-Ereignisse passieren die Selektion. Multipliziert mit dem normierten hadronischen Wirkungsquerschnitt $R = 3.46$ [12] ergibt das $4.68 \cdot 10^{-4} *$ Wirkungsquerschnitt der μ -Paar-Erzeugung (WQ_μ). Für τ -Paare, in denen beide Teilchen in Elektron bzw. Positron zerfallen, beträgt die Akzeptanz $5.5\% \pm 1.0\%$. Berücksichtigt man zusätzlich die Zerfallsbreite $\tau^- \rightarrow \epsilon^- \nu_\tau \bar{\nu}_e$ von 17.7% , erhält man $1.72 \cdot 10^{-3} * WQ_\mu$.

Für beide Verteilungen zusammen erhält man also $(2.19 \pm 0.40) \cdot 10^{-3} * WQ_\mu$. Das Verhältnis von WQ_μ zum BHABHA-Wirkungsquerschnitt beträgt im Winkelbereich $|\cos \theta| < 0.84$ maximal 0.42. Der Untergrund ist also kleiner als $9.2 \cdot 10^{-4}$ und wird vernachlässigt.

Der Beitrag der μ -Paar-Erzeugung kann ebenfalls vernachlässigt werden, denn Myonen deponieren kaum Energie in den Schauerzählern und für beide Spuren wird $ESH > 0.7\text{GeV}$ sowie $ESHTWO > 5\text{GeV}$ verlangt.

Dasselbe gilt für $\gamma\gamma$ -Ereignisse, da beide Photonen so konvertieren müßten, daß jeweils genau ein Elektron / Positron mit $1\text{GeV} < |\vec{p}| < 9\text{GeV}$ und $0.7\text{GeV} < ESH$ entsteht. Da die gesamte Konversionsrate für ein Photon im Detektormaterial lediglich 3% beträgt, ist dies sehr selten. Selektiert man eine gute geladene Spur und ein gegenüberliegendes Photon¹, sieht man, daß in ca. 1% aller $\gamma\gamma$ -Ereignisse eins der beiden Photonen entsprechend konvertiert. Also $5 \cdot 10^{-5}$ für zwei konvertierte Photonen, bei denen die 'richtigen' Spuren entgegengesetzt geladen sind. Für $\cos \theta = -0.84$ beträgt das Verhältnis $\gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt zu BHABHAS 5.7. Der Untergrund kann zu kleiner als $3 \cdot 10^{-4}$ abgeschätzt werden.

Auch Untergrund aus Höhenstrahlung, Strahl-Gas- sowie Strahl-Strahlrohr-Ereignissen ist vernachlässigbar [11].

4.5 Auswertung I

In diesem Abschnitt soll die Analyse der Daten mit den in 4.1 dargestellten Selektionskriterien beschrieben werden. Dazu wurden Kontinuums-Daten mit Strahl-Energien zwischen 5.233 und 5.245GeV sowie $\Upsilon(4S)$ -Daten der Experimente 4 - 8 mit Runklasse 0 benutzt. Die $\Upsilon(4S)$ -Resonanz trägt mit nur 1.5% zum Wirkungsquerschnitt bei und beeinflusst die Winkelverteilung kaum. Im Winkelbereich der beiden Spuren

¹siehe Untergrund-Bestimmung im Anhang A: Eine Spur wurde nicht rekonstruiert.

von $|\cos \theta| < 0.84$ wurden 5.08438 Millionen Ereignisse selektiert; entsprechend einer integrierten Luminosität von 292.3677 pb^{-1}

Ausgehend von sehr wenig Untergrund und einer symmetrischen Akzeptanz werden die Daten nur auf asymmetrische Effekte hin untersucht. Diese entstehen zum Beispiel, wenn Abweichungen nur im t - oder s -Kanal auftreten und der andere Abschneide-Parameter ∞ gesetzt wird.

4.5.1 Selektions-Akzeptanz

Die Selektions-Akzeptanz für die oben beschriebenen Schnitte entspricht einem Verlust von gut 4%. Eine Korrektur anhand der aus Monte Carlo-Daten gewonnenen Akzeptanz-Verteilung ist allerdings nur schlecht möglich. Es wird sich jedoch zeigen, daß die Impuls-Verteilung und damit auch die Energie-Verteilung kaum vom Streuwinkel abhängt. Unterschiede werden also fast ausschließlich durch den Detektor hervorgerufen. Daher müssen diese Abweichungen wie der Detektor symmetrisch sein. Dies überträgt sich direkt auf die Selektions-Akzeptanz, da 83% aller Ereignisse einen Öffnungswinkel größer als 178 Grad haben. Dadurch bleibt die Akzeptanz für das Ereignis fast so lokal wie die der Spur.

4.5.2 Symmetrie-Betrachtungen

Aus den Daten erhält man die Winkelverteilungen für Elektronen $E(x)$ und Positronen $P(x)$; mit $x = \cos \theta$. Die Verteilungen entsprechen dem mit der jeweiligen Spur-Akzeptanz A multiplizierten Wirkungsquerschnitt $WQ(x)$. Also:

$$\begin{aligned} P(x) &= A_P(x) * A_E(-x') * WQ(x, -x') \\ E(x) &= A_E(x) * A_P(-x'') * WQ(-x'', x) \end{aligned}$$

Da nur Spuren gezählt werden, für die auch die gegenüberliegende gefunden wurde, gehen jeweils beide Spur-Akzeptanzen ein. Winkel der korrespondierenden Teilchen in einem Ereignis sind mit ' bzw. '' markiert. Der Öffnungswinkel ist sehr groß, daher gilt $x \approx x' \approx x''$ und damit $WQ(x, -x') \approx WQ(x)$.

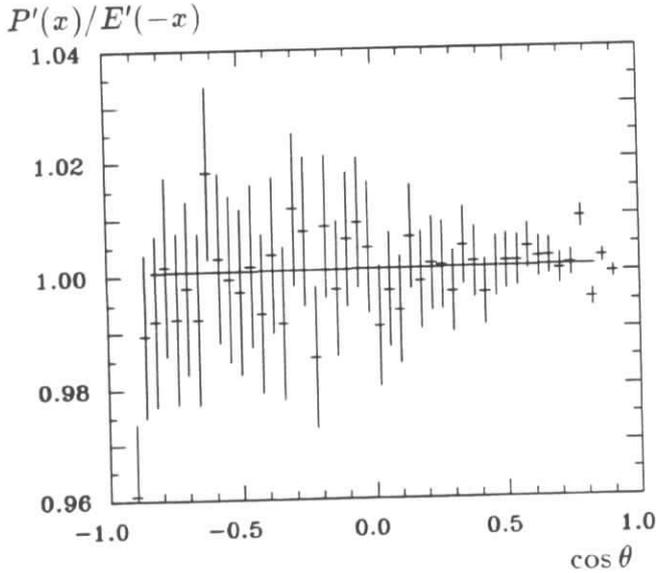
Bestimmt man das Verhältnis von Positronen zu Elektronen, kürzt sich eine symmetrische Akzeptanz heraus, man behält aber die Empfindlichkeit für asymmetrische Effekte.

$$P(x)/E(x) \approx WQ(x)/WQ(-x) \quad (4.3)$$

Detektor-Symmetrie

Um asymmetrische Effekte des Detektors zu untersuchen, wurde die Verteilung der Positronen mit der gespiegelten Verteilung der Elektronen verglichen. Dieses Verhältnis ist unabhängig von CP-invarianten Abweichungen der Theorie, spiegelt also nur Detektor-Effekte wieder (vergl. Formel 4.6).

Auch der Wirkungsquerschnitt des Untergrundes ist, jedenfalls in sehr guter Näherung, CP-invariant. Untergrund-Effekte sind jedoch nicht völlig ausgeschlossen, da die



Die Asymmetrie dieser Verteilung wurde mit einer Geraden

$$F(x) = a_0 + a_1 * x \quad (4.4)$$

mit $x = \cos \theta$ bestimmt. Für $|x| < 0.84$ ergibt sich:

$$a_0 = 1.0009 \pm 1.6 \cdot 10^{-3} \quad (4.5)$$

$$a_1 = (0.32 \pm 2.41) \cdot 10^{-3}$$

Abbildung 4.5: Güte der Detektorsymmetrie: Verteilung guter Positronen geteilt durch die gespiegelte Verteilung guter Elektronen.

Akzeptanz dieser Ereignisse anders ist als die für BHABHA-Ereignisse. Es sollte also nicht zu viel Untergrund selektiert werden, damit für alle $\cos \theta$ die Zahl der BHABHAS dominiert.

Im Prinzip wurde für diese Untersuchung die zweite Selektion (für eine genaue Beschreibung siehe Abschnitt 4.6) benutzt. So erhält man für gut 99% aller BHABHA-Ereignisse eine zweite Spur, auch wenn diese die Schnitte für gute Spuren nicht erfüllt.

Um möglichst wenig Untergrund zu selektieren, wurden nur die folgenden Gruppen der zweiten Selektion berücksichtigt:

- (1) Gute Spuren; kein Schnitt auf ESHTWO
- (2) Spuren mit großem Impuls
- (3) Spuren, denen der Schauer nicht zugeordnet wurde
- (4) Spuren, die zerbrochen sind
- (6) Spuren mit kleinem Impuls
 - Drei gute Spuren

Bei zwei guten Spuren wurden bis zu 6 geladene Spuren zugelassen, sonst bis zu 4. Die Gruppe für Spuren ohne Schauer wurde vernachlässigt, da es sich hier nur um sehr lokale Effekte handelt.

Damit ist die Akzeptanz für die zweite Spur praktisch 1. In die Verteilung der guten Spuren $P'(x)$ und $E'(x)$ geht nur noch eine Akzeptanz ein. Ihr Verhältnis ist von der Theorie unabhängig und beinhaltet ausschließlich Detektor-Effekte.

$$P'(x) = A_P(x) * WQ(x)$$

$$E'(x) = A_E(x) * WQ(-x)$$

$$\Leftrightarrow P'(x)/E'(-x) = A_P(x)/A_E(-x) \quad (4.6)$$

Genaugenommen ist die Symmetrie-Analyse des Detektors nur für das Verhältnis der Akzeptanzen für Positronen auf der einen und Elektronen auf der anderen Seite des Detektors empfindlich. Für diese erste Analyse muß aber entweder die Akzeptanz von Elektronen und Positronen am selben Ort proportional zueinander, oder die Akzeptanz der Teilchen symmetrisch in $\cos \theta$ sein. Eine Korrektur ist also nicht möglich, der Fehler auf die Symmetrie-Annahme kann aber mit $\Delta a_1 = 2.7 \cdot 10^{-3}$ abgeschätzt werden (siehe Gleichung 4.5).

Symmetrie des Wirkungsquerschnitts

Um die Asymmetrie des Wirkungsquerschnitts zu bestimmen, wurde die Winkelverteilung der Ereignisse, in denen beide Spuren einen generierten Impuls $P > 1\text{GeV}$ haben, durch die Verteilung aller generierter Ereignisse geteilt. Die Parameter der Funktion 4.4 wurden bestimmt zu:

$$a_0 = 0.9947 \pm 2 \cdot 10^{-5}, a_1 = (2.01 \pm 0.73) \cdot 10^{-4}.$$

Außerdem wurde die Asymmetrie für Ereignisse mit Impulsen $P > 2\text{GeV}$ bestimmt:

$$a_0 = 0.9855 \pm 2 \cdot 10^{-5}, a_1 = (3.56 \pm 0.53) \cdot 10^{-4}.$$

In der Relation zu dem Fehler auf die Detektorsymmetrie ist dieser Effekt also zu vernachlässigen.

Eine genaue Übertragung des Impuls-Schnittes auf die generierten Ereignisse ist nicht möglich, denn in ca. 2.5% aller gemessenen Ereignisse² gibt es eine Spur mit einem Impuls kleiner als 1GeV, aber nur in ca. 0.5% aller Generierten. Für diesen Unterschied ist Bremsstrahlung der Teilchen im Detektor verantwortlich. Die Daten wurden mit der Verteilung für Impulse größer als 1GeV verglichen.

4.5.3 Bestimmung der Abschneide-Parameter

Abb.: 4.6 zeigt den Quotienten aus Daten und QED-Erwartung, sowie den Wirkungsquerschnitt für den bestimmten Wert von Λ_S . Dividiert man die Verteilung der Positronen (Elektronen) durch die gespiegelte Verteilung der Positronen (Elektronen), ergibt sich innerhalb der statistischen Fehler dasselbe Ergebnis.

Die Funktion, die an die Daten angepaßt werden soll, ist alles andere als linear. Daher wurden alle Fehler mit der MINOS-Routine des Programmes MINUIT [14] bestimmt. Sogenannte 1σ -Abweichungen entsprechen dem für Gauß-Fehler gewohnten Confidence Level (CL) von 68.33%. 1.94σ führen zu einem CL von 95%.

Um die systematischen Fehler auf die Abschneide-Parameter zu übertragen, wurde die Verteilung von Abbildung 4.6 durch Geraden mit ± 1 (bzw. 1.94) σ des Symmetrie-Fehlers geteilt. Die Differenzen der so erhaltenen Parameter zum unkorrigierten Wert entsprechen dem jeweiligen systematischen Fehler.

²siehe Anhang A: Eine Spur mit kleinem Impuls; Schauer nicht zugeordnet.

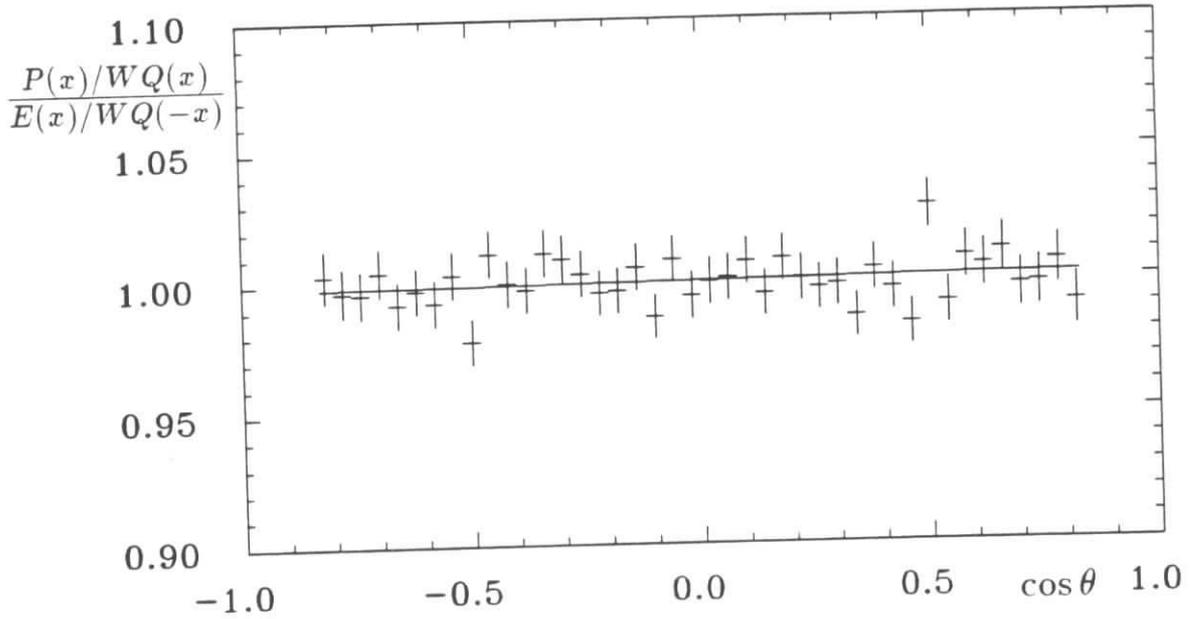


Abbildung 4.6: Ergebnis I: Verhältnis von Positronen zu Elektronen, normiert mit QED, für die Experimente 4 bis 8.

Zur Bestimmung der Abschneide-Parameter wurde die Näherung entsprechend Formel 3.6 benutzt. Der Fehler liegt bei etwa 1%. Die genauen Formeln sind für das Näherungs-Programm nur schwer zu behandeln, zumal die Fehler dieselbe Größenordnung wie der Wert haben. Die Parameter können per Definition nur positiv sein. Negative Werte sind für den Parameter des anderen Vorzeichens zu verstehen.

Als Werte für die Abschneide-Parameter ergeben sich:

$$\Lambda_{S+}^{-1} = (3.91_{-6.40}^{+2.18} \quad -6.22^{+2.08}) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$$

$$\Lambda_{T-}^{-1} = (3.91_{-6.41}^{+2.19} \quad -6.22^{+2.09}) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1}$$

Zuerst wurde der statistische Fehler angegeben, dann der systematische. Da es sich nicht um Gauß-Fehler handelt, ist es nicht möglich, sie quadratisch zu addieren. Eine lineare Addition des systematischen Fehlers und des statistischen Fehlers bei der entsprechenden systematischen Abweichung ergibt die folgenden Grenzen mit mindestens 95% Wahrscheinlichkeit:

[GeV]	Λ_+	Λ_-
Λ_S	117	153
Λ_T	153	105

Diese Grenzen gelten allerdings nur für Effekte, die entweder nur den s- oder nur den t-Kanal beeinflussen, da der jeweils andere Parameter ∞ gesetzt wurde.

4.6 Selektion II

Mit der ersten Selektion wurden nur gute Spuren ausgewählt. Wird eine Spur jedoch nicht vollständig nachgewiesen, erfüllt sie diese Schritte nicht, und das Ereignis wird verworfen. Mit dieser Selektion soll für möglichst jedes BHABHA-Ereignis genau eine zweite Spur gefunden werden, auch wenn diese nicht optimal rekonstruiert werden konnte. Die Erste muß weiterhin die Bedingungen für eine gute Spur erfüllen.

Um die verschiedenen Effekte bei der Rekonstruktion einzeln zu verstehen, wurden sogenannte Gruppen definiert und Ereignisse mit entsprechenden Spuren getrennt selektiert. Eine genauere Beschreibung der Ereignistypen folgt im nächsten Abschnitt. Die Numerierung (1)...(8) entspricht der Rangfolge für die Wahl der zweiten Spur, falls mehrere Spurkandidaten im Ereignis vorhanden sind.

Schauer-Energie	Geladene Spuren mit Impuls P		
	$P < 1\text{GeV}$	$1\text{GeV} < P < 9\text{GeV}$	$9\text{GeV} < P$
$0.7\text{GeV} < ESH$	(6) kleiner Impuls	(1) gute Spur	(2) großer Impuls
$ESH < 0.7\text{GeV}$; mit benachbartem Schauer	(3) Schauer nicht zugewiesen		
$ESH < 0.7\text{GeV}$; ohne benachbarten Schauer	(8) langsame Spuren	(5) Spur ohne Schauer	
	Photonen mit $ESH > 0.7\text{GeV}$		
Mit benachbarter geladener Spur	(4) zerbrochene Spuren ³		
Ohne benachbarte geladene Spur	(7) keine geladene Spur		

Dabei heißt *benachbarter Schauer* ein Photon mit einer Energie größer als 0.7GeV und einem Öffnungswinkel zur geladenen Spur kleiner als 20Grad .

Eine *benachbarte geladene Spur* ist eine geladene Spur mit beliebigem Impuls und einem Öffnungswinkel zum Photon kleiner als 20Grad .

Der Schnitt auf den Öffnungswinkel bleibt bei $\xi > 165\text{Grad}$. Es wurden Ereignisse mit bis zu vier geladenen Spuren (kein Schnitt auf die Summe der beiden Schauer-Energien $ESHTWO$) selektiert. Die Gruppe mit einer zweiten guten Spur wurde geteilt, um dieselben Schritte wie in der ersten Selektion zu erhalten. Es wurden zum einen Ereignisse, die sowohl $ESHTWO > 5\text{GeV}$, als auch $NCH \leq 4$ genügen und zum anderen solche, die wenigstens einen von beiden Schnitten nicht erfüllen, betrachtet.

³Wenn es genau eine benachbarte geladene Spur gibt, hat die Gruppe für nicht zugewiesenen Schauer eine höhere Priorität

Es wurde genau eine Spur pro Gruppe verlangt. Einzige Ausnahme sind Ereignisse mit insgesamt **drei guten** Spuren. Sie wurden nur verworfen, wenn alle dieselbe Ladung hatten. Sonst wurde von den beiden gleich geladenen die Spur mit dem größten Impuls als zweite Spur selektiert.

Alle Ereignisse, in denen beide Spuren **gleich geladen** waren, wurden getrennt gesammelt. Ereignisse ohne geladene Spur wurden nur gezählt, wenn es keine anderen Photonen mit einer Energie größer als 0.3GeV gab. Diese Bedingung wurde in Anlehnung an den zweiten Hastschen Algorithmus [11] gestellt und gewährleistet eine klare Ereignisstruktur.

In wenigen Ereignissen gibt es Spuren, für die in der Track-bank A (mit Driftkammer-Information) **keine Driftkammer-Information** gespeichert ist. Es gibt also keine Information über Winkel und Impuls. Für Spuren mit einer Schauer-Energie größer als 0.7GeV wurde auf den in der Track-bank B (mit Drift- und Vertexkammer-Information) angegebenen Spurwinkel zurückgegriffen [13]. Da nur die Größenordnung dieses Effektes bestimmt werden sollte, wurde kein Schnitt auf den Öffnungswinkel verlangt.

Der einzige wirkliche Schnitt in dieser Selektion ist die Bedingung, daß nur eine Spur pro Gruppe auftreten darf. Dies ist nötig, da für die Auswertung *genau* zwei Spuren gebraucht werden.

4.7 Die Gruppen der zweiten Selektion

Die Winkelverteilungen für die einzelnen Gruppen sind im Anhang A abgebildet. Dabei wurde der Untergrund nach dem im nächsten Abschnitt beschriebenen Verfahren bestimmt und subtrahiert. Hier wird auf die Ereignistypen eingegangen, die mit der oben dargestellten Selektion gefunden wurden. In der Analyse vernachlässigte Gruppen sind mit \circ markiert.

- Ereignisse mit **zwei guten** und insgesamt mehr als 5 geladenen Spuren oder $ESHTWO < 5\text{GeV}$:

Der Anteil schwankt zwischen 0.4 und 1.5%. Ein breites Maximum befindet sich um $\cos\theta = 0$. Am Rand des Barrels steigt die Verteilung steil an, bedingt durch den Verlust an Schauer-Energie zwischen Barrel und Endcap.

- Ereignisse mit einer Spur, der ein zu **großer Impuls** zugeordnet wurde: Das Maximum der Verteilung liegt bei $\cos\theta = 0$. Da hier bei einer isotropen Impulsverteilung der Transversalimpuls am größten ist, ist der Fehler auf den Impuls größer. Es befinden sich weniger als 0.2% aller Ereignisse in dieser Gruppe.

- Ereignisse mit einer Spur, der der **Schauer nicht zugewiesen** wurde: 0.8 – 1.4% aller Ereignisse genügen den entsprechenden Schnitten. Da keine Bedingungen an den Impuls der Spur gestellt wurden, finden sich hier viele Ereignisse mit harter Bremsstrahlung. Das Photon wird hauptsächlich in Richtung des Elektrons/Positrons emittiert, und das gebremste Teilchen kann nur noch einen Schauer mit einer Energie kleiner als 0.7GeV erzeugen.

Es finden sich aber auch Spuren mit größeren Impulsen, denen der von ihnen verursachte Schauer nicht zugeordnet wurde. Solche Ereignisse treten hauptsächlich am Rand des Barrels auf. Ein entsprechendes Ereignis ist im Anhang E abgebildet.

- Ereignisse mit einer Spur, die in mehrere Teile **zerbrochen** ist:

Gibt es zu einem Schauer-Cluster mehrere Spurfragmente, muß der Spürwinkel des Photons genommen werden, auch wenn dieser nicht so genau wie der einer geladenen Spur ist. Während sich für $\cos \theta \approx 0$ kaum entsprechende Ereignisse finden, steigt der Anteil am Rand des Barrels auf über 3%. Eine Spur kann in einzelne Teile zerfallen, wenn mehrere aufeinanderfolgende Drähte der Driftkammer nicht ansprechen. Dadurch erhöht sich auch die Anzahl der geladenen Spuren in einem Ereignis. Trotzdem wurden Ereignisse mit mehr als vier Spuren weiterhin verworfen. Ereignisse, in denen ein abgestrahltes Photon konvertiert und eine Spur zerbricht, wurden also vernachlässigt. Der Anteil kann zu kleiner als 0.2% abgeschätzt werden.

- Ereignisse mit einer Spur, die **keinen Schauer** verursacht hat:

Fast überall beträgt der Anteil zwischen 0.2 und 0.5%. Für $0.66 < \cos \theta < 0.72$ finden sich jedoch bis zu 1%, da hier die durchschnittliche Schauer-Energie der Elektronen kleiner ist. In diesem Bereich durchqueren die Teilchen nicht mehr alle Lagen der Barrel-Schauerzähler, sind aber noch nicht im Bereich der Endcap-Zähler. Dadurch verringert sich die effektive Dicke und damit die deponierte Energie.

Der wesentliche Effekt dieser Gruppe tritt für $|\cos \theta| < 0.02$ auf. Hier befindet sich ein Spalt zwischen den Schauerzählern, so daß in bis zu 8% aller Ereignisse eine Spur einen Schauer mit einer Energie kleiner als 0.7GeV erzeugt. Ein entsprechendes Ereignis ist im Anhang E abgebildet.

- Ereignisse mit einer Spur, die einen **kleinen Impuls** hat:

Es handelt sich praktisch ausschließlich um Ereignisse mit harter Bremsstrahlung. Hier konnte das gebremste Teilchen jedoch noch einen Schauer mit einer Energie größer als 0.7GeV erzeugen. Die relative Anzahl der Ereignisse beträgt praktisch winkelunabhängig ca. 1.7%.

- Ereignisse **ohne geladene Spur**:

Werden zu wenige Drähte gesetzt, kann die Spur in der Driftkammer nicht rekonstruiert werden. Betroffen sind, praktisch winkelunabhängig, etwa 0.4% aller Ereignisse. Da der Untergrund sehr groß ist, wurden diese Ereignisse für die Analyse vernachlässigt.

- Ereignisse mit einer **langsamen Spur**:

Da viele Ereignisse mit harter Bremsstrahlung schon in der Gruppe für nicht zugewiesenen Schauer selektiert wurden, finden sich hier weniger als 0.05%. Die Verteilung ist winkelunabhängig und kann für die Analyse ebenfalls vernachlässigt werden.

- Ereignisse mit **drei guten Spuren**:

Die Verteilung steigt für große Winkel an und beträgt zwischen 0.3 und 0.55%.

- Ereignisse, in denen beide Spuren **gleich geladen** sind:

Da hier alle Guppen, in denen es zwei geladene Spuren gibt, beitragen, ist der Untergrund extrem groß. In ca. 0.1 bis 0.2 % aller Ereignisse wird die Ladung einer Spur falsch bestimmt. Für die Analyse wurden diese Ereignisse vernachlässigt.

○ Ereignisse mit einer Spur **ohne Driftkammer-Information**: Betroffen sind weniger als 0.07% aller Ereignisse, unabhängig vom Streuwinkel. Daher konnte auch diese Verteilung vernachlässigt werden. Der Effekt entsteht zum Beispiel, wenn das Rekonstruktionsprogramm einen Vertex zu schlecht bestimmen kann. Dann wird die Trackbank nicht vollständig gefüllt. Es kann aber auch passieren, daß der Schauer bei einer zerbrochenen Spur dem äußersten Teil zugeordnet wird, obwohl die Winkel für einen gemeinsamen Wert nicht gut genug übereinstimmen. Beispiele dafür sind im Anhang E abgebildet.

4.8 Untergrund II

Durch die aufgeweiteten Bedingungen wird wesentlich mehr Untergrund mitgenommen, als mit der ersten Selektion. Dabei haben Multihadron-Ereignisse sowie Ereignisse aus τ - und μ -Paarerzeugung trotz der Schnitte grundsätzlich dieselbe charakteristische Winkelverteilung. Das gilt, mit einer anderen Verteilung, auch für $\gamma\gamma$ -Ereignisse. BHABHA-Ereignisse tragen, wenn die Ladung falsch bestimmt wurde, auch zum Untergrund bei, da sie dem gespiegelten Wirkungsquerschnitt folgen.

Die Akzeptanz für BHABHAs ist für jede der mit der zweiten Selektion beschriebenen Gruppen natürlich nicht konstant, muß aber symmetrisch sein. Asymmetrische Abweichungen vom Wirkungsquerschnitt wurden mit der ersten Analyse ausgeschlossen. Subtrahiert man von der durch den BHABHA-Wirkungsquerschnitt geteilten Datenmenge $D(\cos \theta)$ die gespiegelte Verteilung, bildet also $D(-\cos \theta) - D(\cos \theta)$, kürzen sich symmetrische Anteile, also BHABHA-Ereignisse, heraus. Die resultierende Verteilung beinhaltet nur noch die Information über den Untergrund. Sie kann mit der entsprechend modifizierten Winkelverteilung $F(x)$ für μ -Paare, $\gamma\gamma$'s und $WQ_{Bhabha}(-x)$ für falsch einsortierte BHABHAs angenähert werden. Also:

$$F(x) = f(-x) - f(x) \quad (4.7)$$

mit

$$f(x) = (a_\mu * WQ_\mu(x) + a_\gamma * WQ_\gamma(x) + a_{Bh} * WQ_{Bhabha}(-x)) / WQ_{Bhabha}(x) \quad (4.8)$$

$$WQ_\gamma(x) = \alpha^2/s \frac{1+x^2}{1-x^2}$$

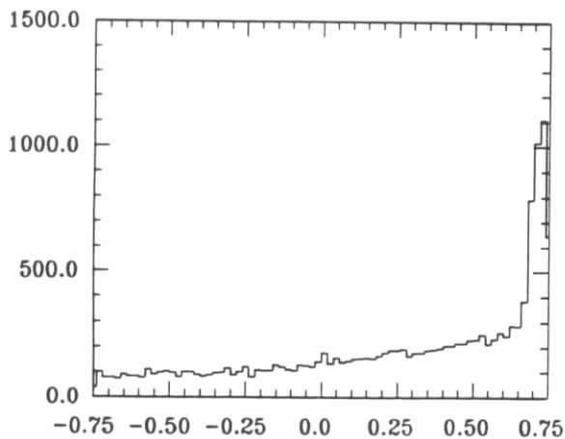
$$WQ_\mu(x) = \alpha^2/4s (1+x^2)$$

$$WQ_{Bhabha}(x) = \alpha^2/4s \left(\frac{3+x^2}{1-x} \right)^2$$

Die Formeln gelten im ultrarelativistischen Grenzfall in niedrigster Ordnung, für $\gamma\gamma$ -Ereignisse mit Ausnahme der extremen Vorwärts- und Rückwärtsstreuung. Der Verlauf ist im Anhang C dargestellt.

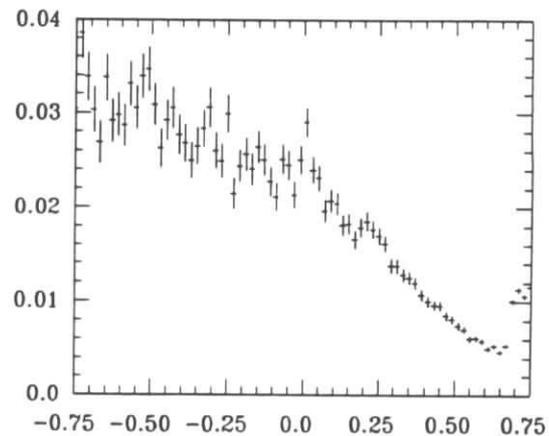
Für große Winkel $|\cos \theta| > C$ fällt die Akzeptanz von Multihadronen ab, der Untergrund kann hier jedoch, wie der Parameter C selbst ohne Annahmen auf $f(x)$ aus der Verteilung der Daten bestimmt werden. Es wurde ein linearer Abfall der Winkelverteilung angenommen.

Das gesamte Verfahren soll an einem Beispiel verdeutlicht werden:



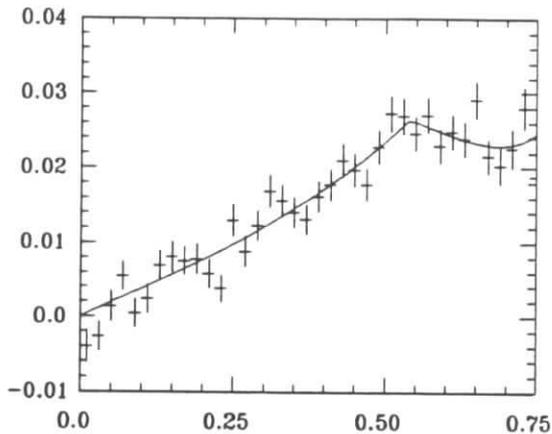
Ausgangs-Verteilung:

Anzahl der Ereignisse mit zwei guten Spuren, $NCH \geq 5$ oder $ESHTWO < 5\text{GeV}$ in Abhängigkeit vom Streuwinkel.



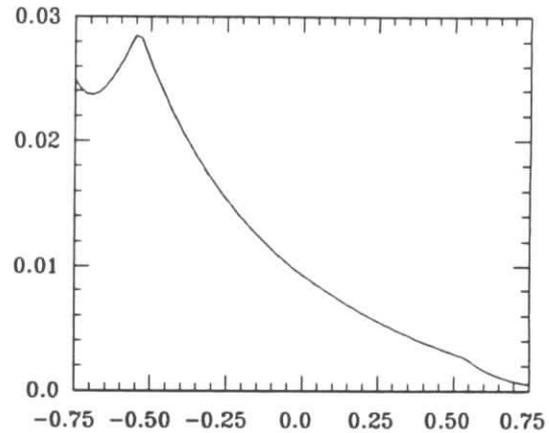
Verteilung 2, $D(\cos \theta)$:

Die Ausgangs-Verteilung wurde durch den normierten BHABHA-Wirkungsquerschnitt geteilt. Ohne Untergrund müßte das Ergebnis symmetrisch sein.



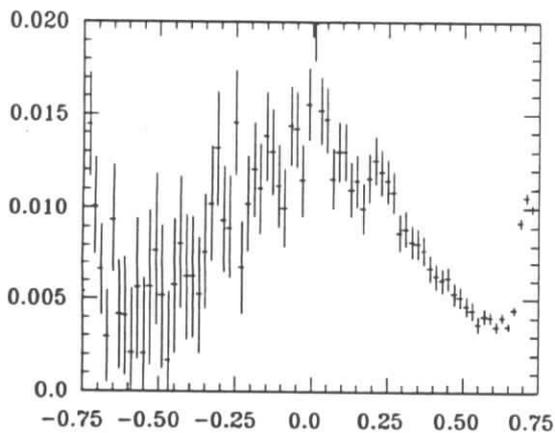
Verteilung 3, $D(-\cos \theta) - D(\cos \theta)$:

Indem man eine Seite der Verteilung 2 von der anderen subtrahiert, kürzt sich der symmetrische Anteil heraus. Nur Untergrundeffekte bleiben übrig. Die Kurve zeigt die Näherung für die Funktion 4.7.



Verteilung 4, Untergrund bestimmt aus der Näherung von Verteilung 3:

Da nur bestimmte Kurven in Frage kommen, kann man aus der Verteilung von $f(-x) - f(x)$ auf $f(x)$ zurückschließen. Man erhält den durch den BHABHA-Wirkungsquerschnitt geteilten Untergrund $f(x)$ (Funktion 4.8).



Verteilung 5, Verteilung 2 - Verteilung 4:

Untergrundbereinigte Verteilung der relativen Anzahl schlechter BHABHAS, mit $NCH \geq 5$ oder $ESHTWO < 5\text{GeV}$.

4.9 Auswertung II

Dieser Abschnitt enthält die Daten-Analyse mit der oben dargestellten zweiten Selektion. Es wurden Kontinuums-Daten mit Strahl-Energien zwischen 5.233 und 5.245 GeV sowie $\Upsilon(4S)$ -Daten der Experimente 4 und 5 mit Runklasse 0 benutzt. Auf die Experimente 6 – 8 wird im Anhang B eingegangen. Bei einer Luminosität von 116.9314 pb^{-1} wurden im Barrel-Bereich ($|\cos \theta| < 0.75$) 1.22764 Mio. Ereignisse, davon 11049 Untergrund-Ereignisse, selektiert.

4.9.1 Selektions-Akzeptanz

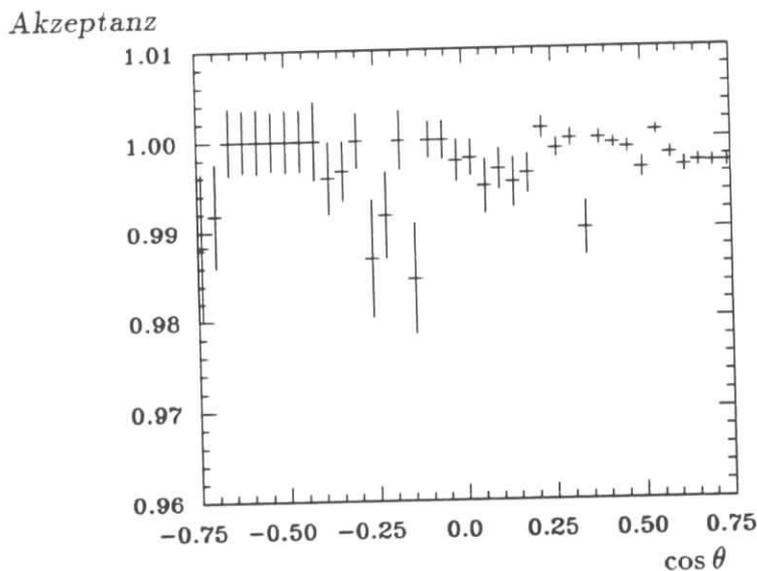


Abbildung 4.7: Selektions-Akzeptanz II: Verhältnis von mit der zweiten Selektion gemessenen zu allen rekonstruierten Daten.

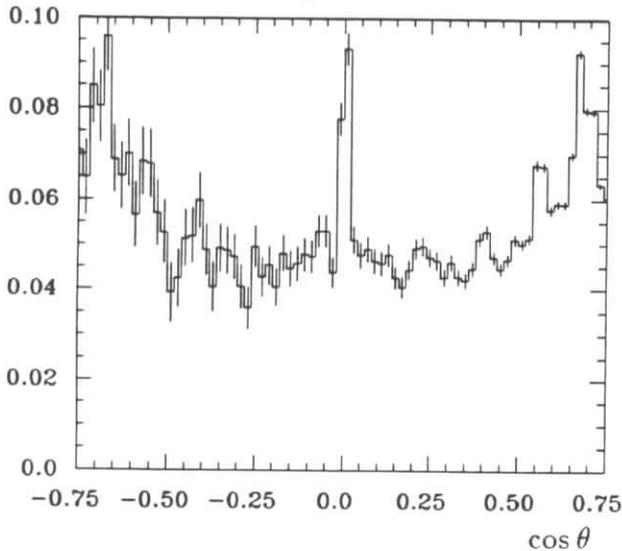
Wendet man die oben dargestellte zweite Selektion auf Monte Carlo-Ereignisse an, addiert die nicht vernachlässigten Verteilungen auf und teilt die Summe durch alle rekonstruierten Ereignisse, erhält man die Verteilung von Abbildung 4.7. Innerhalb der Fehler kann die Selektions-Akzeptanz über den gesamten Winkelbereich konstant gleich 0.998 angenommen werden. Sie braucht daher nicht korrigiert zu werden.

4.9.2 Bestimmung der Abschneide-Parameter

Mit der ersten Analyse wurden die Abschneide-Parameter Λ_S und Λ_T bestimmt für den Fall, daß der andere ∞ ist. Der Effekt wird also entweder im s - oder im t -Kanal gesucht. Physikalisch sinnvoller ist es jedoch anzunehmen, daß beide Kanäle etwa gleich betroffen sind. Hier soll davon ausgegangen werden, daß beide Parameter gleich sind, also $\Lambda = \Lambda_S = \Lambda_T$. Entsprechende Effekte sind im wesentlichen symmetrisch. Die Asymmetrie ist für $\Lambda = 80 \text{ GeV}$ kleiner als $6 \cdot 10^{-4}$ und für $\Lambda = 150 \text{ GeV}$ kleiner als $5 \cdot 10^{-5}$.

Da mit dieser zweiten Selektion die Schnitte auf Impuls und Schauer-Energie praktisch entfallen, wurde, im Gegensatz zur ersten Selektion, bei der Berechnung des Wirkungsquerschnitts keine Bedingung an den generierten Impuls gestellt.

Relative Zahl der Ereignisse



Man erkennt, daß gut 4% aller BHABHA-Ereignisse von der ersten Selektion nicht gefunden wurden, am Rand des Barrel-Bereiches sogar 8%. Außerdem fällt die hohe Anzahl bei $\cos \theta = 0$ auf.

Abbildung 4.8: Winkelverteilung schlechter BHABHA-Ereignisse. Die Summe aus nicht vernachlässigten Gruppen der zweiten Selektion mit Ausnahme der guten Ereignisse (1).

In Abbildung 4.8 wurden alle nicht vernachlässigten Gruppen der selektierten Daten bis auf die erste aufaddiert und der Untergrund subtrahiert. Aufgetragen ist die Summe aus der Verteilung der Positronen und der in $\cos \theta$ gespiegelten Verteilung der Elektronen dividiert durch die Erwartung der QED.

Die Abbildung 4.9 zeigt die Summe aller nicht vernachlässigten Gruppen. Die Korrekturen von Untergrundsubtraktion und dem Übergang von generierten zu rekonstruierten Winkeln wurde zunächst ohne Fehler berücksichtigt.

Im Anhang B wird ein Effekt dargestellt, der um $\cos \theta = 0$ zum Verlust von Ereignissen in den Experimenten 6 – 8 führt. Derselbe Prozeß könnte auch in den Experimenten 4 und 5 auftreten. Da eine genaue Analyse jedoch kaum möglich ist, wurden die Auswirkungen lediglich als Fehler in dieses Ergebnis übernommen.

Ein Problem bleibt der Bereich von $\cos \theta = 0$. Hier geht in einer sehr kleinen Region ein großer Teil der Schauer-Energie verloren. Da die Spuren in einem BHABHA-Ereignis einen sehr großen Öffnungswinkel haben, können sogar beide in diesem Spalt verschwinden. Auch mit der zweiten Selektion konnten nicht alle Ereignisse gefunden werden. Für die Bestimmung der Parameter wurde der Bereich $-0.2 < \cos \theta < 0.0$ nicht berücksichtigt.

Der systematische Fehler der Abschneide-Parameter wurde wie bei der ersten Selektion über die Variation der systematischen Abweichungen bestimmt. Neben den oben genannten Beiträgen wurde auch die Unsicherheit der Selektions-Akzeptanz berücksichtigt.

Für den so bestimmten Abschneide-Parameter $\Lambda = \Lambda_S = \Lambda_T$ ergibt sich:

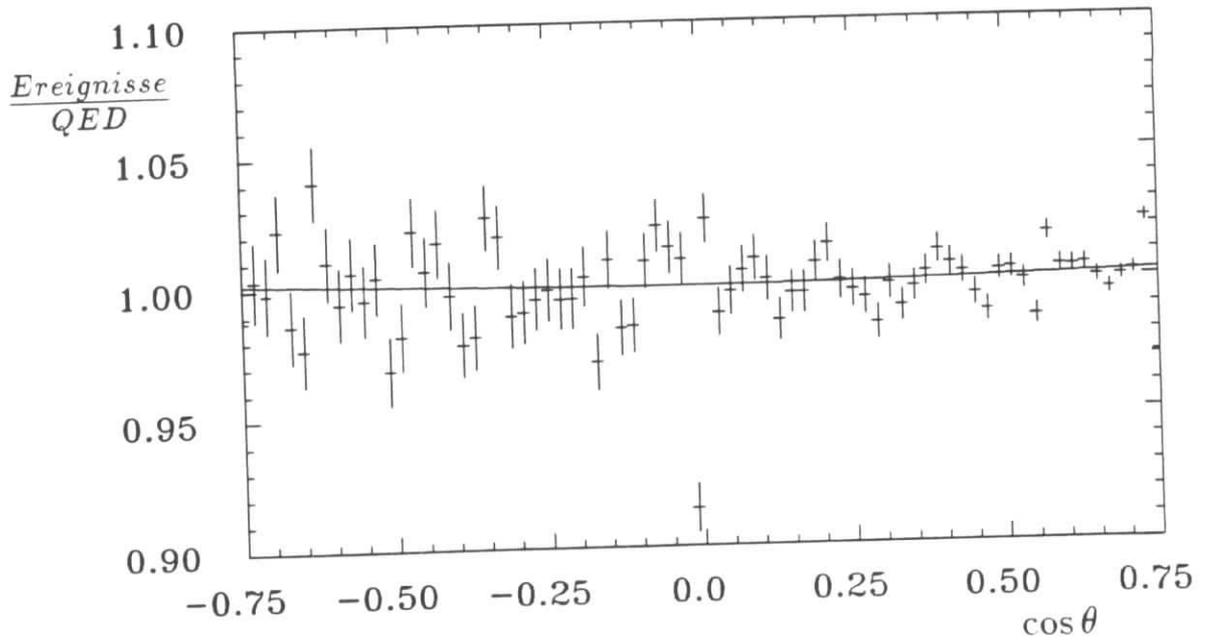


Abbildung 4.9: Ergebnis II: Korrigierte Verteilung der Positronen und Elektronen für die Experimente 4 und 5, normiert mit QED.

$$\Lambda_+^{-1} = (6.69_{-2.79}^{+1.95} \quad +2.10_{-3.94}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$$

Aus der linearen Addition des zuletzt angegebenen systematischen Fehlers mit dem statistischen Fehler bei der entsprechenden systematischen Abweichung folgen untere Grenzen mit 95% Wahrscheinlichkeit von:

$$\Lambda_+ > 87 \text{GeV}$$

$$\Lambda_- > 136 \text{GeV}$$

Aus Gleichung 3.7 ergibt sich damit für die Größe des Elektrons

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} < 5 \cdot 10^{-18} \text{m}$$

Zusammenfassung

Die Vorstellung ist falsch, die Physik sei dazu da, die Beschaffenheit der Natur aufzuklären. In der Physik geht es vielmehr um unsere Aussagen über die Natur.

NIELS BOHR

In dieser Arbeit wurde der differenzielle Wirkungsquerschnitt der BHABHA-Streuung mit Daten bei einer Schwerpunkt-Energie um 10.6 GeV verglichen. Dazu wurde die niedrigste Ordnung QED gemäß

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \left(\frac{10 + 4x + 2x^2}{(1-x)^2} \cdot F_S^2 + (1+x^2) \cdot F_T^2 - \frac{2(1+x)^2}{1-x} \cdot F_S F_T \right)$$

$$F_S(t) = 1 \pm t \cdot \Lambda_{S\pm}^{-2} \quad ; \quad F_T(s) = 1 \pm s \cdot \Lambda_{T\pm}^{-2}$$

modifiziert (vergl. Formel 3.4, 3.6) und die Abschneide-Parameter Λ_S und Λ_T bestimmt.

Für asymmetrische Effekte, bei denen nur ein Kanal von der QED abweicht, einer der beiden Parameter also ∞ ist, wurde eine symmetrische Akzeptanz angenommen.

Als Werte für die Abschneide-Parameter ergeben sich:

$$\begin{aligned} \Lambda_{S+}^{-1} &= (3.91_{-6.40}^{+2.18} \text{ }_{-6.22}^{+2.08}) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1} \\ \Lambda_{T-}^{-1} &= (3.91_{-6.41}^{+2.19} \text{ }_{-6.22}^{+2.09}) \cdot 10^{-3} \text{ GeV}^{-1} \end{aligned}$$

Der zuletzt angegebene systematische Fehler stammt aus der Symmetrie-Annahme.

Zur Bestimmung symmetrischer Effekte, bei denen beide Parameter im wesentlichen gleich sind, wurde die Selektion so geändert, daß die Akzeptanz konstant bei 1 lag. Um den Untergrund bei dieser Selektion aus den Daten zu bestimmen, wurde angenommen, daß es nur symmetrische Abweichungen vom Wirkungsquerschnitt geben kann. Asymmetrische Effekte wurden mit der ersten Analyse ausgeschlossen.

Auswirkungen der Streuung von Spuren sind mit der Selektion nicht auszugleichen, sie müssen anhand von Monte Carlo-Ereignissen bestimmt und korrigiert werden. Der zuletzt angegebene systematische Fehler stammt hauptsächlich aus dieser Korrektur und der Bestimmung des Untergrundes.

Für den so erhaltenen Abschneide-Parameter $\Lambda = \Lambda_S = \Lambda_T$ ergibt sich:

$$\Lambda_+^{-1} = (6.69_{-2.79}^{+1.95} + 2.10_{-3.94}) \cdot 10^{-3} \text{GeV}^{-1}$$

Die entsprechenden unteren Grenzen von 95% Wahrscheinlichkeit betragen:

[GeV]	Λ	Λ_S	Λ_T
Λ_+	87	117	153
Λ_-	136	153	105

Aus diesen Grenzen kann man eine Größe des Elektrons von kleiner als 5 am abschätzen. Dies gilt allerdings nur für die betrachteten Effekte.

Ähnliche Analysen wurden bei ARGUS [9] und mit höheren Energien und weniger Statistik bei PETRA [15] und PEP [16] durchgeführt. Die folgende Tabelle enthält untere Grenzen (95% CL) und Schwerpunkt-Energien in GeV. Die Werte für Λ_S und Λ_T der früheren Arbeiten gelten dabei ohne Einschränkung auf den jeweils anderen Parameter.

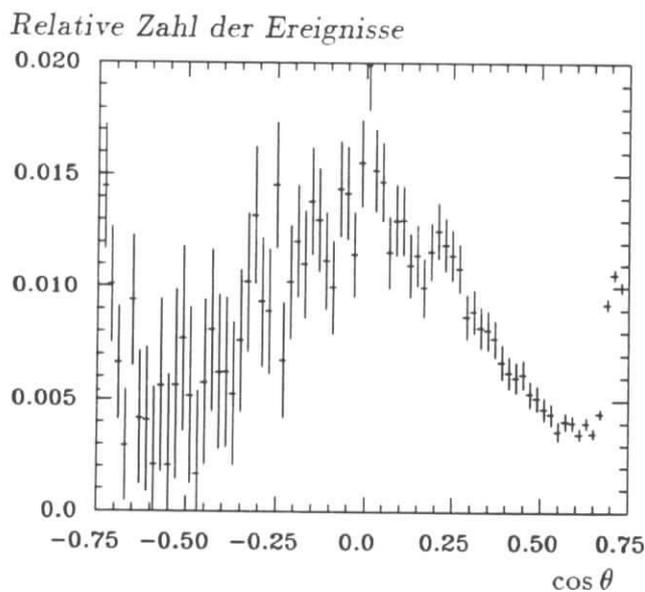
Kollaboration		Λ_+	Λ_-	\sqrt{s}
ARGUS (1992)	Λ	87	136	10.4 - 10.6
	Λ_S	117	153	
	Λ_T	153	105	
ARGUS (1985)	Λ	48	47	10.024
	Λ_S	43	48	
	Λ_T	20	18	
HRS	Λ	154	220	29.0
JADE	Λ	267	200	34.5 - 46.78
PLUTO	Λ	184	162	34.7
	Λ_S	184	162	
	Λ_T	143	104	
TASSO	Λ	155	251	34.5

Bei noch größeren Energien, wie zum Beispiel bei LEP, werden Auswirkungen der schwachen Wechselwirkung so groß, daß sich reine QED-Abweichungen nicht mehr bestimmen lassen.

Anhang A

Gruppen-Inhalte

Dieser Abschnitt zeigt die untergrundbereinigten Winkelverteilungen der in Abschnitt 4.7 beschriebenen Gruppen der zweiten Selektion, sowie die Menge des abgezogenen Untergrundes für Experimente 4 und 5.



Zwei gute Spuren mit $NCH \geq 5$ oder $ESHTWO < 5\text{GeV}$.

Subtrahierter Untergrund:

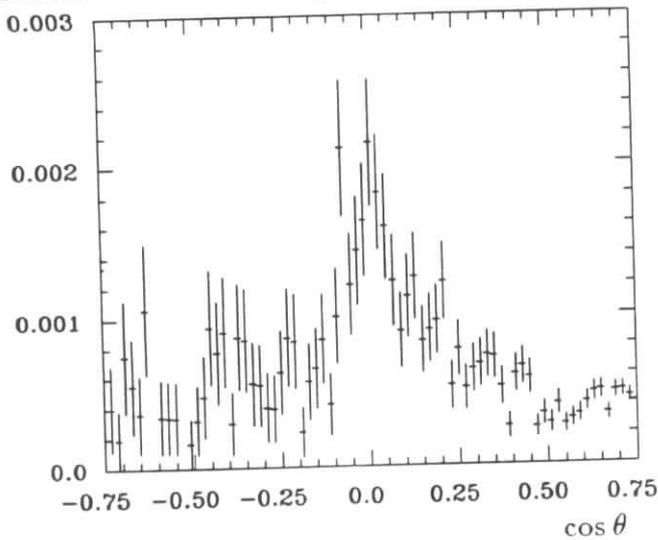
$$a_{\mu} = 0.03837 \pm 0.00202$$

$$a_{\gamma} = 0.01134 \pm 0.00020$$

a_{Bh} ist vernachlässigbar.

Der Anstieg bei großen Winkeln entsteht durch zu kleine Schauer-Energien.

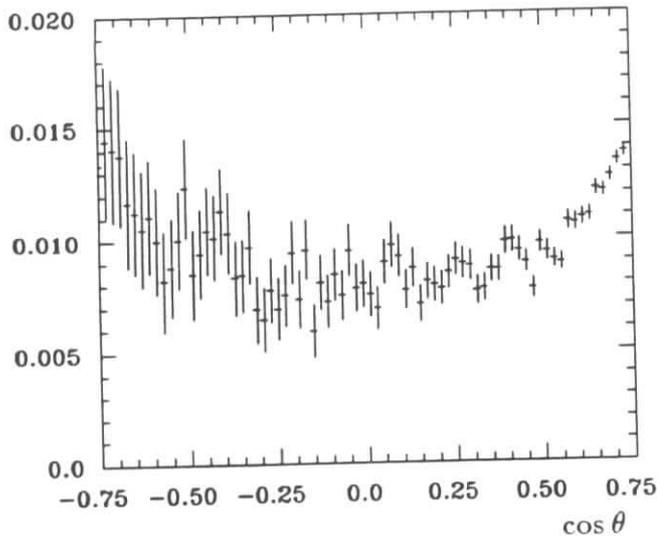
Relative Zahl der Ereignisse



Eine Spur mit großem Impuls.

Kaum Untergrund.

Solche Spuren gibt es hauptsächlich um $\cos \theta = 0$, da hier der Transversalimpuls am größten ist. Dadurch wird der Fehler auf den Gesamtimpuls größer.



Einer Spur wurde der Schauer nicht zugewiesen.

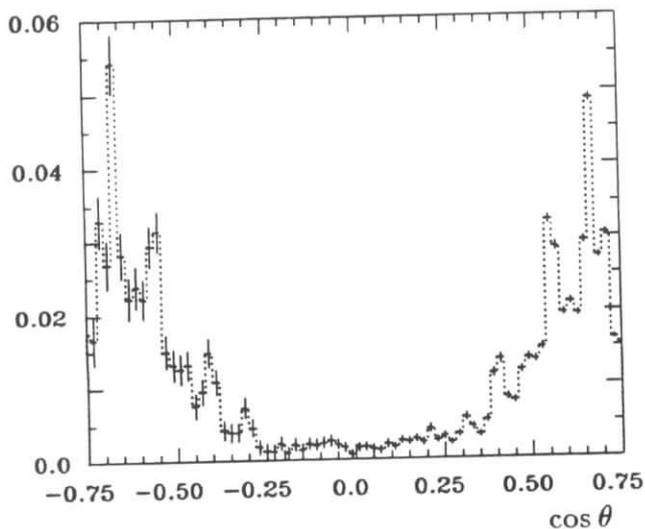
Subtrahierter Untergrund:

$$a_{\mu} = 0.00008 \pm 0.00081$$

$$a_{\gamma} = 0.00051 \pm 0.00013$$

a_{Bh} ist vernachlässigbar.

Der Effekt tritt hauptsächlich am Rand des Barrel-Bereiches auf, da hier die Spuren schräg auf die Schauer-Zähler auftreffen.



Eine Spur ist zerbrochen.

Subtrahierter Untergrund:

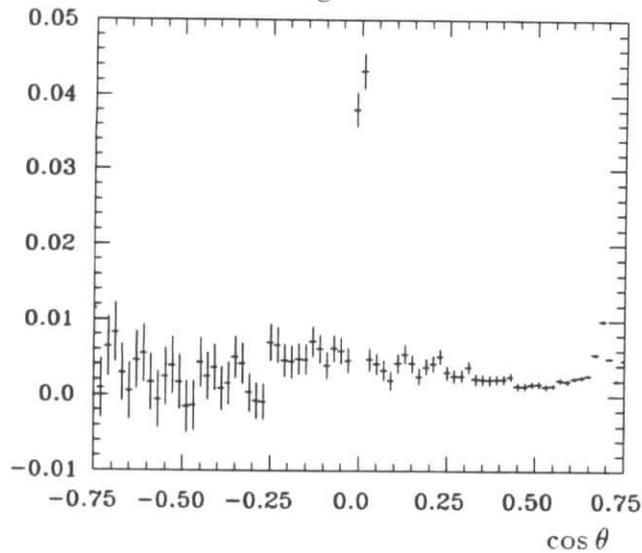
$$a_{\mu} = 0.00001 \pm 0.00100$$

$$a_{\gamma} = 0.00100 \pm 0.00016$$

a_{Bh} ist vernachlässigbar.

Die Hälfte der Einträge sind Winkel, die von den Schauer-Zählern bestimmt wurden. Da diese eine grobe Struktur haben, treten Winkel, die auf einen Ring zeigen, häufiger auf.

Relative Zahl der Ereignisse



Eine Spur ohne Schauer-Energie.

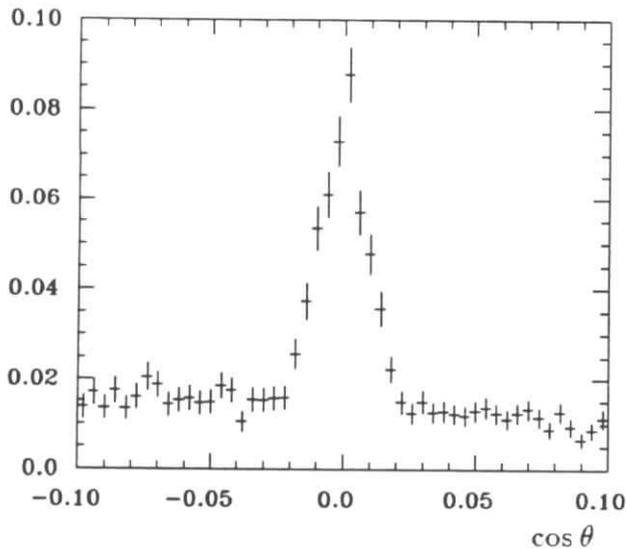
Subtrahierter Untergrund:

$$a_{\mu} = 0.07122 \pm 0.00175$$

$$a_{\gamma} = 0.00313 \pm 0.00018$$

a_{Bh} ist vernachlässigbar.

Für $0.66 < |\cos \theta| < 0.72$ ist die durchschnittliche Schauer-Energie kleiner, da die effektive Dicke der Zähler abnimmt.

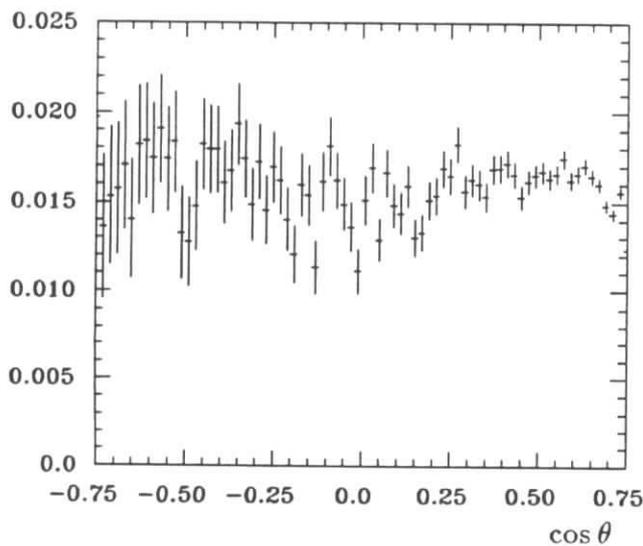


Eine Spur ohne Schauer-Energie.

Ausschnitt für den Bereich

$$|\cos \theta| < 0.1.$$

Bei $\cos \theta = 0$ befindet sich ein Spalt zwischen den Zählern. Spuren die in diesen Spalt treffen, deponieren kaum Energie. Man erkennt, daß der Effekt sehr lokal ist, auch wenn die Spur mit Schauer-Energie ebenfalls in die Verteilung eingeht. Das Maximum liegt bei immerhin 8 % aller Ereignisse.



Eine Spur mit kleinem Impuls.

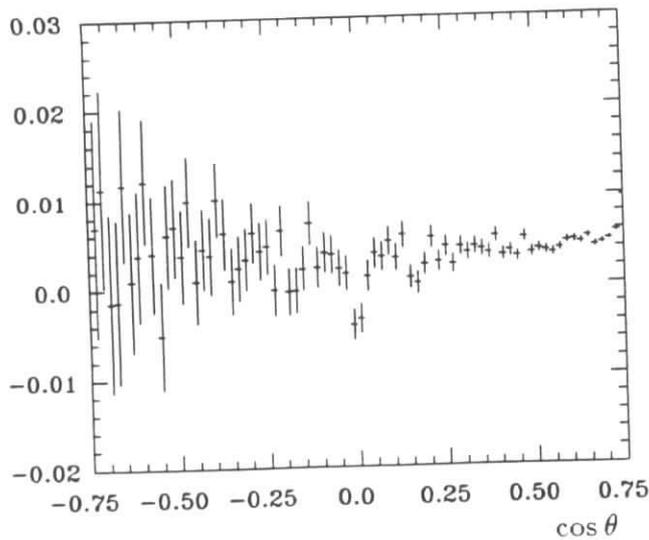
Subtrahierter Untergrund:

$$a_{\mu} = 0.00465 \pm 0.00104$$

$$a_{\gamma} = 0.00038 \pm 0.00016$$

a_{Bh} ist vernachlässigbar.

Dies sind Ereignisse mit harter Bremsstrahlung.



Keine geladene Spur.

Subtrahierter Untergrund:

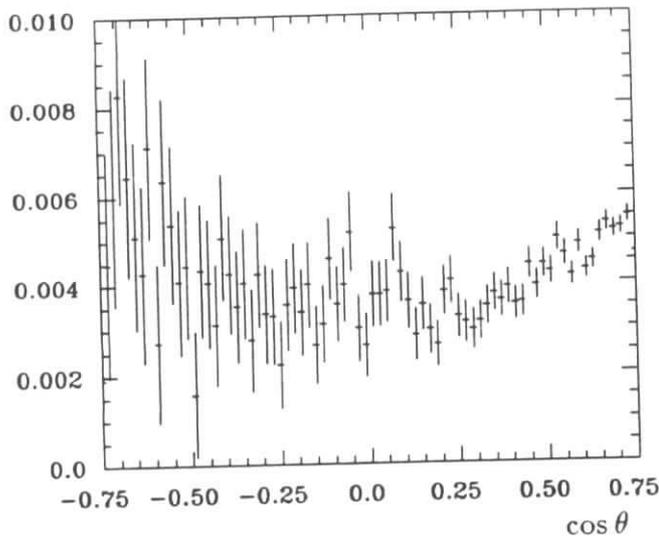
$$a_{\mu} = 0.07407 \pm 0.00168$$

$$a_{\gamma} = 0.00985 \pm 0.00029$$

$$a_{Bh} = 0.00085 \pm 0.00003$$

Da der Untergrund sehr groß ist und die Verteilung winkelunabhängig, wurde dieser Beitrag für die Analyse vernachlässigt.

Auch hier sind die Auswirkungen durch den Spalt der Schauer-Zähler zu erkennen.



Drei gute Spuren.

Subtrahierter Untergrund:

$$a_{\mu} = 0.00013 \pm 0.00111$$

$$a_{\gamma} = 0.00137 \pm 0.00010$$

a_{Bh} ist vernachlässigbar.

Nicht dargestellt sind die Verteilungen für Ereignisse mit einer langsamen Spur (weniger als 0.05%) und mit Spuren ohne Driftkammer-Information (ca. 0.07%). Diese Verteilungen sind praktisch winkelunabhängig und wurden für die Analyse vernachlässigt.

Die Verteilung der Ereignisse mit zwei gleich geladenen Spuren beinhaltet weniger als 0.2% aller Ereignisse und wurde ebenfalls nicht dargestellt. Aus diesem Anteil kann man schließen, daß die Wahrscheinlichkeit, daß die Ladungen beider Spuren falsch bestimmt werden, kleiner als 10^{-6} ist. Das erklärt auch, warum der Untergrund an falsch einsortierten BHABHA-Ereignissen in der Regel vernachlässigbar ist.

In einigen Gruppen sind a_{μ} und a_{γ} stark korreliert, dies ist für diese Analyse jedoch unerheblich. Es wird lediglich die Verteilung der Summe benötigt. Daher wurden die angegebenen Fehler bestimmt, indem die anderen Komponenten festgehalten wurden.

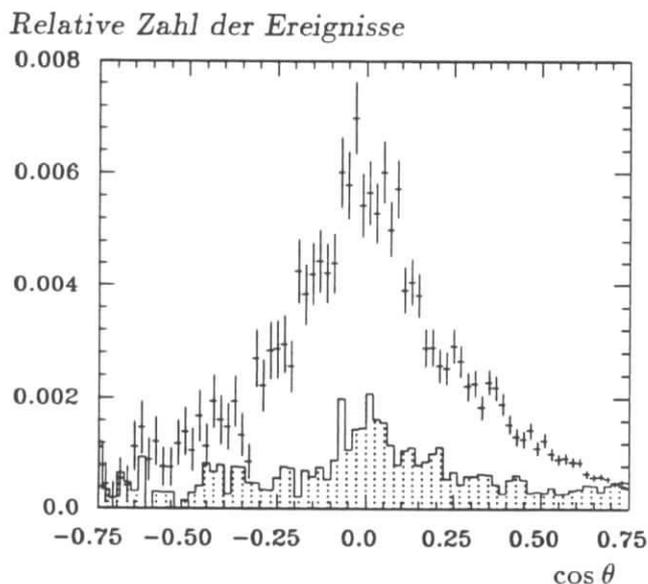
Anhang B

Experimente 6 bis 8

Wie schon im Überblick (Abschnitt 4.2) klar wurde, gibt es einige Unterschiede zwischen den Experimenten 4, 5 und 6 – 8. Im Barrel-Bereich ist dies vor allem die Region um $\cos \theta = 0$. Vergleicht man die Winkelverteilungen von Ereignissen mit zwei guten Spuren, finden sich bei den Experimenten 6 – 8 ca. 4% weniger Ereignisse.

Von den mit der zweiten Selektion betrachteten Gruppen haben nur wenige das Maximum im Zentrum des Barrel-Bereiches. Wesentliche Unterschiede zwischen den Experimenten ergeben sich nur bei der Gruppe für eine Spur mit großem Impuls (siehe Abb.: B.1). Der größere Fehler bei der Impulsbestimmung in den neueren Experimenten liegt wahrscheinlich an einem Alterungsprozeß der Driftkammer. Wie schon in Kapitel 2 erwähnt, können sich auf den Drähten Ablagerungen bilden, die den Nachweis von Spuren beeinträchtigen.

Von den anscheinend fehlenden 4% der Ereignisse findet man nur ca. 0.6%. Der zu große Impuls kann also nur ein Teil des Effektes sein.



Ereignisse mit einer Spur, die einen zu großen Impuls hat.
Sind in den Experimenten 4 und 5 (schraffiert) weniger als 0.2% betroffen, steigt die Zahl für Experimente 6 – 8 auf bis zu 0.6%.

Abbildung B.1: Netto-Verteilungen von Ereignissen mit einer Spur, deren Impuls angeblich größer als 9 GeV ist.

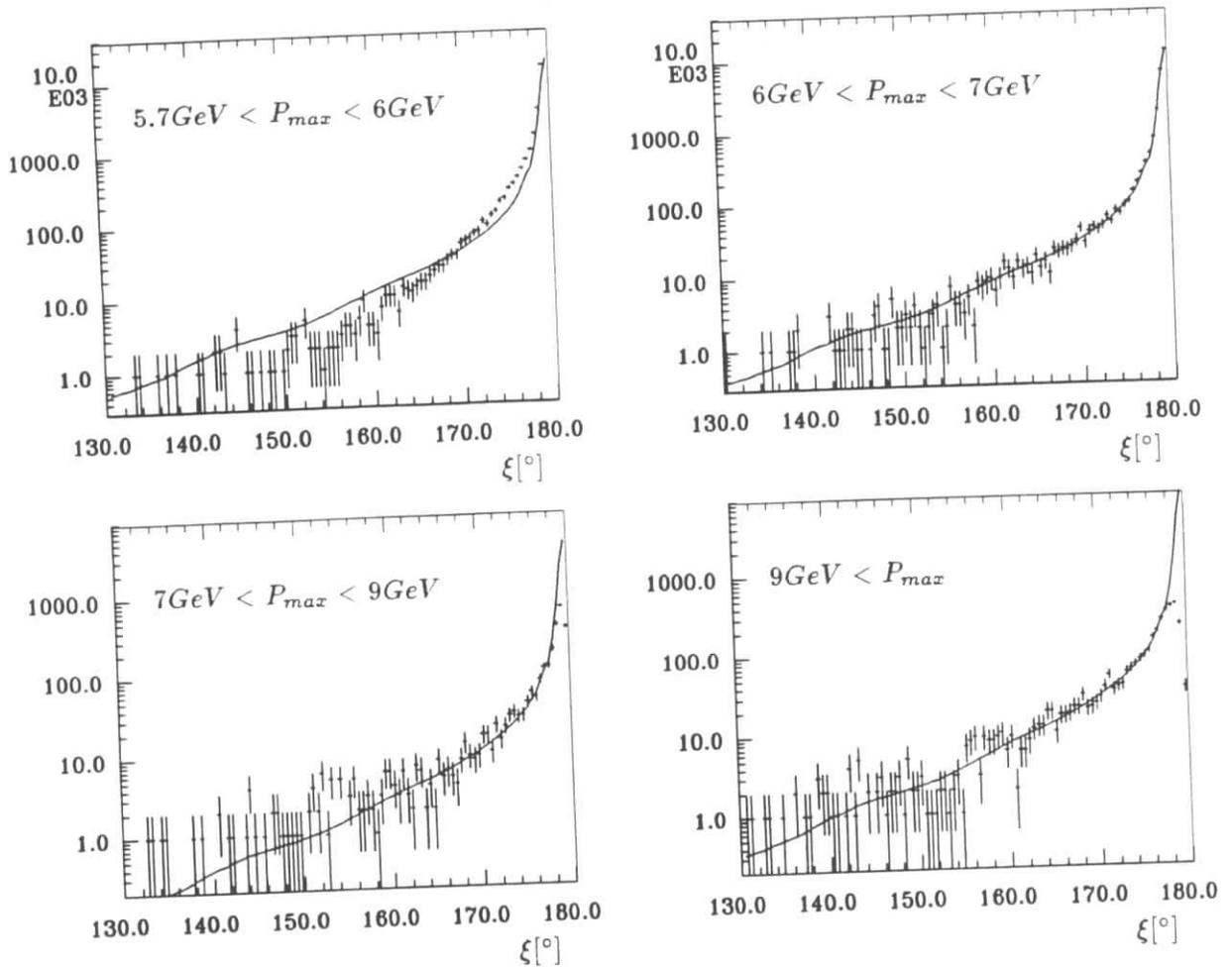


Abbildung B.2: Verteilung der Öffnungswinkel in Grad für verschiedene Impulsbereiche.

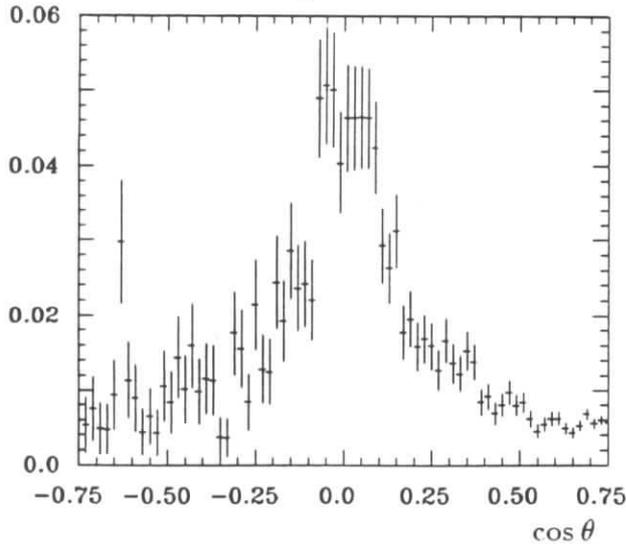
Abbildung B.2 zeigt den Öffnungswinkel ξ für verschiedene Intervalle des höchsten Impulses P_{max} in einem Ereignis. Man sieht zum einen, daß sich die Form der Verteilung ab Impulsen größer als 6GeV nicht mehr ändert. In diesem Impuls-Bereich entstehen Abweichungen mehr durch den Wirkungsquerschnitt; es wirken sich nur noch Detektor-Effekte aus. Die Verteilung für Impulse zwischen 5.7 und 6GeV hat eine andere Form, man befindet sich hier also noch im physikalischen Bereich. Die Vergleichskurve in allen Bildern ist die geglättete Verteilung für $6\text{GeV} < P_{max} < 7\text{GeV}$.

Auffällig ist, daß der Anteil für $\xi > 179^\circ$ bei großen Impulsen drastisch abfällt, sogar für $178^\circ < \xi < 179^\circ$ ist für $9\text{GeV} < P_{max}$ ein Verlust zu erkennen. Es ist nicht anzunehmen, daß dieser Effekt im Wirkungsquerschnitt begründet ist, zumal die Verteilung im gesamten übrigen Bereich gleich bleibt. Man kann vielmehr davon ausgehen, daß der Verlust von dem Detektor, bzw. der nachgeschalteten Software verursacht wird.

Wie genau die Unabhängigkeit von Impuls und Öffnungswinkel ist, kann man allerdings nicht sagen. Daher sind die weiteren Schritte nur als Abschätzung zu verstehen, es wurde keine Fehlerbetrachtung durchgeführt.

Nimmt man die Zahl der Ereignisse mit $130^\circ < \xi < 178^\circ$ als Norm und vergleicht die Impulsbereiche $6\text{GeV} < P_{max} < 7\text{GeV}$ und $7\text{GeV} < P_{max}$ stellt sich heraus, daß für $\xi > 178^\circ$ ca. 20408 Ereignisse fehlen.

Relative Zahl der Ereignisse



Dies könnte die Winkelverteilung der fehlenden Ereignisse sein. Als Form wurde die Verteilung der Ereignisse mit $P > 9\text{GeV}$ und $\xi > 178^\circ$ angenommen.

Abbildung B.3: Winkelverteilung der Ereignisse mit $P > 9\text{GeV}$ und $\xi > 178^\circ$ normiert auf 20408 Ereignisse.

Addiert man die Verteilung der Abbildung B.3 zu der Summe aller mit der zweiten Selektion gefundenen Daten, erhält man die folgende Verteilung (Fehlerbalken). Zum Vergleich sind auch die Ausgangsdaten (Histogramm) angegeben. Da bis auf den üblichen Verlust für $\cos \theta = 0$ das Resultat vernünftig aussieht, kann man davon ausgehen, daß Ereignisse fehlen, die einen sehr großen Öffnungswinkel und eine unsinnig gerade Spur haben.

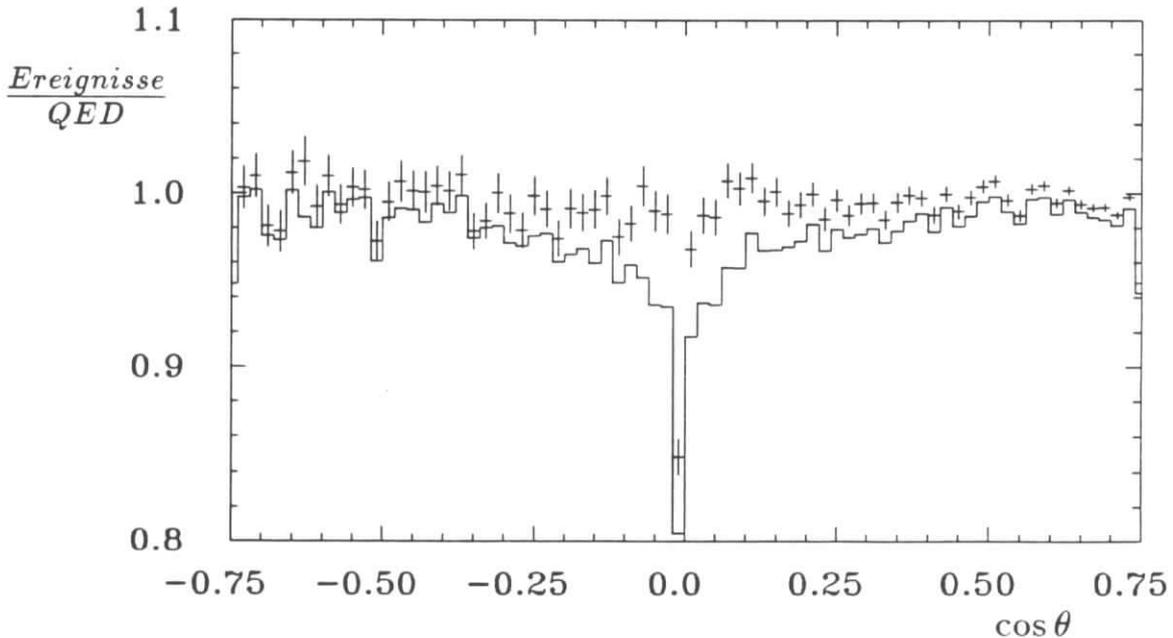
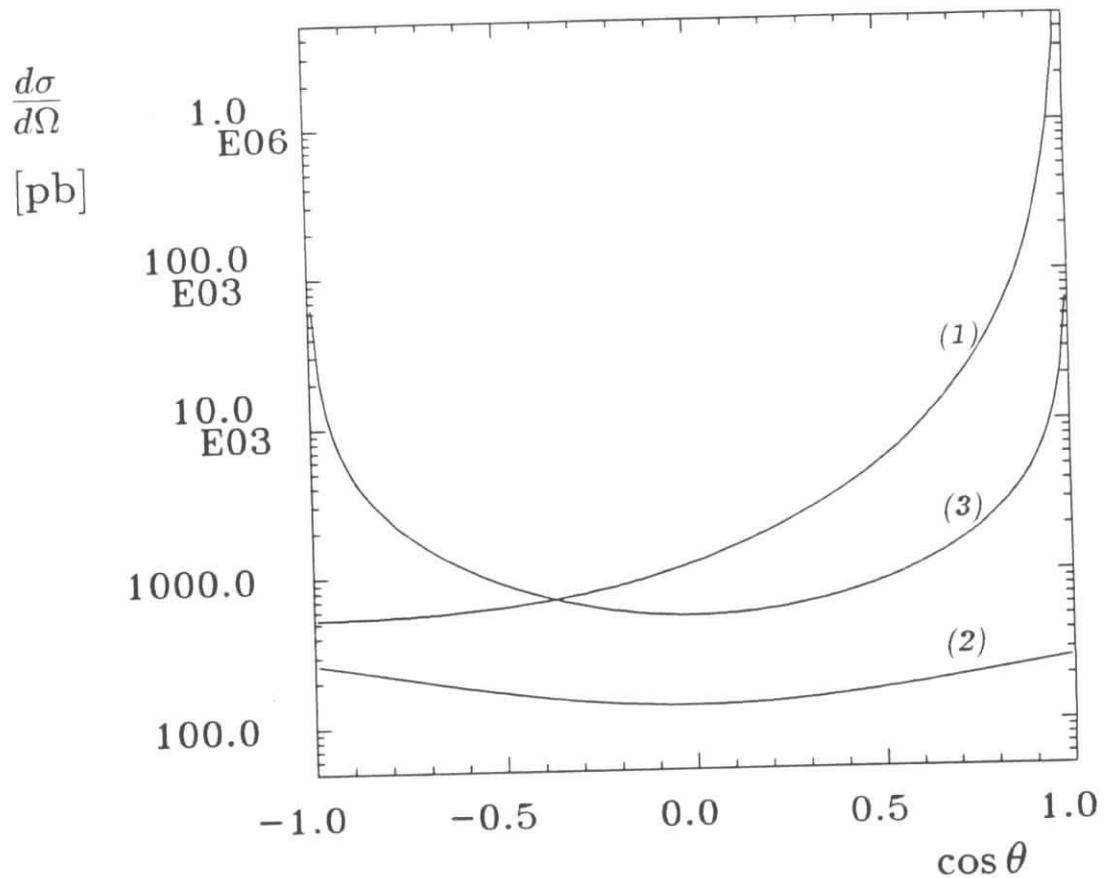


Abbildung B.4: Korrigierte Winkelverteilung aller nicht vernachlässigten Gruppen der zweiten Selektion für die Experimente 6 – 8.

Anhang C

Vergleich der Wirkungsquerschnitte



Gezeigt wird der Verlauf der Wirkungsquerschnitte für die Reaktionen

- (1) $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$
- (2) $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$
- (3) $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$

bei einer Strahl-Energie von 5 GeV.

Anhang D

Wirkungsquerschnitt in 3. Ordnung QED

Wie schon im Abschnitt 3.2 'Wirkungsquerschnitt mit höherer Ordnung' dargestellt, müssen bei der Berechnung zwei Teile betrachtet werden. Zum einen der multidifferenzielle Wirkungsquerschnitt für den Prozeß der harten Bremsstrahlung und zum anderen die Summe aus virtuellen Korrekturen und weicher Bremsstrahlung [7].

Im ultrarelativistischen Grenzfall ergibt sich für den multidifferenziellen Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$:

$$d^5\sigma = \frac{\alpha^3}{\pi^2 s} A W_{IR} W_m d^5\Gamma$$

mit

$$A = (ss'(s^2 + s'^2) + tt'(t^2 + t'^2) + uu'(u^2 + u'^2))/(ss'tt')$$

$$W_{IR} = \frac{s}{x_1 x_2} + \frac{s'}{y_1 y_2} - \frac{t}{x_1 x_2} - \frac{t'}{y_1 y_2} + \frac{u}{x_1 x_2} + \frac{u'}{y_1 y_2}$$

$$W_m = 1 - \frac{m_e^2(s - s')}{s^2 + s'^2} \left(\frac{s'}{x_1} + \frac{s'}{x_2} + \frac{s}{y_1} + \frac{s}{y_2} \right)$$

$$d^5\Gamma = \delta^4(p_+ + p_- - q_+ - q_- - k) \frac{d^3 q_+}{2q_+^0} \cdot \frac{d^3 q_-}{2q_-^0} \cdot \frac{d^3 k}{2k^0}$$

$$\begin{aligned} s &= (p_+ + p_-)^2 & t &= (p_+ - q_+)^2 & u &= (p_+ - q_-)^2 \\ s' &= (q_+ + q_-)^2 & t' &= (p_- - q_-)^2 & u' &= (p_- - q_+)^2 \\ x_1 &= p_+ \cdot k & x_2 &= p_- \cdot k & y_1 &= q_+ \cdot k & y_2 &= q_- \cdot k \end{aligned}$$

p_+, p_- : Einlaufendes Positron, Elektron

q_+, q_-, k : Auslaufendes Positron, Elektron, Photon

Für die Summe aus virtuellen Korrekturen und Bremsstrahlung mit einer Photon-Energie kleiner als $k_0 \cdot E_{Strahl}$ gilt:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{d\Omega} &= \frac{\alpha^2}{4s} \cdot \frac{1}{(1-x)^2} * \\ &\left\{ (3+x^2)^2 \left(1 + \frac{\alpha}{\pi} \left[-4(1-u+v-w)\ln(k_0) + u^2 - v^2 + w^2 - \frac{2}{3}\pi^2 \right. \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + 2Li_2\left(\frac{1+x}{2}\right) - 2Li_2\left(\frac{1-x}{2}\right) \right] \right) \\ &+ \frac{\alpha}{\pi} \left[u(1-12x+12x^2-4x^3+3x^4) - v(5-7x+3x^2-x^3) \right. \\ &\quad + w(31+5x+9x^2+3x^3) + \frac{u^2}{2}(3+7x-5x^2-3x^3-2x^4) \\ &\quad + v^2(3-3x+x^2-x^3) - \frac{w^2}{2}(9+7x+11x^2+5x^3) \\ &\quad - 2uv(2x-x^2-x^4) - uw(21+3x+9x^2-3x^3+2x^4) \\ &\quad + 2vw(6+5x+4x^2+x^3) - 4(9+6x^2+x^4) \\ &\quad \left. + \frac{1}{3}\pi^2(18-15x+12x^2-3x^3+4x^4) \right] \\ &+ (6x-6x^2+2x^3-2x^4)Re\Pi(s) - (18+6x+6x^2+2x^3)Re\Pi(t) \left. \right\} \end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned} x &= \cos\theta & s &= 4E_{Strahl}^2 & t &= -s\frac{1-x}{2} \\ u &= \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\right) & v &= \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\frac{1+x}{2}\right) & w &= \ln\left(\frac{s}{m_e^2}\frac{1-x}{2}\right) \\ Li_2(x) &= -\int_0^x dy \frac{1}{y} \ln(1-y) \end{aligned}$$

Anhang E

Bilder von BHABHA-Ereignissen

EXP 8
 RUN 906
 EVT 18544
 TR1678016
 PROJ RZ
 SCAL 0.068

ARGUS

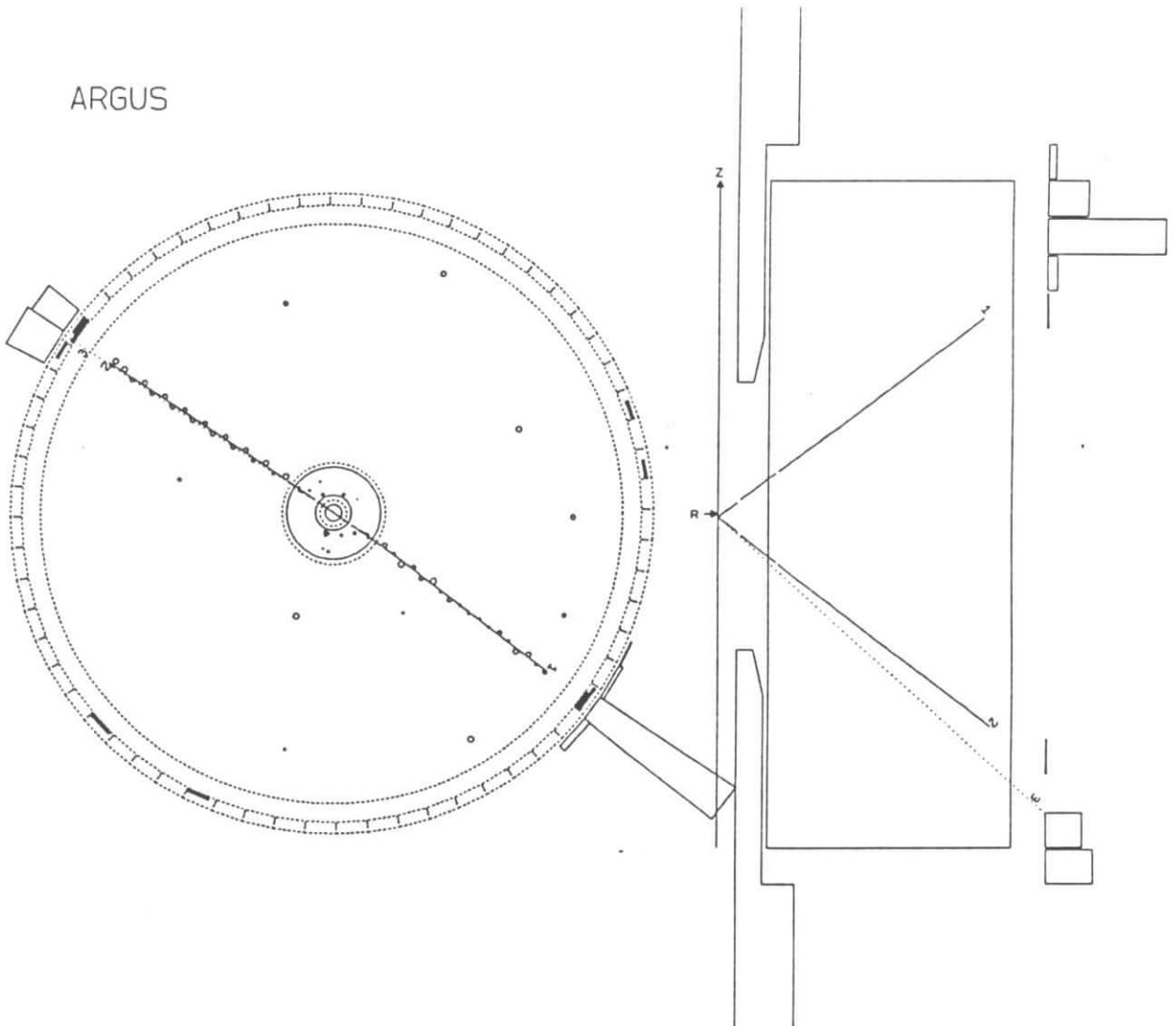


Abbildung E.1: Ein Ereignis, in dem einer Spur der Schauer nicht zugeordnet wurde; vom 24. 7. 1989 um 16h 26min 52sec.

Die Impulse der beiden geladenen Spuren 1 und 2 betragen 5.4 bzw. 5.2 GeV. Während zur ersten Spur ein Schauer von 5.7 GeV gehört, wurde der Zweiten nur $7 \cdot 10^{-3}$ GeV Schauer-Energie zugeordnet. Zusätzlich wird ein Photon mit einer Energie von 4.7 GeV angegeben, der entsprechende Schauer wurde jedoch von dem Elektron der zweiten Spur verursacht.

EXP 8
 RUN 773
 EVT 3822
 TRI678016
 PROJ RZ
 SCAL 0.068

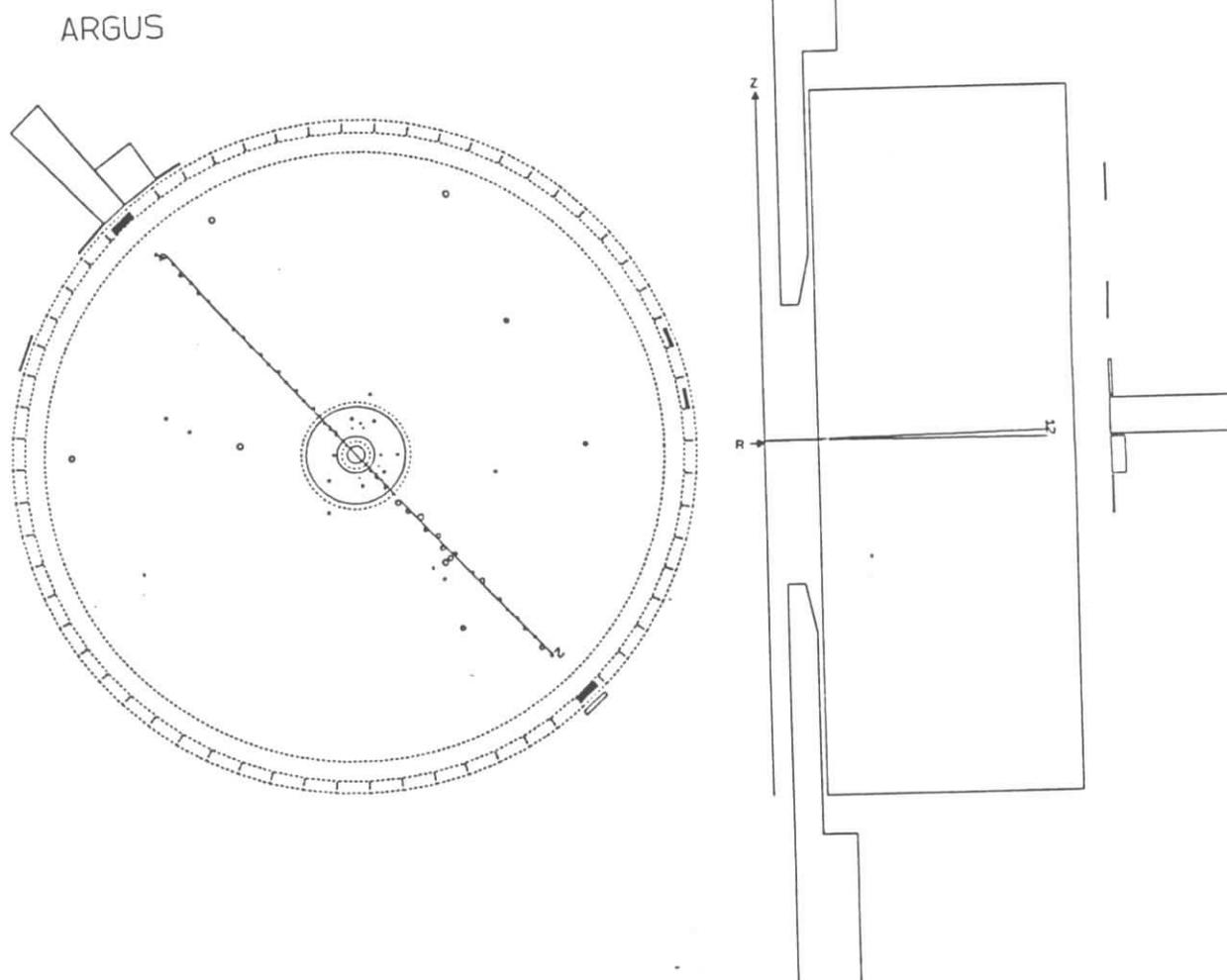


Abbildung E.2: Ein Ereignis, in dem eine Spur kaum einen Schauer erzeugt;
 vom 16. 7. 1989 um 13h 15min 54sec.

Die Impulse der beiden Spuren betragen 4.9 bzw. 5.6GeV. Die erste Spur erzeugt einen Schauer mit einer Energie von 5.6GeV, die Zweite von nur 0.15GeV. Weitere Schauercluster gibt es nicht. Mit einem Spurwinkel von $\cos \theta = -0.008$ trifft die zweite Spur in den Spalt zwischen den Schauerzählern und kann kaum Energie deponieren.

EXP 7
 RUN 205
 EVT 14927
 TRIG78015
 PROJ RZ
 SCAL 0.068

ARGUS

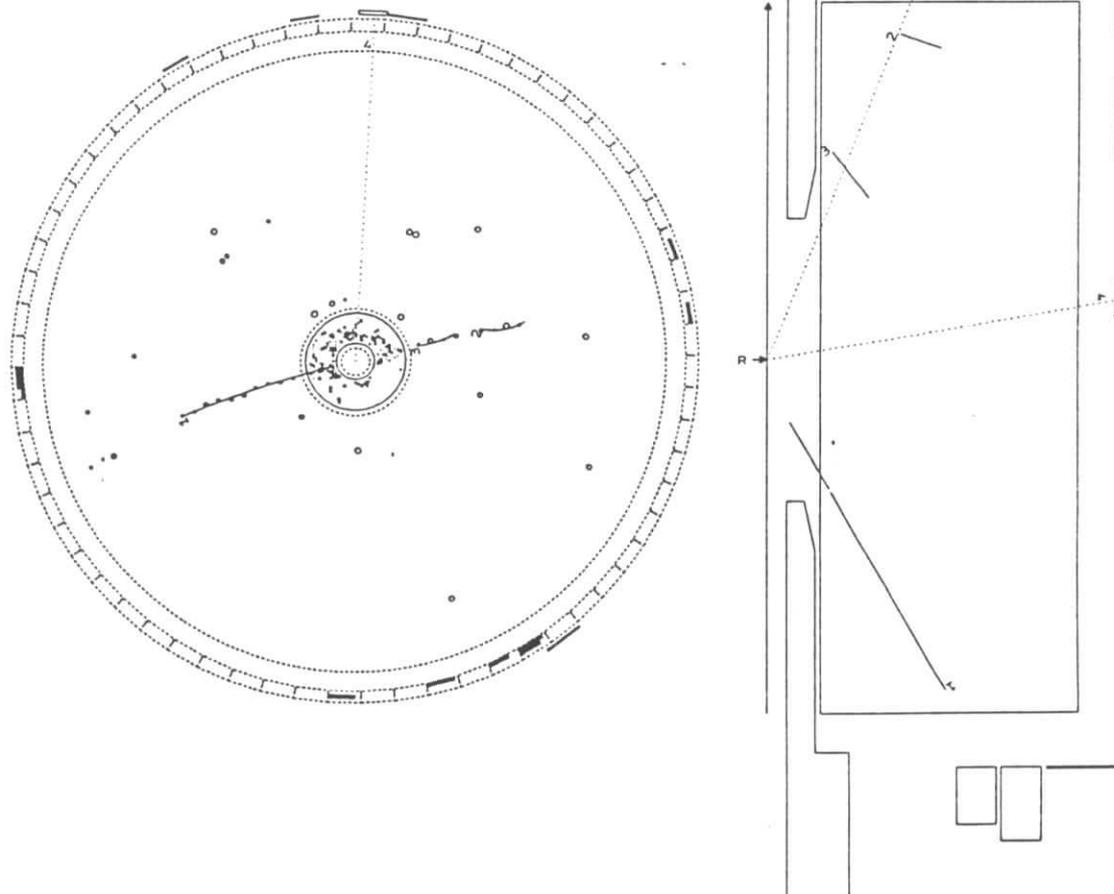


Abbildung E.3: Ein Ereignis, in dem einer Spur keine Driftkammer-Information zugeordnet wurde; vom 2. 12. 1989 um 1h 43min 34sec.

In diesem Fall ist eine Spur zerbrochen. Dem Spurstück Nummer 2 wurde der Schauer von 7.7GeV zugeordnet, die Parameter für die Driftkammerinformation jedoch nicht besetzt. Solche Ereignisse sind sehr selten, daher wird dieses gezeigt, obwohl die Spuren nicht im Bereich des Barrel liegen.

```

EXP 7
RUN 1491
VT 16979
TR1678016
PROJ RZ
SCAL 0.068

```

ARGUS

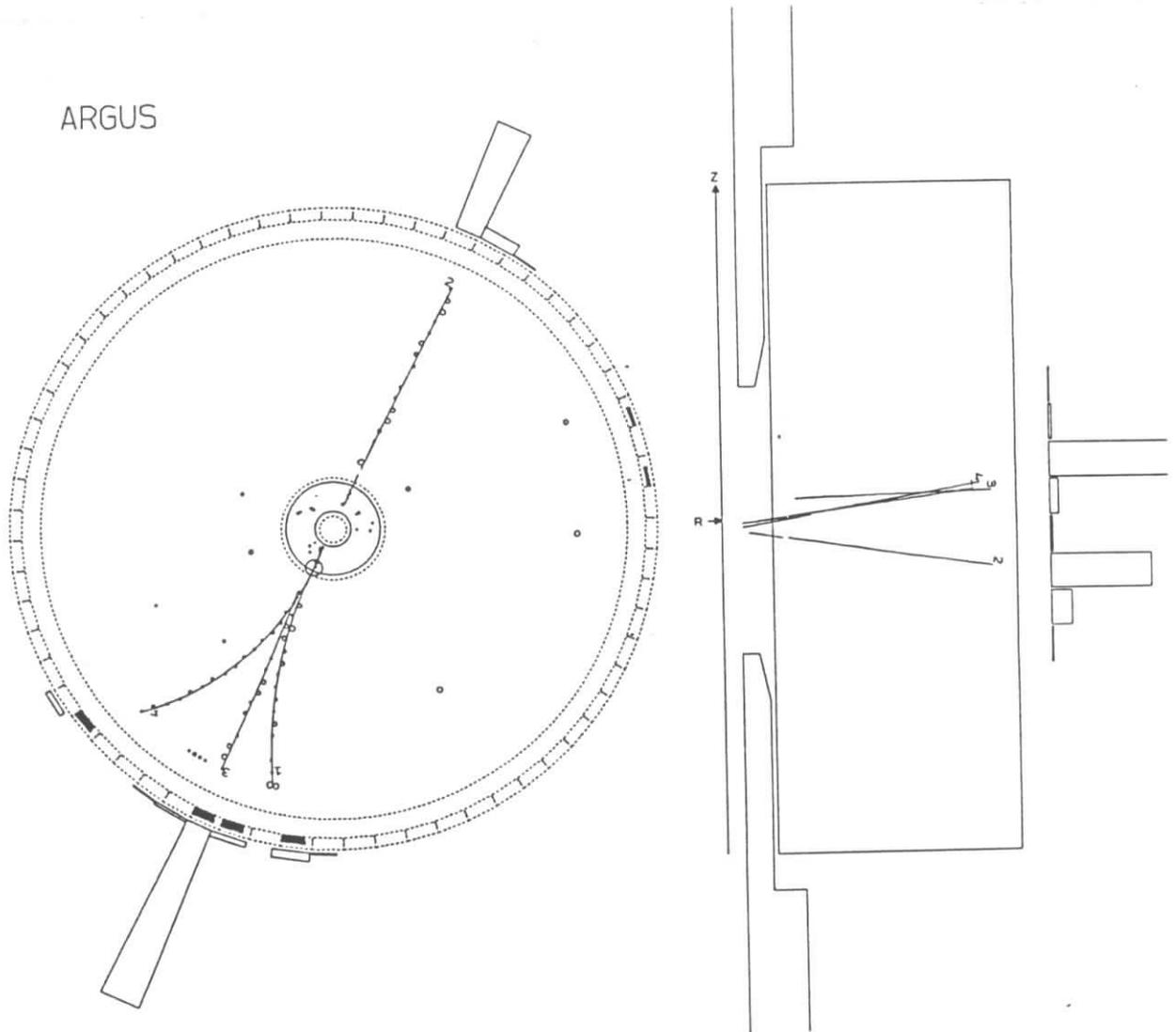


Abbildung E.4: Ein Ereignis, in dem einer Spur keine Driftkammer-Information zugeordnet wurde; vom 13. 3. 1989 um 15h 39min 22sec.

Es handelt sich um ein sehr schönes Ereignis mit einem konvertierten Photon. Für die Spur Nummer 2 wurden die Parameter für die Driftkammer-Information von dem Rekonstruktionsprogramm jedoch nicht besetzt.

Danksagung

An erster Stelle möchte ich Herrn W. Schmidt-Parzefall für die Überlassung des Themas und die Möglichkeit, in einer internationalen Kollaboration mitzuarbeiten, danken. Alex Nippe hat sich sehr bemüht, nicht nur mir die ersten Schritte am Computer zu erleichtern.

Den Hütten-Ureinwohnern danke ich für die freundliche Aufnahme, insbesondere Bernhard für die Gründung des entsprechenden Seminars. An dessen Fortbestehen kann man inzwischen auch Rainers Anteil würdigen.

Olaf war, dank seiner Vorliebe für Kuchen, ein sehr nützlicher Zimmergenosse. Ausserdem sorgte er, sei es mit Spiel oder Physik, immer für ein interessantes 'Fernsehprogramm'. Doch auch diese Zeilen würden wohl nicht existieren, hätte Oliver sein \LaTeX -Buch nicht so bereitwillig zur Verfügung gestellt. Thorsten (-s Zimmer) sei Dank für die Gastfreundschaft in der Endphase dieser Arbeit. Es ist ganz schön, selbst vor der sympathischsten Gruppe hin und wieder die Tür schließen zu können. Auch Hartmuts ruhige Art hat einen wesentlichen Anteil an diesem sehr guten Arbeitsklima, zu dem die Neuankömmlinge Robert, Reinhard und Angela ebenfalls ihren Teil beigetragen haben.

Literaturverzeichnis

Wir können die Schwerkraft überwinden,
aber der Papierkram erdrückt uns.

WERNHER VON BRAUN

- [1] K. WILLE, *DORIS II/III, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections*, DESY 81-047 (1981)
- [2] H. ALBRECHT et. al., *ARGUS: A Universal Detector at DORIS II*, Nucl. Instr. and Methods, **A 275** (1989) 1
- [3] H. J. BHABHA, *Proc. Roy. Soc. (London)*, **A 154** (1935) 195
- [4] O. NACHTMANN, *Elementarteilchenphysik, Phänomene und Konzepte*, Vieweg 1986
- [5] A. ALI, P. SÖDING, *High Energy Electron - Positron Physics*, World Scientific (1988)
- [6] F. A. BERENDS et. al., *Hard Photon Corrections for the Process $e^+e^- \rightarrow \mu^\pm\mu^\mp$* , Nucl. Phys., **B 57** (1973) 381
F. A. BERENDS et. al., *Hard Photon Corrections for BHABHA Scattering*, Nucl. Phys., **B 68** (1974) 541
- [7] F. A. BERENDS et. al., *Distributions in the Process $e^+e^- \rightarrow e^+e^-(\gamma)$* , Nucl. Phys., **B 228** (1983) 537
- [8] T. D. LEE et. al., *Negative Metric and the Unitarity of the S-Matrix*, Nucl. Phys., **B 9** (1969) 209
- [9] B. GRÄWE, *Untersuchungen rein leptonischer Endzustände in Elektron-Positron-Wechselwirkungen bei $\sqrt{s} = 10\text{GeV}$* , Dissertation, Dortmund (1985)
- [10] G. BRAUNSHAUSEN, *Luminositätsmessung für ARGUS mit BHABHA-Streuung als Eichreaktion*, Diplomarbeit, Univ. Heidelberg (1984)
- [11] C. HAST, *Kalibration des Luminositätsmonitors des ARGUS-Detektors*, Diplomarbeit, Univ. Dortmund (1988)

- [12] M. HAPKE, *Messung des hadronischen Wirkungsquerschnittes der e^+e^- -Annihilation bei einer Schwerpunktsenergie von 9.36 GeV*, Diplomarbeit, Univ. Hamburg (1990)
- [13] H. ALBRECHT, *Event Output Format*, ARGUS Software Note 9
- [14] F. JAMES, M. ROOS, *MINUIT*, *Computer Physics Communications* **10** (1975) 343
- [15] M. ALTHOFF et. al., *An Improved Measurement of Electroweak Couplings from $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ and $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$* , *Z. Phys. C* **22** (1984) 13
- CH. BERGER et. al., *Test of the Standard Model with Lepton Pair Production in e^+e^- Reactions*, *Z. Phys. C* **27** (1985) 341
- W. BARTEL et. al., *Tests of the Standard Model in Leptonic Reactions at PETRA Energies*, *Z. Phys. C* **30** (1986) 371
- [16] M. DERRICK et. al., *New Results from BHABHA Scattering at 29 GeV*, *Phys. Lett.* **166 B** (1986) 463

The ARGUS Collaboration

H. Albrecht, H. I. Cronström¹, H. Ehrlichmann, T. Hamacher, R. P. Hofmann,
T. Kirchhoff, O. Mai, A. Nau, S. Nowak², M. Reidenbach, R. Reiner, H. Schröder,
H. D. Schulz, M. Walter², R. Wurth
DESY, Hamburg, Germany

R. D. Appuhn, C. Hast, H. Kolanoski, A. Lange, A. Lindner, R. Mankel, M. Schieber,
T. Siegmund, B. Spaan, H. Thurn, D. Töpfer, A. Walther, D. Wegener
Institut für Physik³, Universität Dortmund, Germany

M. Paulini, K. Reim, H. Wegener
Physikalisches Institut⁴, Universität Erlangen-Nürnberg, Germany

R. Eckmann, H. Kuipers, R. Mundt, T. Oest, R. Reiner, W. Schmidt-Parzefall
II. Institut für Experimentalphysik, Universität Hamburg, Germany

W. Funk, J. Stiewe, S. Werner
Institut für Hochenergiephysik⁵, Universität Heidelberg, Germany

K. Ehret, A. Hölscher, W. Hofmann, A. Hüpper, S. Khan, K. T. Knöpfle, J. Spengler
Max-Planck-Institut für Kernphysik, Heidelberg, Germany

D. I. Britton⁶, C. E. K. Charlesworth⁷, K. W. Edwards⁸, E. R. F. Hyatt⁶, H. Kapitza⁸,
P. Krieger⁹, D. B. MacFarlane⁶, P. M. Patel⁶, J. D. Prentice⁷, P. R. B. Saull⁶, S. C. Seidel⁷,
K. Tzamariudaki⁶, R. G. Van de Water⁷, T.-S. Yoon⁷
Institute of Particle Physics¹⁰, Canada

D. Reßing, M. Schmidtler, M. Schneider, K. R. Schubert, K. Strahl, R. Waldi, S. Weseler
Institut für Experimentelle Kernphysik¹¹, Universität Karlsruhe, Germany

G. Kernel, P. Križan, E. Križnič, T. Podobnik, T. Živko
Institut J. Stefan and Oddelek za fiziko¹², Univerza v Ljubljani, Ljubljana, Slovenia

L. Jönsson
Institute of Physics¹³, University of Lund, Sweden

V. Balagura, I. Belyaev, M. Danilov, A. Droutskoy, A. Golutvin, I. Gorelov, G. Kostina,
V. Lubimov, P. Murat, P. Pakhlov, F. Ratnikov, S. Semenov, V. Shibaev, V. Soloshenko,
I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics¹⁴, Moscow, Russia

¹ Supported in part by the Institute of Physics, University of Lund, Sweden

² DESY, IfH Zeuthen

³ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054DO51P.

⁴ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054ER12P.

⁵ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 055HD21P.

⁶ McGill University, Montreal, Quebec, Canada.

⁷ University of Toronto, Toronto, Ontario, Canada.

⁸ Carleton University, Ottawa, Ontario, Canada.

⁹ Supported in part by the Walter C. Sumner Foundation.

¹⁰ Supported by the Natural Sciences and Engineering Research Council, Canada.

¹¹ Supported by the German Bundesministerium für Forschung und Technologie, under contract number 054KA17P.

¹² Supported by the Department of Science and Technology of the Republic of Slovenia and the Internationales Büro KfA, Jülich.

¹³ Supported by the Swedish Research Council.

¹⁴ Supported in part by the International Technology Center BINITEC, Moscow, Russia.

.