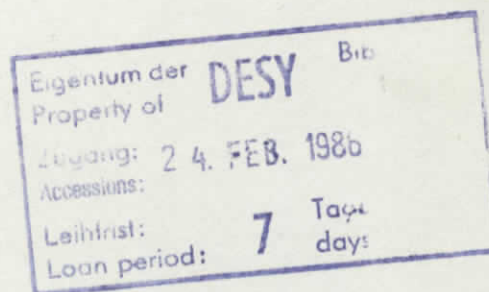


Interner Bericht
DESY F22-01
November 1985

UNTERSUCHUNG DER PAARERZEUGUNG UND DES ZERFALLS
VON τ -LEPTONEN IN DER e^+e^- VERNICHTUNG AM SPEICHERRING PETRA

von

U. Schneekloth



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“

Untersuchung der Paarerzeugung und des Zerfalls
von τ -Leptonen in der e^+e^- Vernichtung
am Speicherring PETRA

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
UWE SCHNEEKLOTH
aus Menden

Hamburg 1985

Abstract

The production and decay of τ -leptons has been studied using the JADE detector at PETRA at center-of-mass energies of $30 \leq \sqrt{s} \leq 46.78$ GeV. The data sample used in the analysis corresponds to an integrated luminosity of 89.0 pb^{-1} . The total cross-section for τ pairs has been measured as a function of s and agrees with QED predictions to order α^3 . At mean center-of-mass energies of 34.6 and 43.0 GeV the measurement yields $R_{\tau\tau} = 0.959 \pm 0.019 \pm 0.033$ and $R_{\tau\tau} = 0.980 \pm 0.037 \pm 0.041$, giving lower limits on QED cut-off parameters of $\Lambda_+ > 285$ and $\Lambda_- > 210$ GeV at 95% C.L. The angular distribution of the τ -leptons shows a forward-backward asymmetry of $(-6.0 \pm 2.5 \pm 1.0)\%$ and $(-11.8 \pm 4.6 \pm 1.0)\%$ at average center-of-mass energies of 34.6 and 43.0 GeV respectively. Combining the total cross-section and the asymmetry measurement values for the product of the ϵ and τ axial-vector and vector coupling constants of $a_\epsilon \cdot a_\tau = 0,88_{-0,21}^{+0,18}$ and $v_\epsilon \cdot v_\tau = 0,53_{-0,28}^{+0,18}$ are obtained, which are in good agreement with the standard model. The τ decay branching fractions into one, three and five charged particles are determined. The results are: $B_1 = (86.1 \pm 0.5 \pm 0.9)\%$, $B_3 = (13.6 \pm 0.5 \pm 0.8)\%$ and $B_5 = (0.3 \pm 0.1 \pm 0.2)\%$. A study of radiative τ pair production, $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma$ and $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-\gamma\gamma$, is also presented. The observed events agree with QED predictions of order α^3 and α^4 . Lower limits on single and pair production of excited τ 's are obtained. A search for unstable charged scalars (S^\pm) decaying into τ , e.g. charged Higgs, technipions or supersymmetric τ 's, yields no evidence for such particles, giving a limit on the branching fraction $B(S \rightarrow \tau\nu)$ as a function of the S mass.

Gutachter der Dissertation:

Prof. Dr. G. Heinzelmann
Prof. Dr. G. Weber

Gutachter der Disputation:

Prof. Dr. P. Söding
Prof. Dr. G. Weber

Datum der Disputation:

21. November 1985

Sprecher des Fachbereichs Physik und

Vorsitzender des Promotionsausschusses:

Prof. Dr. J.P. Kotthaus

INHALTSVERZEICHNIS

1. Einleitung	1	6.1 Ladungsbestimmung	73
2. Theoretischer Überblick	4	6.2 Richtungsbestimmung	74
2.1 Das Standard Modell der elektroschwachen Wechselwirkung	4	6.3 Untergrund	75
2.2 τ Paarerzeugung in der e^+e^- Vernichtung	8	6.4 Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen	76
2.2.1 Totaler Wirkungsquerschnitt	10	6.5 Asymmetrie	77
2.2.2 Asymmetrie	12	6.6 Systematischer Fehler	79
2.2.3 Strahlungskorrekturen	14	6.7 Bestimmung der Kopplungskonstanten	82
2.3 τ Zerfall	21	7. Topologische Verzweigungsverhältnisse	86
3. Experimenteller Aufbau	24	7.1 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse	86
3.1 Der Speicherring PETRA	24	7.1.1 Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren im Innendetektor	88
3.2 Der JADE Detektor	25	7.1.2 Bestimmung der Akzeptanz	90
3.2.1 Der Innendetektor	27	7.2 Diskussion der systematischen Fehler	91
3.2.2 Die Bleiglasschauerzähler	29	7.3 Vergleich mit anderen Messungen	93
3.2.3 Der Myon - Filter	29	8. τ Paarereignisse mit Bremsstrahlungsphotonen	95
3.2.4 Datennahme und Trigger	30	8.1 Untersuchung von $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen	97
4. Datenanalyse	31	8.1.1 Selektionskriterien	97
4.1 Ereignisselektion	31	8.1.2 Untergrundabschätzung	99
4.1.1 Ereignistopologie	31	8.1.3 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen	99
4.1.2 Selektionskriterien	32	8.1.4 Suche nach $\tau\tau^+$ Ereignissen	104
4.1.3 Graphische Überprüfung der Ereignisse	45	8.2 Untersuchung von $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignissen	110
4.2 Untergrund	48	8.2.1 Selektionsanforderungen	110
4.2.1 $\gamma\gamma$ Reaktionen	48	8.2.2 Untergrundbestimmung	112
4.2.2 Multihadronische Ereignisse	54	8.2.3 Vergleich mit der QED Erwartung	112
4.2.3 μ Paarerzeugung	55	8.2.4 Suche nach $\tau^+\tau^+$ Ereignissen	112
4.2.4 Bhabha Streuung	55	9. Suche nach einem skalaren geladenen Teilchen	118
4.2.5 Strahl-Gas und Höhenstrahlereignisse	58	10. Zusammenfassung	126
4.3 Korrekturen der Daten	60	Literaturverzeichnis	128
4.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit und Strahlungskorrekturen	60	Abbildungsverzeichnis	133
4.3.2 Ereignisverluste	63	Tabellenverzeichnis	137
4.4 Luminositätsmessung	66	Danksagung	139
5. Totaler Wirkungsquerschnitt	68		
6. Differentieller Wirkungsquerschnitt und Asymmetrie	73		

1. EINLEITUNG

Die Elementarteilchenphysik beschäftigt sich mit der Erforschung der Grundstrukturen der Materie, d.h. der Suche nach den kleinsten Bestandteilen und der Untersuchung der zwischen ihnen wirkenden Kräfte. Nach der heutigen Erkenntnis sind die fundamentalen Teilchen der Materie Leptonen und Quarks. Die verschiedenen Wechselwirkungen sind geordnet nach der Stärke ihrer Kopplung: die starke, die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung sowie die Gravitation.

Eine vereinheitlichte Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung liefert das sogenannte Standard Modell der elektroschwachen Wechselwirkung nach Glashow, Weinberg und Salam /1/. Es handelt sich dabei um eine lokale, renormierbare Eichtheorie. Die fundamentalen Teilchen sind Leptonen und Quarks, von denen experimentell bisher jeweils drei Generationen nachgewiesen worden sind. Jede Generation von Leptonen und Quarks besteht aus zwei Teilchen. Die Leptonen sind: Elektronen, Myonen, τ Leptonen und die zugeordneten Neutrinos. Die Wechselwirkung zwischen den Teilchen erfolgt durch den Austausch von virtuellen Feldquanten. Nach dem Standard Modell der elektroschwachen Wechselwirkung gibt es vier Eichbosonen: das masselose Photon und die massiven W^\pm und Z^0 Bosonen. Das Standard Modell postuliert die Existenz von schwachen neutralen Strömen (Austausch eines virtuellen Z^0 Bosons). Diese konnten zuerst in der Neutrinostreuung mit der Gargamelle Blasenkammer nachgewiesen werden /2/. Inzwischen ist das Standard Modell durch viele Messungen bestätigt worden. Einen großen Anteil hatten dabei Experimente an e^+e^- Speicherringen. Die Interferenz des neutralen Stromes mit der elektromagnetischen Wechselwirkung wurde in der e^+e^- Vernichtung zuerst durch die Messung einer asymmetrischen Winkelverteilung der μ Paarerzeugung nachgewiesen /3/. Ein besonderer Erfolg für das Standard Modell war der direkte Nachweis der W^\pm und Z^0 Bosonen mit den vorhergesagten Massen durch die UA1 und UA2 Experimente am SPS Speicherring /4/.

Das τ Lepton wurde erstmals 1975 mit dem SLAC-LBL Detektor am Elektron-Positron Speicherring SPEAR in Stanford nachgewiesen /5/ und darauf hin mit Experimenten am DORIS Speicherring bei DESY bestätigt /6/. Seit der Entdeckung sind viele Eigenschaften des τ 's untersucht worden. Aus dem Verhalten des Wirkungsquerschnitts nahe der Erzeugungsschwelle wurde gezeigt, daß es sich um ein Spin 1/2 Teilchen handelt, und die Masse wurde zu $m_\tau = 1784,2 \pm 3,2 \text{ MeV}/c^2$ /7/ bestimmt. Die Untersuchung der τ Zerfälle hat gezeigt, daß eine $V - A$ Kopplung an den geladenen Strom bevorzugt wird. Die Stärke der Kopplung wurde durch die Messung der τ Lebensdauer ermittelt. Alle Ergebnisse zeigen, daß das τ ein sequentielles Lepton ist. Das τ Neutrino ist bisher nicht direkt nachgewiesen worden. Ein indirekter Hinweis auf seine Existenz ergibt sich aus der Untersuchung der τ Zerfälle.

Experimente an e^+e^- Speicherringen eignen sich besonders gut zur Untersuchung von τ Leptonen. Abgesehen von Schwelleneffekten ist der Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung von Fermionen unabhängig von der Masse und der Generation. Der einfache Anfangszustand ermöglicht auch die Untersuchung von Reaktionen mit komplizierten Zerfällen im Endzustand, wie z.B. schwere Quarks und τ Leptonen. Bisher konnten τ 's nur in der e^+e^- Vernichtung eindeutig nachgewiesen werden.

Die vorliegende Arbeit behandelt die Untersuchung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bei hohen Schwerpunktsenergien. Es werden damit verschiedene Vorhersagen des Standard Modells überprüft, insbesondere wird die Leptonuniversalität von τ 's untersucht. Außerdem kann nach Abweichungen von der elektroschwachen Theorie und nach der Existenz von neuen Teilchen gesucht werden. Bei der Erzeugung von τ Paaren durch die e^+e^- Annihilation in ein Photon handelt es sich um einen Prozeß der Quantenelektrodynamik (QED). Anstelle des Photons ist auch der Austausch eines Z^0 Bosons möglich. Elektroschwache Effekte tragen in dem hier untersuchten Energiebereich nicht wesentlich zum totalen Wirkungsquerschnitt bei, so daß eine Messung des Wirkungsquerschnitts eine Überprüfung der QED gestattet. Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird dagegen durch die elektroschwache Interferenz modifiziert. Die Messung der Vorwärts- Rückwärtsasymmetrie ermöglicht deshalb eine Bestimmung der schwachen Kopplung an den neutralen Strom. Der τ Zerfall ist ein rein schwacher Prozeß, der durch den schwachen geladenen Strom beschrieben wird. Die Untersuchung von τ Zerfällen gestattet es daher, Aussagen zu dem schwachen geladenen Strom zu machen. Beiträge höherer Ordnungen der QED zur τ Paarproduktion werden durch eine Analyse von τ Paaren mit zusätzlichen Bremsstrahlungsphotonen untersucht. Diese Ereignisse werden auch dazu verwendet, nach angeregten Leptonen zu suchen. Ihre Existenz wird von Theorien postuliert, die annehmen, daß Leptonen aus weiteren Teilchen zusammengesetzt sind. Es wird erwartet, daß angeregte Leptonen in das jeweilige Lepton und ein Photon zerfallen. Bisher nicht nachgewiesene Teilchen werden außerdem von einer Vielzahl von Theorien vorhergesagt. Einige dieser neuen Teilchen zerfallen mit großer Wahrscheinlichkeit in τ Leptonen, z.B. finden leptonische Zerfälle von geladenen Higgs Bosonen bevorzugt in τ Leptonen statt. Bei supersymmetrischen Partnern des τ erfolgt der Zerfall ausschließlich in τ 's. Durch die Untersuchung der τ Paarerzeugung können diese Teilchen nachgewiesen werden oder es können Grenzen für die Massen angegeben werden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert: In Kapitel 2 wird eine kurze Einführung in das Standard Modell der elektroschwachen Wechselwirkung gegeben und die Vorhersagen für die τ Paarerzeugung in der e^+e^- Vernichtung dargestellt. Nach einer Beschreibung des experimentellen Aufbaus (Kapitel 3) wird die Datenanalyse ausführlich dargestellt. Diese ist unterteilt in die Selektion von τ Paarereignissen, die Untergrundbestimmung, sowie die Bestimmung der erforderlichen Korrekturen zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts. Die Ergebnisse zur τ Paarerzeugung beinhalten die Messung des tota-

len Wirkungsquerschnitts (Kapitel 5) und die sich aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt ergebende Vorwärts- Rückwärtsasymmetrie (Kapitel 6). Danach wird in Kapitel 7 die Bestimmung der topologischen Verzweungsverhältnisse beschrieben. Die Untersuchung von τ Ereignissen mit Bremsstrahlungspotonen wird in Kapitel 8 dargestellt. Abschließend werden Grenzen für die Existenz eines geladenen skalaren Teilchen gegeben, das in ein τ zerfällt (Kapitel 9).

2. THEORETISCHER ÜBERBLICK

In diesem Kapitel sollen zuerst die Grundzüge des Standard Modells der elektroschwachen Wechselwirkung zusammengefaßt werden. Anschließend wird der differentielle und totale Wirkungsquerschnitt für die τ Paarerzeugung nach dem Standard Modell angegeben. Beiträge von Reaktionen höherer Ordnungen, die als Korrekturen bei der Bestimmung der Wirkungsquerschnitte verwendet werden und durch die Untersuchung von Ereignissen mit Bremsstrahlungspotonen mit der Theorie verglichen werden können, werden außerdem diskutiert. Abschließend wird die theoretische Beschreibung des τ Zerfalls im Hinblick auf die Berechnung der Verzweungsverhältnisse kurz dargestellt.

2.1 Das Standard Modell der elektroschwachen Wechselwirkung

Das Standard Modell der elektroschwachen Wechselwirkung /1/ ist eine lokale Eichtheorie, die eine vereinheitlichte Beschreibung der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung liefert.¹ Die Symmetrieeigenschaften werden durch Invarianz gegenüber lokalen $SU(2)_L \times U(1)$ Transformationen bestimmt. Diese Eichgruppe ist das Produkt aus der speziellen unitären Gruppe $SU(2)_L$ des schwachen Isospins I und der Gruppe $U(1)$ der schwachen Hyperladung Y . Sie enthält die $U(1)$ Gruppe der QED als Untergruppe. Den vier reellen Parametern der $SU(2)_L \times U(1)$ entsprechen Felder ($\vec{W}_\mu = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$ und B_μ) mit vier masselosen Eichbosonen.

Durch den Higgs- Mechanismus /9/ wird die Symmetrie spontan gebrochen. Diese Symmetriebrechung setzt die Existenz eines Isospin-Dubletts $\Phi = (\phi^+, \phi^0)$ von komplexen skalaren Feldern mit einem nicht verschwindenden Vakuumerwartungswert $|\Phi_0|^2 = v^2/2$ voraus. Es ergeben sich drei massive Eichbosonen (W^+, W^-, Z^0), die der schwachen Wechselwirkung zugeordnet werden, und das masselose Photon der ungebrochenen $U(1)$ Gruppe der QED. Die Symmetriebrechung führt zur Existenz eines neutralen skalaren Higgs-Bosons, dessen Masse nicht durch die Theorie vorhergesagt wird und das bisher experimentell nicht nachgewiesen worden ist.

Die physikalischen Felder W_μ^\pm, Z_μ und A_μ sind durch Linearkombinationen von \vec{W}_μ und B_μ gegeben:

$$\begin{aligned} W_\mu^\pm &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 \mp i W_\mu^2) \\ Z_\mu &= \cos \theta_W W_\mu^3 - \sin \theta_W B_\mu \\ A_\mu &= \sin \theta_W W_\mu^3 + \cos \theta_W B_\mu \end{aligned} \quad (2.1)$$

und entsprechen den Eichbosonen W^\pm, Z^0 und γ .

¹Für eine ausführliche Darstellung des Standard Modells wird auf die Literatur verwiesen, siehe z.B. /8/.

Die Massen der Eichbosonen werden durch den Vakuumerwartungswert des Higgs Feldes festgelegt:

$$\begin{aligned} M_{W^\pm}^2 &= \frac{g^2 v^2}{4}, \\ M_{Z^0}^2 &= \frac{(g^2 + g'^2) v^2}{4}, \\ M_\gamma^2 &= 0. \end{aligned} \quad (2.2)$$

g und g' sind die Kopplungskonstanten des W^\pm bzw. B Feldes und durch die Beziehung

$$\tan \theta_W = \frac{g'}{g} \quad (2.3)$$

mit dem schwachen Mischungswinkel θ_W verknüpft, der durch die Theorie nicht festgelegt ist und experimentell bestimmt werden muß.

Im Standard Modell werden den Fermionen (Leptonen und Quarks) bestimmte Werte für den schwachen Isospin \vec{I} und die Hyperladung Y zugeordnet, die in Analogie zur Gell-Mann-Nishijima Gleichung $Q = I^3 + Y/2$ mit der elektrischen Ladung Q verknüpft sind. Die Fermionen werden, wie in Tab. 2.1 dargestellt, in linkshändige Dubletts des schwachen Isospins (entsprechend $SU(2)_L$) und rechtshändige Isospinsingulets eingeteilt.

	Fermionen			Q	I^3	Y
Leptonen	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 0 \\ -1 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ -1 \end{pmatrix}$
Quarks	$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} 2/3 \\ -1/3 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/2 \\ -1/2 \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} 1/3 \\ 1/3 \end{pmatrix}$
Leptonen	e_R	μ_R	τ_R	-1	0	-2
Quarks	u_R d_R	c_R s_R	t_R b_R	2/3 -1/3	0 0	4/3 -2/3

Tabelle 2.1 Einordnung der Fermionen im Standard Modell

Die unteren Komponenten der linkshändigen Dubletts d', s', b' sind durch eine unitäre Transformation $U_{qq'}$ (Kobayashi-Maskawa-Matrix) mit den Quarks der starken Wechselwirkung d, s, b verknüpft. Für nicht verschwindende Neutrinomassen gibt es zusätzliche rechtshändige Neutrinos mit einer entsprechenden Mischung.

Die Wechselwirkung zwischen den Fermionen durch den Austausch von Eichbosonen wird durch die Lagrangedichte \mathcal{L}_{int} beschrieben, die sich in mehrere Terme aufspalten läßt:

$$\mathcal{L}_{int} = \mathcal{L}^{CC} + \mathcal{L}^{NC} + \mathcal{L}^{em}, \quad (2.4)$$

den geladenen Anteil:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{CC} &= -\frac{g}{2\sqrt{2}}(J_\mu^- W^{+\mu} + J_\mu^+ W^{-\mu}) \\ J_\mu^- &= \sum_\ell \bar{\Psi}_\ell \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \Psi_\ell + \sum_{qq'} \bar{\Psi}_q \gamma_\mu (1 - \gamma_5) U_{qq'} \Psi_{q'} \\ J_\mu^+ &= (J_\mu^-)^\dagger, \end{aligned} \quad (2.5)$$

den neutralen schwachen Anteil:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{NC} &= \frac{g}{2 \cos \theta_W} J_\mu^{NC} Z^\mu \\ J_\mu^{NC} &= \sum_f \bar{\Psi}_f \gamma_\mu (v_f - a_f \gamma_5) \Psi_f \end{aligned} \quad (2.6)$$

und den elektromagnetischen Wechselwirkungsterm:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}^{em} &= g \sin \theta_W J_\mu^{em} A^\mu \\ J_\mu^{em} &= \sum_f Q_f \bar{\Psi}_f \gamma_\mu \Psi_f. \end{aligned} \quad (2.7)$$

Die Indizes der Summen laufen über die Leptonen $\ell = (e, \mu, \tau)$, die Quarks $q = (u, c, t), q' = (d, s, b)$ und alle Fermionen $f = (\nu_\ell, \ell, q, q')$.

Der elektromagnetische Beitrag \mathcal{L}^{em} ist mit der Beziehung

$$e = g \cdot \sin \theta_W = g' \cdot \cos \theta_W \quad (2.8)$$

identisch mit der Lagrangedichte der elektromagnetischen Wechselwirkung.

Die Kopplungsstärken des neutralen Stromes, v_f ist die Vektor- und a_f die Axialvektorkopplungskonstante, sind allgemein definiert durch:

$$\begin{aligned} a_f &= 2 (I_L^3 - I_R^3)_f \\ v_f &= 2 [(I_L^3 + I_R^3)_f - 2Q_f \sin^2 \theta_W]. \end{aligned} \quad (2.9)$$

Die Kopplungskonstanten für die Fermionen im Standard Modell sind in Tab. 2.2 angegeben.

Der Beitrag des neutralen schwachen Stromes \mathcal{L}^{NC} wird im allgemeinen mit dem Parameter ρ multipliziert $/10/$, der die relative Wechselwirkungsstärke von neutralen und geladenen Strömen beschreibt. Es gilt:

$$\rho = \frac{M_W^2}{M_{Z^0}^2 \cos^2 \theta_W}. \quad (2.10)$$

Fermionen	a_f	v_f ($\sin^2 \theta_W = 0,22$)
ν_e, ν_μ, ν_τ	+1	+1
e, μ, τ	-1	$-1 + 4 \cdot \sin^2 \theta_W = -0,12$
u, c, t	+1	$1 - 8/3 \cdot \sin^2 \theta_W = +0,41$
d', s', b'	-1	$-1 + 4/3 \cdot \sin^2 \theta_W = -0,71$

Tabelle 2.2 Kopplungskonstanten des neutralen Stromes im Standard Modell

Im Standard Modell ist $\rho = 1$. Dieses gilt generell für Modelle der elektroschwachen Wechselwirkung mit Higgs-Dubletts.

Die Wechselwirkung des geladenen Stromes \mathcal{L}^{CC} stimmt im Grenzfall für kleine Impulsüberträge mit dem Fermi Modell der schwachen Wechselwirkung überein. Daraus folgt für die Masse der W Bosonen:

$$M_{W^\pm} = \sqrt{\frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_F \sin^2 \theta_W}} = \frac{37,28}{\sin \theta_W} \text{ GeV}/c^2, \quad (2.11)$$

wobei α die Feinstruktur- und G_F die Fermi-Konstante ist ($\alpha = 1/137,04$ und $G_F = (1,16637 \pm 0,00002) \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2} / \hbar$). Für die Z^0 Masse ergibt sich aus $\rho = 1$:

$$M_{Z^0} = \frac{M_{W^\pm}}{\cos \theta_W}. \quad (2.12)$$

Aus der Messung des Mischungswinkels ($\sin^2 \theta_W = 0,217 \pm 0,014 / 11$) folgt mit Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen $M_{W^\pm} = 83,0_{-2,7}^{+2,9} \text{ GeV}/c^2$ und $M_{Z^0} = 93,8_{-2,2}^{+2,4} \text{ GeV}/c^2 / 12$. Die experimentell von UA1 und UA2 bestimmten Massen von $M_{W^\pm} = (82,1 \pm 1,7) \text{ GeV}/c^2$ und $M_{Z^0} = (93,0 \pm 1,7) \text{ GeV}/c^2 / 13$ stimmen sehr gut mit diesen Werten überein.

Die freien Parameter des Standard Modells sind die drei Kopplungskonstanten ($g, \sin^2 \theta_W, v$), die Parameter der Kobayashi-Maskawa-Matrix und die Massen des Higgs Bosons und der Fermionen, die alle experimentell bestimmt werden müssen. Sind diese Parameter festgelegt, so können alle elektroschwachen Phänomene berechnet werden und die Theorie durch Vergleich mit den Meßergebnissen überprüft werden. Es muß z.B. gezeigt werden, daß die Kopplung $Z^0 f \bar{f}$ für alle Fermionen durch den gleichen Wert von $\sin^2 \theta_W$ beschrieben wird.

In dieser Arbeit werden durch die Untersuchung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ die Kopplung an das τ gemessen und die Ergebnisse mit den Vorhersagen des Standard Modells verglichen.

2.2 τ Paarerzeugung in der e^+e^- Vernichtung

Bei den mit dem Speicherring PETRA erreichbaren Schwerpunktsenergien (\sqrt{s}) im Bereich von $14 < \sqrt{s} < 46 \text{ GeV}$ dominiert bei der e^+e^- Vernichtung in geladene Leptonen die elektromagnetische Wechselwirkung. Das Feynman Diagramm für die τ Paarerzeugung in niedrigster Ordnung QED ist in Abb. 2.1a angegeben.¹ Nach dem Standard Modell gibt es als zusätzliches Diagramm den Austausch eines virtuellen Z^0 (siehe Abb. 2.1b).

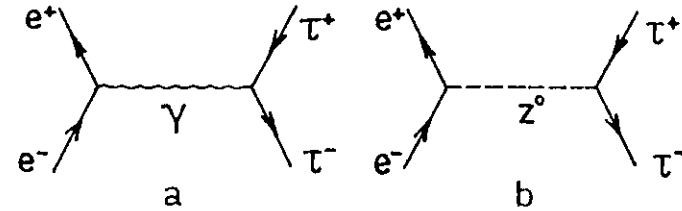


Abbildung 2.1 Feynman Diagramme für die τ Paarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ durch Austausch eines virtuellen Photons (a) und eines Z^0 (b)

Der Wirkungsquerschnitt der elektroschwachen Theorie ergibt sich aus dem Quadrat der Summe der QED Amplitude und der Amplitude der schwachen Wechselwirkung. Er kann als Summe von drei Termen geschrieben werden, die jeweils eine andere Energieabhängigkeit haben:

$$\sigma = \underbrace{\sigma_{QED}}_{\propto \frac{\alpha^2}{s}} + \underbrace{\sigma_{Int}}_{\propto \alpha G_F} + \underbrace{\sigma_W}_{\propto G_F^2 s}. \quad (2.13)$$

Der QED Wirkungsquerschnitt σ_{QED} ist aufgrund des Photon Propagators proportional zu $1/s$. Der Beitrag der schwachen Wechselwirkung σ_W steigt weit unterhalb des Z^0 Poles linear mit s . Er ist allerdings wegen der kleinen Fermikonstanten im Energiebereich von PETRA gegenüber dem QED Anteil gering. Meßbare Effekte ergeben sich durch den Interferenzterm σ_{Int} , der unter Vernachlässigung des Z^0 Propagatoreffekts unabhängig von s ist und daher relativ zu σ_{QED} linear mit s anwächst.

¹Die angegebenen Feynman Diagramme und Gleichungen sind mit Berücksichtigung der entsprechenden Ladungen allgemein für die Fermionpaarerzeugung gültig. Für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ (Bhabha Streuung) gibt es zusätzlich den t-Kanal.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt ist nach dem Standard Modell in niedrigster Ordnung für unpolarisierte Strahlen² und mit Vernachlässigung der Fermionmassen /14/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \cdot (C_1 \cdot (1 + \cos^2 \theta) + C_2 \cdot \cos \theta), \quad (2.14)$$

wobei θ der Polarwinkel zwischen dem Positron und dem τ^+ ist und

$$\begin{aligned} C_1 &= 1 + 2 \cdot v_e v_\tau \cdot \chi + (v_e^2 + a_e^2) \cdot (v_\tau^2 + a_\tau^2) \cdot \chi^2 \\ C_2 &= +4 \cdot a_e a_\tau \cdot \chi + 8 \cdot v_e v_\tau a_e a_\tau \cdot \chi^2. \end{aligned} \quad (2.15)$$

Für den Propagatorterm χ folgt mit Vernachlässigung der Z^0 Breite gegenüber seiner Masse:

$$\chi = \frac{\rho G_F M_{Z^0}^2}{8\sqrt{2} \cdot \pi \alpha} \cdot \frac{s}{s - M_{Z^0}^2}. \quad (2.16)$$

In diesem Fall gibt es drei freie Parameter ($\rho, G_F, \sin^2 \theta_W$).

Eine andere Möglichkeit χ zu parametrisieren ist:

$$\chi = \frac{1}{16 \sin^2 \theta_W \cos^2 \theta_W} \cdot \frac{s}{s - M_{Z^0}^2}. \quad (2.17)$$

In dieser Darstellung wird die Kopplungsstärke nur durch Größen bestimmt, die den neutralen Strom charakterisieren ($\sin^2 \theta_W, M_{Z^0}$). Ein Vergleich der beiden Parametrisierungen erfolgt bei der Behandlung der schwachen Strahlungskorrekturen (siehe Abschnitt 2.2.3).

Als ein Grenzfall ergibt sich aus Gleichung (2.14) mit $C_1 = 1$ und $C_2 = 0$ der differentielle QED Wirkungsquerschnitt:

$$\frac{d\sigma_{QED}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \cdot (1 + \cos^2 \theta), \quad (2.18)$$

der im Gegensatz zur elektroschwachen Winkelverteilung eine symmetrische Funktion von $\cos \theta$ ist.

Aus dem differentiellen Wirkungsquerschnitt erhält man durch Integration über den Raumwinkel den totalen Wirkungsquerschnitt und die Vorwärts- Rückwärtswinkelasymmetrie, die als Meßgrößen zur Untersuchung der QED und des neutralen Stromes geeignet sind. In den folgenden Abschnitten sollen diese Größen ausführlicher diskutiert werden.

²Die durch die Synchrotronstrahlung verursachte Strahlpolarisation wird durch depolarisierende Effekte zerstört. Von den PETRA Experimenten wurden keine Anzeichen für eine Polarisation beobachtet.

2.2.1 Totaler Wirkungsquerschnitt.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die τ Paarproduktion ist nach dem Standard Modell in niedrigster Ordnung normiert auf den QED Wirkungsquerschnitt durch die folgende Gleichung gegeben:

$$\begin{aligned} R_{\tau\tau} &= \frac{\sigma}{\sigma_{QED}} = C_1 \\ &= 1 + 2 \cdot v_e v_\tau \cdot \chi + (v_e^2 + a_e^2) \cdot (v_\tau^2 + a_\tau^2) \cdot \chi^2. \end{aligned} \quad (2.19)$$

Der QED Wirkungsquerschnitt ist dabei definiert durch:

$$\sigma_{QED} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \approx \frac{86,86}{s} \text{ nb} \quad (s \text{ in GeV}^2). \quad (2.20)$$

Der Wirkungsquerschnitt σ setzt sich dabei wie oben beschrieben aus drei Termen (QED-, Interferenz- und schwacher Term) zusammen. In Abb. 2.2 ist der normierte Wirkungsquerschnitt als Funktion von der Schwerpunktsenergie dargestellt (durchgezogene Linie) mit den Werten $\sin^2 \theta_W = 0,22$ und $M_{Z^0} = 93 \text{ GeV}/c^2$. Die gepunktet und gestrichelt eingezeichneten Kurven geben die Beiträge des Interferenz- und des schwachen Terms an.

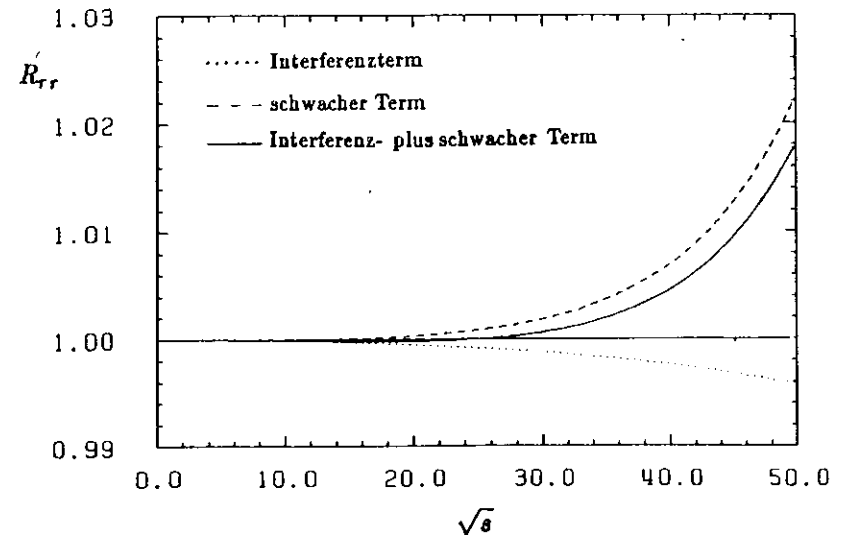


Abbildung 2.2 Normierter Wirkungsquerschnitt $R_{\tau\tau}$ als Funktion der Schwerpunktsenergie mit $\sin^2 \theta_W = 0,22$ und $M_{Z^0} = 93 \text{ GeV}/c^2$

Der Beitrag des Interferenzterms zum totalen Wirkungsquerschnitt ist gering, da die Vektorkopplungskonstanten aufgrund des gemessenen schwachen Mischungswinkels sehr klein sind. Der rein schwache Term führt erst bei sehr großen Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s} > 50 \text{ GeV}$) zu einer deutlichen Abweichung von der QED Erwartung ($R_{\tau\tau} = 1$).

Aufgrund der Vektorkopplungskonstanten ergibt sich eine Abhängigkeit des R Wertes von dem schwachen Mischungswinkel. Sie ist in Abb. 2.3 als Funktion von $\sin^2 \theta_W$ für zwei verschiedene Schwerpunktsenergien dargestellt. Für $\sin^2 \theta_W = 0,22$ ist die Änderung auch bei den höchsten mit PETRA erreichbaren Energien gering ($\Delta R_{\tau\tau} \approx 0,8\%$ bei $\sqrt{s} = 42 \text{ GeV}$) und innerhalb der experimentellen Fehler nicht nachweisbar. Die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts wird daher in dem mit PETRA zugänglichen Energiebereich keine genaue Bestimmung der elektroschwachen Kopplungskonstanten und des Mischungswinkels ermöglichen.

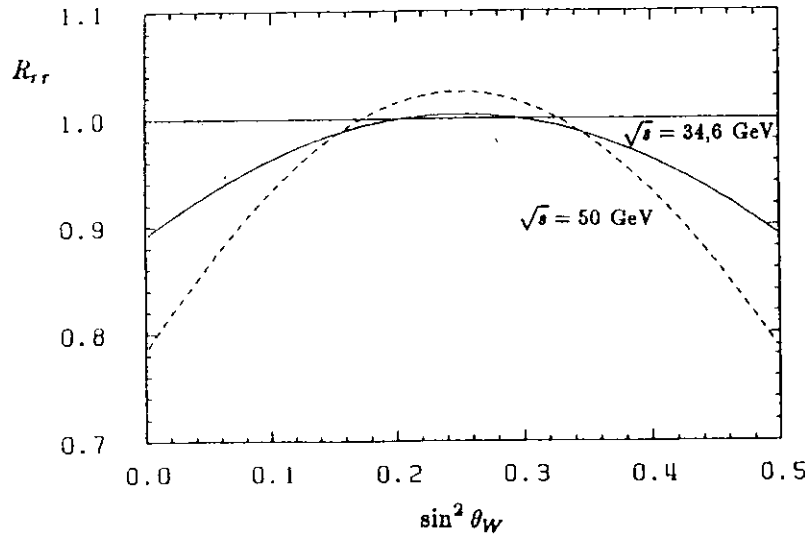


Abbildung 2.3 Normierter Wirkungsquerschnitt $R_{\tau\tau}$ als Funktion des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_W$ für zwei Schwerpunktsenergien von 34,6 und 50 GeV

Abweichungen von der QED. Die Abweichung des totalen Wirkungsquerschnitts von der QED aufgrund der elektroschwachen Wechselwirkung ist wie oben beschrieben gering. Eine Messung des totalen Wirkungsquerschnitts ermöglicht daher eine Überprüfung der QED. Im Bereich niedriger Impulsüberträge wurde die Gültigkeit der QED durch verschiedene Präzisionsexperimente mit sehr großer Genauigkeit überprüft. Daraus können aber keine direkten Aussagen über die Theorie bei sehr kleinen Abständen

den bzw. sehr hohen Impulsüberträgen gemacht werden. Untersuchungen bei großen Schwerpunktsenergien gestatten die Überprüfung der Punktförmigkeit der Kopplung des Photons an die geladenen Leptonen.

Abweichungen von der QED durch Modifikation der Propagatoren und Vertices in den Feynman Diagrammen werden durch sogenannte Abschneideparameter beschrieben /15/. Die Änderung des normierten Wirkungsquerschnitts kann durch Formfaktoren $F(s)$ parametrisiert werden, die wie folgt definiert sind:

$$R = |F(s)|^2$$

$$F(s) = 1 \mp \frac{s}{s - \Lambda_{\pm}^2}. \quad (2.21)$$

Der Formfaktor führt bei der μ oder τ Paarzeugung zu einer Veränderung der totalen Wirkungsquerschnitts, während die Winkelverteilung unverändert bleibt. Durch die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts lassen sich Grenzen für die Abschneideparameter Λ_{\pm} angeben. Die experimentelle Bestimmung des Wirkungsquerschnitts und der Grenzen für die Abschneideparameter wird in Kapitel 5 beschrieben.

2.2.2 Asymmetrie.

Im Vergleich zum differentiellen Wirkungsquerschnitt der QED, der eine symmetrische Funktion von $\cos \theta$ ist, ergibt die elektroschwache Wechselwirkung einen weiteren zu $\cos \theta$ proportionalen Term. Diese Modifikation führt zu einer asymmetrischen Winkelverteilung. Die Vorwärts- Rückwärtswinkelasymmetrie erhält man durch Integration des differentiellen Wirkungsquerschnitts über den Polarwinkel im Vorwärts- ($\cos \theta > 0$) und Rückwärtsbereich ($\cos \theta < 0$). Die integrierte Asymmetrie¹ wird durch die folgende Gleichung definiert:

$$A = \frac{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d(\cos \theta)} d(\cos \theta) - \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d(\cos \theta)} d(\cos \theta)}{\int_0^1 \frac{d\sigma}{d(\cos \theta)} d(\cos \theta) + \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d(\cos \theta)} d(\cos \theta)}. \quad (2.22)$$

Mit dem differentiellen Wirkungsquerschnitt nach dem Standard Modell folgt damit in niedrigster Ordnung:

$$A = \frac{3}{8} \frac{C_2}{C_1} = \frac{3}{8} \frac{+4 \cdot a_e a_\tau \cdot \chi + 8 \cdot v_e v_\tau a_e a_\tau \cdot \chi^2}{1 + 2 \cdot v_e v_\tau \cdot \chi + (v_e^2 + a_e^2) \cdot (v_\tau^2 + a_\tau^2) \cdot \chi^2}. \quad (2.23)$$

Der QED Term im differentiellen Wirkungsquerschnitt trägt in niedrigster Ordnung nicht zur Asymmetrie bei. Den Hauptbeitrag liefert der elektroschwache Interferenzterm. Mit den Kopplungskonstanten des Standard Modells ($\sin^2 \theta_W = 0,22$, $M_Z =$

¹Im folgenden wird die integrierte Vorwärts- und Rückwärtsasymmetrie abgekürzt als Asymmetrie bezeichnet.

93 GeV/c²) beträgt die Asymmetrie bei $\sqrt{s} = 34$ GeV - 8,4% und bei der höchsten mit PETRA erreichten Schwerpunktsenergie von 46 GeV - 17,4%. Bei Vernachlässigung der schwachen Terme ($\propto \chi^2$) oder des Interferenzterms im totalen Wirkungsquerschnitt ($\propto v_r \chi$) beträgt die Asymmetrie bei $\sqrt{s} = 46$ GeV 17,7% bzw. 17,4%. Es folgt damit in guter Näherung:

$$A \approx \frac{3}{2} \cdot a_e a_r \cdot \chi. \quad (2.24)$$

Die Asymmetrie ist als Funktion von $\cos \theta$ gegeben durch:

$$A(\cos \theta) = \frac{\sigma_\theta(+\cos \theta) - \sigma_\theta(-\cos \theta)}{\sigma_\theta(+\cos \theta) + \sigma_\theta(-\cos \theta)} \quad \text{mit } \sigma_\theta = \frac{d\sigma}{d\cos \theta} \quad (2.25)$$

$$= \frac{\cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \frac{C_2}{C_1} \approx \frac{\cos \theta}{1 + \cos^2 \theta} \frac{3}{2} a_e a_r \chi.$$

Es ist im allgemeinen wegen der begrenzten geometrischen Akzeptanz der Experimente nicht möglich, den differentiellen Wirkungsquerschnitt und damit die Asymmetrie im vollen Winkelbereich zu messen. Für die in einem beschränkten Bereich des Polarwinkels $x_1 \leq |\cos \theta| \leq x_2$ gemessene Asymmetrie gilt:

$$A(x_1, x_2) = \frac{4 \cdot (x_2^2 - x_1^2)}{3(x_2 - x_1) + (x_2^3 - x_1^3)} A, \quad (2.26)$$

wobei A die auf den gesamten Winkelbereich ($x_1 = 0, x_2 = 1$) bezogene Asymmetrie ist.

Mit der verwendeten Näherung ist die Asymmetrie proportional zum Produkt der Axialvektorkopplungskonstanten $a_e \cdot a_r$. Sie steigt bei Schwerpunktsenergien, die klein gegenüber der Z_0 Masse sind, proportional zu s an. Eine endliche Z_0 Masse führt im Verhältnis zu $M_{Z_0} \rightarrow \infty$ zu einer größeren Asymmetrie.¹ In Abb. 2.4 ist die Asymmetrie als Funktion der Schwerpunktsenergie für eine unendliche Z^0 Masse und für $M_{Z_0} = 93$ GeV/c² dargestellt.

Die Abhängigkeit der Asymmetrie von dem schwachen Mischungswinkel ist gering. Sie ergibt sich durch die Z^0 Masse im Propagator, die von $\sin^2 \theta_W$ abhängig ist. Die Messung der Asymmetrie ermöglicht daher in erster Linie eine Bestimmung der Axialvektorkopplungskonstanten. Eine Kombination mit der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts gestattet Aussagen über die Vektorkopplungskonstante und damit über $\sin^2 \theta_W$. Wegen der geringen Abhängigkeit von v_r ist dieses aber nur mit einem großen Fehler möglich. Die Messung der Asymmetrie wird in Kapitel 6 diskutiert.

¹Die Bezeichnung, daß eine Asymmetrie groß oder klein ist, bezieht sich im folgenden auf den Absolutbetrag der Asymmetrie.

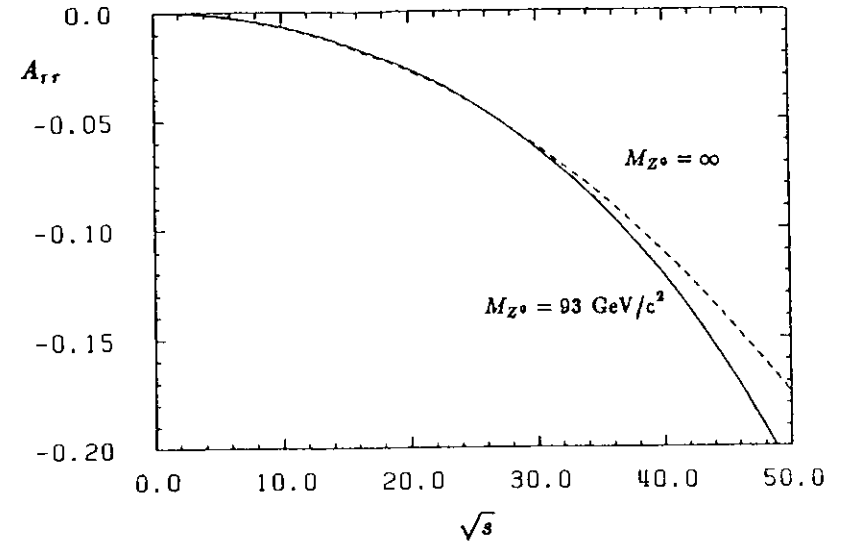


Abbildung 2.4 Asymmetrie in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie für $M_{Z^0} = 93$ GeV/c² und $M_{Z^0} \rightarrow \infty$

2.2.3 Strahlungskorrekturen.

In diesem Kapitel wurde die r Paarerzeugung bisher nur in der niedrigsten Ordnung der Störungsrechnung $O(\alpha^2)$ betrachtet. Es ist aber auch erforderlich, Beiträge höherer Ordnungen zu berücksichtigen, da diese Prozesse experimentell häufig nicht von der niedrigsten Ordnung unterschieden werden können.

Die Größe dieser Strahlungskorrekturen ist von den jeweiligen experimentellen Gegebenheiten abhängig, wie z.B. der geometrischen Akzeptanz, der Detektorauflösung und den Schnitten zur Selektion von Ereignissen der betrachteten Reaktion. Zum Vergleich mit den theoretischen Vorhersagen und den Ergebnissen von anderen Experimenten ist es deshalb sinnvoll, die Beiträge höherer Ordnungen zu bestimmen und die Meßergebnisse darauf zu korrigieren.

Die Strahlungskorrekturen lassen sich bei Berücksichtigung der Diagramme bis zur dritten Ordnung der Kopplungskonstanten α und G_F folgendermaßen unterteilen:

- 1) elektromagnetische Korrekturen zur 1γ Annihilation (sogenannte *reduzierte QED Korrekturen*),
- 2) elektromagnetische Korrekturen zum Z^0 Austausch und
- 3) schwache Korrekturen zum γ und Z^0 Austausch.

Den Hauptbeitrag der Strahlungskorrekturen zum Wirkungsquerschnitt und zur Asymmetrie liefern die reinen QED Korrekturen (1). Die elektroschwachen Korrekturen (2) und 3)) verursachen nur eine geringe Änderung der Asymmetrie. Sie sind, wie auch die Asymmetrie in der niedrigsten Ordnung entsprechend der gewählten Parametrisierung (Gl. 2.16 und 2.17), von dem verwendeten Renormierungsschema abhängig. Es ist daher sinnvoll, diese elektroschwachen Korrekturen nicht an der gemessenen Asymmetrie, sondern an dem berechneten Wert anzubringen.

QED Strahlungskorrekturen. In der Abb. 2.5 sind die Feynman Diagramme für die τ Paarerzeugung der Ordnung α^3 abgebildet. Sie lassen sich in reelle und virtuelle Korrekturen unterteilen.

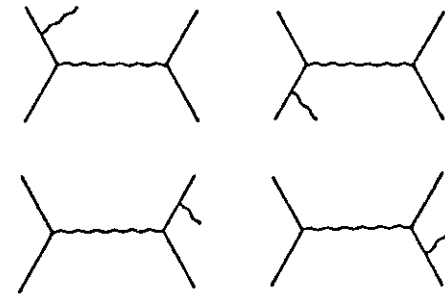
Bei den in Abb. 2.5a dargestellten Diagrammen wird ein reelles Photon von einem Lepton im Anfangs- oder Endzustand abgestrahlt. Die Bremsstrahlungsphotonen werden bevorzugt unter kleinen Winkeln zu dem abstrahlenden Lepton emittiert. Bei einer Abstrahlung im Anfangszustand gehen die Photonen häufig im Strahlrohr verloren und können nicht mit dem Detektor nachgewiesen werden. Photonen, die im Endzustand unter kleinen Winkeln zum τ emittiert werden, lassen sich nicht von Photonen aus τ Zerfällen unterscheiden. Die Bremsstrahlung führt aber zu einer Veränderung der Kinematik des Endzustands. Die Polarwinkelverteilung der Photonen ist in Abb. 2.6 aufgetragen. Dazu wurden $\tau^+\tau^-\gamma$ Monte-Carlo Ereignisse /16/ mit der Bedingung $0,01 < (k = 2E_\gamma/\sqrt{s}) < 0,97$ generiert. Die meisten Photonen werden unter sehr kleinen Winkeln zur e^+ bzw. e^- Strahlrichtung abgestrahlt, da die Bremsstrahlung wegen der im Verhältnis zur τ Masse kleinen Elektronenmasse bevorzugt im Anfangszustand erfolgt. Die Energieverteilung der Photonen (siehe Abb. 2.7) weist ein typisches Bremsstrahlungsspektrum auf; der Wirkungsquerschnitt nimmt mit abnehmender Photonenergie stark zu. Die Erhöhung des Wirkungsquerschnitts für große Photonenergien ergibt sich aus der $1/s'$ Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts, wobei $s' = s(1 - k)$ die reduzierte Schwerpunktsenergie ist.

Die Diagramme mit virtuellen Photonen (Vertexkorrekturen, Kastendiagramme und Vakuumpolarisation, siehe Abb. 2.5) stellen Prozesse der Ordnung α^4 dar, die durch Interferenz mit der niedrigsten Ordnung zu den Strahlungskorrekturen $O(\alpha^3)$ beitragen. Diese virtuellen Korrekturen führen zu keiner Veränderung der Ereignistopologie.

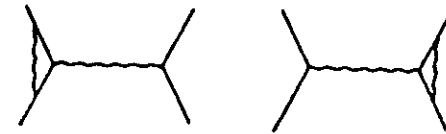
Der Beitrag der Strahlungskorrekturen zum differentiellen Wirkungsquerschnitt wird im allgemeinen als Funktion von $\cos \theta$ durch die folgende Gleichung parametrisiert:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{d\sigma_0}{d\Omega} (1 + \delta(\cos \theta)), \quad (2.27)$$

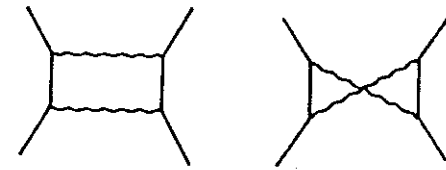
wobei $d\sigma_0/d\Omega$ der differentielle elektroschwache Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung ist.



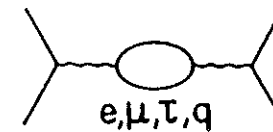
a) Bremsstrahlung



b) Vertexkorrekturen



c) Kastendiagramme



d) Vakuumpolarisation

Abbildung 2.5 Feynman Diagramme der elektromagnetischen Strahlungskorrekturen für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bis zur Ordnung α^3 .

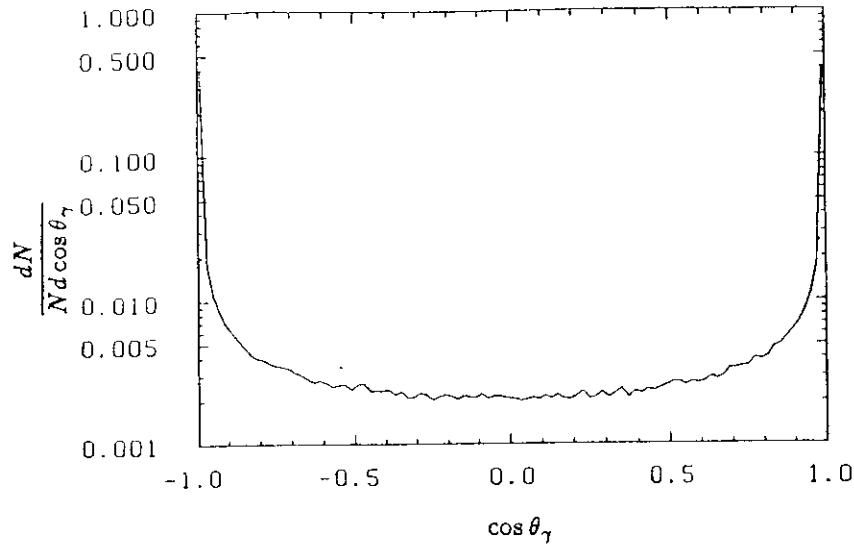


Abbildung 2.6 Polarwinkelverteilung von Bremsstrahlungsfotonen

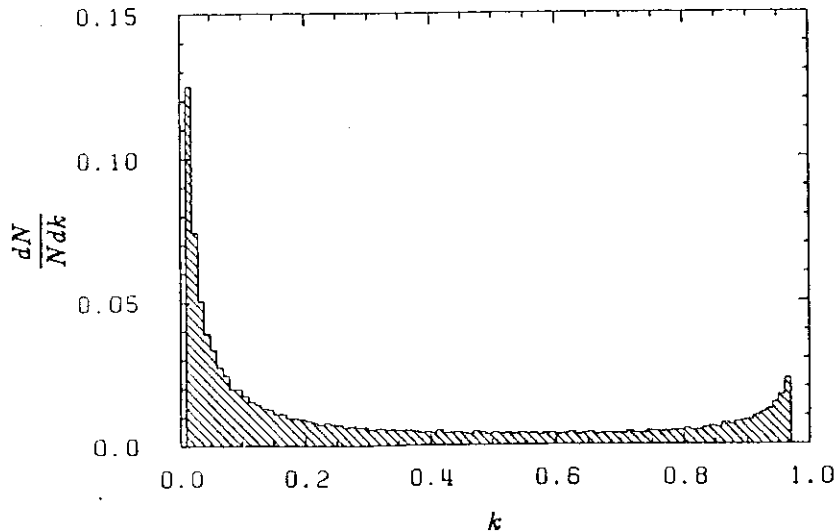


Abbildung 2.7 Energieverteilung von Bremsstrahlungsfotonen ($k = 2E_\gamma/\sqrt{s}$)

Eine Berechnung der Strahlungskorrekturen unter Berücksichtigung der angegebenen Feynman Diagramme ist von Berends et al. /16/ durchgeführt worden. Für die τ Paarproduktion ist es nicht möglich, diese Beiträge analytisch zu berechnen, da die τ Impulse aufgrund des τ Zerfalls nicht vollständig rekonstruiert werden können und deshalb die Integrationsgrenzen nicht festgelegt werden können. Außerdem werden bei der Ereignisselektion relativ komplizierte Anforderungen gestellt. Zur Bestimmung des Beitrags der Strahlungskorrekturen und der Nachweiswahrscheinlichkeit nach den angebrachten Schnitten werden darum τ Paare mit einem Monte-Carlo Programm von Berends et al. /16/ generiert. Dieses Programm berücksichtigt alle bis zur Ordnung α^3 beitragenden Prozesse entsprechend ihrem Anteil am totalen Wirkungsquerschnitt. Eine ausführliche Beschreibung der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit sowie der Strahlungskorrekturen wird in Abschnitt 4.3.1 gegeben. Im folgenden soll der Beitrag der verschiedenen Prozesse zum totalen Wirkungsquerschnitt und zur Asymmetrie diskutiert werden.

Die Asymmetrie wird hauptsächlich durch Terme im differentiellen Wirkungsquerschnitt verursacht, die eine ungerade Funktion von $\cos\theta$ sind. Symmetrische Terme führen nur zu einer Veränderung des totalen Wirkungsquerschnitts (Nenner in Gl. (2.22)) und tragen deshalb wenig zur Asymmetrie bei.

In der Ordnung α^3 sind daher folgende Beiträge zur Asymmetrie wesentlich: die Interferenz der Kastendiagramme mit der niedrigsten Ordnung und außerdem die Interferenz zwischen den Prozessen mit Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand.

Die Asymmetrie von τ Paaren mit einem Bremsstrahlungsfoton ist in Abb. 2.8 als Funktion der Photonenergie aufgetragen. Für kleine und mittlere Photonenergien ist die Asymmetrie stark negativ und wird mit steigender Energie geringer. Die Größe der QED Asymmetrie ist von dem jeweiligen Experiment und den gewählten Selektionskriterien, wie z.B. der maximalen Photonenergie, abhängig. Sie läßt sich mit Hilfe von τ Monte-Carlo Ereignissen bestimmen. Für diese Untersuchung beträgt die Korrektur etwa +1,5% (siehe Abschnitt 6.4). Durch eine Analyse von τ Paaren mit Bremsstrahlungsfotonen kann der Wirkungsquerschnitt der Prozesse mit Abstrahlung von reellen Photonen sowie deren Asymmetrie untersucht werden, was in Kapitel 8 ausführlich beschrieben wird.

Die weiteren Strahlungskorrekturen wie Vertexkorrekturen, Vakuumpolarisation und die Diagramme mit reellen Bremsstrahlungsfotonen (nicht die Interferenzterme) beeinflussen nur den totalen Wirkungsquerschnitt. Die Bremsstrahlungsdiagramme führen insbesondere zu einer Erhöhung des Wirkungsquerschnitts, da dieser wegen der $1/s$ Abhängigkeit bei reduzierter Schwerpunktsenergie größer ist. Die Gesamtkorrektur beträgt etwa 30% (siehe Abschnitt 4.3.1).

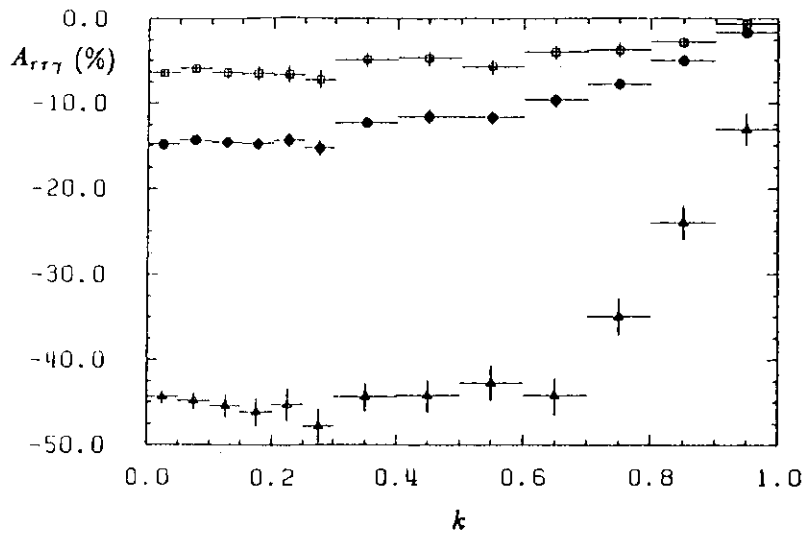


Abbildung 2.8 Asymmetrie von $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen als Funktion der Photonenergie für verschiedene Polarwinkel; Punkte voller Winkelbereich, Rechtecke $|\cos\theta_\gamma| > 0,8$, Dreiecke $|\cos\theta_\gamma| < 0,8$

Elektroschwache Strahlungskorrekturen. Neben den rein elektromagnetischen Strahlungskorrekturen gibt es nach dem Standard Modell weitere Korrekturen. Diese lassen sich bis zur dritten Ordnung der Kopplungskonstanten in QED Korrekturen zum Z^0 Austausch und schwache Korrekturen zum γ und Z^0 Austausch unterteilen.

Die zusätzlichen QED Beiträge entsprechen den in Abb. 2.5 dargestellten Feynman Diagrammen, wenn das Photon der 1γ Annihilation oder ein Photon der Kaendiagramme durch ein Z^0 ersetzt wird. Diese Beiträge sind in dem Monte-Carlo Generator von Berends et al. /16/ mit Z^0 Austausch enthalten. Sie führen zu einer Verringerung der Asymmetrie, was hauptsächlich durch virtuelle Korrekturen und weiche Bremsstrahlung verursacht wird /17/.

Für die schwachen Korrekturen gibt es verschiedene Berechnungen. Die Ergebnisse sind von der gewählten Renormierung entsprechend der jeweiligen Parametrisierung des Propagatorterms abhängig. Die Rechnungen wurden für die μ Paarerzeugung mit typischen Selektionsschnitten¹ durchgeführt. Für diese Strahlungskorrekturen existieren keine Monte-Carlo Generatoren, so daß die Größe der Korrekturen für die τ Paarproduktion wegen der komplizierten Ereigniseselektion nicht genau bestimmt werden kann. Da es sich jedoch vorwiegend um virtuelle Korrekturen handelt, welche die

¹Die verwendeten Schnitte sind: Akollinearitätswinkel $< 10^\circ$, Photonenergie $< \sqrt{s}/4$ und Akzeptanz $|\cos\theta| < 0,8$.

Ereignistopologie nicht verändern, können in guter Näherung die berechneten Korrekturen für μ Paare verwendet werden. Dieses gilt auch für die QED Korrekturen zum Z^0 Austausch.

In Tabelle 2.3 werden die verschiedenen Asymmetriekorrekturen für μ Paare im Winkelbereich $|\cos\theta| < 0,8$ und einer Schwerpunktsenergie von 34,4 GeV miteinander verglichen /18/. Die zur Berechnung der Asymmetrie verwendeten Werte sind: $a_e = a_\mu = -1, \rho = 1, G_F = 1,166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}, \sin^2\theta_W = 0,217 \pm 0,014, M_{Z^0} = (93,8 \pm 2,4) \text{ GeV}/c^2$.

Renormierungsparameter	α, G_F, M_{Z^0}	α, M_{Z^0}, M_W
A_B	-8,1	-7,5
$\Delta A_{\gamma Z^0}$		$+0,6 \pm 0,2 /16/$
ΔA_w		$-0,52 /20/$
$\Delta A_{\gamma Z^0} + \Delta A_w$	$+0,6 /19/$	$0,09 /17/$
$A_k = A_B + \Delta A_{\gamma Z^0} + \Delta A_w$	$-7,5 \pm 0,05$	$-7,4 \pm 0,7 \quad -7,6 \pm 0,7$

Tabelle 2.3 Elektroschwache Strahlungskorrekturen zur Asymmetrie in % für $|\cos\theta| < 0,8$ und $\sqrt{s} = 34,4 \text{ GeV}$. Die Beiträge sind: A_B Born Term, $\Delta A_{\gamma Z^0}$ QED Korrekturen zum γ und Z^0 Austausch und ΔA_w schwache Korrekturen. Die angegebenen Fehler für die korrigierte Asymmetrie ergeben sich durch die Fehler von M_{Z^0} , bzw. M_{Z^0} und $\sin^2\theta_W$.

Mit der Parametrisierung α, G_F, M_{Z^0} ergibt sich zum Born Term der Asymmetrie $A_B = -8,1\%$ nach Wetzel /19/ eine elektroschwache Korrektur ($\Delta A_{\gamma Z^0} + \Delta A_w$) von $+0,6\%$. Die korrigierte Asymmetrie A_k beträgt $(-7,5 \pm 0,05)\%$, wobei der Fehler durch die Unsicherheiten von $\sin^2\theta_W$ und M_{Z^0} verursacht wird.

Die anderen angegebenen Strahlungskorrekturen wurden in dem Renormierungsschema α, M_{Z^0}, M_W berechnet. Die QED Korrekturen $\Delta A_{\gamma Z^0}$ zum γ und Z^0 Austausch betragen nach Berends et al. /16/ $(+0,6 \pm 0,2)\%$. Der Fehler ist der statistische Fehler der Monte-Carlo Simulation. Die rein schwachen Korrekturen ergeben nach Brown et al. /20/ eine Änderung von $\Delta A_w = -0,52\%$. Für die korrigierte Asymmetrie folgt damit $A_k = (-7,4 \pm 0,7)\%$. Eine Berechnung der vollständigen elektroschwachen Beiträge von Böhm und Hollik /17/ ergibt $(\Delta A_{\gamma Z^0} + \Delta A_w) = -0,6\%$. Die korrigierte Asymmetrie beträgt damit $(-7,6 \pm 0,7)\%$. Die angegebenen Fehler der Asymmetrie mit dieser Parametrisierung berücksichtigen die Unsicherheiten von $\sin^2\theta_W$ und M_{Z^0} . Der Vergleich der verschiedenen Rechnungen zeigt, daß die Ergebnisse für die korrigierte Asymmetrie unabhängig von der verwendeten Renormierung miteinander übereinstimmen.

2.3 Verzweigungsverhältnisse des τ Zerfalls

Der τ Zerfall erfolgt über den schwachen geladenen Strom in ein ν_τ und ein Lepton- oder Quarkpaar. Das Feynman Diagramm für den Zerfall ist in Abb. 2.9 dargestellt. Das τ ist aufgrund seiner großen Masse das einzige Lepton, das in Hadronen zerfallen kann. Semihadronische Zerfälle ($\tau^- \rightarrow d_c \bar{u} \nu_\tau$)¹ sind dabei aus kinematischen Gründen nur in u, d und s Quarks möglich. Mit Vernachlässigung von Masseneffekten und von Zerfällen in s Quarks (Cabibbo unterdrückte Zerfälle) ergibt eine einfache Abschätzung ein leptonisches Verzweigungsverhältnis $B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \ell^- \bar{\nu}_\ell, \ell = e, \mu)$ von jeweils 20% und die Summe der semihadronischen Zerfälle von 60%.

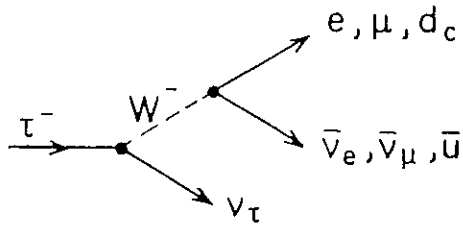


Abbildung 2.9 Feynman Diagramm für den τ Zerfall¹.

Die leptonischen Zerfallsbreiten lassen sich nach dem Standard Modell präzise berechnen. Die Berechnung der semihadronischen Breiten erfordert die Verwendung von zusätzlichen theoretischen Annahmen und experimentellen Meßergebnissen. Erste Rechnungen für die Zerfälle wurden von Tsai /21/ durchgeführt. Eine neuere Zusammenstellung und Berechnung der Verzweigungsverhältnisse wird von Gilman und Rhee /22/ gegeben, deren Ergebnisse hier kurz zusammengefaßt werden.

Die exklusiven Zerfallsbreiten $\Gamma(\tau \rightarrow X, \nu_\tau)$ lassen sich unter Verwendung von experimentellen Ergebnissen, die unabhängig von τ Zerfall sind, als Verhältnis zur elektronischen Zerfallsbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)$ angeben. Mit der elektronischen Zerfallsbreite :

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192 \pi^3} = \frac{1}{1,595 \cdot 10^{-12}} \text{ sek}^{-1} \quad (2.28)$$

und der gemessenen τ Lebensdauer von $\tau_\tau = (2,86 \pm 0,16 \pm 0,25) \cdot 10^{-13} \text{ sek}$ /23/ folgt für das berechnete Verzweigungsverhältnis des τ Zerfalls in Elektronen:

$$B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = \Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) \cdot \tau_\tau = (17,9 \pm 1,0 \pm 1,6)\% \quad (2.29)$$

¹ $d_c = d \cos \theta_c + s \sin \theta_c$, θ_c ist der Cabibbo Winkel.

Dieses Ergebnis stimmt gut mit dem direkt gemessenen Wert von $(16,5 \pm 0,9)\%$ /7/ überein. Aus der Rechnung /22/ ergeben sich mit dem unter Verwendung der τ Lebensdauer berechneten Verzweigungsverhältnis in Elektronen die in der oberen Hälfte der Tabelle 2.4 angegeben exklusiven Verzweigungsverhältnisse. Sie stimmen gut mit den experimentellen Messungen /7/ überein. Die beiden Spalten geben den Beitrag der einzelnen Kanäle zu Zerfällen in ein oder drei geladene Teilchen an.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis (%)	
	1 geladenes Teilchen	3 geladene Teilchen
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	17,9	-
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$	17,4	-
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$	10,9	-
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau K^-$	0,7	-
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (\pi \pi)^-$	22,0	-
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (K \pi)^-$	1,1	0,3
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (4 \pi)^-$	1,0	4,9
Summe	71,0	5,2
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (3 \pi)^-$	$\leq x$	x
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (5 \pi)^-$	$< 0,12$	y
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (6 \pi)^-$	$< 0,21$	$< 0,64$
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (K \bar{K})^-$	$< 1,2$	$< 0,6$
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (K \bar{K} \pi)^-$	$< 1,29 z$	z
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau (K \pi \pi)^-$	$< 4/5 w$	w

Tabelle 2.4 Berechnete τ Verzweigungsverhältnisse und Beiträge zum Zerfall in ein oder drei geladene Teilchen nach /22/ mit der Annahme $B(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = 17,9\%$.

Die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse im unteren Teil der Tabelle ist mit großen Unsicherheiten behaftet. Die Abweichungen bei der Verwendung verschiedener theoretischer Annahmen betragen bis zu einen Faktor 2. Es werden daher nur obere Grenzen angegeben oder die Anteile zum Zerfall in drei geladene Teilchen werden durch unbekannte Größen (x, y, z oder w) ausgedrückt. Die bestimmten Grenzen für den Zerfall in ein geladenes Teilchen ergeben sich für diese Kanäle aus Isospinüberlegungen.

Für einige der oben als unbekannte Größen angegebenen Verzweungsverhältnisse existieren inzwischen experimentelle Ergebnisse. Der Mittelwert der Wahrscheinlichkeit für den Zerfall $\tau \rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^-$ beträgt nach Messungen von CELLO /24/, MAC /25/ und DELCO /26/ ($8,0 \pm 1,0$)%. Die Cabibbo unterdrückten Zerfälle wurden von DELCO bestimmt /27/: $B(\tau \rightarrow \nu_\tau K^+ K^+ \pi^-) = (0,22^{+0,17}_{-0,11})\%$ und $B(\tau \rightarrow \nu_\tau K^+ \pi^+ \pi^- (\pi^0)) = (0,22^{+0,16}_{-0,13})\%$. Mit Hilfe von Isospinargumenten /22/ und einer neuen Messung des Zerfalls in fünf geladene Teilchen /28/ läßt sich für den Beitrag des Zerfalls $\tau \rightarrow \nu_\tau (5\pi)$ zum Endzustand $\nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^-$ folgende Grenze angeben: $0,04\% < y < 5,1\%$. Für die topologischen Verzweungsverhältnisse (B_1, B_3), d.h. die Summe der exklusiven Zerfallskanäle für einen Endzustand mit ein oder drei geladenen Teilchen, gilt damit:

$$74,2\% < B_1 < 81,0\% \text{ und } 13,7\% < B_3 < 20,0\%. \quad (2.30)$$

Die Bestimmung der topologischen Verzweungsverhältnisse wird in Kapitel 7 beschrieben, wo auch die Ergebnisse von anderen Experimenten zusammengefaßt und mit den erwarteten Werten verglichen werden.

3. EXPERIMENTELLER AUFBAU

Die in dieser Arbeit verwendeten Messungen wurden mit dem JADE-Detektor am Elektron-Positron Speicherring PETRA des Deutschen Elektronen-Synchrotrons (DESY) in Hamburg durchgeführt. In diesem Kapitel soll zuerst der Speicherring kurz beschrieben und dann der JADE-Detektor ausführlicher erläutert werden.

3.1 Der Speicherring PETRA

Abb. 3.1 gibt einen Überblick über die Beschleunigeranlagen auf dem DESY Gelände in Hamburg. PETRA /29/ ist der größte Ring mit einem Umfang von etwa 2,3 km. In ihn werden Elektronen und Positronen nach der Vorbeschleunigung durch Linearbeschleuniger und das Synchrotron bei einer Energie von 7 GeV injiziert, auf höhere Energie beschleunigt und für mehrere Stunden gespeichert. Die Stromstärken betragen pro Strahl einige mA und die maximal erreichte Strahlenergie 23,39 GeV. Die Elektronen und Positronen bewegen sich entgegengesetzt, in je 2 Paketen gebündelt, in demselben Strahlrohr und kollidieren in 4 Wechselwirkungszone. In jeder Wechselwirkungszone befindet sich ein Experiment, das die e^+e^- Reaktionen registriert.

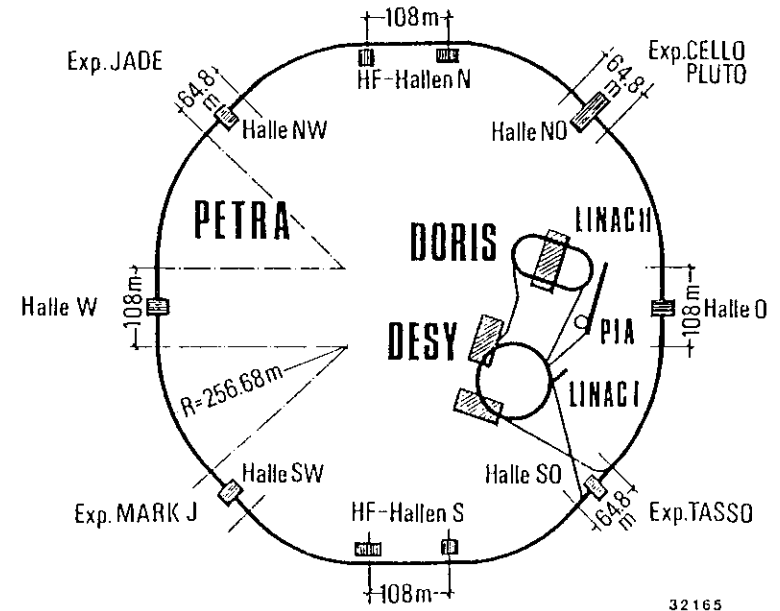


Abbildung 3.1 Beschleuniger- und Speicherringanlagen bei DESY

Die Ereignisrate n ist allgemein gegeben durch:

$$n = \sigma \cdot L, \quad (3.1)$$

wobei σ der Wirkungsquerschnitt für die betrachtete Reaktion und L die Luminosität ist. Die Luminosität hängt von den jeweiligen Maschinenparametern (Stromstärke, Energie und der verwendeten Optik) ab. Für die Experimente ist die über die Zeit integrierte Luminosität von besonderem Interesse. Sie wird unter Verwendung von Eichreaktionen, wie der Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und der γ Paarerzeugung ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$), die sich nach der QED gut berechnen lassen, bestimmt. Bei bekannter integrierter Luminosität kann so unter Berücksichtigung der Detektorakzeptanz aus der beobachteten Anzahl von Ereignissen einer Reaktion der Wirkungsquerschnitt für diesen Prozeß berechnet werden. Bei einer Strahlenergie von 17,3 GeV und einer typischen Luminosität von $5 \cdot 10^{20} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ beträgt die Rate der τ Paarerzeugung durch die 1γ Annihilation etwa 1 Ereignis pro Stunde.

3.2 Der JADE Detektor

JADE /30/ ist ein magnetischer Detektor zum Nachweis der Reaktionsprodukte aus der e^+e^- Wechselwirkung. In einem großen Raumwinkel können Impulse bzw. Energien geladener und neutraler Teilchen gemessen werden. Der Detektor (siehe Abb. 3.2) besteht aus verschiedenen Komponenten, die zylinderförmig um den Wechselwirkungspunkt angeordnet sind. Den äußersten Teil bildet ein quaderförmiger Hadronenabsorber zur Identifikation von Myonen.

Die Strahlrohr- und Flugzeitzähler (24 bzw. 42 Szintillationszähler) dienen während der Datennahme zur Kontrolle der Untergrundbedingungen und zur Erkennung bestimmter Spurtopologien. Geladene Teilchen werden mit dem Innendetektor nachgewiesen, der sich in einem homogenen Magnetfeld von 0,48 T befindetet. Außerhalb der normalleitenden Aluminiumspule sind die Bleiglasschauerzähler angeordnet, die zum Nachweis von Photonen und zur Teilchenidentifikation dienen. Der Myon-Filter, welcher den äußersten Teil des Experimentes bildet, ermöglicht die Erkennung von Myonen in einem großem Raumwinkel.

Unter kleinen Polarwinkeln sind am Strahlrohr Blei- Szintillator Schauerzähler als Luminositätsmonitore angebracht, mit denen beim Experimentierbetrieb die Luminosität gemessen werden kann. Im Vorwärtsbereich ist der Innendetektor von Endkappen-Bleiglassählern und dem Vorwärtsmyonfilter umgeben.

Im April 1984 wurden zwei weitere Detektorkomponenten eingebaut: zwischen Strahlrohr und Innendetektor eine Vertexkammer zur Verbesserung der Vertex- und Impulsauflösung und außerhalb des Innendetektors eine Polygondriftkammer, die eine

MAGNETDETEKTOR JADE MAGNET DETECTOR

- 1 Strahlrohrzähler BEAM PIPE COUNTERS
- 2 Endseitige Bleiglasschauerzähler END PLUG LEAD GLASS COUNTERS
- 3 Drucktank PRESSURE TANK
- 4 Myon-Kammern MIDON CHAMBERS
- 5 Jet-Kammern JET CHAMBERS
- 6 Flugzeit-Zähler TIME OF FLIGHT COUNTERS
- 7 Spule COIL
- 8 Zentrale Bleiglasschauerzähler CENTRAL LEAD GLASS COUNTERS
- 9 Magnetjoch MAGNET YOKE
- 10 Myon-Filter MIDON FILTERS
- 11 Beweglicher Endstopfen REMOVABLE END PLUG
- 12 Strahlrohr BEAM PIPE
- 13 Vorwärts-Detektor FORWARD DETECTOR
- 14 Mini-Beta Quadrupol-MINI BETA QUADRUPOLE
- 15 Fahrwerk MOVING DEVICES

Gesamtwicht TOTAL WEIGHT: ~ 1200 t
Magnetfeld MAGNETIC FIELD: 0.5 T

Beteiligte Institute PARTICIPANTS
DESY, Hamburg, Heidelberg,
Lancaster, Manchester,
Rutherford Lab., Tokio

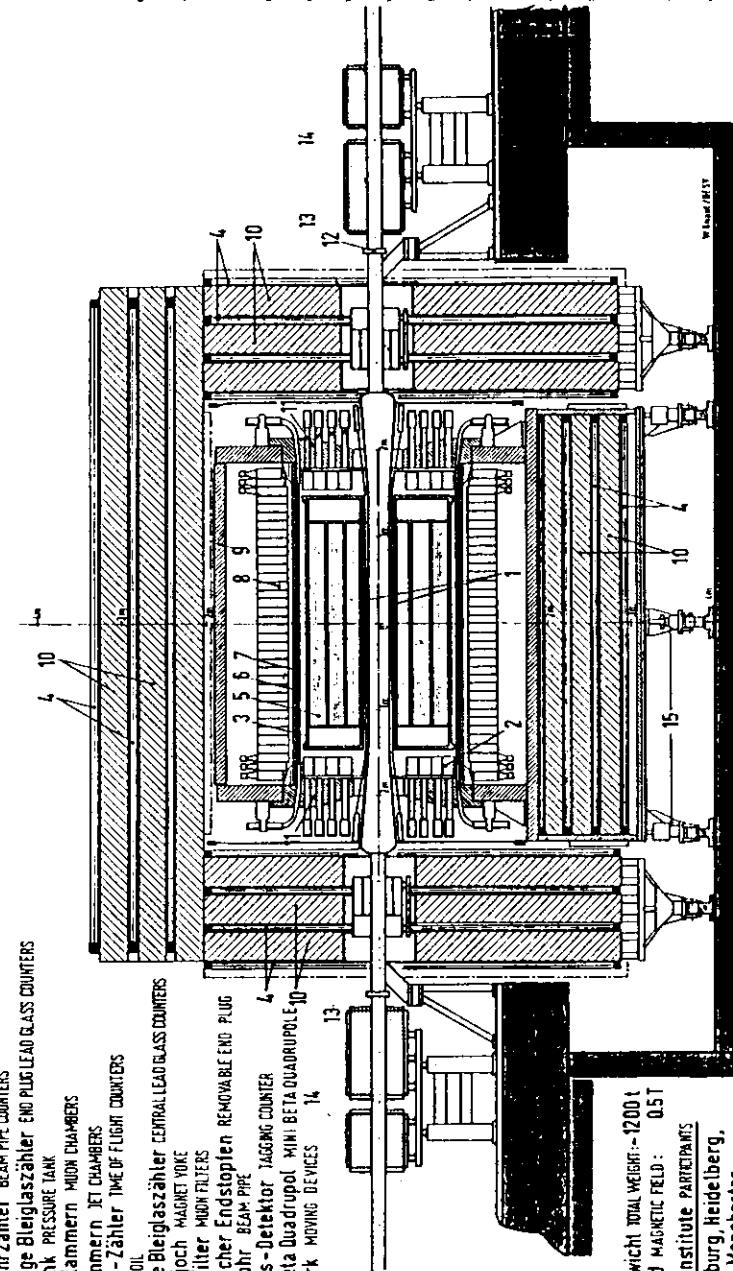


Abbildung 3.2 Der JADE Detektor

präzisere Spurbestimmung in der z-Richtung ermöglicht. Diese beiden Kammern wurden in dieser Arbeit nicht verwendet.

In Tabelle 3.1 ist die Dicke der Detektormaterialien in radialer Richtung vom Wechselwirkungspunkt angegeben. Daraus ergibt sich eine mittlere Konversionswahrscheinlichkeit von 12% für Photonen vor dem ersten Signaldraht des Innendetektors und eine mittlere Wahrscheinlichkeit für Kernwechselwirkungen von Hadronen von etwa 5%.

Das im folgenden verwendete Koordinatensystem ist in Abb. 3.3 dargestellt. Die z-Richtung zeigt in Richtung des Positronstrahles und die x-Achse zur Speicherringmitte.

Wesentlich für diese Arbeit sind die Informationen aus dem Innendetektor, den Bleiglaszählern und dem Myon-Filter. Diese Komponenten sollen darum näher beschrieben werden.

Komponente	r (cm)	Material	d (cm)	d/X_0	d/λ_a
Strahlrohr	12	Al	0,53	0,060	0,014
Strahlrohrzähler	15	Szintillator	1,0	0,020	0,015
Driftkammer					
Innenwand	16,5	Al	0,7	0,079	0,022
Stützen		Cu Kapton Rohacell	1,5/3	0,033	0,007
Gas		Ar Methan Isobutan		0,006	
Aussenwand	84,7	Al	1,2	0,135	0,032
Flugzeitzähler	92	Szintillator	2,0	0,05	0,030
Magnetspule	95	Al	8,0	0,70	0,27
Bleiglaszähler	110	SF5	30	13,4	0,942
Magnetjoch	168	Eisen	15	8,5	0,88
Myonfilter	160-330	Eisen/ Beton	99	36	4,14

Tabelle 3.1 Detektormaterial in radialer Richtung (r Radius, d Dicke, X_0 Strahlungslänge, λ_a Absorptionslänge)

3.2.1 Der Innendetektor.

Der Innendetektor /31/ besteht aus einer 2,4 m langen zylindrischen Driftkammer mit einer radialen Abmessung von 0,21 bis 0,79 m, die in einem Aluminiumtank un-

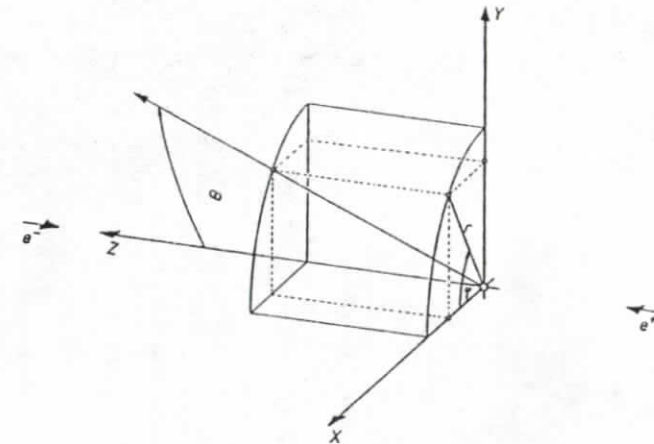


Abbildung 3.3 Koordinatensystem des JADE Detektors

tergebracht ist und mit einer Gasmischung aus 88,8% Argon, 8,6% Methan und 2,6% Isobutan unter 4 bar betrieben wird. Die Kammer ist in 96 Zellen unterteilt, die in 3 konzentrischen Ringen angeordnet sind. Jede Zelle enthält 16 Anodendrähte, die parallel zur Strahlachse gespannt sind. In einem großen Raumwinkelbereich ($|\cos \theta| < 0,83$) werden für jede Teilchenspur 48 Punkte gemessen. Innerhalb 97% des gesamten Raumwinkels stehen mindestens 8 Drähte zur Verfügung.

Die Driftkammer ermöglicht die dreidimensionale Rekonstruktion von Spuren. Die Position in der $r\phi$ -Ebene ergibt sich aus der Drahtposition und der Driftzeit mit einer Genauigkeit von 150 μm . Der Impuls eines Teilchens wird aus der Krümmung der Spur im Magnetfeld berechnet. Der Fehler in der Impulsmessung wurde mit Hilfe von Bhabha und μ -Paarereignissen bestimmt und ist ohne Verwendung des Wechselwirkungspunktes:

$$\sigma_p/p = 0,018 \cdot p \text{ (GeV/c) für } p > 2 \text{ GeV/c.} \quad (3.2)$$

Für Impulse kleiner als 2 GeV/c dominiert der Beitrag der Vielfachstreuung. Der Fehler beträgt $\sigma_p/p = 0,04$ und ist impulsunabhängig. Die Doppelspurauflösung, d.h. die Trennung dicht nebeneinanderliegender Spuren in der $r\phi$ -Ebene, beträgt 7,5 mm.

Da die Signaldrähte von beiden Seiten ausgelesen werden, ermöglicht die Differenz der integrierten Ladungen die Bestimmung der z-Position ($\sigma_z = 16\text{mm}$) und die Summe beider Signale den Energieverlust (dE/dx) des Teilchens. Die Kombination der Messung von Impuls und Energieverlust kann zur Teilchenidentifikation verwendet werden. Die dE/dx Auflösung beträgt 6,5 % für Elektronen aus der Bhabha-Streuung und 8,0% für Pionen in multihadronischen Ereignissen /32/.

3.2.2 Die Bleiglasschauerzähler.

Die Bleiglasschauerzähler dienen zur Energie- und Richtungsbestimmung von Photonen und Elektronen. Das Bleiglassystem ist unterteilt in ein zylinderförmiges Hodoskop, welches die Spule umgibt, und zwei Endkappen. Der zentrale Zylinder überdeckt den Winkelbereich $|\cos \theta| < 0,82$ und besteht aus 2520 keilförmigen Blöcken aus SF5 Bleiglas. Die innere Fläche eines einzelnen Blockes mißt $82,8 \times 106 \text{ mm}^2$ und die Tiefe 300 mm, was 12,5 Strahlungslängen entspricht. Die beiden Endkappen im Winkelbereich $0,89 < |\cos \theta| < 0,97$ enthalten jeweils 96 Blöcke SF5 Bleiglas mit den Abmessungen $140 \times 140 \times 223 \text{ mm}^3$, entsprechend 10,0 Strahlungslängen. Die einzelnen Blöcke sind mit einer Aluminium- und einer Kunststoffolie umwickelt, wodurch der überdeckte Raumwinkel um etwa 2 % reduziert wird. Jeder Block wird über einen Lichtleiter von einem Photomultiplier ausgelesen.

Die Winkelauflösung für elektromagnetische Schauer beträgt im Zentralschauerzähler $\sigma_\varphi = 0,7^\circ$, $\sigma_\theta = 0,6^\circ$, die Energieauflösung /33/

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{0,04}{\sqrt{E(\text{GeV})}} + 0,015. \quad (3.3)$$

Der Vergleich von Schauerenergie und dem im Innendetektor gemessenen Impuls ermöglicht die Identifizierung von Teilchen. Minimalionisierende Teilchen erzeugen im Bleiglas Čerenkovlicht, das einer elektromagnetischen Schauerenergie von etwa 0,4 GeV entspricht. Elektronen geben dagegen ihre gesamte Energie in einem elektromagnetischen Schauer ab. Hadronen können aber auch durch nukleare Wechselwirkungen im Bleiglas einen hadronischen Schauer erzeugen, so daß Energien von einigen GeV gemessen werden können.

3.2.3 Der Myon - Filter.

Den äußeren Teil des Detektors bildet ein kastenförmiges Absorbersystem zwischen dem 622 Driftkammern in 5 Lagen angeordnet sind /34/. Der Absorber besteht aus mit Eisen angereicherter Beton mit einer Wechselwirkungslänge von 22,9 cm. Der überdeckte Raumwinkel beträgt 92%. Vom Wechselwirkungspunkt aus muß ein Teilchen bei senkrechtem Einfall mindestens 6 Absorptionslängen (einschließlich dem Bleiglasschauerzähler von 0,9 und dem Magnetjoch von 0,7 Absorptionslängen, siehe Tabelle 3.1), durchdringen um die letzte Lage der Driftkammern zu erreichen. Myonen durchqueren den Absorber im allgemeinen ohne Großwinkelstreuung, während Elektronen und Hadronen aufgrund von elektromagnetischen Schauern bzw. nuklearen Wechselwirkungen absorbiert werden.

3.2.4 Datennahme und Trigger.

Die Elektronen- und Positronpakete kollidieren alle $3,8 \mu\text{s}$. Die Informationen aus allen Detektorkomponenten stehen nach etwa $4 \mu\text{s}$ für die Auslese zur Verfügung. Da die gesamte Auslese aber ca. 30 ms dauert, werden an die Ereignisse bestimmte Anforderungen gestellt, um nur physikalisch interessante Daten aufzuzeichnen und den Untergrund von Strahl-Gas und Höhenstrahlereignissen zu reduzieren. Die Triggerrate beträgt typischerweise 1 – 3 Hz bei einer Totzeit von weniger als 10%.

Die Triggerentscheidung geschieht in 3 Stufen. Etwa 250 ns nach dem induzierten Strahlsignal wird die Ausleseelektronik gestartet (T0). Die ersten Informationen (T1) liefern die Detektorkomponenten mit Photomultipliern (Flugzeit- und Bleiglasschauerzähler). Wenn ein Ereignis nicht akzeptiert wird, kann es verworfen werden, worauf die Elektronik in den Ausgangszustand zurückgesetzt wird, oder die Entscheidung wird auf die nächste Stufe verschoben. Diese benutzt die Informationen aus der Driftkammer (Spurtrigger, T2). Falls ein Ereignis noch nicht akzeptiert oder verworfen wurde, werden die Signale des Myon-Filters abgewartet (T3).

Für r Paarereignisse sind die folgenden Triggerbedingungen wesentlich:

- 1) die Schauerenergie im Bleiglaszylinder ist größer als 2 GeV (T1),
- 2) 2 Flugzeitähler haben angesprochen, die gesamte Schauerenergie ist größer als 1 GeV und mindestens eine Spur ist im Innendetektor rekonstruiert worden (T2),
- 3) 2 gegenüberliegende Flugzeitähler ($180^\circ \pm 13^\circ$) und weniger als 5 Flugzeitähler haben angesprochen, außerdem sind mindestens 2 Spuren im Innendetektor nachgewiesen worden (T2).

Die akzeptierten Ereignisse werden von 2 NORD Rechnern ausgelesen und zum DESY Rechenzentrum übertragen, wo sie auf Magnetbänder gespeichert werden und zur weiteren Analyse zur Verfügung stehen.

4. DATENANALYSE

Ein wesentlicher Teil dieser Arbeit besteht aus der Selektion von τ Paarereignissen aus den aufgezeichneten Daten. Zur späteren Analyse wird eine möglichst große Anzahl von Ereignissen mit einem minimalen Anteil von Untergrundreaktionen benötigt. Dieses Kapitel behandelt die Selektion der τ Paarereignisse, die Bestimmung des nach den Schnitten vorhandenen Untergrunds und die Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit für die selektierten τ Ereignisse.

4.1 Ereignisselektion

4.1.1 Ereignistopologie.

Zum besseren Verständnis der einzelnen Schritte der Datenselektion sollen zuerst die wesentlichen Merkmale der τ Ereignisse dargestellt werden. Im Gegensatz zu den leichteren Leptonen, den Elektronen und Myonen, ist die Lebensdauer der τ 's sehr klein. Die mittlere Zerfallslänge beträgt auch bei den höchsten PETRA Energien nur etwa 1 mm. Die erzeugten τ 's können daher nicht selbst im Detektor nachgewiesen werden, sondern nur ihre Zerfallsprodukte. Aufgrund der Verzweigungsverhältnisse des τ Zerfalls (siehe Abschnitt 2.3) erwartet man die meisten Ereignisse mit dem Zerfall in jeweils nur ein geladenes Teilchen (75%). Die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall der beiden τ 's in 1 bzw. 3 geladene Teilchen beträgt 23%, in jeweils 3 bzw. 2% und in 1 bzw. 5 geladene Teilchen weniger als 1%. Die 3-5 Topologie ist dagegen völlig vernachlässigbar. Die erwartete Anzahl von Spuren liegt also bei τ Ereignissen zwischen 2 und 6.

Ein weiteres wichtiges Merkmal neben der geringen Teilchenmultiplizität ist der kleine Transversalimpuls der Zerfallsprodukte bezüglich der ursprünglichen τ Richtung, da das Verhältnis der τ Masse zum Impuls klein ist. Mit steigender Strahlenergie bewegen sich die Zerfallsteilchen darum immer mehr als 2 kollineare "Jets" auseinander. τ Paare werden in niedrigster Ordnung als kollineare Teilchen erzeugt. Der Akollinearitätswinkel der nachgewiesenen Zerfallsprodukte wird aber durch die nicht beobachteten Neutrinos und zusätzlich durch abgestrahlte Photonen vergrößert.

Das gemessene Energiespektrum der τ Ereignisse hat infolge der fehlenden Neutrinos eine breite Verteilung. Der niederenergetische Untergrund läßt sich durch einen Schnitt in der beobachteten Energie abtrennen. Dieser Untergrund besteht aus Strahl-Gas und $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen, deren Wirkungsquerschnitt um viele Größenordnungen über dem der 1γ Annihilation liegt. Den weiteren Untergrund bilden Bhabha-Streuung und μ Paarerzeugung, deren Signatur zwei hochenergetische, kollineare Elektronen bzw. Myonen sind, und multihadronische Ereignisse, deren Merkmal eine große Teilchenmultiplizität und große invariante Masse des Endzustands ist.

Das Ziel dieser Analyse ist es, die erzeugten τ Paarereignisse mit großer Wahrscheinlichkeit nachzuweisen. Es werden deshalb alle τ Zerfallskanäle und Ereignistopologien selektiert. Dabei wird nur auf Ereignisse verzichtet, bei denen beide τ 's in Elektronen oder Myonen zerfallen, weil für diese Topologien der Untergrund von Bhabha-, μ Paar- und 2γ Ereignissen dominiert. Der Verzicht auf e^+e^- und $\mu^+\mu^-$ Zerfälle bedeutet einen Verlust von 6,1% der erzeugten τ Ereignisse. Bei der späteren Bestimmung der Asymmetrie (siehe Kapitel 6) und bei der Untersuchung von τ Paaren mit Bremsstrahlungsphotonen (siehe Kapitel 8) wird die Datenmenge auf Ereignisse mit genau einer geladenen Spur in einer Hemisphäre (1-N Topologie) beschränkt. Die Selektion von τ Paaren mit hoher Nachweiswahrscheinlichkeit erfordert relativ komplizierte Auswahlkriterien, die im folgenden Abschnitt diskutiert werden, und eine aufwendige Bestimmung des nach den angewendeten Schnitten noch vorhandenen Untergrunds an anderen Reaktionen (siehe Abschnitte 4.2 und 6.3).

4.1.2 Selektionskriterien.

Als Ausgangsmenge für die Datenselektion werden die sogenannten REDUCTWO /35/ Daten verwendet, bei denen durch sehr allgemeine Schnitte schon der Untergrund an Strahl-Gas Wechselwirkungen und kosmischen Ereignissen reduziert wurde. Ab 1982 wurden außerdem Ereignisse mit zwei kollinearen, hochenergetischen Schauern als Bhabha Untergrund verworfen. τ Ereignisse mit Zerfällen in Elektronen oder semileptonischen Zerfällen mit π^0 's können durch diesen Schnitt auch zurückgewiesen werden. Auf diesen Verlust wird später korrigiert. Die verwendeten REDUCTWO Daten haben schon erste Analyseprogramme durchlaufen. Dabei werden die im Innendetektor gemessenen Punkte zu Spuren rekonstruiert und benachbarte Bleiglasblöcke, in denen Energie deponiert wurde, zu Clustern zusammengefaßt.

Die eigentliche Selektion der τ Daten erfolgt aus praktischen Gründen in mehreren Schritten. Die erste Stufe reduziert überwiegend den niederenergetischen Untergrund, ohne dabei τ Paare im Bereich der Akzeptanz zu verwerfen. In der zweiten Reduktion werden spezielle Anforderungen zur Anreicherung von τ Ereignissen gestellt. Vor den endgültigen Schnitten werden die Daten der Driftkammer neu kalibriert und die Spuren unter Verwendung des Wechselwirkungspunktes, welcher durch Spuren aus der Bhabha-Streuung bestimmt wurde, neu angepaßt. Der Reduktionsfaktor beträgt für die beiden ersten Stufen jeweils etwa 0,1 und für die letzte 0,15 bis 0,2. Die wesentlichen Schritte der Datenreduktion sollen im folgenden beschrieben werden. Eine Zusammenfassung der verschiedenen Anforderungen und der durch sie bewirkten Reduktion des Untergrunds gibt Tabelle 4.1.

Anforderungen an Spuren. Die Anzahl aller im Innendetektor rekonstruierten Spuren soll zwischen 2 und 20 liegen. Für die sogenannten *guten* Spuren wird die Anzahl auf 2 bis 10 begrenzt. Die Kriterien für eine gute Spur sind:

- 1) Impuls $> 100 \text{ MeV}/c$,
- 2) Anzahl der gemessenen Punkte in der $r\varphi$ -Ebene ≥ 16 (von 48 möglichen Punkten),
- 3) Abstand der Spur vom Wechselwirkungspunkt in der $r\varphi$ -Ebene $< 20 \text{ mm}$ und
- 4) Abweichung des Vertex in z -Richtung $< 200 \text{ mm}$.

Durch die Begrenzung der Spurmultiplicität werden Strahl-Gas Wechselwirkungen und multihadronische Ereignisse reduziert, τ Ereignisse mit zusätzlichen Spuren (Photonkonversionen, elektromagnetischen Schauern, nuklearen Wechselwirkungen) aber nicht eliminiert. Die weiteren Anforderungen an Spuren beziehen sich immer auf die oben definierten *guten* Spuren.

Jedes Ereignis wird in zwei Hemisphären eingeteilt. Dazu wird der Winkel zwischen jeder Spur und der Spur mit dem größten Impuls berechnet und, wenn dieser größer als 90° ist, die Spur der gegenüberliegenden Hemisphäre zugeordnet. In beiden Hemisphären muß mindestens eine Spur liegen.

Spuren in 90° Kegeln. Durch die Vektorsumme der Spurimpulse in jeder Hemisphäre werden zwei Richtungsvektoren \vec{r}_1, \vec{r}_2 definiert. Es wird gefordert, daß sich alle Spuren in zwei Kegeln mit 45° halbem Öffnungswinkel zu \vec{r}_1 und \vec{r}_2 befinden.

Akollinearitätsschnitt. Der Akollinearitätswinkel ξ der so definierten Vektoren soll kleiner als 80° sein.

$$\xi = \arccos\left|\frac{\vec{r}_1 \cdot \vec{r}_2}{|\vec{r}_1||\vec{r}_2|}\right| < 80^\circ \quad (4.1)$$

Akzeptanzschnitt. Nur Ereignisse, bei denen für die Richtungsvektoren in beiden Hemisphären $|\cos \theta| < 0,76$ gilt, werden weiter akzeptiert. Dieser Schnitt gewährleistet, daß die Spuren im zylindrischen Teil der Bleiglaszähler liegen und vermeidet Randeffekte.

Impulsschnitt. Für Zweispurereignisse müssen die Impulse beider Spuren größer als $1,0 \text{ GeV}/c$ sein. Diese Anforderung verringert den Anteil von 2γ Ereignissen und ermöglicht außerdem eine bessere Teilchenidentifikation.

Flugzeitschnitte. Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung werden durch Schnitte in den Flugzeiten $t_{1,2}$, die mit den Flugzeitählern gemessen und auf den Einfallswinkel korrigiert wurden, aus der Datenmenge entfernt:

$$|t_1 - t_2| < 4 \text{ ns} \quad \text{und} \quad -1 \text{ ns} < t_{1,2} < 7 \text{ ns}. \quad (4.2)$$

Die Flugzeitschnitte werden nur auf Ereignisse mit 2 Spuren angewendet.

Vertexschnitte. Außerdem wird für alle Ereignisse gefordert, daß in jeder Hemisphäre für mindestens eine Spur der Abstand zum Strahlvertex in der $r\varphi$ -Ebene kleiner als 10 mm ist und die Abweichung des Ereignisvertex in der z -Richtung weniger als 80 mm beträgt. Die Vertexschnitte reduzieren Untergrund an kosmischer Höhenstrahlung und Strahl-Gas Wechselwirkungen.

Energieschnitt. Niederenergetischer Untergrund wird durch die Anforderung reduziert, daß die beobachtete Energie $E_{beob} = \sum |\vec{p}_{Sp}| + \sum E_{Cl}$, wobei über alle Spuren, aber nur über die Bleiglascluster im zylindrischen Teil summiert wird, größer als 40% der Strahlenergie E_S ist.

$$E_{beob} > 0,4 \cdot E_S \quad (4.3)$$

In Abb. 4.1 ist die Verteilung der beobachteten Energie vor dem Schnitt zusammen mit der von τ Monte-Carlo Ereignissen dargestellt.

Impulsbalance. Weiter wird gefordert, daß die Impulsbalance ausgeglichen ist. Sie ist definiert durch die auf die Strahlrichtung projizierte vektorielle Summe der Spurimpulse und Clusterenergien.

$$p_{bal} = \frac{\sum p_x + \sum E_x}{E_{beob}} \quad (4.4)$$

Aufgrund der geringen Energie des 2γ Systems und des kleinen Winkels zur Strahlachse ist ein Schnitt in der Impulsbalance besonders effektiv gegen $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen. Er wird aber nur auf Ereignisse angewendet, die in der z -Projektion akollinear sind, da die Impulsbalance für τ Ereignisse aufgrund der unbeobachteten Neutrinos oder bei Zerfällen in jeweils schauernde und minimalisierende Teilchen auch unausgeglichen sein kann. Es werden nur Ereignisse verworfen, für die gilt:

$$|p_{bal}| > 0,3 \quad \text{und} \quad |180^\circ - (\theta_1 + \theta_2)| > 40^\circ, \quad (4.5)$$

wobei θ_1 und θ_2 die Polarwinkel der Richtungsvektoren in beiden Hemisphären sind. Abb. 4.2 zeigt die zweidimensionale Verteilung der beiden Größen für Daten und die Monte-Carlo Simulation.

Invariante Masse. Da die invariante Masse der Zerfallsprodukte m_{inv} durch die τ Masse begrenzt ist, läßt sich der Anteil multihadronischer Ereignisse durch folgende Schnitte weitgehend eliminieren:

$$\begin{aligned} m_{inv} < 3 \text{ GeV}/c^2 & \quad \text{für jede der beiden Hemisphären,} \\ m_{inv} < 2 \text{ GeV}/c^2 & \quad \text{für mindestens eine Hemisphäre.} \end{aligned} \quad (4.6)$$

Dabei wurden zur Berechnung der invarianten Masse neben den Spuren alle Cluster innerhalb eines 90° Kegels um die Impulsvektorsumme verwendet und für die Spuren und Cluster angenommen, daß es sich um Pionen bzw. Photonen handelt. Die invariante Masse in der jeweiligen Hemisphäre ist für die Daten zusammen mit der Verteilung für τ Monte-Carlo Ereignisse in Abb. 4.3 aufgetragen.

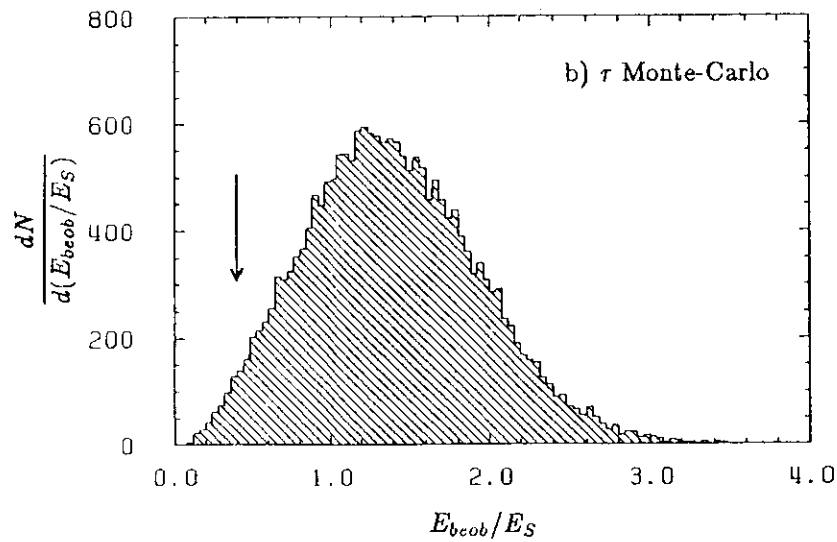
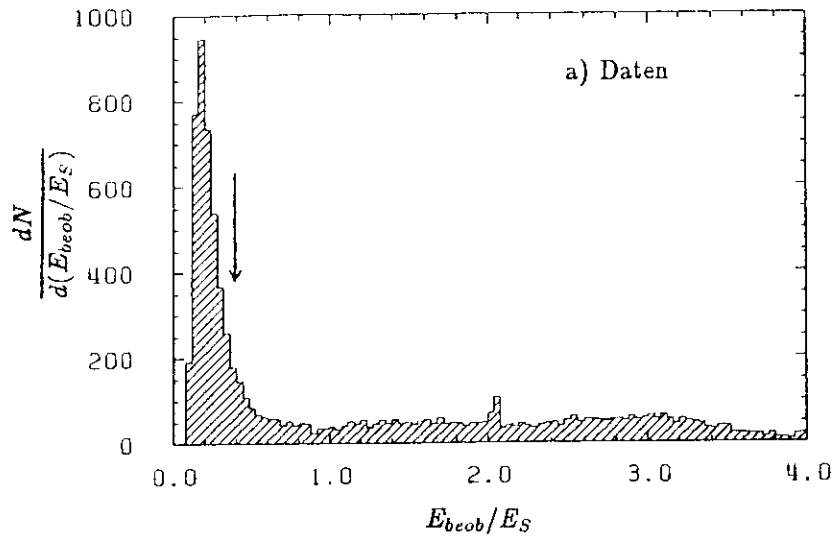


Abbildung 4.1 Häufigkeitsverteilung der beobachteten Energie von Daten (a) und τ Monte-Carlo Ereignissen (b).

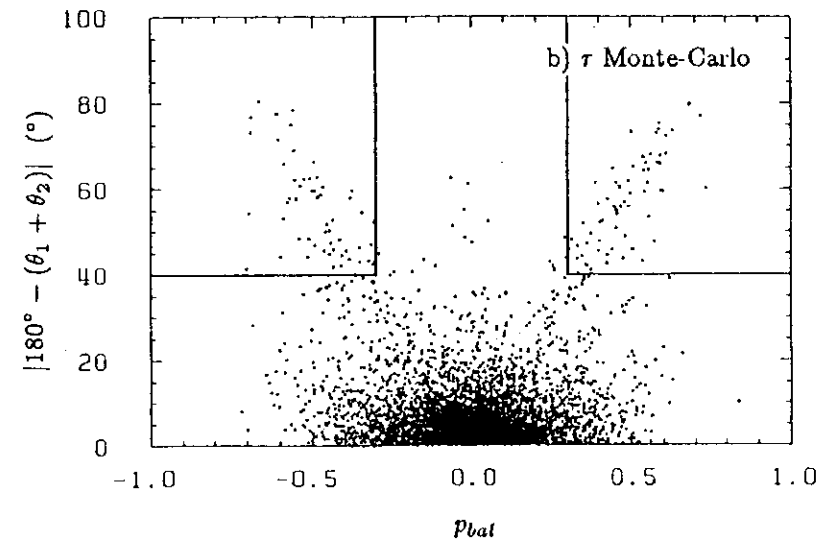
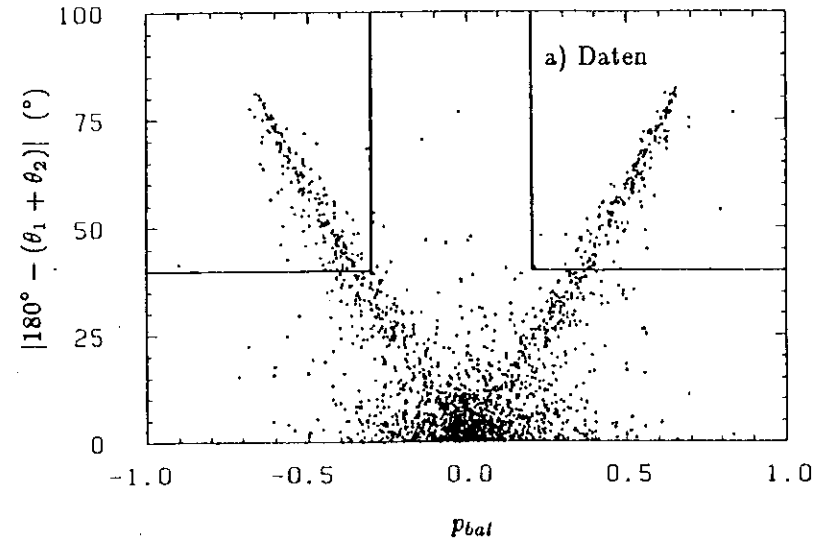


Abbildung 4.2 Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung der z-Projektion des Akollinearitätswinkels als Funktion der Impulsbalance von Daten (a) und τ Monte-Carlo Ereignissen (b). Die Monte-Carlo Verteilung entspricht der siebenfachen Luminosität.

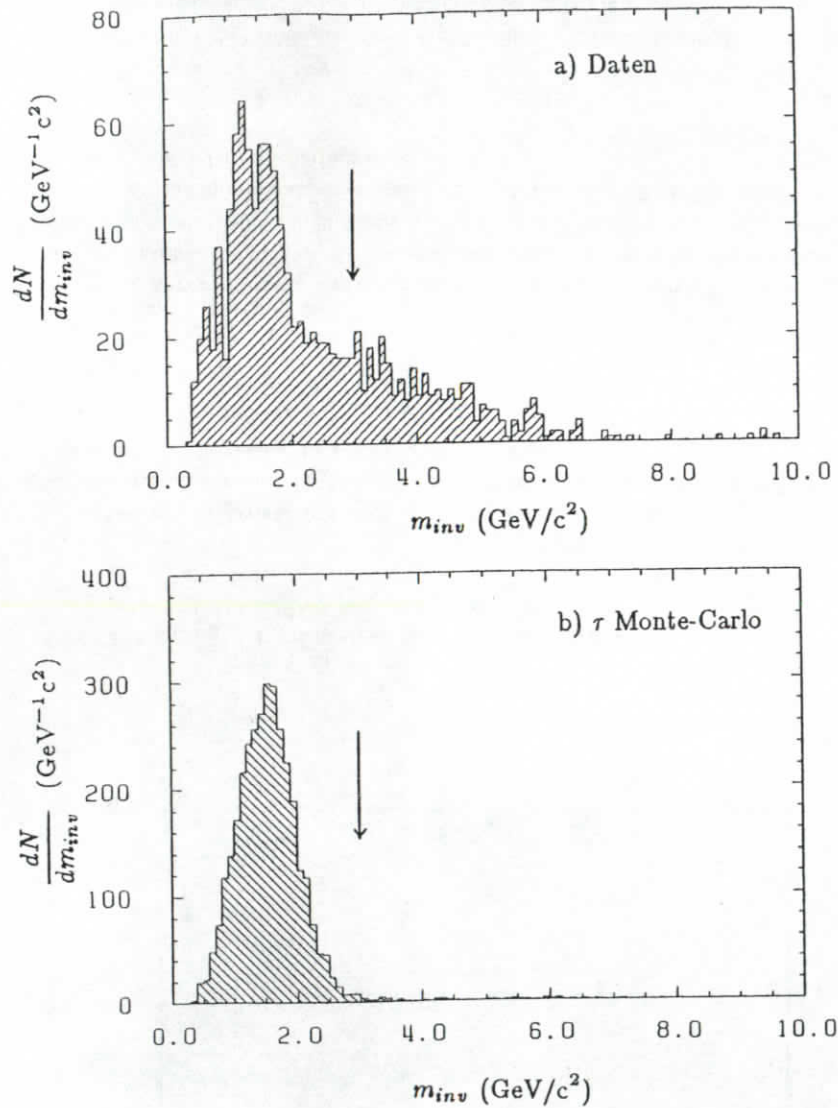


Abbildung 4.3 Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse in einer Hemisphäre mit mindestens zwei Spuren von Daten (a) und τ Monte-Carlo Ereignissen (b).

Bhabha-Schnitte. Der Wirkungsquerschnitt für Bhabha-Streuung liegt um mehrere Größenordnungen über dem der τ Paarerzeugung. Da diese Ereignisse außerdem extrem in Vorwärtsrichtung gestreut werden und ein geringer Untergrund die erwartete τ Asymmetrie verfälschen würde, werden verschiedene Bedingungen gestellt:

$$\begin{aligned}
 E_{tot} &= \sum E_{Cluster} < 1,6 \cdot E_S, \\
 \sum E_{geladeneCluster} &< 1,2 \cdot E_S, \\
 E_{maximalesCluster} &< 0,9 \cdot E_S.
 \end{aligned}
 \tag{4.7}$$

Der zweite und dritte Schnitt beziehen sich auf Bleiglascluster, denen eine Spur aus dem Innendetektor zugeordnet wurde.

Der Bhabha Untergrund läßt sich durch den Schnitt in der totalen Bleiglasenergie nicht vollständig eliminieren, da eine Spur auf einen defekten Block oder eine Lücke zwischen zwei Blöcken treffen kann und darum nicht die gesamte Energie im Bleiglas deponiert. Der Anteil der defekten Blöcke beträgt etwa 0,4%. Lücken zwischen den Blöcken werden dadurch verursacht, daß die einzelnen Blöcke mit lichtundurchlässiger Folie umwickelt sind, wodurch der überdeckte Raumwinkel um 2% eingeschränkt wird. Infolge der Krümmung der Spuren im Magnetfeld ist der Verlust an hochenergetischen Elektronen aber kleiner als 1%. Außerdem gibt es Bhabha Ereignisse mit Bremsstrahlungsfotonen, bei denen das Photon im Strahlrohr verloren geht und daher nur eine reduzierte Energie mit den Schauerzählern nachgewiesen wird. Der Anteil von Bhabha Ereignissen kann durch Schnitte in der Energie des maximalen Clusters (Gl. 4.7) und im Akoplanaritätswinkel weiter reduziert werden.

In Abb. 4.4 ist der Akoplanaritätswinkel ζ für Zweispurereignisse vor den Schauerenergieschnitten in Abhängigkeit von der gesamten Bleiglasenergie aufgetragen. Es sind deutlich zwei Anhäufungen von Eintragungen bei kleinen Akoplanaritätswinkeln zu erkennen: bei großen Energien, die durch Bhabha (e^+e^- und $e^+e^- \gamma$) Ereignisse verursacht wird, und bei kleinen Energien (μ Paarereignisse). Die Verteilung der gesamten Schauerenergie E_{tot} (Projektion von Abb. 4.4) ist in Abb. 4.5 für die Daten dargestellt und wird mit τ Monte-Carlo Ereignisse verglichen.

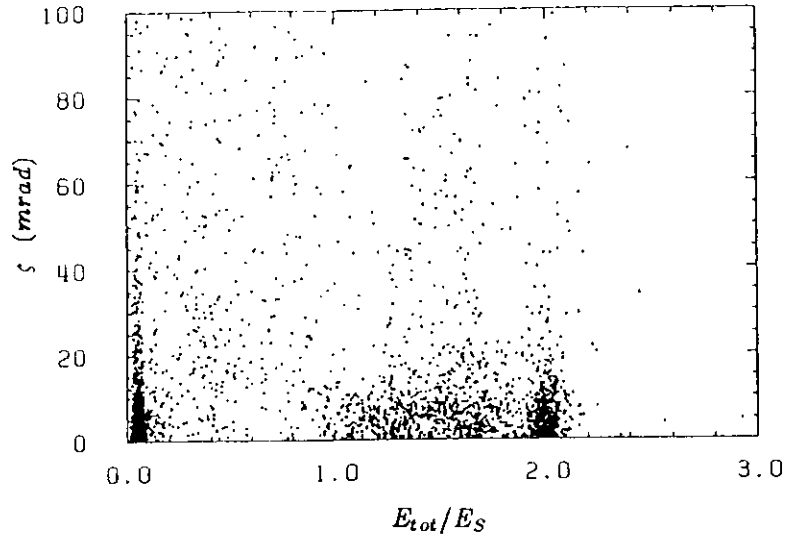


Abbildung 4.4 Zweidimensionale Verteilung des Akoplanaritätswinkels in Abhängigkeit von der totalen Bleiglasschauerenergie.

Die Akoplanaritätsverteilung nach dem Schnitt $E_{tot} < 1,6 \cdot E_S$ wird in Abb. 4.6 für Zweispurereignisse und die Monte-Carlo Simulation gezeigt. Es wird außerdem gefordert, daß der Akoplanaritätswinkel größer als 10 mrad ist:

$$\zeta = \arccos \left\{ \frac{(\vec{r}_1 \times \hat{z}) \cdot (\vec{r}_2 \times \hat{z})}{|(\vec{r}_1 \times \hat{z})| |(\vec{r}_2 \times \hat{z})|} \right\} > 10 \text{ mrad} \quad (4.8)$$

Elektronenpaarereignisse. Elektronenpaare aus der $\gamma\gamma$ Wechselwirkung oder der radiativen Bhabha-Streuung werden aus der Datenmenge entfernt. Zur Identifikation von Elektronen wird bei einer eindeutigen Cluster-Spurzuordnung das Verhältnis von Clusterenergie und Spurimpuls verwendet. Eine Spur wird als ein Elektron identifiziert, wenn die folgenden Kriterien erfüllt sind:

$$E > 1 \text{ GeV} \quad \text{und} \quad E/p > 0,6. \quad (4.9)$$

In Abb. 4.7 ist das Verhältnis von Energie und Impuls für beide Hemisphären aufgetragen. Elektronenpaare ergeben eine Anhäufung bei $E_1/p_1 \approx E_2/p_2 \approx 1$.

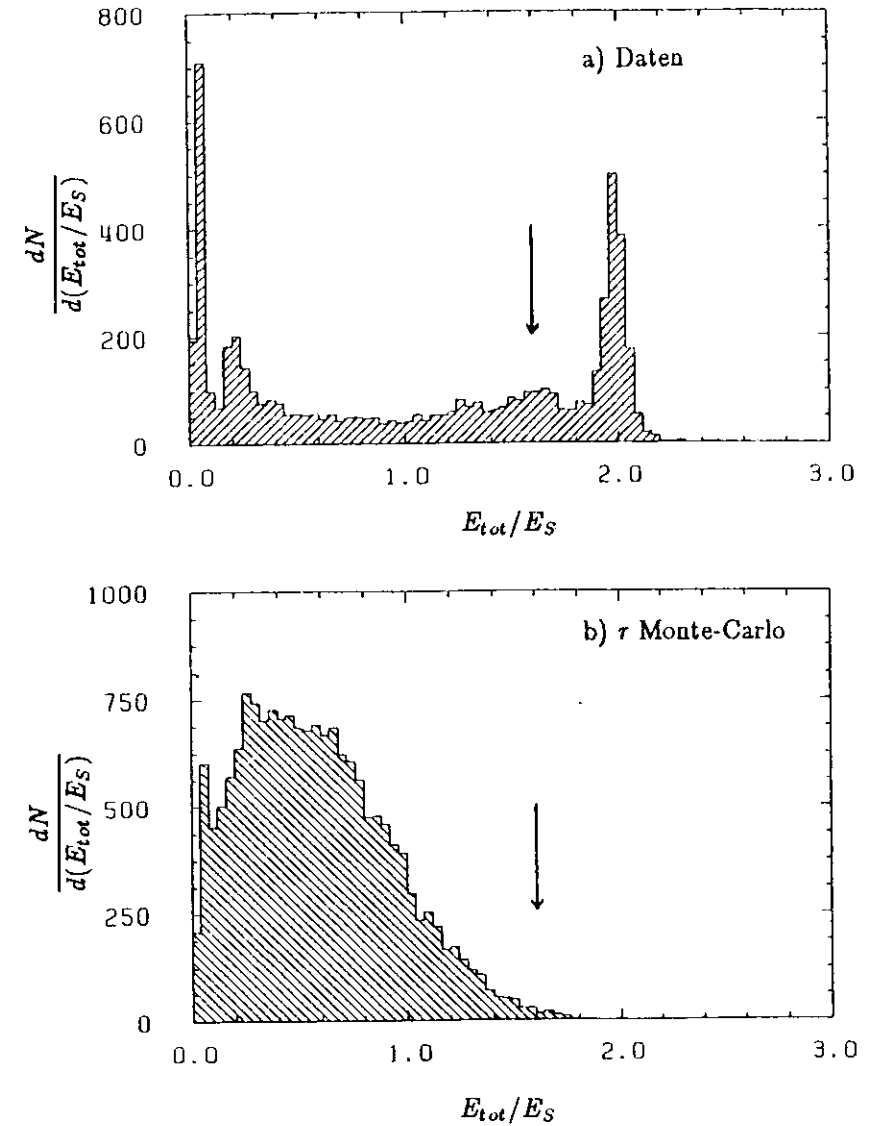


Abbildung 4.5 Häufigkeitsverteilung der totalen Bleiglasschauerenergie von Daten (a) und r Monte-Carlo Ereignissen (b).

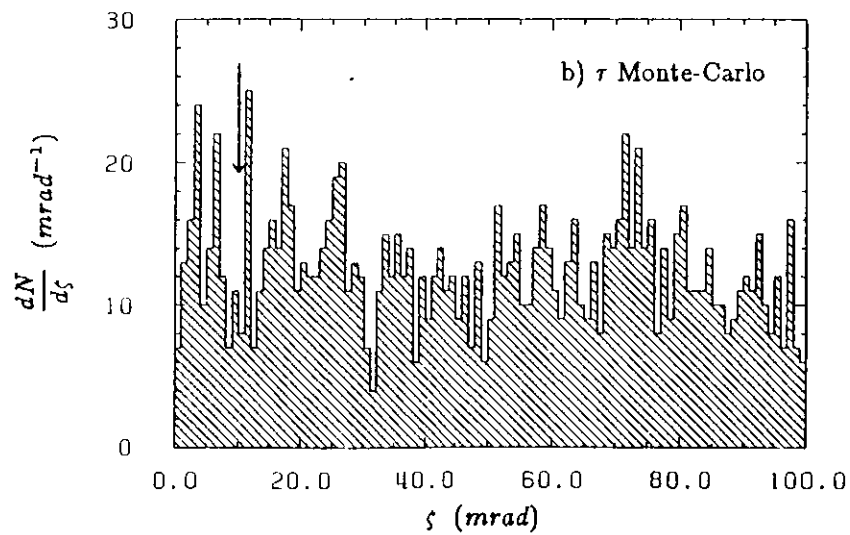
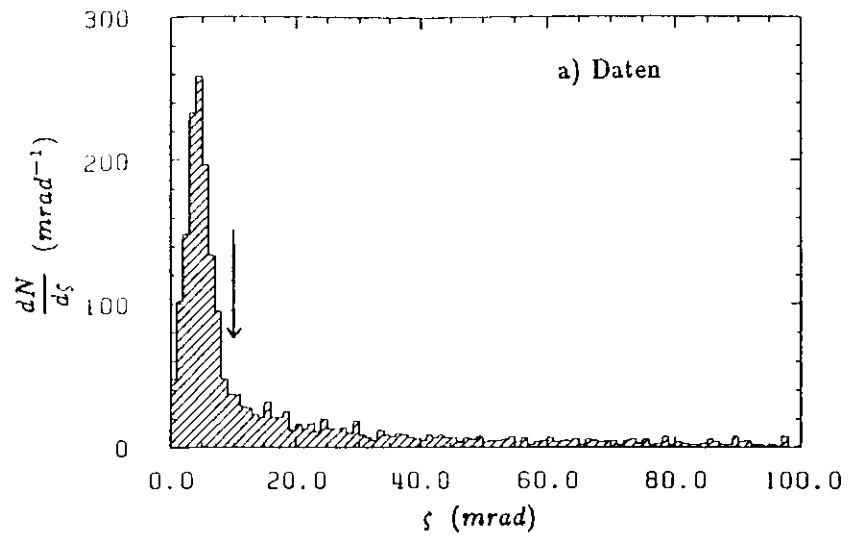


Abbildung 4.6 Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels nach dem Schnitt in der totalen Schauerenergie von Daten (a) und τ Monte-Carlo Ereignissen (b).

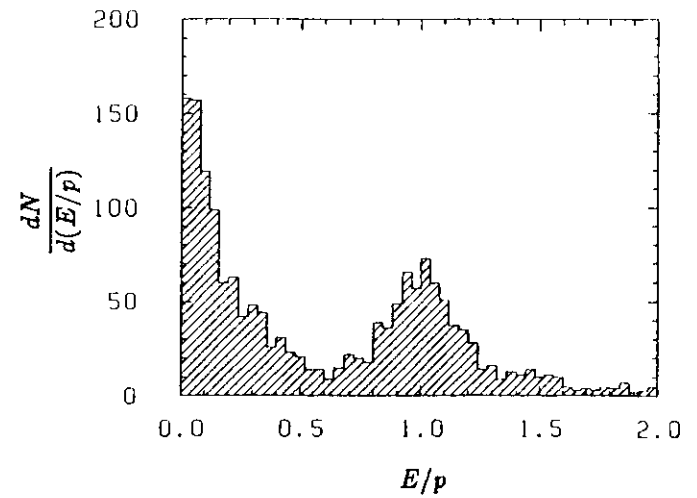
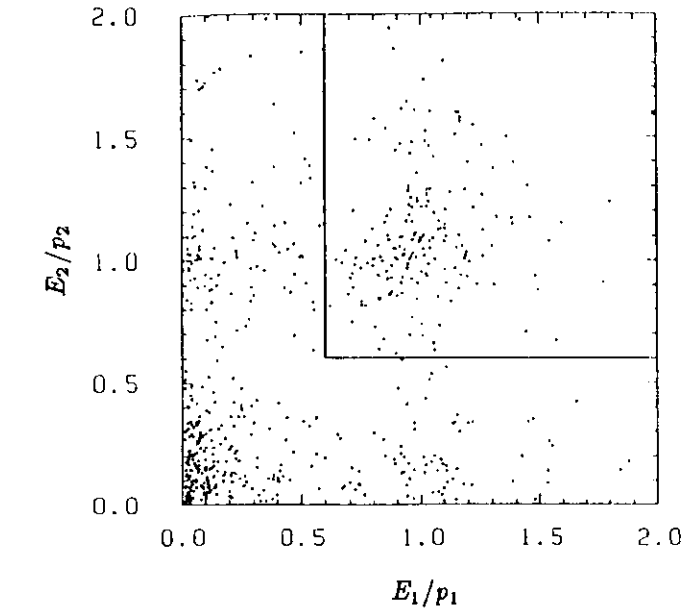


Abbildung 4.7 Zweidimensionale Verteilung des Verhältnis Schauerenergie zu Spurimpuls in beiden Hemisphären und Projektion

Für Ereignisse mit einem identifizierten Elektron und nicht eindeutiger Clusterzuordnung, z.B. durch Spuren aus Photonkonversionen, in der anderen Hemisphäre wird verlangt, daß die invariante Masse dieser Spuren kleiner als $150 \text{ MeV}/c^2$ ist. Bei der Berechnung der invarianten Masse wurde angenommen, daß die Spuren Elektronen sind.

Myon-Schnitte. Die Informationen des Myon-Filters werden benutzt um μ - Paare (μ - Paarerzeugung durch 1γ Annihilation oder $\gamma\gamma$ Wechselwirkung und Höhenstrahlereignisse) zu eliminieren. Zur Myonidentifikation wird verlangt, daß mindestens 2 Driftkammern des Myon-Filters außerhalb des Magnetjochs angesprochen haben und die gemessenen Koordinaten mit der aus dem Innendetektor extrapolierten Spur übereinstimmen. Es darf höchstens eine Driftkammer mit Ausnahme der äußersten fehlen. Ereignisse mit 2 Spuren werden verworfen, falls die Impulse beider Spuren größer als $1,8 \text{ GeV}/c$ sind und eine der folgenden Bedingungen erfüllt ist:

- 1) beide Spuren werden als Myonen identifiziert,
- 2) eine Spur wird als Myon identifiziert und die zweite Spur trifft auf defekte Driftkammern oder nicht überdeckte Bereiche des Raumwinkels und deponiert weniger als 1 GeV im Bleiglasschauerzähler.

Eine Übersicht, welche Untergrundereignisse durch die jeweiligen Schnitte verworfen werden, gibt Tab. 4.1. Nach dieser Datenselektion beträgt die Anzahl von Ereignissen 4033.

Reaktion										
	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\gamma$	$e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$	$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$	$e^+e^- \rightarrow e^+e^-q\bar{q}$	Höhenstrahlung	Strahl-Gaswechselwirkungen
Schnitt										
Anzahl Spuren				•						•
Spuren in 90° Kegeln				•					•	
Akzeptanz	•	•			•	•	•	•		
1-1 Ereignisse $p > 1 \text{ GeV}/c$					•	•	•			•
Flugzeit									•	
Ereignisvertex									•	•
beobachtete Energie					•	•	•	•	•	•
Impulsbalance		•			•	•	•	•		•
invariante Masse				•				•		
gesamte Bleiglasenergie	•	•								
maximale Clusterenergie	•	•								
Akoplanaritätswinkel	•	•	•						•	
$e - e$ Ereignisse	•	•			•					
$\mu - \mu$ Ereignisse			•			•				

Tabelle 4.1 Übersicht der Schnitte zur Reduktion des Untergrunds (• wesentliche Reduktion, • geringere Reduktion)

4.1.3 Graphische Überprüfung der Ereignisse.

Alle akzeptierten Ereignisse wurden mit Hilfe des JADE-Graphiksystems /36/ angesehen um noch verbliebene Untergründereignisse weiter zu reduzieren. Die wesentlichen Kriterien werden im folgenden dargestellt.

In den Reduktionsprogrammen werden keine Anforderungen an die Spurtopologie oder die Summe der Spurladungen gestellt. Jetzt werden nur Ereignisse akzeptiert mit einer isolierten Spur und einer beliebigen Anzahl von Spuren in der gegenüberliegenden Hemisphäre oder Ereignisse mit nicht mehr als drei Spuren in jeder Hemisphäre, wobei nur Spuren vom Wechselwirkungspunkt berücksichtigt und Photonkonversionen nicht mitgezählt werden. Ereignisse mit einer nuklearen Wechselwirkung im Strahlrohr oder der Drucktankwand werden akzeptiert, wenn eine isolierte Spur vorhanden ist. Der multihadronische Untergrund wird aufgrund dieser topologischen Kriterien weiter reduziert. Multihadronische Ereignisse werden im Reduktionsprogramm nicht durch die Schnitte in der invarianten Masse verworfen, wenn Spuren infolge von Wechselwirkungen nicht die Kriterien für gute Spuren erfüllen und darum bei der Berechnung der invarianten Masse nicht mit verwendet werden.

Die Flugzeit- und $\mu\mu$ Schnitte werden nur auf Ereignisse mit 2 guten Spuren angewendet, so daß μ Paare und Höhenstrahlereignisse mit zusätzlichen Spuren (z.B. δ -Elektronen, Photonkonversionen und kosmische Schauer) weiter in den akzeptierten Daten vorhanden sind und am Bildschirm erkannt werden.

Ereignisse mit einem schauernden Teilchen ($E_{Cl} > 1/3 \cdot E_S$) werden als Bhabha-Kandidaten verworfen, wenn der Bleiglascluster der zweiten Spur einen defekten Block enthält oder die Spur genau zwischen zwei Blöcken auftritt.

Schließlich gab es kurze Meßperioden mit defekten Detektorkomponenten (eine Hälfte der Bleiglaszähler defekt, keine Signale des Myon-Filters, defekte z-Auslese des Innendetektors). Da die verwendeten Auswahlkriterien relativ unempfindlich gegen derartige Defekte sind, werden solche Ereignisse nicht durch die Schnitte entfernt, aber am Bildschirm erkannt.

In Tab. 4.2 ist das Ergebnis der graphischen Überprüfung dargestellt. Es verbleiben 2919 Ereignisse als τ Kandidaten.

Meßperiode	81 - 82	82 - 84
Reaktion	Ereignisse	Ereignisse
$\tau\tau$	2177	624
$\tau\tau$ mit Kernwechselwirkung	98	20
$\mu\mu$	145	33
Höhenstrahlung	147	209
Bhabha	85	30
$q\bar{q}$	71	18
$e\bar{e}q\bar{q}$	60	16
$e\bar{e}$	90	28
$e\bar{e}\mu\mu$	33	16
$e\bar{e}\tau\tau$	4	4
nicht identifiziert (kein τ)	121	4
Summe	3031	1002

Tabelle 4.2 Ergebnis der graphischen Überprüfung

Abbildung 4.8 zeigt die graphische Darstellung eines τ Ereignisses in der xy Projektion mit τ Zerfällen in $\mu^- \nu_\mu \nu_\tau$ und $e^+ \nu_e \nu_\tau$.

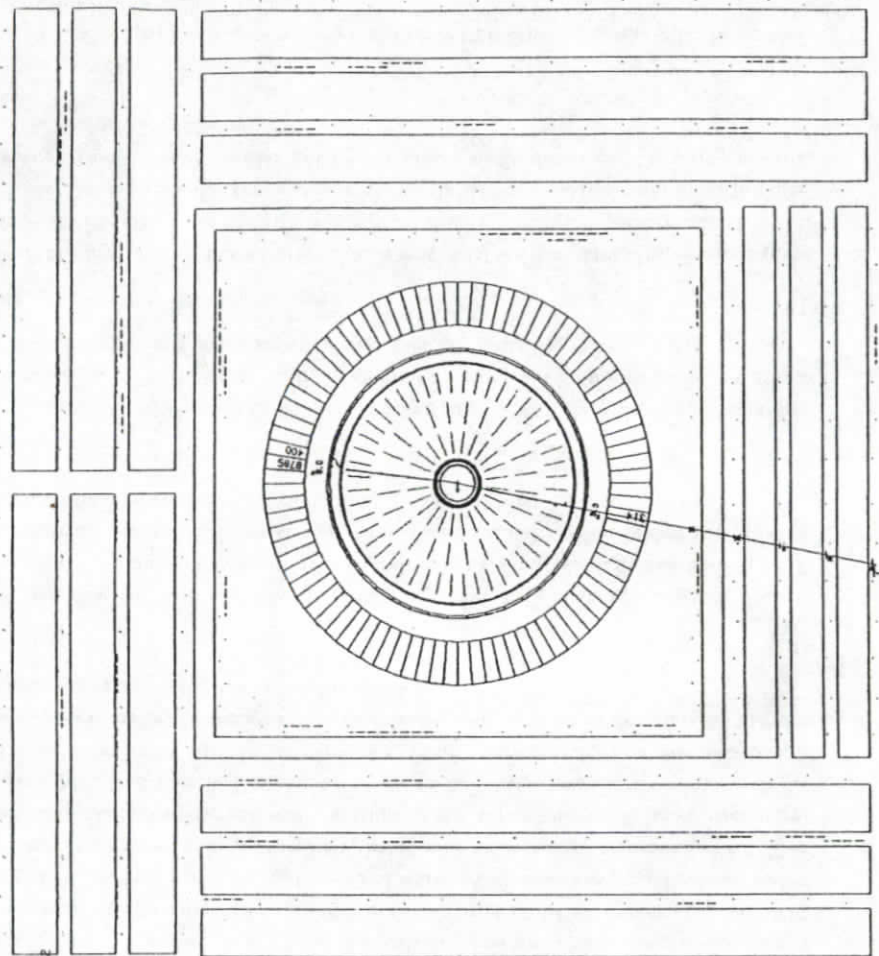
JADE

10786 4018 131
 IDBITS 123
 ELGDT0 9531
 MUMTTS 8
 LCCYL 9502
 LCCAPS 0 28
 FVCAPE 0 516

BANK PATA 6 NR OF TRACKS
 NR -- PHSEFF PHSEZ/PHI PHI
 PIOT PLONG PTRANS COSTHE
 MODUL CNIP MUPR

1. 0.19/48 26.5/AN 282.0
 4.055 1.395 3.807 0.344
 2. 0.65 1.00 0.010
 0.24/48 23.5/26 96.8
 14.046 -0.687 12.952 -0.476

BANK LCCL 1 NR OF CLUSTERS 2
 NR 1 BARREL CHARGE 102
 E 10.37N FI 97.6 COST-0.475
 NR 2 BARREL CHARGE 101
 E 0.359 FI 280.7 COST 0.390



NR SUMS (GEV) NR PHSEFF PHSEZ/PHI PHI
 TOTAL CLUSTER ENERGY 10.738 PHOTON ENERGY 0.0 NR OF PHOTONS 0

Abbildung 4.8 τ Ereignis mit τ Zerfällen in $\mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$ und $e^+ \nu_e \bar{\nu}_\tau$

4.2 Untergrund

Auch nach den Selektionsschnitten enthalten die Daten noch Untergrundereignisse, die nicht von τ Paaren unterschieden werden können oder sich nur durch eine wesentliche Verschärfung der Schnitte weiter reduzieren lassen. Der Anteil von Untergrundreaktionen wurde mit Hilfe von Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Dazu wurden Ereignisse für die verschiedenen Prozesse generiert, der Detektor mit den bekannten Auflösungen und Defekten simuliert und anschließend die gleichen Analyse- und Reduktionsprogramme einschließlich der graphischen Überprüfung angewendet.

Zusätzlich wurden die Verteilungen verschiedener Meßwerte der selektierten Daten mit denen von τ Monte-Carlo Ereignissen verglichen, um die Detektorsimulation zu überprüfen und um außerdem Anzeichen für weiteren Untergrund zu untersuchen. Ein Vergleich von Verteilungen ermöglicht im allgemeinen keine eindeutige Aussage über die Detektorsimulation und die Untergrundabschätzung, weil beide fehlerhaft sein können und dann möglicherweise wieder zu einer guten Übereinstimmung führen. Diese Methode kann aber doch zur Überprüfung der Detektorsimulation und der Untergrundberechnung verwendet werden, da differentielle Verteilungen untersucht werden und verschiedene Meßgrößen für die gleichen Untergrundreaktionen sensitiv sind.

Die Untergrundbestimmung wurde für zwei Strahlenergien von 17,3 und 22,1 GeV durchgeführt. Die bei der folgenden näheren Beschreibung der verschiedenen Monte-Carlo Rechnungen angegebene Anzahl von Untergrundereignissen bezieht sich auf 17,3 GeV. Zum besseren Verständnis wird außerdem jeweils der Untergrundanteil, bezogen auf die Anzahl der beobachteten τ Paare, in Prozent angegeben. In Tabelle 4.4 ist der Untergrund für beide Energien zusammenfassend dargestellt.

4.2.1 $\gamma\gamma$ Reaktionen.

Der totale Wirkungsquerschnitt für $\gamma\gamma$ Reaktionen $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\ell^+\ell^-$, $\ell = e, \mu, \tau$ steigt mit höherer Schwerpunktsenergie proportional zu $(\ln s/m_\ell^2)^2 \ln s/m_\ell^2$ an, während der Wirkungsquerschnitt für die 1γ Annihilation mit $1/s$ sinkt. Bei einer Schwerpunktsenergie von 34 GeV ist $\sigma_{e^+e^-e^+e^-} = 15$ mb und $\sigma_{e^+e^-e^+\mu^-} = 190$ nb /37/ und liegt damit um viele Größenordnungen über $\sigma_{\tau^+\tau^-} = 72,3$ pb. Aufgrund der größeren τ Masse ist $\sigma_{e^+e^-e^+\tau^-}$ geringer und beträgt 110 pb /38/. Da die Energieverteilung der Photonen die Form eines Bremsstrahlungsspektrums zeigt, ist die Energie des 2γ Systems im allgemeinen sehr gering und der Streuwinkel zur Strahlachse klein. Die wesentlichen Schnitte zur Eliminierung von 2γ Ereignissen sind die Anforderungen an die beobachtete Energie und die Impulsbalance. Bei $e^+e^-e^+e^-$ und $e^+e^-e^+\mu^-$ Ereignissen werden in der Regel nur zwei Spuren im Innendetektor nachgewiesen und deshalb in der Datenselektion als Elektronen- oder Myonpaare verworfen. $e^+e^-e^+\tau^-$ Ereignisse lassen sich dagegen im allgemeinen nicht von Annihilations τ Ereignissen

unterscheiden und können nur durch Schnitte in den Energie-, Impuls- und Winkelverteilungen reduziert werden.

Zur Bestimmung des Untergrunds wurden Monte-Carlo Ereignisse generiert. Die Feynman-Diagramme für $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen der Ordnung α^4 sind in Abb. 4.9 dargestellt, dominierend sind dabei die beiden multiperipheren Diagramme (Abb. 4.9a). Die Ereignisse wurden mit einem Programm von Vermaseren /38/ generiert, welches nur die beiden multiperipheren Diagramme verwendet. Aufgrund der Anforderungen, die in der Datenselektion gestellt werden, können auch Beiträge der anderen Diagramme von Bedeutung sein. Darum wurden zusätzlich Ereignisse unter Berücksichtigung aller Graphen der Ordnung α^4 (siehe Abb. 4.9) mit einem Programm von Berends, Daverfeldt und Kleiss /39/ generiert.

Der größte Anteil von Untergrundereignissen ergibt sich aus der Monte-Carlo Rechnung für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\tau^+\tau^-$. Nach Anwendung der Selektionsprogramme verbleiben bei Berücksichtigung der multiperipheren Diagramme $63,2 \pm 6,4$ Ereignisse und nach dem Berends, Daverfeldt, Kleiss Programm (B,D,K) $65,7 \pm 6,2$ Ereignisse, d.h. der Untergrund läßt sich in guter Näherung durch die Verwendung der multiperipheren Diagramme berechnen. Durch die graphische Inspektion wird dieser Untergrund weiter auf $48,1 \pm 5,3$ Ereignisse (B,D,K) reduziert, was $(2,1 \pm 0,2)\%$ der beobachteten τ Ereignisse entspricht. Der Untergrund für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ beträgt $12,9 \pm 6,5$ Ereignisse $(0,6 \pm 0,3)\%$ und für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ $5,3 \pm 5,3$ Ereignisse bzw. $(0,2 \pm 0,2)\%$. Die Beiträge der Diagramme 4.9 b),c) und d) sind dabei vernachlässigbar.

Die Produktion von Hadronen durch $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen läßt sich mit Hilfe verschiedener Modelle erklären. Die experimentell beobachtete 2 Jetstruktur von hadronischen 2γ Ereignissen bei großen Transversalimpulsen wird beschrieben durch das Quark Parton Modell, das heißt durch die Erzeugung von punktförmigen Quarks mit anschließender Fragmentation in Hadronen /40,41/. Diese Reaktionen haben ähnliche Charakteristika wie die hier selektierten τ Paare und können darum als Untergrund vorhanden sein. Die Monte-Carlo Rechnung /38/ wurde für u,d und c Quarks durchgeführt. Für die Quarkmassen wurde $m_{u,d} = 0,3$ und $m_c = 1,5 \text{ GeV}/c^2$ angenommen. Der Beitrag von s Quarks kann vernachlässigt werden, weil der Wirkungsquerschnitt sich proportional zu e_q^4 verhält, wobei e_q die Quarkladung ist.¹ Die Erzeugung von b Quarks ist wegen der großen Quarkmasse für diese Analyse ohne Bedeutung. Die Monte-Carlo Rechnung ergibt einen Untergrund von $11,5 \pm 2,8$ Ereignissen $((0,5 \pm 0,1)\%)$.

¹Die Erzeugung von d Quarks wurde berücksichtigt, da für u und d Quarks die gleichen Massen angenommen wurden und so beide Beiträge gleichzeitig mit dem Vermaseren Programm berechnet werden konnten.

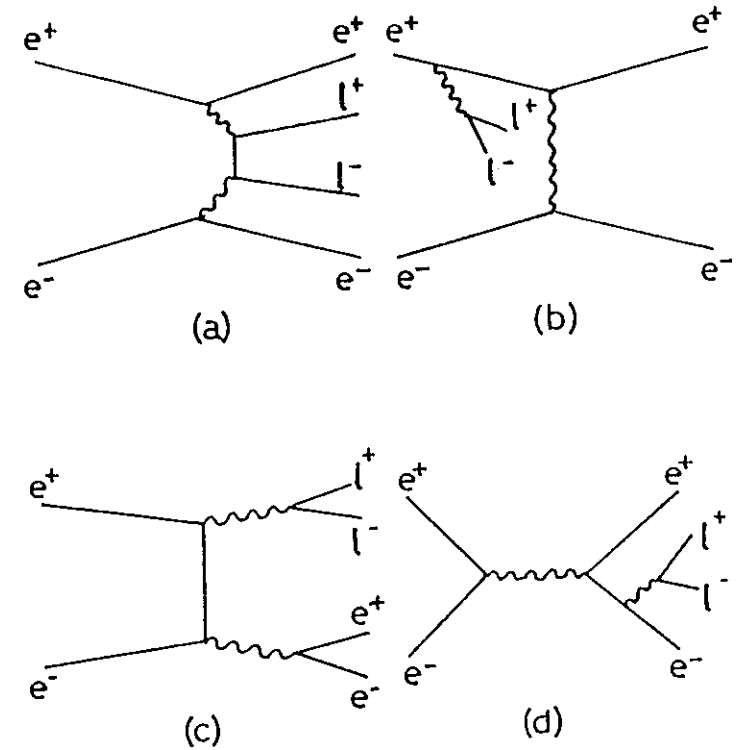


Abbildung 4.9 Feynman-Diagramme für $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen : a) multiperiphäre, b) Bremsstrahlungs-, c) Konversions- und d) Anihilationsdiagramme

Zusätzlich zur Untersuchung des Untergrunds von hadronischen 2γ Ereignissen nach dem Quark Parton Modell wurden Ereignisse nach dem Vektormeson Dominanz Modell (GVDM) /42/ generiert /38,43/. Der Untergrund besteht aus $6,9 \pm 4,9$ Ereignissen ($(0,3 \pm 0,2)\%$).

Durch Vergleich der Akollinearitäts- und der Energieverteilung der Daten mit τ Monte-Carlo Ereignissen kann der Untergrund von $\gamma\gamma$ Wechselwirkung überprüft werden, da 2γ Ereignisse gegenüber τ Paaren größere Akollinearitätswinkel und eine geringere beobachtete Energie aufweisen. Abb. 4.10 zeigt die Akollinearitätsverteilung, die Übereinstimmung mit der Monte-Carlo Simulation ist gut.

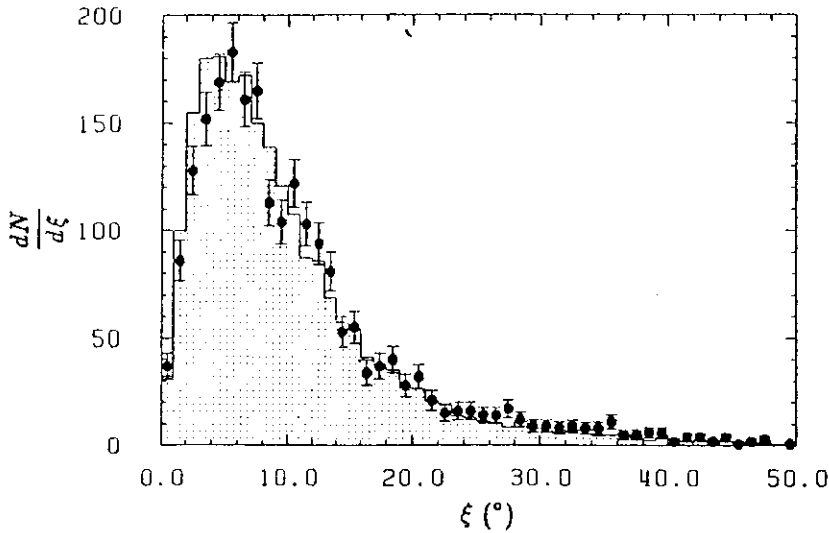


Abbildung 4.10 Vergleich der Häufigkeitsverteilung des Akollinearitätswinkels von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

Das beobachtete Energiespektrum (Abb. 4.11) zeigt dagegen eine systematische Verschiebung, die aber nicht auf Untergrundereignisse zurückzuführen ist, da die Schauerenergie eine gute Übereinstimmung zeigt (Abb. 4.12), sondern auf eine ungenügende Beschreibung der Impulsverteilung (Abb. 4.13).

Die Verschiebung der Energieverteilung wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts als Korrektur berücksichtigt (siehe Abschnitt 4.3.2). Ein weiteres Merkmal von 2γ Ereignissen ist der im Vergleich zu τ Paaren größere mittlere Öffnungswinkel zwischen Spuren. Diese Verteilung ist in Abb. 4.14 dargestellt und stimmt gut mit der

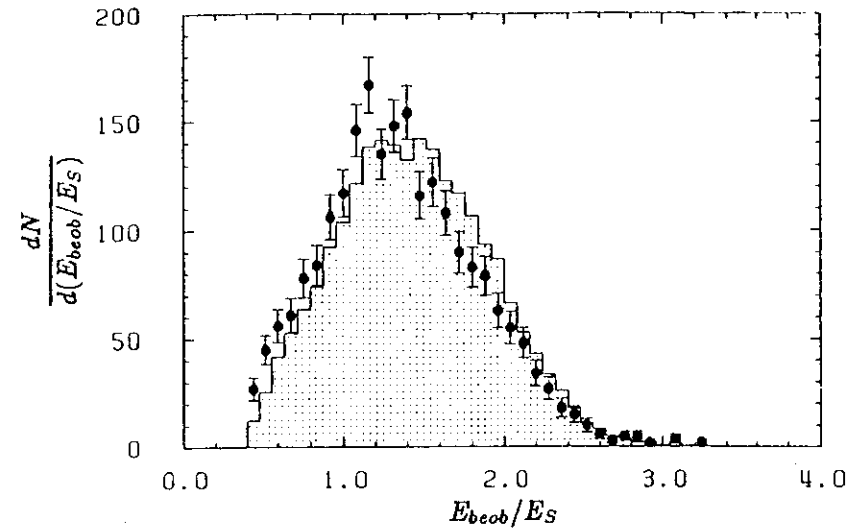


Abbildung 4.11 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der beobachteten Energie von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

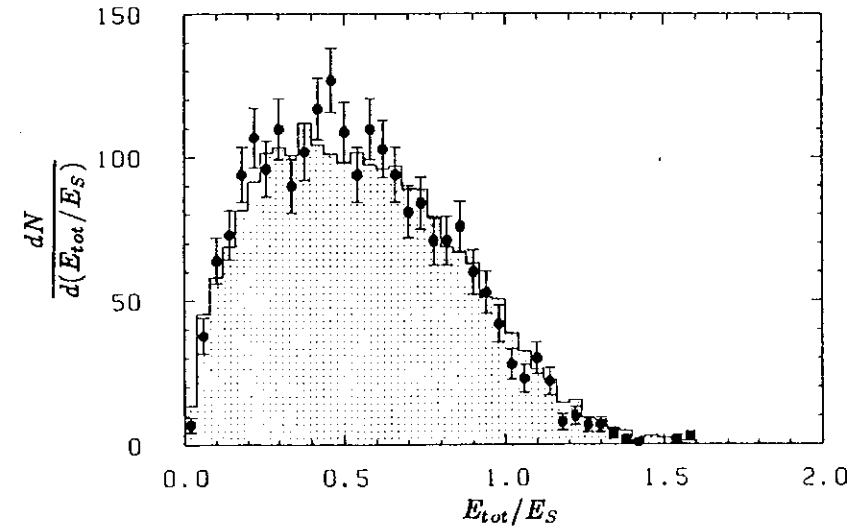


Abbildung 4.12 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Bleiglaschauerenergie von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

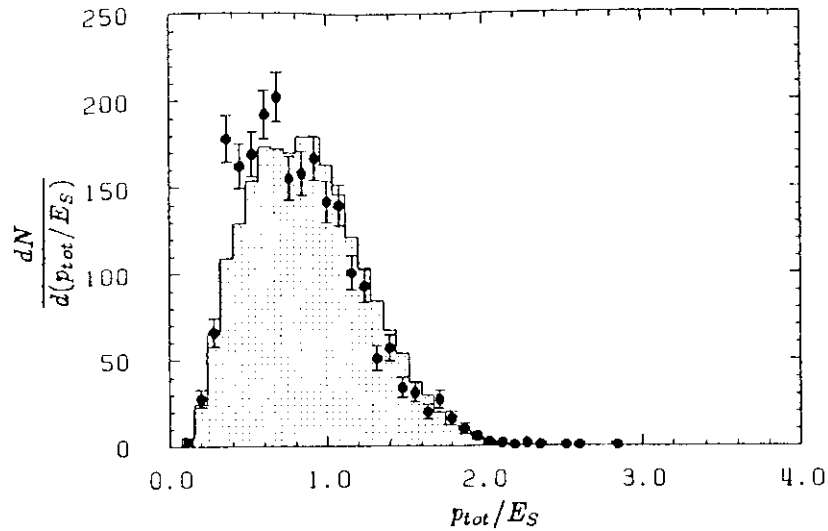


Abbildung 4.13 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Summe der Spurimpulse von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

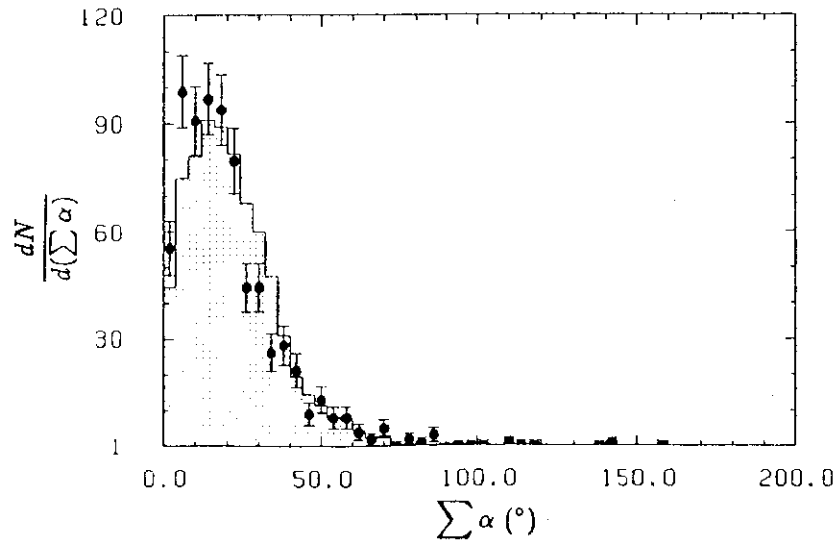


Abbildung 4.14 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Summe der Öffnungswinkel zwischen Spuren in einer Hemisphäre von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

Erwartung überein. Aus diesem Vergleich ergeben sich keine Anzeichen für weiteren Untergrund von $\gamma\gamma$ Reaktionen.

4.2.2 Multihadronische Ereignisse.

Zur Bestimmung des Untergrunds an multihadronischen Ereignissen der 1γ Anihilation wurden $q\bar{q}$ Zustände mit Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen generiert und die Quarks nach dem LUND Modell /44/ in Hadronen fragmentiert. Intensive Analysen von multihadronischen Ereignissen haben gezeigt, daß dieses Modell die experimentellen Daten gut beschreibt /45/. Bei der τ Selektion wird dieser Untergrund durch die Schnitte in der Anzahl der Spuren, der invarianten Masse und der Anforderung, daß alle Spuren in zwei 90° Kegeln liegen, reduziert. Er beträgt nach dieser Berechnung $19,2 \pm 2,9$ Ereignisse ($(0,8 \pm 0,1)\%$). Um zu überprüfen, ob diese Untergrundabschätzung von dem verwendeten Fragmentationsmodell abhängig ist, wurden die Selektionskriterien auf Monte-Carlo Ereignissen nach dem Webber Modell /46/ angewendet. Der berechnete Untergrund von $19,5 \pm 4,6$ Ereignissen stimmt sehr gut mit dem LUND Monte-Carlo überein.

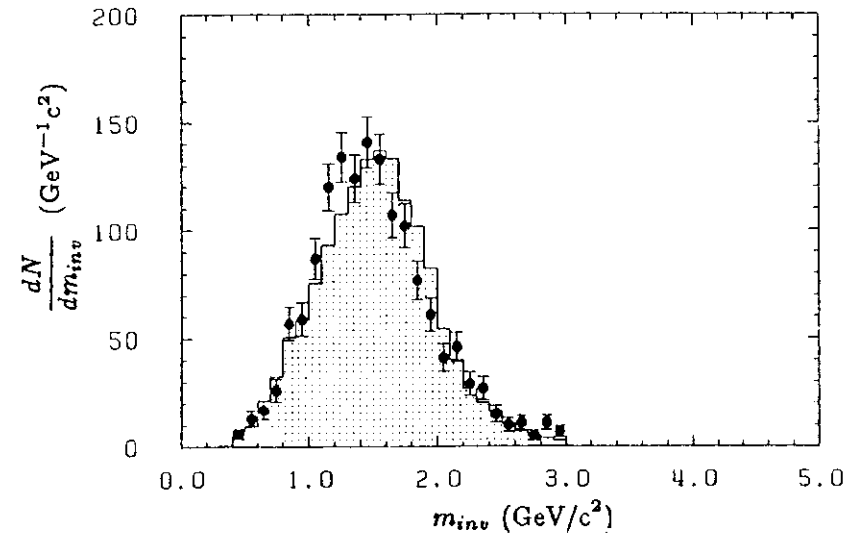


Abbildung 4.15 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse in Hemisphären mit mindestens zwei Spuren von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

In Abb. 4.15 wird die invariante Masse der Spuren und aller Bleiglascluster in einer Hemisphäre von selektierten Daten mit dem τ Monte-Carlo verglichen. Die Massenverteilung ist im mittleren Bereich gegenüber der Monte-Carlo Simulation verschoben, was durch die ungenügende Beschreibung der Impulsverteilung (siehe Abb. 4.13) verursacht wird. Im Bereich großer Massen ($m > 2,5$ GeV) ist in den Daten ein geringer Überschuß von 15 ± 7 Ereignissen vorhanden, der mit der Untergrundabschätzung übereinstimmt.

4.2.3 μ Paarerzeugung.

Der verbleibende Anteil von μ Paaren wird durch Monte-Carlo Ereignisse mit Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen einschließlich der Ordnung $\alpha^3 / 16$ abgeschätzt. μ Paare ohne Bremsstrahlungsphotonen werden weitgehend durch den Akoplanaritätsschnitt verworfen, der Reduktionsfaktor für diesen Schnitt beträgt 0,14. Die Verwendung des Myon-Filters reduziert den Untergrund weiter auf $9,7 \pm 3,0$ Ereignisse ($(0,4 \pm 0,1)\%$).

4.2.4 Bhabha Streuung.

Die Bestimmung des Bhabha Untergrunds ist von besonderer Bedeutung, weil ein geringer Anteil den differentiellen τ Wirkungsquerschnitt und damit die Messung der Asymmetrie verfälschen würde. Ereignisse aus der Bhabha Streuung werden durch mehrere voneinander unabhängige Schnitte in der Datenreduktion verworfen. Ein möglicher Untergrund kann aber aufgrund von Detektordefekten, wie Ausfall eines Teils des Bleiglassystems, defekten Blöcken, Lücken zwischen einzelnen Blöcken oder elektromagnetischen Schauern im Innendetektor in den Daten verbleiben. Da diese Effekte nur teilweise in der Monte-Carlo Simulation des Detektors berücksichtigt werden, kann diese Methode nicht zur Untergrundabschätzung verwendet werden. Es wurde versucht, den Bhabha Untergrund mit Hilfe verschiedener Methoden zu bestimmen. Dazu wurden selektierte Bhabha Ereignisse, $e^+e^- \gamma$ Monte-Carlo Ereignisse, die selektierten τ Paare und τ Monte-Carlo Ereignisse verwendet. Der größte Anteil von Bhabha Untergrundereignissen vor der graphischen Kontrolle der Daten wird aufgrund der Lücken zwischen den Blöcken erwartet. Diese Abschätzung wird darum im folgenden näher beschrieben.

Die Wahrscheinlichkeit, daß ein Elektron aus der Bhabha Streuung weniger als $1/3$ der Strahlenergie als Schauer im Bleiglas deponiert, wurde als Korrektur zur Bestimmung des Bhabha Wirkungsquerschnitts bestimmt und beträgt bei einer Schwerpunktsenergie von 34,6 GeV $(0,79 \pm 0,14)\% / 47/$.

Die τ Selektionsprogramme wurden auf selektierte Bhabha Ereignisse angewendet, ohne die Anforderungen an die totale Schauerenergie und den Schnitt gegen Elektronenpaarereignisse. Die Bedingung, daß die maximale Clusterenergie kleiner als $0,9 \cdot E_S$

ist, wurde nicht an das Cluster mit der höchsten Energie gestellt, sondern an eines der beiden Cluster mit gleicher Wahrscheinlichkeit. Aus der Reduktion der Bhabha Ereignisse durch die modifizierten Schnitte und der oben angegebenen Wahrscheinlichkeit, ergibt diese Abschätzung 15 Bhabha Ereignisse, bei denen ein Elektron weniger als $1/3$ der Strahlenergie im Bleiglas abgibt. Da bei der graphischen Überprüfung der Daten, Ereignisse mit einem schauernden Teilchen ($E_{Cl} > 1/3 \cdot E_S$) zurückgewiesen wurden, falls die gegenüberliegende Spur zwischen zwei Blöcken auftrat, wird erwartet, daß der verbliebene Untergrund gering ist. Für den Fall, daß beide Spuren weniger als $1/3 \cdot E_S$ als Schauer abgeben, erhält man durch eine entsprechende Abschätzung 1,2 Ereignisse. Dieser Untergrund ist deshalb vernachlässigbar.

Die oben beschriebene Betrachtung bezieht sich nur auf kollineare Bhabha Ereignisse. Falls ein Photon abgestrahlt wird, sind die beiden Spuren akollinear. Die gesamte Schauerenergie wird reduziert, wenn das Photon nicht im Detektor nachgewiesen wird. $e^+e^- \gamma$ Ereignisse können daher möglicherweise von den Schauerenergieschnitten akzeptiert werden. Ein zusätzlicher Untergrund kann dadurch verursacht werden, daß Photonen im Detektormaterial konvertieren und dann 1-3 τ Ereignisse vortäuschen. Um den $e^+e^- \gamma$ Untergrund zu untersuchen, wurden die Selektionskriterien auf $e^+e^- \gamma$ Monte-Carlo Ereignisse angewendet. Falls alle Schnitte angebracht werden und keine weiteren Detektordefekte, die nicht in der Detektorsimulation enthalten sind, berücksichtigt werden, erfüllt kein Ereignis die Selektionsanforderungen. Dieses würde einer oberen Grenze für den $e^+e^- \gamma$ Untergrund von 1,8 Ereignissen mit einem Signifikanzniveau von 95% entsprechen. Zusätzlich wurde der Verlust eines Schauers infolge der Lücken zwischen den Bleiglasblöcken nach dem gleichen Verfahren wie für selektierte Bhabha Ereignisse simuliert. Als Ergebnis erhält man 13,8 Ereignisse.

Diese beiden Untersuchungen ergeben etwa 30 Ereignisse, welche die Selektionsbedingungen erfüllen, weil ein Elektron zwischen zwei Blöcken auftritt. Bei der graphischen Kontrolle der τ Daten wurden 85 Ereignisse als Bhabha Kandidaten klassifiziert und verworfen (siehe Tab. 4.2). Es wurden dabei wahrscheinlich auch τ Paare mit $e-e$ oder $e-p$ Zerfällen zurückgewiesen. Auf diesen Verlust wird bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts korrigiert (siehe Abschnitt 4.3.2). Der verbleibende Bhabha Untergrund sollte daher nach der graphischen Überprüfung gering sein.

Zur weiteren Untersuchung des Bhabha Untergrunds werden verschiedene Verteilungen der τ Paare mit der τ Monte-Carlo Simulation verglichen. Die totale Bleiglasenergie (Abb. 4.12), die Energie des größten Schauers¹ (Abb. 4.16) und die Akoplanarität (Abb. 4.17) der Daten stimmen gut mit den Monte-Carlo Ereignissen überein.

Die empfindlichsten Meßwerte für einen möglichen Bhabha Untergrund sind die

¹Die Verteilung des maximalen Clusters der selektierten Daten zeigt für kleine Energien einen Überschuß von 35 \pm 12 Ereignissen, der mit der Untergrundabschätzung von $\mu\mu$ und $e\mu\mu$ Ereignissen verträglich ist.

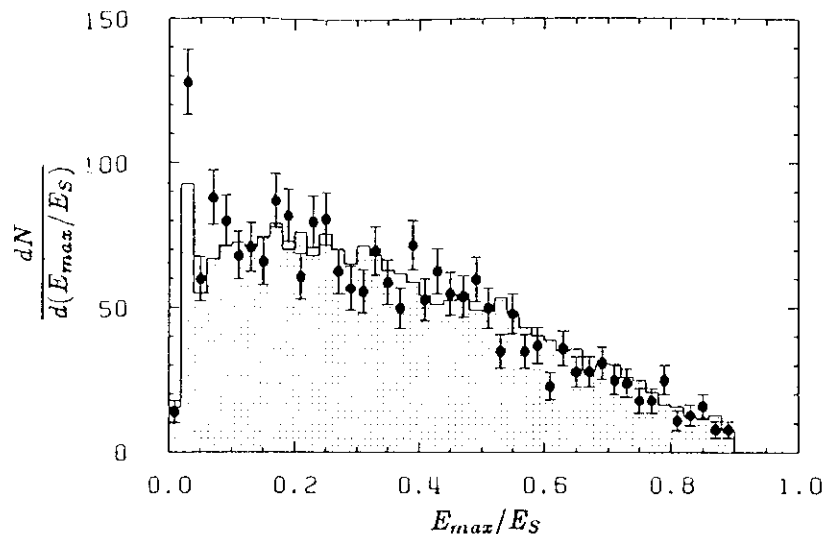


Abbildung 4.16 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Energie des maximalen Bleiglasclusters normiert auf die Strahlenergie von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

Akoplanarität der Spuren (siehe auch Abb. 4.4 und 4.6) und die Energie des maximalen Clusters. Bei großen Schauerenergien ist ein Überschuß an Monte-Carlo Ereignissen vorhanden. Der Anteil von Ereignissen mit einem Cluster $E_{C1} > E_S/2$ beträgt bei den Daten ($23,5 \pm 1,0\%$) und bei Monte-Carlo Ereignissen ($26,9 \pm 0,5\%$). Dieses ist wahrscheinlich darauf zurückzuführen, daß bei der graphischen Überprüfung auch τ Paare als Bhabha Kandidaten verworfen wurden. Tab. 4.3 gibt den Bhabha Untergrund an, der durch Vergleich der Daten mit der Monte-Carlo Simulation für verschiedene Schnitte in den beiden Größen Akoplanarität und maximaler Schauerenergie bestimmt wurde. Dabei wurde die Nachweiswahrscheinlichkeit für Bhabha Ereignisse bei den jeweiligen Anforderungen berücksichtigt.

Der Untergrund wurde auch berechnet, indem Daten und Monte-Carlo im Bereich $\zeta > 100$ mrad und $E_{C1}/E_S > 0,5$ bzw. $0,7$ aufeinander normiert wurden (siehe Tab. 4.3), da für große Akoplanaritätswinkel ein geringerer Bhabha Untergrund erwartet wird und der Einfluß durch den Verlust von τ Ereignissen bei der graphischen Kontrolle geringer ist. Aus dieser Untergrundabschätzung läßt sich keine statistisch signifikante Aussage machen, ein geringer Untergrund kann aber nicht ausgeschlossen werden. Es wird daher ein Untergrund von 15 ± 15 Ereignissen angenommen. Die entsprechende Abschätzung für die Meßperiode 82-84 ergibt $4,3 \pm 4,3$ Ereignisse.

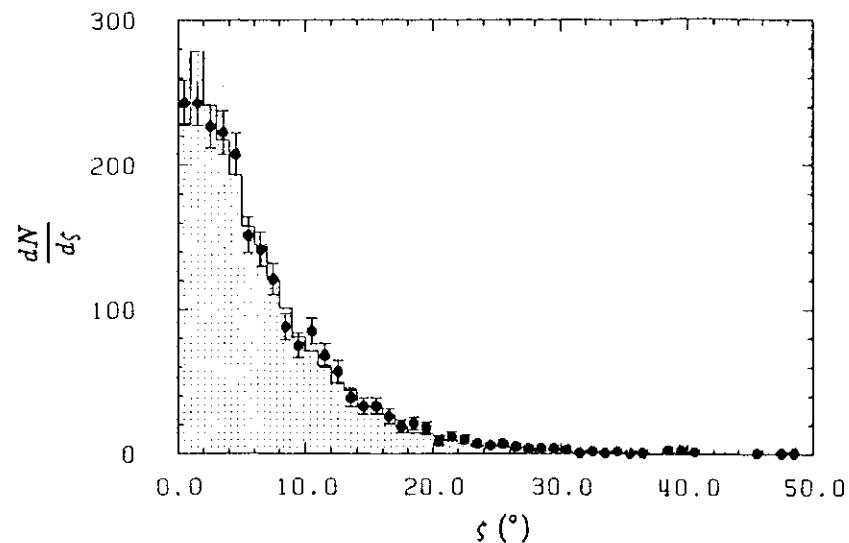


Abbildung 4.17 Vergleich der Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels von Daten (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm).

E_{C1}/E_S	> 0,5			> 0,7		
ζ (mrad)	<20	<30	<50	<20	<30	<50
N_{Bhabha}	9 ± 16	9 ± 15	-14 ± 14	10 ± 9	8 ± 9	-5 ± 8
N'_{Bhabha}	37 ± 17	38 ± 16	36 ± 22	14 ± 11	12 ± 10	1 ± 12

(Daten und Monte-Carlo normiert im Bereich $\zeta > 100$ mrad und $E_{C1}/E_S > 0,5$ bzw. $0,7$)

Tabelle 4.3 Abschätzung des Bhabha Untergrunds durch Vergleich der Energie des maximalen Clusters und des Akoplanaritätswinkels von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen.

4.2.5 Strahl-Gas und Höhenstrahlereignisse.

Zur Abschätzung des Untergrunds von Strahl-Gas Wechselwirkungen und kosmischen Höhenstrahlereignissen wurden für eine Teilperiode Ereignisse mit $|z_{Vertex}| > 80$ mm selektiert. Bei der anschließenden graphischen Überprüfung wurden alle Ereignisse zurückgewiesen. Dieser Untergrund wird daher vernachlässigt.

Zusammenfassung des Untergrunds. Die Summe des Untergrunds für die beiden Meßperioden beträgt $128,6 \pm 19,3$ und $37,6 \pm 6,9$ Ereignisse, was $(5,7 \pm 0,8)\%$ bzw. $(5,9 \pm 1,1)\%$ der beobachteten τ Ereignisse entspricht (siehe Tabelle 4.4).

Meßperiode Reaktion	81 82		82 - 84	
	$\sigma(pb)$	N	$\sigma(pb)$	N
$e\bar{e}\tau\tau$	$0,77 \pm 0,09$	$48,1 \pm 5,3$	$0,77 \pm 0,17$	$20,5 \pm 4,5$
$e\bar{e}\mu\mu$	$0,21 \pm 0,10$	$12,9 \pm 6,5$	$0,10 \pm 0,05$	$2,6 \pm 1,3$
$e\bar{e}e\bar{e}$	$0,09 \pm 0,09$	$5,3 \pm 5,3$	$0,06 \pm 0,03$	$1,5 \pm 0,7$
$e\bar{e}q\bar{q}$	$0,19 \pm 0,05$	$11,6 \pm 2,8$	$0,14 \pm 0,06$	$3,6 \pm 1,6$
GVDM	$0,11 \pm 0,08$	$6,9 \pm 4,9$	$0,05 \pm 0,05$	$1,3 \pm 1,3$
$q\bar{q}$	$0,31 \pm 0,05$	$19,2 \pm 2,9$	$0,07 \pm 0,04$	$1,9 \pm 1,1$
$\mu\mu$	$0,16 \pm 0,05$	$9,7 \pm 3,0$	$0,07 \pm 0,03$	$1,9 \pm 0,8$
$e\bar{e}$	$0,24 \pm 0,24$	15 ± 15	$0,16 \pm 0,16$	$4,3 \pm 4,3$
Summe	$2,06 \pm 0,31$	$128,6 \pm 19,3$	$1,42 \pm 0,26$	$37,6 \pm 6,9$

Tabelle 4.4 Beitrag der Untergrundprozesse zum Wirkungsquerschnitt und entsprechende Anzahl von Ereignissen. (Die Anzahl der beobachteten τ Paarereignisse beträgt für die beiden Meßperioden 2275 und 644.)

4.3 Korrektur der Daten

4.3.1 Nachweiswahrscheinlichkeit und Strahlungskorrekturen.

Zur Berechnung des Wirkungsquerschnitts ist es erforderlich, die Wahrscheinlichkeit zu bestimmen, daß erzeugte τ Paarereignisse im Detektor nachgewiesen werden und die Anforderungen der Datenselektion erfüllen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird beschränkt durch die geometrische Akzeptanz, die auf den zylindrischen Teil begrenzt wurde, und aufgrund der Verluste durch die Selektionsschnitte zur Abtrennung der großen Zahl von Untergrundereignissen.

Die beobachteten τ Paare enthalten auch Beiträge höherer Ordnung in α (siehe Abschnitt 2.2.3). Da diese Strahlungskorrekturen von dem jeweiligen Experiment und den in der Datenselektion gestellten Anforderungen abhängig sind, ist es allgemein üblich die Größe dieser Beiträge zu bestimmen und den Wirkungsquerschnitt bezogen auf die niedrigste Ordnung der QED anzugeben. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird deshalb unter Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen durch Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Dazu werden τ Ereignisse unter Verwendung der bis zur Ordnung α^3 beitragenden Prozesse generiert /16/. Anschließend werden die τ Zerfälle nach den bekannten Verzweungsverhältnissen /7/ simuliert, wobei Cabibbo unterdrückte Zerfälle und Zerfälle in 5 geladene Teilchen vernachlässigt werden. Für diese Ereignisse wird der Detektor simuliert und die gleichen Analyse- und Reduktionsprogramme angewendet.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon(\cos\theta)$ und der Beitrag der Strahlungskorrekturen $(1 + \delta(\cos\theta))$ ergibt sich als Funktion von $\cos\theta$ aus:¹

$$\begin{aligned} \epsilon(\cos\theta) &= \frac{N_a(\cos\theta)}{N_g(\cos\theta)}, \\ (1 + \delta(\cos\theta)) &= \frac{N_g(\cos\theta)}{\sigma_0(\cos\theta) \cdot L_{int}} \quad (4.10) \\ \text{mit } L_{int} &= \frac{N_g}{\sigma_g}, \end{aligned}$$

wobei N_a und N_g die Anzahl der akzeptierten bzw. generierten Ereignisse, σ_0 der Wirkungsquerschnitt in der niedrigsten Ordnung der QED, σ_g der generierte Wirkungsquerschnitt einschließlich der Strahlungskorrekturen und L_{int} die der generierten Ereignismenge entsprechende integrierte Luminosität ist. Das Produkt $\epsilon(\cos\theta) \cdot (1 + \delta(\cos\theta))$ ist in Abb. 4.18 in Abhängigkeit von $\cos\theta$ dargestellt. Die Winkelverteilung weist eine Asymmetrie auf, die durch die Strahlungskorrekturen verursacht wird.

¹ θ ist der Polarwinkel zwischen e^+ und τ^+ . Die τ^+ Richtung wird nach dem in den Abschnitten 6.1 und 6.2 beschriebenen Verfahren bestimmt.

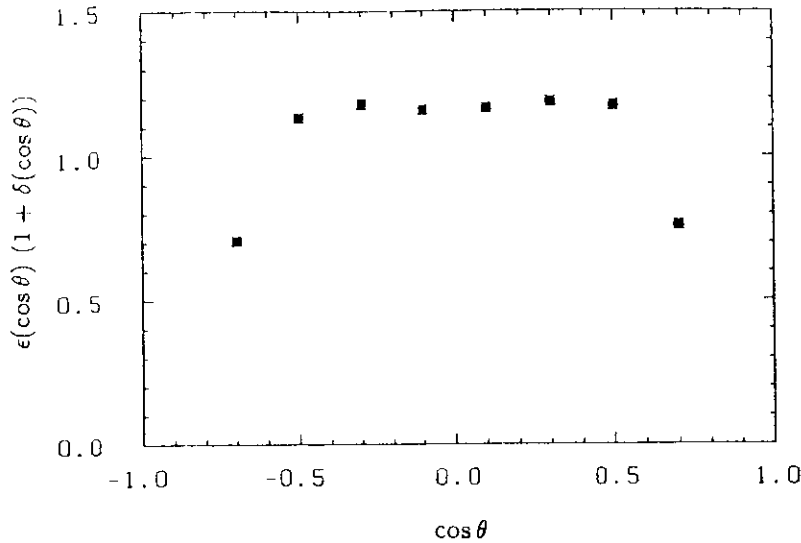


Abbildung 4.18 Nachweiswahrscheinlichkeit mit Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen als Funktion von $\cos \theta$.

Die auf den gesamten Winkelbereich bezogene Nachweiswahrscheinlichkeit beträgt:

$$\begin{aligned} \epsilon &= (41,38 \pm 0,23)\% \quad \text{nur QED Diagramme,} \\ \epsilon &= (40,94 \pm 0,36)\% \quad \text{mit elektroschwacher Interferenz.} \end{aligned} \quad (4.11)$$

Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler. Die beiden Werte stimmen innerhalb der Fehler überein und werden darum kombiniert:

$$\epsilon = (41,26 \pm 0,19 \pm 0,53)\% , \quad (4.12)$$

wobei es sich bei den angegebenen Fehlern um den statistischen und den systematischen Fehler handelt. Der systematische Fehler wurde durch Variation der leptonischen Verzweigungsverhältnisse um 2 Standardabweichungen und der topologischen Verzweigungsverhältnisse ($B_1 = (84 \pm 2)\%$, $B_3 = (15 \pm 2)\%$ und $B_5 = (1,0 \pm 0,4)\%$) um eine Standardabweichung bestimmt. Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde dazu für die verschiedenen Topologien getrennt ermittelt (siehe Kapitel 7.).

Bezogen auf den hier untersuchten Winkelbereich beträgt die Effizienz der Daten-selektion $(72,0 \pm 1,0)\%$. Die hauptsächlichsten Verluste werden durch die Anforderungen, daß bei Zweispurereignissen beide Spuren einen Impuls größer als 1 GeV/c haben (7,2%) und die Schnitte gegen Elektronen- (4,6%) und μ Paare (3,2%), verursacht.

In der folgenden Tabelle 4.5 sind die Nachweiswahrscheinlichkeit und Strahlungs-korrekturen bezogen auf den gesamten Winkelbereich für 2 Schwerpunktsenergien aufgetragen.

E_{cm} (GeV)	ϵ	$(1 + \delta)$	$\epsilon \cdot (1 + \delta)$
34,6	$(41,26 \pm 0,56)\%$	$1,311 \pm 0,009$	$(54,09 \pm 0,83)\%$
44,2	$(41,56 \pm 0,65)\%$	$1,319 \pm 0,012$	$(54,82 \pm 0,99)\%$

Tabelle 4.5 Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ und Strahlungskorrekturen $(1 + \delta)$ bezogen auf den gesamten Winkelbereich.

Die angegebenen Fehler beinhalten die statistischen und systematischen Fehler. Als systematischer Fehler der Strahlungskorrekturen wurden eine Unsicherheit von jeweils 0,5% für die hadronische Vakuumpolarisation /48/ und für die Vernachlässigung höherer Ordnungen als α^3 angenommen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für τ Paare in der niedrigsten Ordnung beträgt $(49,3 \pm 1,1)\%$. Daraus ergibt sich ein Beitrag der Ordnungen α^3 zu den beobachteten Ereignissen von $\epsilon \cdot (1 + \delta)/\epsilon_0 = 1,10 \pm 0,03$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde auch mit Hilfe eines Programms von Jadach und Was /49/ berechnet, welches Spinkorrelationen berücksichtigt. Die Änderung der Nachweiswahrscheinlichkeit gegenüber dem Berends, Kleiss, Jadach Programm ist im Verhältnis zu den experimentellen Fehlern vernachlässigbar.

4.3.2 Ereignisverluste.

In diesem Abschnitt werden Ereignisverluste behandelt, die bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit durch die Monte-Carlo Simulationsrechnung nicht erfaßt wurden.

Ausprehwahrscheinlichkeit des Triggers. Während der Datennahme werden nur Ereignisse aufgezeichnet, die bestimmte Triggerbedingungen erfüllen. τ Paarereignisse werden meist durch mehrere Trigger akzeptiert (z.B. Spur- und Energietrigger). Durch Vergleich voneinander unabhängiger Trigger kann so die Ansprechwahrscheinlichkeit bestimmt werden. Etwa 90% der Ereignisse werden durch Energietrigger (T1) akzeptiert, von denen bei 0,5% die Spurtrigger (T2) nicht gleichzeitig angesprochen haben. Ereignisse ohne T1 erfüllen meistens die Bedingungen mehrerer Spurtrigger. 2% der Ereignisse werden nur durch einen Spurtrigger (kollinearer Trigger) akzeptiert. Dieser verlangt, daß neben 2 Spuren im Innendetektor 2 gegenüberliegende Flugzeitähler, aber weniger als insgesamt 5, angesprochen haben. Für Ereignisse mit Untergrundspuren ergibt dieses einen Verlust von 10%, der durch Bhabha Ereignisse unter kleinen Streuwinkeln (Luminositätsmonitore) abgeschätzt wurde. Die Triggerwahrscheinlichkeit ist also größer als 0,997. Dieses ist auch in guter Übereinstimmung mit der Simulation der Triggerbedingungen für selektierte τ Monte-Carlo Ereignisse. Bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts wird hierauf nicht korrigiert, aber bei dem systematischen Fehler mit einem Beitrag von 0,3% berücksichtigt.

REDUCTWO- Verluste. Seit 1982 wurden bei der allgemeinen Reduktion der Daten (REDUCTWO) kollineare Ereignisse mit zwei hochenergetischen Schauern als Bhabha Untergrund zurückgewiesen. τ Ereignisse mit Zerfällen in schauernde Teilchen (Elektronen oder semileptonische Zerfälle mit π^0 's) können dadurch auch verworfen werden. Der Verlust wurde durch die selektierten τ Ereignisse aus der Meßperiode 1981 bestimmt und beträgt $(1,6 \pm 0,4)\%$. Die Korrektur für die Daten bei 17,3 GeV Strahlenergie (Meßperiode 81-82) ist dann $(1,0 \pm 0,3)\%$.

Flugzeit- und z_{vertex} - Schnitte. Der Fehler der Flugzeitmessung und die Verschiebung des Wechselwirkungspunktes in z - Richtung wurde bei der Detektorsimulation nicht berücksichtigt. Der Verlust kann mit Hilfe von Bhabha Ereignissen untersucht werden. Die Korrektur beträgt für die Flugzeitschnitte $(0,8 \pm 0,1)\%$. Die Verschiebung des Wechselwirkungspunktes für die Meßperiode bis zum Herbst 1982 ist vernachlässigbar ($2,4 \cdot 10^{-4}$). Bei größeren Strahlenergien ist die Bestimmung des z - Vertex aufgrund höherer Untergrundbedingungen schlechter, die Korrektur beträgt $(0,3 \pm 0,1)\%$.

Überprüfung der Detektorsimulation. Zur Überprüfung der Monte-Carlo Detektorsimulation wurden Verteilungen von Größen, in denen Schnitte bei der Datenselektion angebracht wurden, der selektierten τ Paare mit Monte-Carlo Daten verglichen. Es zeigt sich im allgemeinen eine sehr gute Übereinstimmung (siehe Abschnitt 4.2). Wie in Abb. 4.11 zu erkennen ist, stimmt die Verteilung der beobachteten Energie der selektierten Ereignisse aber nicht mit der Monte-Carlo Simulation überein. Die Verteilungen sind systematisch verschoben, wodurch der Verlust durch den Energieschnitt ($E_{\text{beob}} > 0,4 \cdot E_S$) unterschätzt wird, daraus ergibt sich eine Korrektur von $(0,6 \pm 0,2)\%$.

Graphische Überprüfung. Bei der Überprüfung der Ereignisse mit Hilfe des JADE Graphik Systems können auch τ Paare als Untergrund zurückgewiesen werden. Es wurden darum auch τ Monte-Carlo Ereignisse auf dem Bildschirm angesehen und die gleichen Anforderungen wie an die Daten gestellt. Der Verlust beträgt $(2,0 \pm 2,0)\%$, wobei der Fehler aus der Unsicherheit bei der Inspektion der τ Kandidaten abgeschätzt wurde.

Nukleare Wechselwirkungen. Ein Hadron kann im Strahlrohr oder in der Tankwand eine nukleare Wechselwirkung machen und erfüllt dann nicht die Spurkriterien. Bei einem τ Zerfall in ein geladenes Teilchen würde das Ereignis dann verworfen werden, da bei der Ereignis Selektion verlangt wurde, daß sich in jeder Hemisphäre mindestens eine gute Spur befindet. Nukleare Wechselwirkungen werden in der Detektorsimulation nicht berücksichtigt.

Der Verlust an Ereignissen wurde bestimmt, indem für jedes geladene Hadron aus einem τ Zerfall aufgrund des bekannten Reaktionsquerschnittes die Wahrscheinlichkeit für eine Wechselwirkung berechnet wurde /50/ und das Teilchen dann, gewichtet mit dieser Wahrscheinlichkeit, nicht mehr als gute Spur gezählt wurde. Die Korrektur beträgt $(3,9 \pm 1,2)\%$. Der Fehler berücksichtigt neben den Fehlern des Reaktionsquerschnittes die Wahrscheinlichkeit, daß nach einer Wechselwirkung mit mehreren Teilchen im Endzustand ein Reaktionsprodukt die Kriterien für eine gute Spur zufällig erfüllt und so das Ereignis nicht in der Selektion verworfen wurde. Diese Wahrscheinlichkeit wurde aus der Anzahl der beobachteten τ Paare mit nuklearer Wechselwirkung bestimmt. Beiträge durch elastische Streuung sind gering, weil der elastische Wirkungsquerschnitt für kleine Streuwinkel sehr groß ist und die Spur dann nicht verloren geht.

Bei der graphischen Kontrolle der Daten wurden Ereignisse mit einer nuklearen Wechselwirkung und mehr als einer Spur in der gegenüberliegenden Hemisphäre als multihadronische Reaktionen klassifiziert und zurückgewiesen. Dieses führt auch zu einem Verlust von τ Paaren. Die Korrektur beträgt $(1,3 \pm 0,4)\%$.

Ein Vergleich der Korrekturen aufgrund von Ereignisverlusten zeigt, daß der größte Verlust durch nukleare Wechselwirkungen im Strahlrohr oder in der Tankwand verursacht wird. Diese Korrektur kann durch Vergleich der Anzahl von Ereignissen, die bei der graphischen Inspektion als multihadronische Ereignisse oder τ Paare mit nuklearen Wechselwirkungen klassifiziert wurden, mit der Monte-Carlo Simulation überprüft werden. Bei der Selektion der Daten in der Meßperiode bis zum Herbst 1982 wurden 98 Ereignisse als τ Paare mit Wechselwirkung und 71 als multihadronische Ereignisse identifiziert. Mit Berücksichtigung von Wechselwirkungen in der Detektorsimulation, nach dem oben beschriebenen Verfahren, erwartet man 105 τ Ereignisse der Topologie 1-N mit einer Reaktion im Detektormaterial. Bei der graphischen Kontrolle von multihadronischen Monte-Carlo Ereignissen wurden, normiert auf die gleiche Luminosität wie die untersuchte Meßperiode, 26 Ereignisse nicht als τ Paare akzeptiert. Bei der Verwendung von Wechselwirkungen erhöht sich diese Anzahl auf 35. Zusätzlich wurden aber auch 30 τ Monte-Carlo Ereignisse mit Wechselwirkung ohne isolierte Spur als Multihadronen klassifiziert. Die beobachtete Anzahl von 169 Ereignissen (τ und Multihadronen) mit Wechselwirkung stimmt sehr gut mit dem verwendeten Verfahren für die Monte-Carlo Simulation (170 Ereignisse) überein und zeigt damit, daß der Ereignisverlust aufgrund von nuklearen Wechselwirkungen richtig bestimmt wurde.

Zusammenfassung der Korrekturen. Die Zusammenfassung aller Korrekturen infolge von Ereignisverlusten ist in Tab. 4.6 angegeben. Es ergibt sich für die beiden Perioden eine Korrektur von $207,6 \pm 58,8$ und $63,7 \pm 16,8$ Ereignissen, entsprechend $(9,1 \pm 2,6)\%$ bzw. $(9,9 \pm 2,6)\%$ der selektierten τ Paare.

Meßperiode	81 - 82		82 - 84	
	in %	Ereignisse	in %	Ereignisse
REDUCTWO	$1,0 \pm 0,3$	$22,7 \pm 5,9$	$1,6 \pm 0,4$	$10,3 \pm 2,6$
Flugzeitschnitt	$0,3 \pm 0,05$	$7,4 \pm 1,1$	$0,3 \pm 0,05$	$2,1 \pm 0,3$
\angle_{Vertex} Schnitt	$< 0,1$	< 1	$0,3 \pm 0,1$	$1,7 \pm 0,5$
E_{beam} Schnitt	$0,6 \pm 0,2$	$13,7 \pm 4,6$	$0,6 \pm 0,2$	$3,9 \pm 1,3$
graph. Überprüfung	$2,0 \pm 2,0$	$45,5 \pm 45,5$	$2,0 \pm 2,0$	$12,9 \pm 12,9$
Kernwechselwirkung	$5,2 \pm 1,6$	$118,4 \pm 36,4$	$5,1 \pm 1,6$	$32,8 \pm 10,3$
Summe	$9,1 \pm 2,6$	$207,7 \pm 58,8$	$9,9 \pm 2,6$	$63,7 \pm 16,8$

Tabelle 4.6 Korrekturen aufgrund von Ereignisverlusten

Zur Luminositätsbestimmung werden als Eichreaktionen die Bhabha-Streuung ($e^+e^- \rightarrow e^+e^-$) und γ Paarerzeugung ($e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$) verwendet, deren Wirkungsquerschnitte sich nach der QED gut berechnen lassen. Die wesentlichen Schritte zur Selektion von Bhabha und γ Paarerzeugnissen sind 2 hochenergetische ($E_{Cl} > 1/3 \cdot E_S$) und kollineare ($\xi < 10^\circ$) Bleiglascluster. Die Luminosität wird in drei Winkelbereichen durch verschiedene Detektorkomponenten gemessen. Während der Datennahme gestatten die Luminositätsmonitore eine schnelle Messung. Bei der späteren Datenanalyse werden aber die Bleiglaschauerzähler benutzt, da hier der systematische Fehler geringer ist und der statistische Fehler aufgrund des großen Wirkungsquerschnitts vernachlässigbar ist.

Für die untersuchte Meßperiode vom Frühjahr 1981 bis zum Herbst 1982 beträgt die mit dem Bleiglaszylinder bestimmte integrierte Luminosität $(62,4 \pm 0,2 \pm 1,0) \text{ pb}^{-1} / 51/$ und stimmt mit der Messung von $(63,1 \pm 0,1 \pm 1,8) \text{ pb}^{-1}$ im Bereich der Endkappen überein $/51/$. Die wesentlichen Beiträge zum systematischen Fehler im Bleiglaszylinder von $1,6\% /51/$ sind unberücksichtigte Strahlungskorrekturen der Ordnung $\geq \alpha^4$ ($1,0\%$), hadronische Vakuumpolarisation ($0,6\%$) und die ungenaue Kenntnis der Detektorgeometrie ($0,9\%$).

Die integrierte Luminosität für die Daten bei höheren Strahlenergien (ab Herbst 1982) ist im Zentralteil $(26,6 \pm 0,2 \pm 0,7) \text{ pb}^{-1}$ und im Bereich der Endkappen $(26,3 \pm 0,1) \text{ pb}^{-1}$ (nur statistischer Fehler). Als systematischer Fehler der Messung im Zentralteil wurde $2,5\% /52/$ angenommen, da die SF5 Bleiglasblöcke im mittleren Bereich des Zylinders durch SF6 Bleiglas ersetzt wurden und noch nicht die endgültigen Korrekturen zur Verfügung standen.

In Abb. 4.19 ist die mit dem Bleiglaszylinder bestimmte integrierte Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie aufgetragen.

5. TOTALER WIRKUNGSQUERSCHNITT

Dieses Kapitel behandelt die Messung des totalen Wirkungsquerschnitts und den Vergleich mit den theoretischen Voraussagen. Mögliche Abweichungen von der Theorie werden durch Abschneideparameter parametrisiert, für die Grenzen angegeben werden.

Der totale Wirkungsquerschnitt ergibt sich experimentell aus:

$$\sigma = \frac{N_{kor}}{\epsilon \cdot (1 + \delta) \cdot \int L dt}, \quad (5.1)$$

wobei N_{kor} die Anzahl der selektierten Ereignisse nach Abzug des Untergrunds und mit Berücksichtigung der Korrekturen aufgrund von Ereignisverlusten ist. ϵ und $\int L dt$ sind die Nachweiswahrscheinlichkeit und die integrierte Luminosität. Der so bestimmte Wirkungsquerschnitt bezieht sich auf die niedrigste Ordnung der QED. Die Strahlungskorrekturen, die in der Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon \cdot (1 + \delta)$ berücksichtigt werden, wurden mit τ Monte-Carlo Ereignissen bestimmt (siehe Abschnitt 4.3.1).

Die Anzahl der beobachteten τ Paare, die Untergrundeignisse und die erforderlichen Korrekturen sind in Tab. 5.1 für die beiden Meßperioden angegeben. Daraus folgt die korrigierte Anzahl N_{kor} von $2354,1 \pm 47,7 \pm 61,9$ und $670,1 \pm 25,4 \pm 18,2$ Ereignissen.

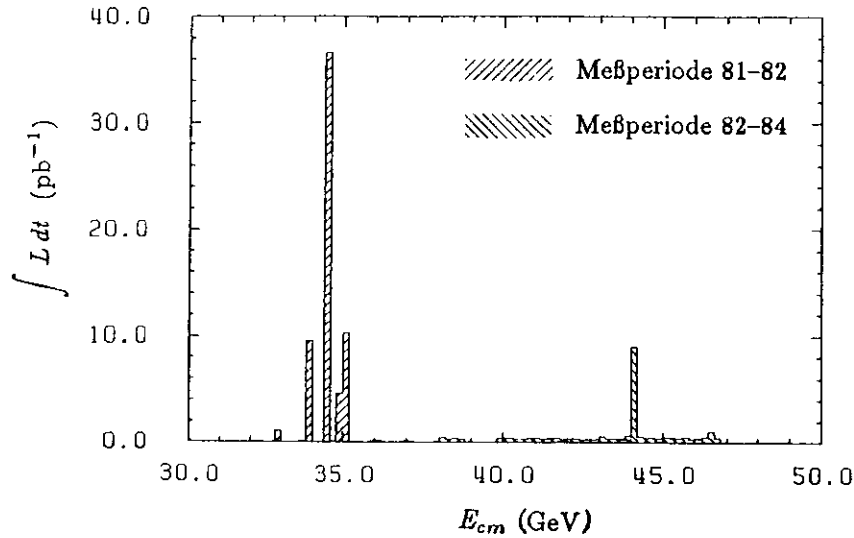


Abbildung 4.19 Integrierte Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie für beide Meßperioden

Meßperiode	81 - 82	82 - 84
$N_{beobachtet}$	2275	644
$N_{Untergrund}$	$-128,6 \pm 19,3$	$-37,4 \pm 6,9$
$N_{Korrektur}$	$+207,7 \pm 58,8$	$+63,7 \pm 16,8$
N_{kor}	$2354,1 \pm 47,7 \pm 61,9$	$670,1 \pm 25,4 \pm 18,2$
$\int L dt$ (pb^{-1})	$62,4 \pm 1,0$	$26,6 \pm 0,7$
$\epsilon \cdot (1 + \delta)$ (%)	$54,09 \pm 0,83$	$54,82 \pm 0,99$
E_S (GeV)	17,28	21,52
s (GeV^2)	1195,0	1853,3
σ (pb)	$69,7 \pm 1,4 \pm 2,4$	$45,9 \pm 1,7 \pm 1,9$
σ_0 (pb)	72,69	46,87
$R = \frac{\sigma}{\sigma_0}$	$0,959 \pm 0,019 \pm 0,033$	$0,980 \pm 0,037 \pm 0,011$

Tabelle 5.1 Bestimmung des Wirkungsquerschnitts

In der Tabelle sind außerdem die integrierte Luminosität und die Nachweiswahrscheinlichkeit einschließlich der Strahlungskorrekturen angegeben. Die Wirkungsquerschnitte in niedrigster Ordnung sind $(69,7 \pm 1,4 \pm 2,4)$ pb und $(45,9 \pm 1,7 \pm 1,9)$ pb bei mittleren Schwerpunktsenergien¹ von 34,56 und 43,04 GeV und stimmen gut mit den theoretischen Werten σ_0 von 72,69 und 46,87 pb überein. Das Verhältnis R des gemessenen Wirkungsquerschnitts zum Wirkungsquerschnitt der niedrigsten Ordnung in α beträgt $0,959 \pm 0,019 \pm 0,033$ und $0,980 \pm 0,037 \pm 0,041$ für die beiden Meßperioden. Die wesentlichen Beiträge zum systematischen Fehler ergeben sich aus den Unsicherheiten der Korrekturen (2,5%), der Luminosität (1,6% bzw. 2,5%), der Nachweiswahrscheinlichkeit einschließlich der Strahlungskorrekturen (1,5%) und der Untergrundabschätzung (0,8%).

Während der Datennahme vom Sommer 1982 bis 1984 wurde die Strahlenergie in kleinen Schritten erhöht. Der Wirkungsquerschnitt wurde darum auch für verschiedene Energieintervalle² bestimmt und ist in Tab. 5.2 angegeben. In Abb. 5.1 sind die Meßwerte graphisch dargestellt. Die Fehler sind durch quadratische Addition der statistischen und systematischen Fehler berechnet worden. Die Übereinstimmung mit der QED ist sehr gut.

E_S (GeV)	s (GeV ²)	$\int L dt$ (pb ⁻¹)	N_k	σ (pb)	$R = \sigma/\sigma_0$
6,0	144,0	0,0974	29,6	777 ± 187	$1,29 \pm 0,31$
12,8	655,4	0,748	53,3	154 ± 26	$1,17 \pm 0,20$
15,3	936,4	2,66	119,0	$98,2 \pm 12,1$	$1,06 \pm 0,13$
16,49	1087,7	1,12	40,0	$66,3 \pm 10,6$	$0,83 \pm 0,13$
16,99	1154,6	9,74	355,6	$67,5 \pm 4,2$	$0,90 \pm 0,06$
17,30	1197,2	36,58	1354,0	$68,4 \pm 3,0$	$0,94 \pm 0,04$
17,50	1225,0	15,00	599,4	$73,9 \pm 3,9$	$1,04 \pm 0,06$
18,89	1427,3	2,39	71,8	$55,5 \pm 6,9$	$0,91 \pm 0,11$
20,43	1669,5	4,19	124,9	$54,4 \pm 5,3$	$1,05 \pm 0,10$
21,54	1855,9	4,30	106,1	$45,0 \pm 4,7$	$0,96 \pm 0,10$
22,09	1951,9	9,04	210,2	$42,4 \pm 3,4$	$0,95 \pm 0,08$
22,44	2014,2	3,37	78,0	$42,3 \pm 5,0$	$0,98 \pm 0,12$
23,13	2140,0	3,32	82,2	$45,1 \pm 5,2$	$1,11 \pm 0,13$

Tabelle 5.2 Wirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie².

¹Die mittleren Schwerpunktsenergien wurden mit folgender Formel berechnet: $\frac{1}{s} = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^2 \frac{1}{s_i}$.

²Die Messungen bei Strahlenergien von 6,0, 12,8 und 15,3 GeV stammen aus einer früheren Analyse /53/.

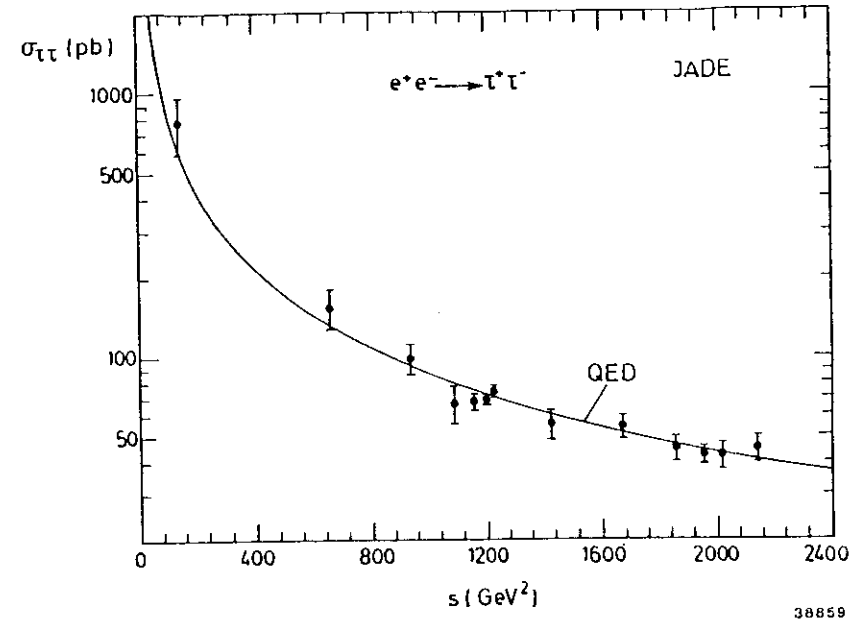


Abbildung 5.1 Wirkungsquerschnitt als Funktion von s .

Etwaige Abweichungen des Wirkungsquerschnitts von der QED lassen sich durch die Einführung eines Formfaktors $F(s)$ beschreiben, der üblicherweise durch sogenannte Abschneideparameter Λ_{\pm} parametrisiert wird (siehe Abschnitt 2.2.1, Gl. 2.21).

Untere Grenzen für die Abschneideparameter wurden durch eine Anpassungsrechnung an den als Funktion von der Schwerpunktsenergie gemessenen Wirkungsquerschnitt bestimmt, dabei wurden nur Ereignisse mit einer Schwerpunktsenergie von größer als 34 GeV berücksichtigt. Das Ergebnis für die unteren Grenzen ist mit einem Signifikanzniveau von 95%:

$$\begin{aligned} \Lambda_+ &> 285 \text{ GeV}, \\ \Lambda_- &> 210 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (5.2)$$

In Abb. 5.2 ist das Verhältnis des gemessenen zum Wirkungsquerschnitt in niedrigster Ordnung QED als Funktion von s aufgetragen. Die gestrichelt eingezeichneten Linien geben die Modifikation des Wirkungsquerschnitts an, die den ermittelten Grenzen der Abschneideparameter entsprechen.

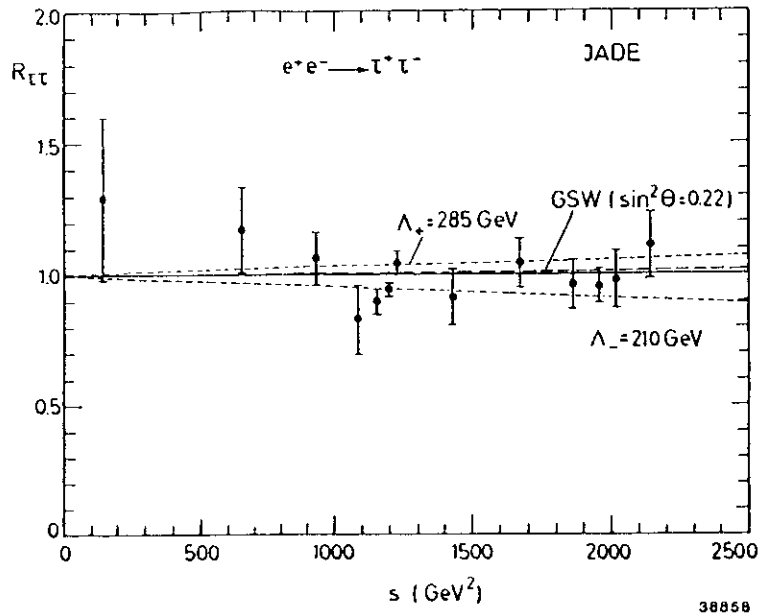


Abbildung 5.2 Normierter Wirkungsquerschnitt als Funktion von s .

Die Grenzen für die Λ_{\pm} Parameter werden in Tab. 5.3 mit den Ergebnissen von anderen Experimenten bei PETRA und PEP verglichen.

Experiment	Λ_+ (GeV)	Λ_- (GeV)
JADE	285	210
PLUTO /54/	79	63
CELLO /55/	142	121
MARK J /56/	170	117
TASSO /57/	161	169
HRS /58/	92	246

Tabelle 5.3 Untere Grenzen für die Abschneideparameter Λ_+ und Λ_- mit einem Signifikanzniveau von 95%

Die Parametrisierung der QED Abweichung durch den Formfaktor setzt spezielle Annahmen für die Kopplung voraus. Ein Abschneideparameter von $\Lambda_{\pm} \approx 100$ GeV steht deshalb nicht im Widerspruch zu einer Z^0 Masse von $93 \text{ GeV}/c^2$. Mit Hilfe der gewonnenen Grenze läßt sich aufgrund der Unschärferelation die Punktförmigkeit von τ 's überprüfen. Die obere Grenze für die Ausdehnung eines τ 's beträgt $r < 7 \cdot 10^{-17}$ cm, was kleiner als 10^{-3} des Protonenradius ist. Dieses Ergebnis ist bemerkenswert, da die τ Masse etwa doppelt so groß wie die Protonenmasse ist.

Die erwartete Abhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts von s aufgrund der elektroschwachen Wechselwirkung ist in Abb. 5.2 als gestrichelte Linie für die Parameter $\sin^2\theta_W = 0,22$ und $M_{Z^0} = 93 \text{ GeV}/c^2$ eingezeichnet. Es wird deutlich, daß die Änderung in dem hier untersuchten Energiebereich sehr gering ist, was auf die kleinen Vektorkopplungskonstanten zurückzuführen ist. Eine Anpassungsrechnung der Vektorkopplungskonstanten an den gemessenen totalen Wirkungsquerschnitt ergibt:

$$v_e \cdot v_{\tau} = 0,43 \pm 0,22. \quad (5.3)$$

Die Bestimmung der Axialvektorkopplungskonstanten und der Vergleich mit der Vorhersage des Standard Modells erfolgt in Kapitel 6.

6. DIFFERENTIELLER WIRKUNGSQUERSCHNITT UND ASYMMETRIE

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die τ Paarerzeugung ist nach der QED in niedrigster Ordnung proportional zu $1 + \cos^2 \theta$. Aufgrund der elektroschwachen Interferenz wird dieser symmetrische Ausdruck durch einen linearen Term proportional zu $\cos \theta$ modifiziert. Man erhält eine Vorwärts-Rückwärts Asymmetrie, die von der Kopplung an den neutralen Strom abhängig ist und die Bestimmung der schwachen Kopplungskonstanten ermöglicht.

Experimentell ist der differentielle Wirkungsquerschnitt gegeben durch:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{N_{kor}(\cos \theta)}{(\int L dt) \cdot \epsilon(\cos \theta) \cdot (1 + \delta(\cos \theta)) \cdot 2\pi d(\cos \theta)}, \quad (6.1)$$

wobei N_{kor} die Anzahl der beobachteten Ereignisse nach Subtraktion des Untergrunds und der Berücksichtigung der Korrekturen aufgrund von Ereignisverlusten ist. $\int L dt$ ist die integrierte Luminosität, $\epsilon(\cos \theta) \cdot (1 + \delta(\cos \theta))$ die Nachweiswahrscheinlichkeit mit Berücksichtigung der Strahlungskorrekturen und θ der Winkel des τ^+ bezüglich der z^+ Richtung.

Experimentell ergibt sich die Asymmetrie aus der Anzahl von Ereignissen in Vorwärts- $N_V(\cos \theta_{\tau^+} > 0)$ und Rückwärtsrichtung $N_R(\cos \theta_{\tau^+} < 0)$:

$$A_{VR} = \frac{N_V - N_R}{N_V + N_R}. \quad (6.2)$$

Der statistische Fehler der Asymmetrie ergibt sich aus den Eigenschaften der Binomialverteilung und beträgt:

$$\Delta A_{VR} = \sqrt{\frac{1 - A^2}{N_V + N_R}}. \quad (6.3)$$

Da die erzeugten τ 's nicht selbst nachgewiesen werden können, müssen die Ladung und Richtung aus den Zerfallsprodukten rekonstruiert werden. In diesem Kapitel werden deshalb zuerst die Ladungs- und Richtungsbestimmung sowie die zur Messung der Asymmetrie erforderlichen Korrekturen beschrieben.

6.1 Ladungsbestimmung.

Bei τ Zerfällen in mehrere geladene Teilchen kann die Ladungsbestimmung Schwierigkeiten bereiten, weil der Öffnungswinkel der Spuren klein ist und darum Fehler bei der Spurrekonstruktion möglich sind. Es werden bei der weiteren Analyse daher nur Ereignisse berücksichtigt, bei denen sich in einer der beiden Hemisphären genau eine Spur befindet. Die Ladung dieser Spur wird mit der Ladung des ursprünglichen τ 's

identifiziert und der gegenüberliegenden Hemisphäre die entgegengesetzte Ladung zugeordnet.

Falls bei 2 Spurereignissen beide Spuren die gleiche Ladung haben, wird die der Spur mit dem kleineren Fehler bei der Anpassung an die gemessenen Spurrpunkte verwendet. Mögliche Ursachen für eine falsche Ladungsbestimmung sind: Spuren nahe einer Drahtebene des Innendetektors, überlappende Spuren, Untergrundspuren und asymmetrische Photonkonversionen, bei denen nicht beide Spuren rekonstruiert wurden.

Der Fehler in der Ladungszuordnung wird aus der Anzahl gleichgeladener 2 Spurereignisse (11 von 959 Ereignissen für die Daten bei der Schwerpunktsenergie von 34,6 GeV) abgeschätzt. Von den 2 Spurereignissen mit gleicher Ladung haben 2 Ereignisse die Topologie $e - \mu$ und sind mit Untergrund aus der Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ verträglich. Die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Ladungsbestimmung ist damit kleiner als 0,005 und deshalb als Beitrag zum Fehler der Asymmetrie vernachlässigbar.

6.2 Richtungsbestimmung.

Die Richtung der beiden erzeugten τ 's kann aufgrund der nicht beobachteten Neutrinos nicht exakt rekonstruiert werden. Sie läßt sich aber in sehr guter Näherung durch die Vektorsumme der nachgewiesenen Zerfallsprodukte, Spuren und Bleiglascluster, bestimmen. Dazu wird die Vektorsumme der Spurimpulse in der jeweiligen Hemisphäre und die energiegewichtete Vektorsumme der Bleiglascluster verwendet. Es werden dabei alle Bleiglascluster berücksichtigt, die innerhalb eines Kegels mit 30° halbem Öffnungswinkel bezüglich der Impulsvektorsumme liegen.

Zur Bestimmung der Richtung des τ^+ wurden drei verschiedene Verfahren angewendet:

- 1) die Vektorsumme der Hemisphäre mit positiver Ladung,
- 2) die Vektorsumme der Hemisphäre mit der größeren beobachteten Energie, bzw. der reziproke Vektor bei negativer Ladung und
- 3) die Differenz der beiden Richtungsvektoren in Richtung der Hemisphäre mit positiver Ladung.

Die Unterschiede der verschiedenen Verfahren sind klein. Die τ Richtung wird nach 2) und 3) etwas besser rekonstruiert, da hier der Effekt der nicht beobachteten Neutrinos geringer ist. Für die drei verschiedenen Verfahren ergeben sich keine statistisch signifikanten Abweichungen zwischen der Asymmetrie, die aus der rekonstruierten τ Richtung bestimmt wurde, und der ursprünglichen τ Asymmetrie. Zur Bestimmung der Asymmetrie wird im folgenden die Differenz der Richtungsvektoren

(3) verwendet, die Abweichung gegenüber 1) und 2) wird bei dem systematischen Fehler als Unsicherheit in der τ Richtung berücksichtigt. In Abb. 6.1 ist die Differenz von $\cos\theta$ des ursprünglichen τ^+ und der rekonstruierten Richtung für Monte-Carlo Daten nach 3) aufgetragen.

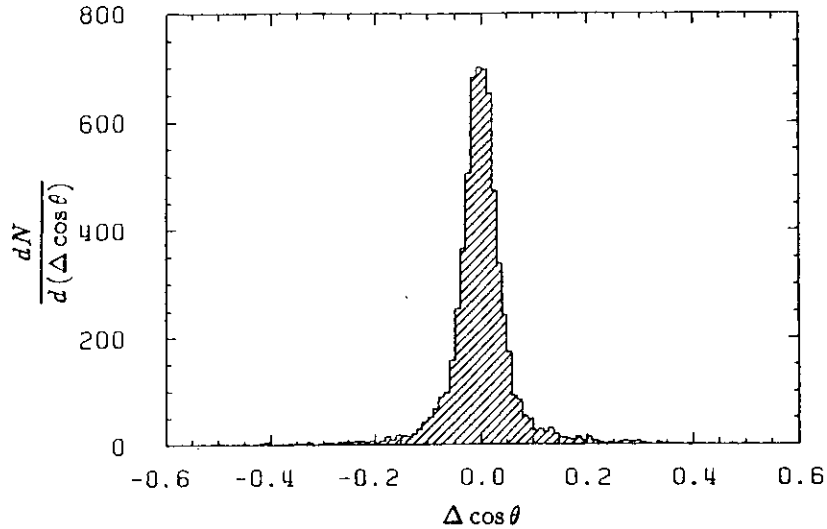


Abbildung 6.1 Differenz der aus den Zerfallsprodukten rekonstruierten und der ursprünglichen τ Richtung für Monte-Carlo Ereignisse nach 3)

6.3 Untergrund.

Die Anzahl von Untergrundereignissen ist kleiner als die in Tab. 4.4 angegebene, weil für die Asymmetrieanalyse nur Ereignisse mit einer isolierten Spur verwendet werden. Der Untergrund in den Daten der beiden Meßperioden beträgt $98,3 \pm 18,3$ und $26,3 \pm 5,7$ Ereignisse, was 5,0% bzw. 4,6% der zur Asymmetriebestimmung verwendeten Ereignisse entspricht. Für die Messung der Asymmetrie ist es außerdem wichtig, die Winkelverteilung bzw. die Asymmetrie der Untergrundereignisse zu untersuchen.

Die Winkelverteilung der Endzustände aus $\gamma\gamma$ Reaktionen ist bei Verwendung der multiperipheren Diagramme symmetrisch. Es würde sich aber eine positive Asymmetrie ergeben, wenn das e^+ oder e^- unter großem Winkel gestreut wird. Ein möglicher Untergrund kann insbesondere durch μ Paare aus $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen verursacht werden, die als $e - \mu$ Ereignisse τ Paarereignisse vortäuschen können. Deshalb wurden zusätzlich Monte-Carlo Ereignisse mit einem Streuwinkel im Bereich der Akzeptanz ($|\cos\theta| < 0,76$) für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ mit dem Berends, Daver-

feldt, Kleiss (B,D,K) Programm generiert und für $e^+e^- \rightarrow e^+e^-e^+e^-$, $e^+e^-\mu^+\mu^-$, $e^+e^-\tau^+\tau^-$ und $e^+e^-q\bar{q}$ nach dem Vermaseren Programm. Der größte Untergrund ergibt sich für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow e^+e^-\mu^+\mu^-$ mit $3,8 \pm 0,7$ Ereignissen mit Verwendung des (B,D,K) Programms. Dieses Ergebnis ist in guter Übereinstimmung mit $4,2 \pm 1,1$ Ereignissen nach dem Vermaseren Programm für die gleiche Reaktion. Der Beitrag zur Asymmetrie ist aber vernachlässigbar. Diese Untergrundabschätzung stimmt gut mit der beobachteten Anzahl von 2 gleichgeladenen $e - \mu$ Ereignissen überein, da bei $e\mu\mu$ Ereignissen mit großem Streuwinkel des e^+ oder e^- meist nur zwei Spuren im Innendetektor nachgewiesen werden. Man erwartet, daß bei der Hälfte dieser Ereignisse beide Spuren die gleiche Ladung haben.

Eine von Null verschiedene Asymmetrie von $\gamma\gamma$ Prozessen kann auch durch Interferenz der multiperipheren mit den weiteren Diagrammen (siehe Abb. 4.9) verursacht werden. Bei der Untergrundbestimmung (siehe Abschnitt 4.2.1) wurde gezeigt, daß sich der Untergrund gut durch die Verwendung der multiperipheren Diagramme berechnen läßt. Der Beitrag der zusätzlichen Terme ist daher sehr gering und kann bei der Messung der Asymmetrie vernachlässigt werden.

Die Asymmetrie von multihadronischen Ereignissen ist von dem in der e^+e^- Vernichtung erzeugten $q\bar{q}$ Zustand abhängig. Da durch die τ Selektionskriterien keine Separation der Quarkarten erfolgt, ist die Asymmetrie des multihadronischen Untergrunds in guter Näherung gleich Null.

μ Paarereignisse haben aufgrund der Leptonuniversalität die gleiche Asymmetrie wie die τ Paarerzeugung. Für die Bhabha Streuung ergibt sich eine große positive Asymmetrie, die in dem hier untersuchten Winkelbereich 77% beträgt.

Insgesamt beträgt die Korrektur für die Asymmetrie infolge von Untergrund für die beiden Meßperioden $(0,7 \pm 0,6)\%$ und $(0,9 \pm 0,6)\%$.

6.4 Strahlungs- und Akzeptanzkorrekturen.

Die beobachteten τ Paare enthalten auch Beiträge höherer Ordnungen in α , diese modifizieren die in niedrigster Ordnung der QED symmetrische Winkelverteilung und bewirken eine geringe positive Asymmetrie (siehe Abschnitte 2.2.3 und 4.3.1). Da durch die gemessene Asymmetrie die Kopplung des schwachen Stromes bestimmt werden soll, ist es notwendig, die Daten auf die elektromagnetischen Strahlungskorrekturen zu korrigieren. Diese Korrekturen wurden mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen bei zwei Schwerpunktsenergien (34,6 und 44,2 GeV) als Funktion von $\cos\theta$ bestimmt (siehe Abb. 4.18). Die Asymmetrie der Strahlungskorrekturen beträgt für die beiden Schwerpunktsenergien $(+1,4 \pm 0,6)\%$ und $(+1,7 \pm 0,9)\%$. Sie stimmen innerhalb der Fehler, die durch begrenzte Monte-Carlo Statistik verursacht werden, überein und können deshalb kombiniert werden. Das Ergebnis ist eine QED Korrektur von $(+1,5 \pm 0,5)\%$.

6.5 Asymmetrie.

In Tab. 6.1 ist die gemessene Asymmetrie A_{VR} zusammen mit den Korrekturen für den Untergrund A_U und den QED Beiträgen A_{QED} für beide Meßperioden angegeben.

Meßperiode	A_{VR}	A_U	A_{QED}	A_{korr}
81 - 82	$-2,6 \pm 2,2$	$0,7 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,5$	$-4,8 \pm 2,2 \pm 0,8$
82 - 84	$-8,9 \pm 4,2$	$0,9 \pm 0,6$	$1,5 \pm 0,5$	$-11,2 \pm 4,2 \pm 0,8$

Tabelle 6.1 Gemessene Asymmetrie in % mit Korrekturen für Untergrund und elektromagnetische Strahlungskorrekturen.

Die korrigierte Asymmetrie beträgt somit $(-4,8 \pm 2,2 \pm 0,8)\%$ und $(-11,2 \pm 4,2 \pm 0,8)\%$ bei Schwerpunktsenergien von 34,6 und 43,3 GeV. Der systematische Fehler setzt sich aus den Unsicherheiten der Untergrundbestimmung (0,6%), der Strahlungskorrekturen (0,5%) und der τ Richtung (0,3%) zusammen.

Wenn die Asymmetrie aus der Anzahl von Ereignissen im Vorwärts- und Rückwärtsbereich berechnet wird, erhält jedes Ereignis das gleiche Gewicht unabhängig von $\cos \theta$. Dieses führt möglicherweise durch Vertauschungen von vorwärts und rückwärts bei $|\cos \theta| \approx 0$ zu einem Fehler in der Asymmetrie. Ein anderes Verfahren, die Asymmetrie zu bestimmen, ist durch eine Anpassungsrechnung an den gemessenen differentiellen Wirkungsquerschnitt mit der Asymmetrie als freiem Parameter. Hierbei werden Ereignisse mit großem $|\cos \theta|$ stärker gewichtet, so daß die Unsicherheit durch Vertauschungen bei $|\cos \theta| \approx 0$ entfällt.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Daten aus beiden Meßperioden ist in den Abbildungen 6.2a und 6.2b aufgetragen. Es ist deutlich eine asymmetrische Verteilung der Meßwerte zu erkennen. Die Asymmetrie ergibt sich durch eine Anpassungsrechnung des gemessenen Wirkungsquerschnitts an die folgende Funktion:

$$f(\cos \theta) \propto 1 + \cos^2 \theta + B \cdot \cos \theta, \quad (6.4)$$

$$A = \frac{3}{2} B \cdot \frac{\cos \theta_{max}}{3 + \cos^2 \theta_{max}},$$

wobei $\cos \theta_{max}$ durch die eingeschränkte geometrische Akzeptanz gegeben ist. Das Ergebnis dieser Anpassung ist $A = (-5,1 \pm 2,1)\%$ mit einem χ^2 von 2,7 bei 6 Freiheitsgraden bei einer Schwerpunktsenergie von 34,6 GeV und $A = (-10,0 \pm 3,9)\%$ mit $\chi^2 = 5,2$ bei höheren Schwerpunktsenergien. Diese Werte stimmen gut mit den Asymmetrien überein, die aus der Anzahl der Ereignisse im Vorwärts- und Rückwärtsbereich ermittelt wurden.

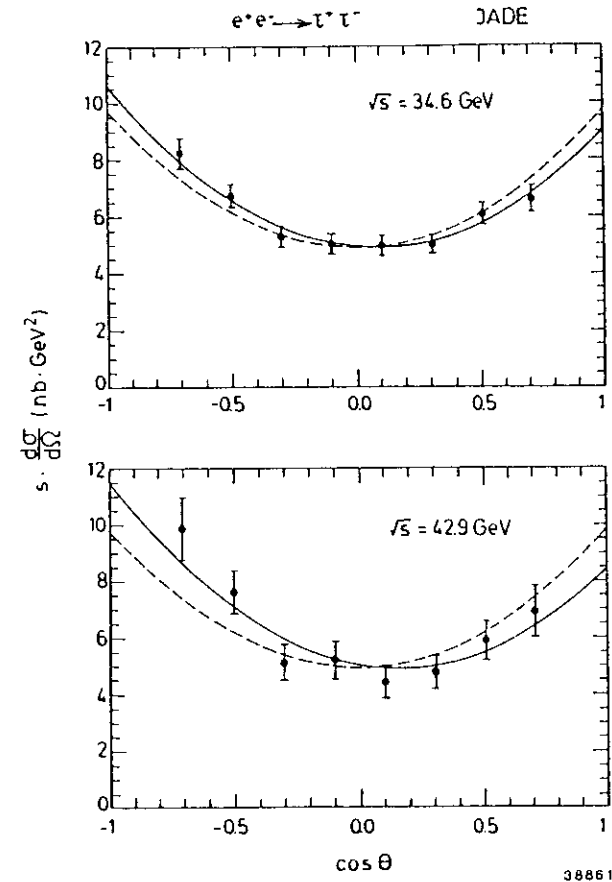


Abbildung 6.2 Differentieller Wirkungsquerschnitt der τ Paarerzeugung mit Berücksichtigung von QED Strahlungskorrekturen bei zwei Schwerpunktsenergien. Die durchgezogene Kurve zeigt die Vorhersage des Standard Modells mit der gemessenen Asymmetrie, die gestrichelte Kurve eine Anpassung der symmetrischen QED Winkelverteilung an die Daten.

Die theoretische Form der Winkelverteilung ist unter Verwendung der gewonnenen Asymmetrien in Abb. 6.2 als durchgezogene Linie dargestellt. In den Abbildungen ist zusätzlich als gestrichelte Linie das Ergebnis der Anpassung der Meßwerte an den symmetrischen QED Wirkungsquerschnitt eingezeichnet. Das χ^2 beträgt für die Anpassung an die QED Winkelverteilung 8,6 und 11,6 bei 7 Freiheitsgraden.

Zum Vergleich mit den Ergebnissen anderer Experimente ist es sinnvoll, die Asymmetrie auf den gesamten Winkelbereich zu extrapolieren. Aus der Ausgleichsrechnung folgt mit $A = \frac{3}{8} \cdot B$ für $\cos \theta_{max} = 1,0$ eine Asymmetrie von $(-6,0 \pm 2,5)\%$ und $(-11,8 \pm 4,6)\%$ für die beiden Meßperioden.

Die Asymmetrie als Funktion von $\cos \theta / (1 + \cos^2 \theta)$ ist in den Abbildungen 6.3a und 6.3b dargestellt. Die eingezeichneten Geraden geben den funktionalen Verlauf der Asymmetrie nach dem Standard Modell in Abhängigkeit von $\cos \theta / (1 + \cos^2 \theta)$ an, wobei die durch die Anpassungsrechnung ermittelten integrierten Asymmetrien als Parameter verwendet wurden. Die Übereinstimmung ist gut.

6.6 Systematischer Fehler.

Bevor die ermittelten Asymmetrien mit den theoretischen Vorhersagen verglichen werden, sollen die systematischen Fehler genauer untersucht werden. Die Asymmetrie läßt sich recht genau bestimmen, da es sich um eine relative Messung handelt und Fehler der Luminosität, des Untergrunds und der Akzeptanz- und Strahlungskorrekturen in erster Näherung keinen Einfluß haben, wenn diese symmetrisch bezüglich des Polarwinkels sind. Die wesentlichen Beiträge zum systematischen Fehler sind die Fehler der Untergrundbestimmung (0,6%), der Strahlungskorrekturen (0,5%) und der τ Richtung (0,3%). Die angegebenen Werte beziehen sich auf die eingeschränkte geometrische Akzeptanz. Der Einfluß des Fehlers der Ladungsbestimmung auf die Asymmetrie ist vernachlässigbar, da die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Ladungszuordnung kleiner als 0,5% ist.

Eine mögliche Detektorasymmetrie wurde mit Hilfe von Myonen der kosmischen Höhenstrahlung untersucht, für die keine Asymmetrie erwartet wird /59/. Dazu wurden Höhenstrahlereignisse durch einen Schnitt in der Differenz der Flugzeiten ($\Delta t > 4$ ns) selektiert. Für diese Ereignisse ergibt sich eine Asymmetrie von $(+0,5 \pm 1,6)\%$. Eine mögliche Abhängigkeit der Spuranpassung von dem Polarwinkel wurde durch eine Untersuchung des Fehlers der Spuranpassung als Funktion von $\cos \theta$ überprüft. Es ergeben sich keine Anzeichen für eine Winkelabhängigkeit oder eine Detektorasymmetrie.

Eine Verfälschung der Asymmetriemessung durch weitere Untergrundereignisse, die bei der Untergrundbestimmung nicht berücksichtigt wurden, läßt sich untersuchen, indem die Asymmetrie für verschiedene Ereignistopologien bestimmt wird. Dazu ist

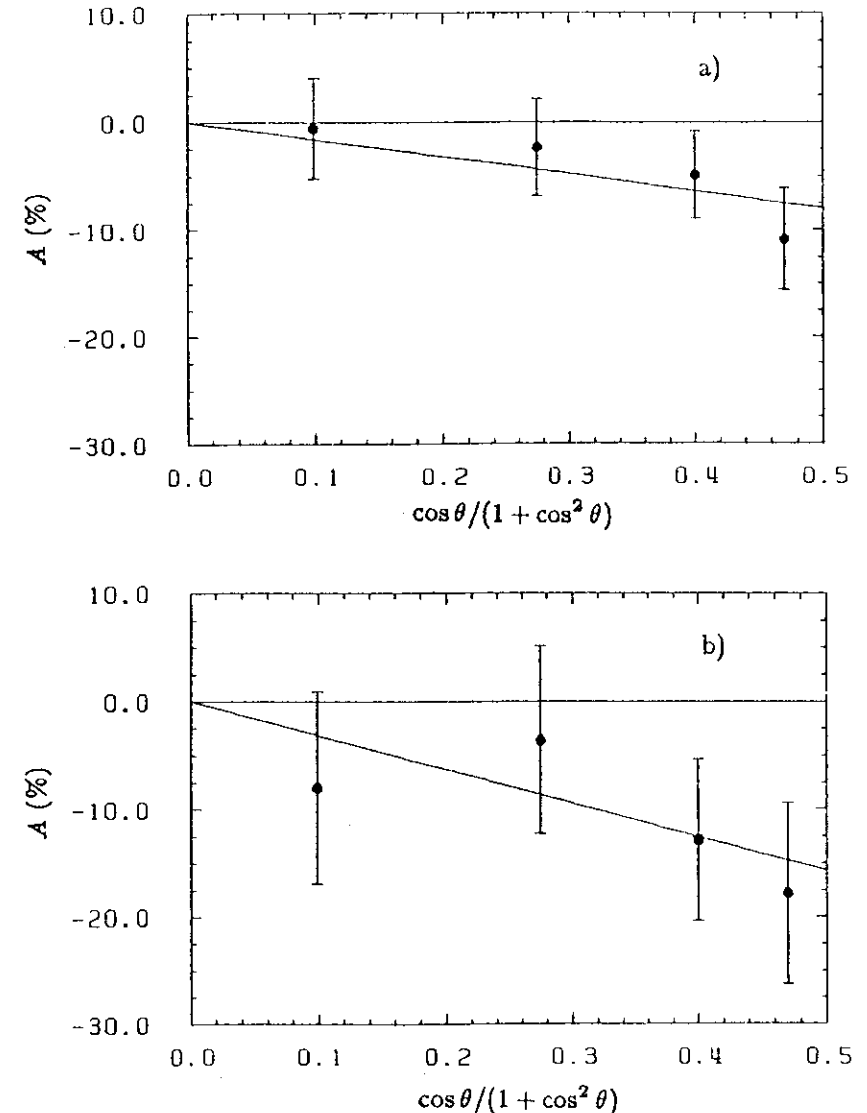


Abbildung 6.3 Asymmetrie als Funktion von $\cos \theta / (1 + \cos^2 \theta)$ bei zwei Schwerpunktsenergien. Die durchgezogene Kurve zeigt den funktionalen Verlauf nach dem Standard Modells mit der gemessenen Asymmetrie als Parameter.

in Tab. 6.2 die Asymmetrie für verschiedene Topologien aufgetragen, dabei wurden keine Untergrund-, Strahlungs- oder Akzeptanzkorrekturen angebracht. Ereignisse mit einem isolierten Elektron sind besonders sensitiv auf Untergrund aus der Bhabha Streuung und aus $\gamma\gamma$ Reaktionen mit großem Streuwinkel des e^+ oder e^- , die beide eine stark positive Asymmetrie aufweisen.

Meßperiode	81 - 82	82 - 84
Ereignistopologie	A (%)	A (%)
alle Ereignisse	$-2,6 \pm 2,2$	$-8,9 \pm 4,2$
$e - X$	$0,6 \pm 3,2$	$-19,1 \pm 5,8$
$\mu - X$	$-7,4 \pm 4,8$	$10,3 \pm 8,6$
$\pi - X$	$-0,3 \pm 3,6$	$-4,7 \pm 7,2$
1 - 1	$0,0 \pm 3,2$	$-11,2 \pm 6,2$
1 - N, N > 1	$-5,0 \pm 3,1$	$-6,3 \pm 5,6$
$\sum E_{Cluster} < 1,0 \cdot E_S$	$-3,3 \pm 2,3$	$-7,0 \pm 4,3$
$E_{max.Cl.} < 0,5 \cdot E_S$	$-2,6 \pm 2,6$	$-5,0 \pm 4,9$
$\xi < 20^\circ$	$-2,7 \pm 2,4$	$-7,7 \pm 4,4$

Tabelle 6.2 Unkorrigierte Asymmetrie in % für verschiedene Ereignistopologien und nach verschärften Selektionsschnitten

Wie in der Tabelle zu erkennen ist, ergeben sich für verschiedene Ereignistopologien keine statistisch signifikanten Abweichungen der Asymmetrie. Der Betrag der Asymmetrie für Ereignisse mit isoliertem Elektron ($e - X$) ist für die Meßperiode 81-82 geringfügig kleiner. Wenn der Bhabha Untergrund von 15 Ereignissen berücksichtigt wird, ergibt sich für diese Topologie eine Änderung der Asymmetrie von $-1,2\%$. Die Korrektur der Asymmetrie der gesamten Datenmenge aufgrund des Bhabha Untergrunds beträgt $-0,6\%$. Für die Daten der Periode 82-84, an welche die gleichen Selektionsanforderungen gestellt wurden, ist die Asymmetrie für $e - X$ Ereignisse dagegen negativer ($A = (-19,1 \pm 5,8)\%$). Der Einfluß von Untergrund auf die Asymmetrie ist für Ereignisse ohne isoliertes Elektron am geringsten. Wenn zur Bestimmung der Asymmetrie deshalb nur Ereignisse ohne Elektron verwendet werden, beträgt die Asymmetrie $(-5,7 \pm 3,1)\%$ und $(+2,5 \pm 5,9)\%$. Man kann annehmen, daß es sich bei den Änderungen um statistische Fluktuationen handelt.

Außerdem ist in der Tabelle die Asymmetrie für Ereignismengen mit verschärften Selektionsanforderungen angegeben. Durch härtere Schauerenergieschnitte sollte ein

möglicher Bhabha Untergrund reduziert werden. Eine Verschärfung der Anforderungen an die gesamte Schauerenergie¹ von $\sum E < 1,6 \cdot E_S$ auf $\sum E < 1,0 \cdot E_S$ ergibt eine Asymmetrie von $(-3,3 \pm 2,3)\%$ bzw. $(-7,0 \pm 4,3)\%$. Wenn die Selektionsbedingung an das Cluster mit der größten Energie¹ von $E_{max.Cl.} < 0,9 \cdot E_S$ auf $E_{max.Cl.} < 0,5 \cdot E_S$ verändert wird, betragen die Asymmetrien $(-2,6 \pm 2,6)\%$ bzw. $(-5,0 \pm 4,9)\%$. Es ergeben sich hieraus keine Anzeichen für einen Bhabha Untergrund.

Eine Verschärfung des Akollinearitätsschnittes ist dagegen sensitiv für Untergrund von $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen, die im allgemeinen eine größere Akollinearität als τ Paareignisse der 1γ Annihilation aufweisen. Bei der Datenselektion wurde nur in der ersten Reduktion ein sehr weiter Akollinearitätsschnitt von $\xi < 80^\circ$ angebracht. Wenn diese Anforderung² auf $\xi < 20^\circ$ erhöht wird, ist die Asymmetrie $(-2,7 \pm 2,4)\%$ bzw. $(-7,7 \pm 4,4)\%$. Eine Verfälschung der Asymmetriebestimmung durch Untergrund aus $\gamma\gamma$ Reaktionen kann daher ausgeschlossen werden.

Nach der oben beschriebenen Untersuchung wird angenommen, daß weitere Beiträge zu dem angegebenen systematischen Fehler vernachlässigbar sind.

6.7 Bestimmung der Kopplungskonstanten.

In diesem Abschnitt werden die schwachen Kopplungskonstanten aus den gemessenen Asymmetrien und Wirkungsquerschnitten berechnet und die Ergebnisse mit den Vorhersagen des Standard Modells verglichen. Die erwarteten Asymmetrien ergeben sich nach den Gleichungen 2.16 und 2.24 und betragen mit $G_F = 1,166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ und $M_{Z^0} = 93 \text{ GeV}/c^2$ bezogen auf den vollen Winkelbereich $-8,8\%$ bei einer Schwerpunktsenergie von $34,6 \text{ GeV}$ und $-14,8\%$ bei $43,0 \text{ GeV}$. Dabei wurden elektroschwache Strahlungskorrekturen von $+0,6\%$ und $+1,1\%$ berücksichtigt /19/. Die Verwendung der anderen Parametrisierung (Gl. 2.17) führt zu den gleichen Asymmetriewerten (siehe Abschnitt 2.2.3 und /16,17,20/). Die Meßwerte von $(-6,0 \pm 2,5 \pm 1,0)\%$ und $(-11,8 \pm 4,6 \pm 1,0)\%$ stimmen gut mit der theoretischen Vorhersage überein. Sie sind in Abb. 6.4 zusammen mit den Ergebnissen von anderen PEP und PETRA Experimenten als Funktion von s dargestellt.

Aus der Asymmetriemessung folgt für das Produkt der Axialvektorkopplungskonstanten :

$$a_e \cdot a_\tau = 0,68 \pm 0,28 \pm 0,11 \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 34,6 \text{ GeV}, \quad (6.5)$$

$$a_e \cdot a_\tau = 0,80 \pm 0,31 \pm 0,07 \quad \text{bei} \quad \sqrt{s} = 43,0 \text{ GeV}.$$

Der gewichtete Mittelwert beträgt:

$$a_e \cdot a_\tau = 0,74 \pm 0,22. \quad (6.6)$$

¹Die Verteilungen der totalen Schauerenergie und der Energie des maximalen Clusters sind in den Abbildungen 4.12 und 4.16 (siehe Abschnitt 4.2.4) dargestellt.

²Die Akollinearitätsverteilung ist in Abb. 4.10 (Abschnitt 4.2.1) aufgetragen.

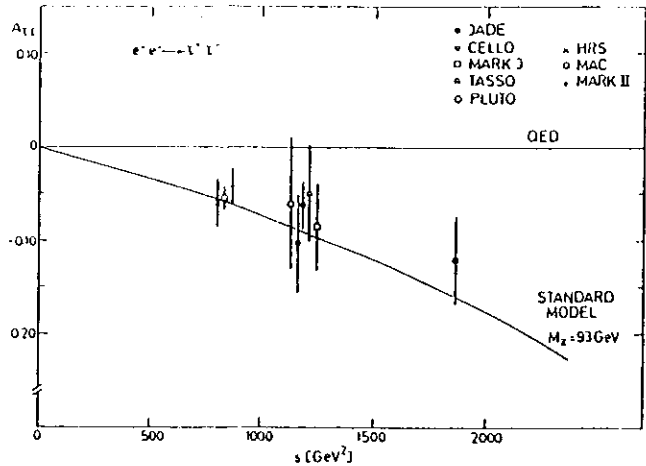


Abbildung 6.4 Gemessene Asymmetrien als Funktion von s . Die eingezeichnete Kurve zeigt die Vorhersage des Standard Modells mit $M_Z^0 = 93 \text{ GeV}/c^2$.

Er stimmt innerhalb des Fehlers gut mit dem Standard Modell ($a_e \cdot a_\tau = 1,0$) überein. Die gemessene Asymmetrie und das Produkt der Axialvektorkopplungskonstanten wird in Tab. 6.3 mit den Ergebnissen von anderen Experimenten verglichen. Alle Messungen stimmen innerhalb der Fehler mit der Theorie überein. Die gemessenen Asymmetrien und damit auch die Kopplungskonstanten sind aber im allgemeinen kleiner als die erwarteten Werte.

Bei Verwendung der gemessenen Asymmetrie und des Wirkungsquerschnitts für beide Schwerpunktsenergien ergibt sich aus einer Ausgleichsrechnung für das Produkt der Axialvektor- und Vektorkopplungskonstanten :

$$a_e \cdot a_\tau = 0,88_{-0,21}^{+0,18} \quad \text{und} \quad v_e \cdot v_\tau = 0,53_{-0,28}^{+0,18} \quad (6.7)$$

Bei der Bestimmung der Kopplungskonstanten wurde die Parametrisierung (2.16) benutzt. Mit Verwendung der anderen Parametrisierung (2.17) folgt: $a_e \cdot a_\tau = 0,87_{-0,21}^{+0,18}$ und $v_e \cdot v_\tau = 0,50_{-0,28}^{+0,18}$.

Experiment	\sqrt{s}	$N_{\tau^+\tau^-}$	$A_{\tau^+\tau^-} (\%)$	$A_{GSW} (\%)$	$a_e \cdot a_\tau$
HRS /58/	29,0	3243	$-6,1 \pm 2,3 \pm 0,5$	-5,9	$1,03 \pm 0,39 \pm 0,08$
MAC /61/	29,0	10153	$-5,5 \pm 1,2 \pm 0,5$	-5,9	$0,93 \pm 0,20 \pm 0,08$
MARK II /62/	29,0	3714	$-4,2 \pm 2,0$	-5,9	$0,71 \pm 0,34$
CELO /63/	34,2	434	$-10,3 \pm 5,2$	-8,5	$1,21 \pm 0,61$
JADE	34,6	1998	$-6,0 \pm 2,5 \pm 1,0$	-8,8	$0,68 \pm 0,28 \pm 0,11$
MARK J /64/	34,6	758	$-8,5 \pm 4,8$	-8,8	$0,97 \pm 0,55$
PLUTO /65/	34,6	419	$-5,9 \pm 6,8_{-2,5}^{+0,0}$	-8,8	$0,67 \pm 0,77_{-0,28}^{+0,0}$
TASSO /57/	34,5		$-4,9 \pm 5,3_{-1,2}^{+1,3}$	-8,7	$0,56 \pm 0,61_{-0,14}^{+0,16}$
JADE	43,05	575	$-11,8 \pm 4,6 \pm 1,0$	-14,8	$0,80 \pm 0,31 \pm 0,07$

Tabelle 6.3 Zusammenfassung der τ Asymmetriemessungen von PETRA und PEP Experimenten. Bei der Berechnung von A_{GSW} wurden elektroschwache Strahlungskorrekturen berücksichtigt.

Aus der Untersuchung der τ Paarerzeugung in der e^+e^- Annihilation läßt sich nur das Produkt der Elektron- und τ Kopplungskonstanten bestimmen. Die Analyse verschiedener Reaktionen der ν_e Streuung liefert zwei mögliche Lösungen für a_e und v_e , von denen nur eine mit den Ergebnissen aus der e^+e^- Vernichtung verträglich ist. Eine Zusammenstellung der Messungen der rein leptonenischen Neutrinostreuung ergibt /66/: $a_e = -0,99 \pm 0,052$ und $v_e = -0,076 \pm 0,094$. Für die τ Kopplungskonstanten folgt damit:

$$a_\tau = -0,89_{-0,22}^{+0,16} \quad \text{und} \quad v_\tau = -7,0_{-9,4}^{+8,9} \quad (6.8)$$

Beide Ergebnisse stimmen mit den Vorhersagen des Standard Modells von $a_\tau = -1,0$ und $v_\tau = -0,132 \pm 0,056$ mit $\sin^2 \theta_W = 0,217 \pm 0,014$ überein. Die Asymmetriemessung liefert eine recht genaue Bestimmung der Axialvektorkopplungskonstanten. Die Vektorkopplungskonstante kann dagegen nur mit einem sehr großen Fehler ermittelt werden, da die Asymmetrie und der Wirkungsquerschnitt in dem hier untersuchten Energiebereich nur sehr schwach von ν abhängen und ν für $\sin^2 \theta_W \approx 1/4$ sehr klein ist. Bei dem angegebenen Wert von v_τ trägt die Unsicherheit der Neutrinostreuung dominierend zum Fehler bei. Wenn stattdessen v_e aus dem Ergebnis der $\sin^2 \theta_W$ Messung berechnet wird, so erhält man $v_\tau = -4,0_{-3,7}^{+2,4}$.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung können mit der Messung der μ Asymmetrie, die ebenfalls mit dem JADE Experiment durchgeführt wurde, verglichen werden und

ermöglicht eine Überprüfung der $\mu - \tau$ Universalität. Aus der μ Asymmetrie folgt $a_e \cdot a_\mu = 1,31 \pm 0,17/67/$. Die Differenz der beiden Messungen beträgt $|a_e(a_\mu - a_\tau)| = 0,57 \pm 0,28$ und ist innerhalb von zwei Standardabweichungen mit der $\mu - \tau$ Universalität verträglich. Eine mögliche Verletzung der Leptonuniversalität kann aber nicht ausgeschlossen werden.

Bei Verwendung der Ergebnisse der Bhabha-Streuung [67], der μ und τ Paarzeugung liefert eine gemeinsame Ausgleichsrechnung:

$$|a_e| = 1,04 \pm 0,10 \quad \text{und} \quad |v_e| = 0,36 \pm 0,28. \quad (6.9)$$

Bei Verwendung der Parametrisierung (2.17) ergibt sich für den schwachen Mischungswinkel mit den vorhergesagten Kopplungskonstanten und $M_{Z^0} = (93,0 \pm 2,0)$ GeV/c²:

$$\sin^2 \theta_W = 0,18_{-0,02}^{+0,03} \pm 0,02. \quad (6.10)$$

Der angegebene zweite Fehler wird durch den Fehler der Z^0 Masse verursacht.

7. TOPOLOGISCHE VERZWEIGUNGSVERHÄLTNISSE

Während durch die Analyse der τ Paarzeugung und insbesondere durch die Bestimmung der Asymmetrie Aussagen über den schwachen neutralen Strom gemacht werden können, ermöglicht der τ Zerfall eine Untersuchung des schwachen geladenen Stromes. τ Zerfälle sind dazu besonders geeignet, weil τ 's aufgrund ihrer großen Masse die einzigen Leptonen sind, die in Hadronen zerfallen können. Ein charakteristisches Merkmal von τ Zerfällen ist die geringe Teilchenmultiplizität. In diesem Kapitel soll die Bestimmung der topologischen Verzweigungsverhältnisse beschrieben werden, d.h. die Wahrscheinlichkeit für den Zerfall in ein, drei oder fünf geladene Teilchen.

Mit Hilfe der topologischen Verzweigungsverhältnisse läßt sich überprüfen, ob die exklusiven Zerfallskanäle richtig gemessen und theoretisch verstanden worden sind, da die Summe der einzelnen Verzweigungsverhältnisse mit den topologischen übereinstimmen muß. Die Kenntnis der τ Paarereignistopologie ist außerdem für Experimente von Bedeutung, die sich bei der Analyse von τ Paaren nur auf bestimmte Topologien beschränken und bei der Berechnung des τ Untergrunds für andere Reaktionen.

7.1 Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse.

Die beobachtete Anzahl von Spuren in einer Hemisphäre ist für die Daten aus der Meßperiode 81–82 in Tab. 7.1 angegeben. Dabei wurden rekonstruierte Photonkonversionen von der Anzahl der nachgewiesenen Spuren abgezogen. Durch Subtraktion der Multiplizitätsverteilung des Untergrunds, die mit Hilfe der Monte-Carlo Rechnungen bestimmt wurde, ergibt sich die korrigierte Teilchenmultiplizität.

Anzahl von Spuren	τ Ereignisse	Untergrund
1	3374	160,3
2	327	39,2
3	624	49,8
4	23	5,6
5	8	2,2

Tabelle 7.1 Anzahl der beobachteten Spuren in einer Hemisphäre für τ Paare und Untergründereignisse

Wie aus der Tabelle zu ersehen ist, werden nicht nur Ereignisse mit einer ungeradzahigen Anzahl von Spuren in einer Hemisphäre beobachtet. Mögliche Ursachen für zusätzliche oder nicht erkannte Spuren sind: Fehler in der Spurrekonstruktion, Untergrundspuren, nicht rekonstruierte oder vorgetäuschte Photonkonversionen, dicht nebeneinanderliegende Spuren (innerhalb der Doppelspuraufösung) und Vielfachstreuung im Detektormaterial.

Um aus der beobachteten Multiplizitätsverteilung die topologischen Verzweigungs-
verhältnisse zu bestimmen, wird folgendes Verfahren angewendet:

- 1) Mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen wird die Wahrscheinlichkeit ρ_{ij} be-
stimmt, bei einem τ Zerfall in j geladene Teilchen i Spuren im Innendetektor
nachzuweisen:

$$\rho_{ij} = \frac{N_i^{MC}}{N_{gj}^{MC}}, \quad \text{mit } i = 1, 2, \dots, 5, \quad j = 1, 3, 5. \quad (7.1)$$

N_i^{MC} ist dabei die Anzahl der beobachteten Spuren im Innendetektor und
 N_{gj}^{MC} die Anzahl der generierten Zerfälle in 1,3 oder 5 geladene Teilchen.

Die auf Untergrund korrigierte Anzahl von beobachteten Zerfällen N_i mit i
nachgewiesenen Spuren (siehe Tab. 7.1) setzt sich dann wie folgt zusammen:

$$N_i = \rho_{i1} \cdot M_1 + \rho_{i3} \cdot M_3 + \rho_{i5} \cdot M_5, \quad \text{mit } i = 1, 2, \dots, 5, \quad (7.2)$$

wobei M_j die Anzahl von ursprünglichen τ Zerfällen in j geladene Teilchen ist.
Dieses Gleichungssystem ist überbestimmt und wird durch eine Ausgleichs-
rechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate gelöst.

- 2) Die aus dieser Entfaltung gewonnenen Verzweigungsverhältnisse müssen auf
die von der Ereignistopologie abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der τ Se-
lektionskriterien, im folgenden *Akzeptanz* genannt, korrigiert werden. Diese
Nachweiswahrscheinlichkeit läßt sich mit Hilfe von Monte-Carlo Ereignissen
berechnen. Es gilt:

$$\epsilon_k = \frac{N_k^{MC}}{N_{gk}^{MC}}, \quad \text{mit } k = 1-1, 1-3, 3-3, 1-5, \quad (7.3)$$

wobei N_k^{MC} und N_{gk}^{MC} die Anzahl der akzeptierten bzw. generierten Monte-
Carlo Ereignisse sind und der Index k die Topologie angibt.

Die korrigierte Anzahl von τ Zerfällen M_j^{kor} in j geladene Teilchen, bei N
beobachteten Ereignissen, läßt sich durch die folgenden Gleichungen bestimmen:

$$\begin{aligned} M_1^{kor} &= \frac{M_1}{2N} \left(\frac{M_1}{\epsilon_{1-1}} + \frac{M_3}{\epsilon_{1-3}} + \frac{M_5}{\epsilon_{1-5}} \right), \\ M_3^{kor} &= \frac{M_3}{2N} \left(\frac{M_1}{\epsilon_{1-3}} + \frac{M_3}{\epsilon_{3-3}} \right), \\ M_5^{kor} &= \frac{M_5}{2N} \frac{M_1}{\epsilon_{1-5}}. \end{aligned} \quad (7.4)$$

Die korrigierten Verzweigungsverhältnisse sind dann:

$$B_j = \frac{M_j^{kor}}{M_1^{kor} + M_3^{kor} + M_5^{kor}}, \quad \text{mit } j = 1, 3, 5. \quad (7.5)$$

7.1.1 Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren im Innendetektor.

Die Wahrscheinlichkeit für den Nachweis einer bestimmten Anzahl von Spuren
im Innendetektor bei τ Zerfällen in 1,3 oder 5 geladene Teilchen wurde durch Monte-
Carlo Rechnungen bestimmt. An die verwendeten Monte-Carlo Ereignisse wurden die
 τ Selektionskriterien und die gleichen Spuranforderungen wie an die Daten gestellt. Die
Spuren von rekonstruierten Photonkonversionen wurden von den beobachteten Spuren
subtrahiert.

Dalitz Zerfälle wurden bei der Bestimmung der Zerfallstopologie berücksichtigt,
d.h. ein τ Zerfall wie $\tau^+ \rightarrow \rho^+ \bar{\nu}_\tau$ mit $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ und $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ wird als ein Zerfall
in ein geladenes Teilchen gezählt. Bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit
wurde eine Korrektur für den τ Zerfalls in K^+ angebracht. Der Zerfall $\tau^+ \rightarrow K^{*+} \bar{\nu}_\tau$
mit $K^{*+} \rightarrow \pi^+ K_S^0$ und $K_S^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ wird als τ Zerfall in ein geladenes Teilchen
gezählt. Als Verzweigungsverhältnis wurde $B(\tau \rightarrow K^+ \nu_\tau) = (1,7 \pm 0,7)\%$ angenommen
/7/. Zur Untersuchung des 5 Spurzerfalls wurden speziell Ereignisse der Topologie 1-5
mit dem Zerfall $\tau^+ \rightarrow \pi^+ \pi^+ \pi^+ \pi^- \pi^- \bar{\nu}_\tau$ ohne zusätzliche π^0 's generiert.

Die Detektorsimulation und insbesondere die Erkennung von konvertierten Photo-
nen wurde überprüft, indem verschiedene Verteilungen der Daten mit den Monte-Carlo
Ereignissen verglichen wurden. Die Übereinstimmung ist im allgemeinen sehr gut. Die
Doppelspurauflösung hat einen großen Einfluß auf die Trennung dicht nebeneinander
liegender Spuren. Eine geeignete Größe zur Untersuchung der Doppelspurauflösung ist
der Mittelwert des Abstands zwischen 2 benachbarten Spuren am ersten und letzten
gemessenen Spurpunkt. Die Verteilung dieser Größe ist in Abb. 7.1 dargestellt. Man
erkennt, daß bei kleinen Abständen Spuren nicht mehr getrennt werden können. In
der Monte-Carlo Rechnung wurde eine Doppelspurauflösung von 7,5 mm angenommen,
was eine gute Übereinstimmung mit den Daten ergibt.

Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für Spuren aus τ Zerfällen im Innendetektor
sind in Tab. 7.2 angegeben.

j	ρ_{1j} (%)	ρ_{2j} (%)	ρ_{3j} (%)	ρ_{4j} (%)	ρ_{5j} (%)
1	93,79	4,43	1,66	0,124	0
3	5,23	15,47	78,25	0,897	0,150
5	1,85	6,16	22,18	34,29	35,52

Tabelle 7.2 Wahrscheinlichkeit ρ_{ij} zum Nachweis von i Spuren
im Innendetektor bei einem τ Zerfall in j geladene Teilchen

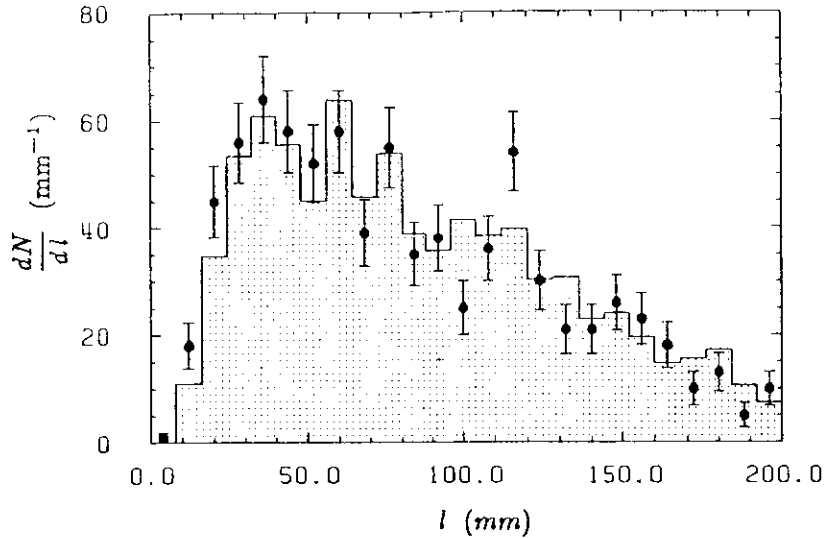


Abbildung 7.1 Verteilung des Mittelwertes des Abstands zwischen 2 benachbarten Spuren am ersten und letzten gemessenen Spurpunkt (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

Die Wahrscheinlichkeit, bei einem Zerfall in 1 oder 3 geladene Teilchen auch die gleiche Anzahl von Spuren zu messen, ist sehr hoch (94% bzw. 78%), während bei 5 Spurzerfällen nur mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 36% alle Spuren nachgewiesen werden.

Mit den ermittelten Nachweiswahrscheinlichkeiten erhält man nach Lösung des linearen Gleichungssystems die unkorrigierten Verzweungsverhältnisse von $B_1 = 83,2\%$, $B_3 = 16,5\%$ und $B_5 = 0,4\%$. Das χ^2 für die Anpassungsrechnung beträgt 4,1 bei 2 Freiheitsgraden. Die Fehler der Verzweungsverhältnisse werden später diskutiert.

In Tab. 7.3 ist dargestellt, wie die Multiplizitätsverteilung durch die einzelnen Zerfälle bestimmt wird. Dazu wurden die ermittelten unkorrigierten Verzweungsverhältnisse verwendet. Die angegebenen Fehler der Daten sind die statistischen Fehler der beobachteten Multiplizitätsverteilung. Die Fehler der simulierten Multiplizitätsverteilung ergeben sich aus den Fehlern der bestimmten Verzweungsverhältnisse. Die Übereinstimmung mit den Daten ist gut.

		beobachtet					
		generiert	1	2	3	4	5
MC	1	3197,3	150,9	56,5	4,2	0	
	3	35,3	104,4	528,0	6,1	1,0	
	5	0,3	0,9	3,4	5,2	5,4	
Summe		$3232,9 \pm 38,7$	$256,2 \pm 6,6$	$587,9 \pm 31,0$	$15,5 \pm 2,8$	$6,4 \pm 2,9$	
Daten		$3213,7 \pm 27,6$	$287,7 \pm 17,4$	$574,2 \pm 23,1$	$17,4 \pm 4,8$	$5,8 \pm 2,8$	

Tabelle 7.3 Vergleich der Multiplizitätsverteilung von τ Ereignissen mit der Monte-Carlo Simulation

7.1.2 Bestimmung der Akzeptanz.

Die Verzweungsverhältnisse müssen auf die von der Ereignistopologie abhängige Nachweiswahrscheinlichkeit der Datenselektion (Akzeptanz) korrigiert werden. Um diese zu bestimmen, wurden τ Monte-Carlo Ereignisse verwendet. Die generierte Topologie ohne Detektorsimulation ist in der ersten Spalte von Tab. 7.4 angegeben. Die Wahrscheinlichkeit für die verschiedenen Topologien, daß ein Ereignis durch die Datenselektion akzeptiert wird steht in Spalte 2 der Tabelle. Verluste infolge von nuklearen Wechselwirkungen im Detektormaterial wurden dabei berücksichtigt. Die weiteren Korrekturen aufgrund von Ereignisverlusten, die bei der Bestimmung des Wirkungsquerschnitts berücksichtigt wurden, sind gering ($\approx 3\%$). Eine Abhängigkeit von der Ereignistopologie kann vernachlässigt werden.

Topologie	Nachweiswahrscheinlichkeit
1-1	$(33,7 \pm 0,2 \pm 1,2)\%$
1-3	$(44,2 \pm 0,4 \pm 1,6)\%$
3-3	$(41,6 \pm 1,1 \pm 4,5)\%$
1-5	$(41,8 \pm 2,3 \pm 2,3)\%$

Tabelle 7.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Ereignistopologien mit Berücksichtigung von Verlusten infolge nuklearer Wechselwirkungen

Die Akzeptanz für Ereignisse der Topologie 1-1 ist am kleinsten, da Ereignisse mit zwei gleichen leptonenischen Zerfällen ($e - e$ und $\mu - \mu$) nicht selektiert wurden und außerdem gefordert wurde, daß die Impulse beider Spuren größer als 1 GeV/c sind. Die angegebenen systematischen Fehler ergeben sich aus der Unsicherheit der

leptonischen Verzweigungsverhältnisse, die besonders zur 1-1 Topologie beitragen, und der Korrektur für die nuklearen Wechselwirkungen im Detektormaterial.

Mit Berücksichtigung der Akzeptanz folgt für die korrigierten Verzweigungsverhältnisse:

$$\begin{aligned} B_1 &= (86,1 \pm 0,5 \pm 0,9)\%, \\ B_3 &= (13,6 \pm 0,5 \pm 0,8)\%, \\ B_5 &= (0,3 \pm 0,1 \pm 0,2)\%. \end{aligned} \quad (7.6)$$

7.2 Diskussion der systematischen Fehler.

Die oben beschriebene Bestimmung der topologischen Verzweigungsverhältnisse ist relativ genau, da alle Ereignistopologien berücksichtigt wurden. Die Messung ist deshalb unabhängig von dem τ Wirkungsquerschnitt, der Luminosität und der Akzeptanz. Letztere hat nur einen Einfluß, wenn sie von den τ Zerfällen abhängig ist. Der systematische Fehler setzt sich zusammen aus der Unsicherheit der Detektorsimulation, der Untergrundabschätzung und der Akzeptanz für verschiedene Ereignistopologien. Weitere Beiträge sind die Fehler der leptonischen Verzweigungsverhältnisse und der Wahrscheinlichkeit für nukleare Wechselwirkungen im Detektormaterial. Die einzelnen Beiträge sind in Tab 7.5 aufgetragen.

systematische Fehler	ΔB_1 (%)	ΔB_3 (%)	ΔB_5 (%)
Detektorsimulation	0,6	0,5	0,1
Konversionswahrscheinlichkeit	0,3	0,3	< 0,1
Untergrund			
Multiplizitätsverteilung	0,3	0,2	0,2
1γ Annihilation	0,2	0,1	< 0,1
$\gamma\gamma$ Wechselwirkungen	0,2	0,1	< 0,1
lepton. Verzweigungsverhältnisse	0,3	0,3	< 0,1
Nukleare Wechselwirkungen	0,4	0,4	< 0,1
Summe	0,9	0,8	0,2

Tabelle 7.5 Systematische Fehler der topologischen Verzweigungsverhältnisse

Die Unsicherheit der Detektorsimulation wurde untersucht, indem zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren im Innendetektor und der Multiplizitätsverteilung der Daten und des Untergrunds zwei verschiedene Spurerkennungs-

programme verwendet wurden. Die sich daraus ergebende Abweichung wird als systematischer Fehler berücksichtigt. Der Fehler aufgrund von Photonkonversionen im Strahlrohr oder der Tankwand wurde durch eine relative Änderung der Konversionswahrscheinlichkeit von 15% im Detektorsimulationsprogramm abgeschätzt.

Der Einfluß der Untergrundabschätzung wurde bestimmt durch eine Variation der Multiplizitätsverteilung des Untergrunds und der Anzahl der Untergründereignisse aus Reaktionen der 1γ Vernichtung und der $\gamma\gamma$ Wechselwirkung um jeweils zwei Standardabweichungen.

Ein Untergrund von multihadronischen Ereignissen kann insbesondere zu einer Verfälschung von B_5 führen. Eine Abhängigkeit der Untergrundbestimmung für Multihadronen von dem Fragmentationsmodell wurde deshalb durch die Verwendung von Monte-Carlo Ereignissen überprüft, die nach dem Webber Modell generiert wurden. Sowohl die Anzahl von Untergründereignissen als auch deren Multiplizitätsverteilung stimmen gut mit dem Ergebnis des LUND Modells überein.

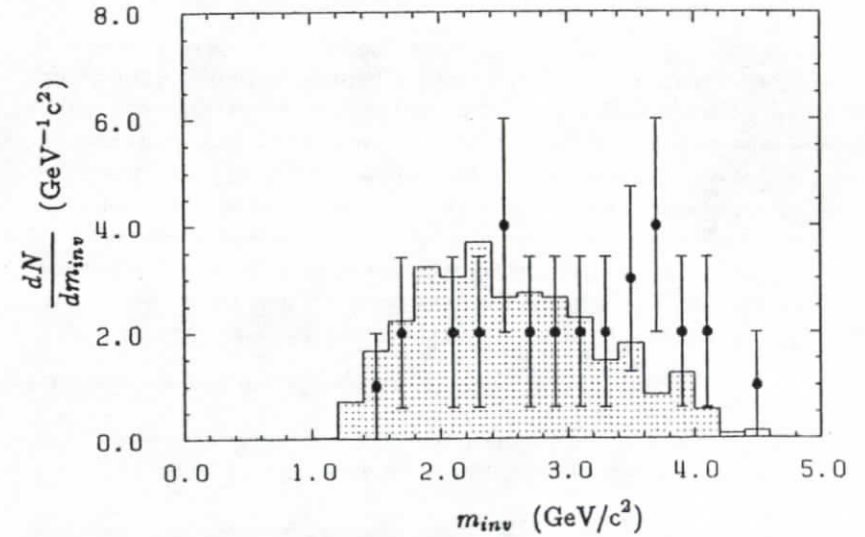


Abbildung 7.2 Häufigkeitsverteilung der Summe der invarianten Massen in beiden Hemisphären für Ereignisse mit 4 oder 5 Spuren in einer Hemisphäre (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit τ Monte-Carlo Ereignissen (Histogramm). Es wurde kein Untergrund subtrahiert.

Die Summe der invarianten Massen in beiden Hemisphären mit Berücksichtigung der Spuren und Bleiglascluster ist in Abb. 7.2 für Ereignisse mit 4 oder 5 Spuren in

einer Hemisphäre dargestellt. Es werden 31 Ereignisse beobachtet. Der Untergrund von 7,8 Ereignissen wurde in der Darstellung nicht subtrahiert. Das Histogramm zeigt die Verteilung für Monte-Carlo Ereignisse mit Zerfällen in 3 und 5 geladene Teilchen und 4 oder 5 in einer Hemisphäre im Innendetektor nachgewiesenen Spuren und ist auf die Anzahl der beobachteten Ereignisse normiert. Im Bereich großer invarianter Massen ist in den Daten ein geringer Überschuß vorhanden, der mit dem berechneten Untergrund verträglich ist. Es ergeben sich keine Anzeichen für weiteren Untergrund.

7.3 Vergleich mit anderen Messungen.

In Tab. 7.6 werden die in dieser Arbeit bestimmten topologischen Verzweigungs-verhältnisse mit den Messungen von anderen Experimenten bei PETRA und PEP verglichen. Ältere Ergebnisse von SPEAR und DORIS Detektoren sind nicht angegeben worden, weil diese im Vergleich zu den neueren Messungen sehr große Fehler aufweisen. Das gemittelte Verzweigungsverhältnis der SPEAR und DORIS Experimente in 1 Spurzerfälle /68/ ($B_1 = (68 \pm 10)\%$) ist kleiner als die neueren Ergebnisse.

gewichteten Mittelwerte¹ betragen $B_1 = (86,6 \pm 0,3)\%$, $B_3 = (13,3 \pm 0,3)\%$ und $B_5 = (0,14 \pm 0,04)\%$.

Neuere Zusammenstellungen der berechneten und experimentell bestimmten exklusiven τ Verzweigungsverhältnisse sind von F.J. Gilman und S.H. Rhie /22/ und W. Ruckstuhl /26/ durchgeführt worden. Die Übereinstimmung der Theorie mit den Messungen für die einzelnen Zerfallskanäle ist im allgemeinen sehr gut. Die Summe der exklusiven Verzweigungsverhältnisse ergibt allerdings nicht 100%. Aufgrund der experimentell bestimmten topologischen Verzweigungsverhältnisse ergibt sich für die Zerfälle in ein geladenes Teilchen eine Differenz zwischen dem berechneten (siehe Abschnitt 2.3) und gemessenen Verzweigungsverhältnis von 6 - 12%. Die Summe der gemessenen exklusiven Zerfallskanäle in ein geladenes Teilchen hat einen Fehler von etwa 3%. Mögliche Ursachen für die Differenz sind, daß einzelne Verzweigungsverhältnisse falsch berechnet und gemessen worden sind oder daß bisher nicht berücksichtigte und unbeobachtete τ Zerfälle vorhanden sind. Dafür sind insbesondere Zerfälle in eine zweite Axialvektor Meson Resonanz vorgeschlagen worden /74/, die vermutlich mit größerer Wahrscheinlichkeit zum τ Zerfall in 3 geladene Teilchen beitragen würden.

Experiment	B_1 (%)	B_3 (%)	B_5 (%)
JADE	$86,1 \pm 0,5 \pm 0,9$	$13,6 \pm 0,5 \pm 0,8$	$0,3 \pm 0,1 \pm 0,2$
MARK II /69/	$86,0 \pm 2,0 \pm 1,0$	$14,0 \pm 2,0 \pm 1,0$	$< 0,5$ (95% c.l.)
CELLO /24/	$85,3 \pm 1,5 \pm 1,3$	$14,7 \pm 1,5 \pm 1,3$	$< 0,9$ (95% c.l.)
TPC /70/	$85,2 \pm 0,9 \pm 1,7$	$14,8 \pm 0,9 \pm 1,7$	$< 0,3$ (90% c.l.)
TASSO /57/	$84,7 \pm 1,1^{+1,6}_{-1,3}$	$15,3 \pm 1,1^{+1,3}_{-1,6}$	$< 0,7$ (95% c.l.)
DELCO /26/	$87,6 \pm 0,6 \pm 1,4$	$12,4 \pm 0,6 \pm 1,4$	$< 0,3$ (95% c.l.)
MAC /71/	$86,5 \pm 0,3 \pm 0,6$	$13,5 \pm 0,3 \pm 0,6$	$< 0,16$ (95% c.l.)
PLUTO /65/	$87,8 \pm 1,3 \pm 3,9$	$12,2 \pm 1,3 \pm 3,9$	
HRS /72/	$86,9 \pm 0,3 \pm 0,3$	$13,0 \pm 0,3 \pm 0,3$	$0,13 \pm 0,04$
MARK II /73/			$0,16 \pm 0,08 \pm 0,04$
Mittelwert ¹	$86,6 \pm 0,3$	$13,3 \pm 0,3$	$0,14 \pm 0,04$

Tabelle 7.6 Topologische τ Verzweigungsverhältnisse

Das Ergebnis dieser Arbeit stimmt gut mit den Messungen von anderen PETRA und PEP Experimenten überein. Zur Bestimmung der gemittelten Verzweigungsverhältnisse wurden die statistischen und systematischen Fehler quadratisch addiert. Die

¹Für den Zerfall in 5 geladene Teilchen wurde der Mittelwert der drei Messungen berechnet. Die Grenzen wurden nicht berücksichtigt.

8. PAAREREIGNISSE MIT BREMSSTRAHLUNGSPHOTONEN

Die Leptonpaarerzeugung mit zusätzlichen Bremsstrahlungsfotonen, wie $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ und $e^+e^- \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma\gamma$ ($\ell = e, \mu, \tau$), wird in der QED durch Feynman Diagramme der Ordnungen α^3 und α^4 beschrieben. Eine Untersuchung dieser Prozesse ermöglicht daher eine Überprüfung der QED in höherer Ordnung. Die Beiträge dieser Reaktionen sind auch für die Analyse der Leptonpaarproduktion in niedrigster Ordnung von Bedeutung, da diese sogenannten Strahlungskorrekturen für den totalen Wirkungsquerschnitt etwa 30% betragen und bei der Bestimmung der Asymmetrie des differentiellen Wirkungsquerschnitts unter kleinen Winkeln in der gleichen Größe wie die Effekte der elektroschwachen Interferenz sind.

Eine weitere Motivation zur Analyse von Prozessen mit Bremsstrahlungsfotonen ist die Suche nach angeregten Leptonen, die in das jeweilige Lepton und ein Photon zerfallen. Solche angeregten Leptonen werden z.B. von Theorien vorausgesagt, die annehmen, daß Leptonen aus weiteren Teilchen zusammengesetzt sind.¹ Es wird im allgemeinen angenommen, daß diese angeregten Zustände die gleichen Leptonenzahlen, Spin und Ladungen wie die zugeordneten Leptonen haben, aber eine andere Masse.

In der e^+e^- Vernichtung können angeregte Leptonen ($\ell^* = \mu^*, \tau^*$) durch die folgenden Reaktionen erzeugt werden:

- 1) Die Erzeugung eines Leptons und eines entsprechenden angeregten Leptons $e^+e^- \rightarrow \ell\ell^*$, siehe Feynman Diagramm in Abb. 8.1a, und
- 2) die Paarproduktion von angeregten Leptonen (Abb. 8.1b).

Handelt es sich bei den Leptonen um angeregte Elektronen e^* so trägt neben dem Feynman Diagramm in Abb. 8.1a auch das entsprechende t-Kanal-Diagramm bei. Außerdem gibt es den Austausch eines virtuellen e^* in der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$.

Ein angeregtes Lepton kann aufgrund der folgenden Wechselwirkung in $\ell + \gamma$ zerfallen (Abb. 8.1) /76,77,78/:

$$L_{int} = \frac{\lambda e}{2M_{\ell^*}} \bar{\Psi}_{\ell} \sigma_{\alpha\beta} \Psi_{\ell^*} F^{\alpha\beta} + h.c. \quad (8.1)$$

wobei λ die dimensionslose relative Kopplungskonstante für den $\ell^*\ell\gamma$ Vertex bezüglich der elektrischen Ladung e ist, M_{ℓ^*} die Masse des angeregten Leptons und $F^{\alpha\beta}$ der elektromagnetische Feldtensor.

¹Eine Übersicht und Liste von Referenzen gibt /75/.

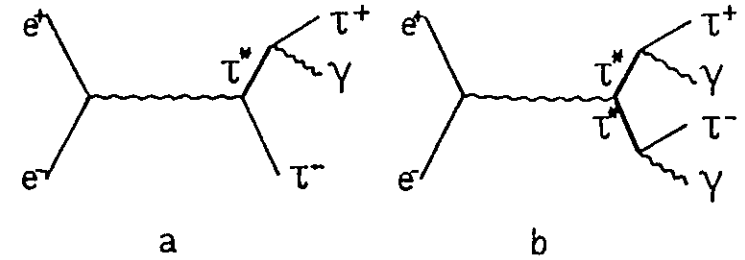


Abbildung 8.1 Feynman Diagramme für die Erzeugung von angeregten Leptonen (ℓ^* , $\ell^* = \mu^*, \tau^*$) in der e^+e^- Vernichtung.

Der differentielle und totale Wirkungsquerschnitt für die Reaktion² $e^+e^- \rightarrow \ell\ell^*$ ist /77,78/:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2 \lambda^2}{2M_{\ell^*}^2} \left(1 - \frac{M_{\ell^*}^2}{s}\right)^2 \left[\left(1 - \frac{M_{\ell^*}^2}{s}\right) \sin^2 \theta + \frac{2M_{\ell^*}^2}{s} \right], \quad (8.2)$$

$$\sigma = \frac{4\pi \alpha^2 \lambda^2}{3M_{\ell^*}^2} \left(1 - \frac{M_{\ell^*}^2}{s}\right)^2 \left(1 + \frac{2M_{\ell^*}^2}{s}\right). \quad (8.3)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Paarerzeugung von angeregten Leptonen ist durch die folgende Formel gegeben:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \beta \left[1 + \cos^2 \theta + (1 - \beta^2) \sin^2 \theta \right] |F_{\ell^*}|^2, \quad (8.4)$$

wobei $\beta = \sqrt{1 - 4M_{\ell^*}^2/s}$ gilt und F_{ℓ^*} der Formfaktor für die ℓ^* Paarerzeugung ist.

Die experimentelle Signatur von angeregten Leptonen ist mit der Annahme, daß die ℓ^* Lebensdauer klein ist, durch Leptonpaarereignisse mit einem bzw. zwei Photonen gegeben. Durch die Untersuchung der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \ell\ell^*$ können Aussagen über die Existenz von angeregten Leptonen mit Massen bis zur Schwerpunktsenergie gemacht werden, die aber von der Kopplungskonstanten λ abhängig sind. Die ℓ^* Paarproduktion ist dagegen nur für Massen möglich, die kleiner als die halbe Schwerpunktsenergie sind. Diese Reaktion ist andererseits unabhängig von λ .

Die Existenz von angeregten Elektronen und Myonen ist bereits untersucht worden. Als untere Grenzen für die Massen wurde mit $\lambda = 1$ $M_{e^*} > 72 \text{ GeV}/c^2$ /79/ und

²Der angegebene Wirkungsquerschnitt bezieht sich auf die beiden Endzustände $\ell^+\ell^*$ und $\ell^-\ell^{*+}$, da angenommen wird, daß diese experimentell nicht unterschieden werden können.

$M_{\mu} = 25 \text{ GeV}/c^2$ /80/ angegeben. Zur τ^+ Erzeugung liegen noch keine Ergebnisse vor.

Im folgenden Abschnitt wird zuerst die Untersuchung von τ Paarereignissen mit einem Bremsstrahlungsphoton ($\tau^+\tau^-\gamma$) beschrieben und anschließend die Analyse von Ereignissen mit zwei zusätzlichen Photonen im Endzustand ($\tau^+\tau^-\gamma\gamma$).

8.1 Untersuchung von $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen

8.1.1 Selektionskriterien.

Als Ausgangsdaten zur Untersuchung von τ Paarereignissen mit Bremsstrahlungsphotonen wurden die selektierten τ Ereignisse bei Schwerpunktsenergien von 30 bis 46,8 GeV verwendet, die einer Luminosität von $86,2 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen. Die letzten im Herbst 1984 gewonnenen Daten ($\int L dt = 2,8 \text{ pb}^{-1}$) wurden bei dieser Untersuchung nicht berücksichtigt. Die bei der τ Selektion gestellten Anforderungen (siehe Abschnitt 4.1) sind nicht optimal für Ereignisse mit abgestrahlten Photonen. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse mit sehr hochenergetischen Photonen nimmt deshalb aufgrund der Schauerenergie- und Akollinearitätsschnitte ab.

Im Gegensatz zu Ereignissen der Bhabha Streuung oder der μ Paarerzeugung enthalten τ Paarereignisse im Endzustand mit großer Wahrscheinlichkeit Photonen, die aus den π^0 Zerfällen stammen. Es müssen also geeignete Kriterien gefunden werden, um Bremsstrahlungsphotonen von Photonen aus τ Zerfällen unterscheiden zu können.

Im folgenden soll gezeigt werden, wie Ereignisse mit Bremsstrahlungsphotonen von Photonen aus τ Zerfällen unterschieden werden können. Dazu ist in Abb. 8.2a für τ Monte-Carlo Ereignisse ohne abgestrahlte Photonen die Energie der in den Bleiglasschauerzählern gemessenen neutralen Cluster, d.h. Cluster ohne eine zugeordnete Spur, gegen den Winkel zwischen dem Cluster und der Richtung der τ Zerfallsprodukte aufgetragen. Der maximale Winkel der Photonen aus τ Zerfällen ist durch die τ Masse begrenzt; mit größerem Winkel verringert sich die Photonenergie. Bei Ereignissen mit Bremsstrahlungsphotonen (siehe Abb. 8.2b) sind dagegen auch bei größeren Winkeln hochenergetische Photonen vorhanden.

Zur Selektion von $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen wird durch einen Winkel- und Energieschnitt verlangt, daß ein isoliertes Photon vorhanden ist. Der Anteil von τ Ereignissen höherer Ordnungen als α^3 und der Untergrund von anderen Reaktionen wird durch die Bedingungen reduziert, daß keine weiteren isolierten Photonen mit hoher Energie nachgewiesen werden und daß die Ereignisse planar sind. Da die Asymmetrie der selektierten Ereignisse ermittelt werden soll, wird zur besseren Ladungsbestimmung außerdem gefordert, daß in einer Hemisphäre genau eine Spur vorhanden ist.

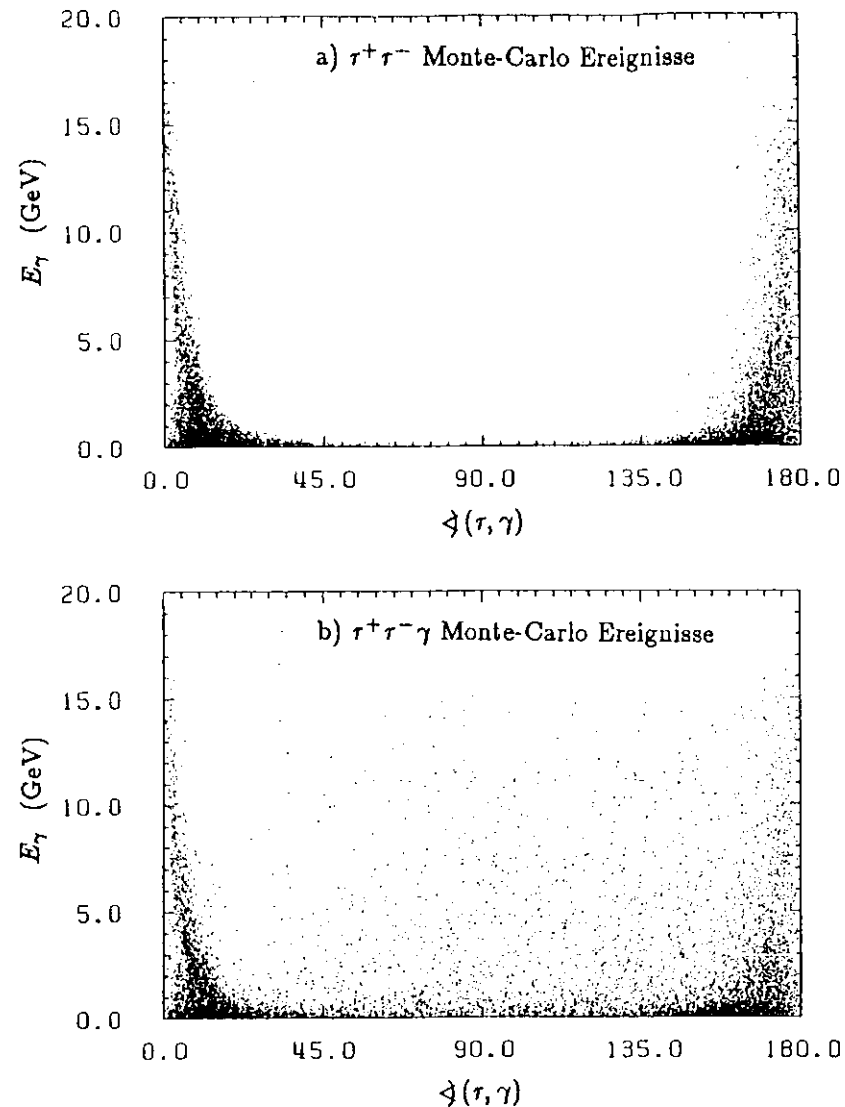


Abbildung 8.2 Häufigkeitsverteilung der Photonenergie in Abhängigkeit des Winkels zwischen Photon und τ für τ Monte-Carlo Ereignisse ohne (a) und mit (b) Bremsstrahlungsphotonen

Die einzelnen Schritte zur Selektion von $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen sind:

- 1) Es gibt mindestens ein isoliertes Photon mit $E_\gamma > 0,5$ GeV, dessen Winkel zu den beiden Richtungsvektoren der Zerfallsprodukte größer als 30° ist.
- 2) Das Photon befindet sich nicht am Rand des Bleiglaszylinders oder der Endkappen (nicht mehr 20% der Clusterenergie ist in Randblöcken deponiert worden).
- 3) Die Summe der Energien von zusätzlichen isolierten Photonen, deren Winkel zu den τ Zerfallsprodukten größer als 30° ist, muß kleiner als 1 GeV sein.
- 4) Die Summe der 3 Öffnungswinkel $\angle(\tau^+, \gamma)$, $\angle(\tau^-, \gamma)$, $\angle(\tau^+, \tau^-)$ ist größer als 350° , d.h. das Ereignis ist planar.
- 5) Die skalare Summe der Impulse von Spuren in jeder Hemisphäre ist größer als 1 GeV/c.
- 6) In einer Hemisphäre befindet sich genau eine Spur.

Diese Bedingungen werden von 123 Ereignissen erfüllt. Aus der Monte-Carlo Rechnung ergibt sich, daß nach diesen Schritten nur 0,5% der Ereignisse kein abgestrahltes Photon aufweisen, sondern das Photon aus einem τ Zerfall stammt. Bevor die selektierten Ereignisse mit den Vorhersagen der QED verglichen werden, wird im nächsten Abschnitt zunächst der Anteil von Untergrundprozessen abgeschätzt.

8.1.2 Untergrundabschätzung.

Um den Untergrund von anderen Reaktionen in den selektierten Ereignissen abzuschätzen, wurden die in Kapitel 4.2 beschriebenen Monte-Carlo Ereignisse verwendet und die gleichen Schritte wie zur Selektion der $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse angebracht. Den größten Beitrag liefern multihadronische Ereignisse (3,7 Ereignisse) und μ Paare mit einem radiativen Photon, bei denen nicht beide Spuren im μ Filter als Myonen identifiziert wurden (3,5 Ereignisse). Einen weiteren Untergrund bilden $e^+e^-\tau^+\tau^-$ (2,5) und $e^+e^-\gamma q\bar{q}$ (1,4) Ereignisse. Die Summe der Untergrundereignisse beträgt 11 ± 3 , was (9,0 \pm 2,5)% der beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse entspricht. Nach Subtraktion des Untergrunds beträgt die korrigierte Anzahl der beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse damit $112 \pm 11 \pm 3$, wobei der erste Fehler den statistischen Fehler der Anzahl der beobachteten Ereignisse angibt und der zweite die Unsicherheit der Untergrundbestimmung.

8.1.3 Vergleich mit theoretischen Vorhersagen.

Zum Vergleich der beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse mit den theoretischen Vorhersagen der QED und des Standard Modells wurden die Selektionskriterien auf τ Monte-Carlo Ereignisse angewendet. Diese Ereignisse wurden unter Berücksichtigung

der Feynman Diagramme der Ordnung α^3 (siehe Abschnitt 4.3.1) mit der Bedingung $0,01 < k < 0,97$ generiert, wobei k das Verhältnis der Photonenergie zur Strahlenergie ist. Die Monte-Carlo Rechnung $O(\alpha^3)$ ergibt 100 Ereignisse, welche die Selektionsanforderungen erfüllen, und ist in guter Übereinstimmung mit der korrigierten Anzahl von $112 \pm 11 \pm 3$ $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen. Bei der Berechnung der erwarteten Anzahl von Ereignissen wurde neben den in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Ereignisverlusten eine weitere Korrektur von 2% berücksichtigt, da aufgrund der Lücken zwischen einzelnen Bleiglasblöcken Photonen verloren gehen können und dieser Effekt nicht in der Detektorsimulation enthalten ist.

Mit Hilfe der Monte-Carlo Rechnung wurde festgestellt, mit welcher Wahrscheinlichkeit die Photonen der selektierten Ereignisse im Anfangs- oder Endzustand abgestrahlt wurden. Es ergibt sich, daß bei 63,5% der Ereignisse die Abstrahlung im Anfangszustand erfolgte.

Die Übereinstimmung mit der Theorie kann durch Vergleich verschiedener experimenteller Verteilungen der beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse mit der QED Erwartung weiter untersucht werden. In den folgenden Abbildungen ist das Photonspektrum (Abb. 8.3), die Winkelverteilung der Photonen (Abb. 8.4), die Akollinearität (Abb. 8.5) und Akoplanarität (Abb. 8.6) der Daten dargestellt. Bei den gezeigten Verteilungen ist der Untergrund nicht subtrahiert worden. Die als Histogramme dargestellten Verteilungen der Monte-Carlo Ereignisse sind auf die Anzahl der Daten normiert. Es wird eine gute Übereinstimmung beobachtet. Aufgrund der verwendeten τ Selektionsanforderungen ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für Ereignisse mit sehr großen Photonenergien gering. Es wird daher keine Anhäufung im Photonspektrum bei sehr hohen Energien beobachtet, die durch Ereignisse mit Abstrahlung im Anfangszustand verursacht wird (siehe Abb. 2.7 Abschnitt 2.2.3).

Abb. 8.7 zeigt den Winkel zwischen der rekonstruierten τ^+ und der e^+ Strahlrichtung, bzw. zwischen der τ^- Richtung und dem e^- Strahl. Es läßt sich deutlich eine starke negative Vorwärts- Rückwärtsasymmetrie erkennen. Die gemessene Asymmetrie $A = (N_V - N_R)/(N_V + N_R)$ beträgt $(-27,6 \pm 8,7)\%$. Die Korrektur der Asymmetrie aufgrund der vorhandenen Untergrundereignisse ist kleiner als 2% und wurde bei der Bestimmung der Asymmetrie vernachlässigt. Die ermittelte Asymmetrie stimmt gut mit dem Wert überein, der sich aus der QED Erwartung der Ordnung α^3 für diese experimentellen Bedingungen ergibt, $A_{QED} = (-31,4 \pm 2,2)\%$. Die angegebenen Fehler sind die statistischen Fehler. Die Ursache der Asymmetrie ist die Interferenz der Diagramme mit Abstrahlung im Anfangs- und Endzustand. Es handelt sich deshalb um einen QED Effekt. Die erwartete Asymmetrie unter Berücksichtigung der elektroschwachen Interferenz beträgt $(-36,4 \pm 4,0)\%$. Die Änderung durch den zusätzlichen Z^0 Austausch ist klein und kann aufgrund des großen statistischen Fehlers der Messung nicht nachgewiesen werden.

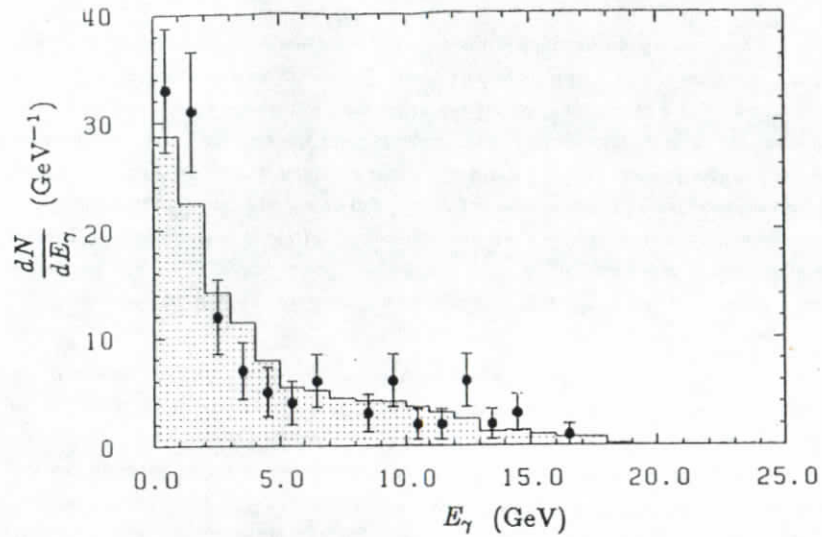


Abbildung 8.3 Häufigkeitsverteilung der Photonenergie für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

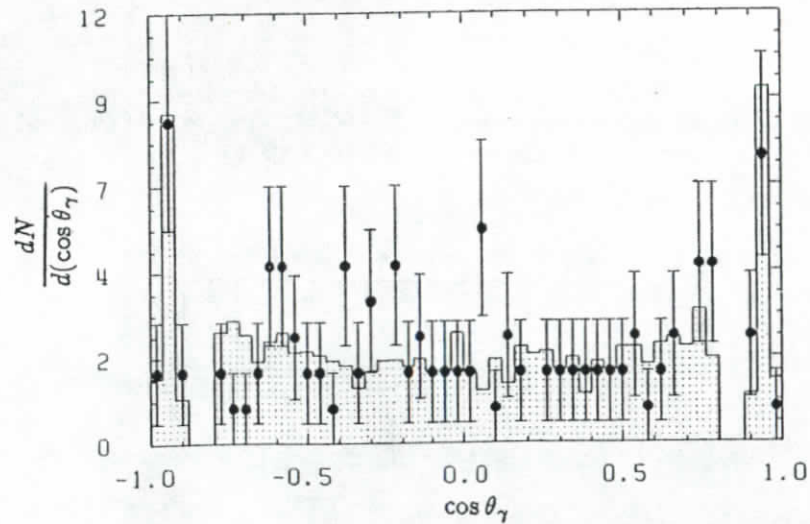


Abbildung 8.4 Häufigkeitsverteilung des Polarwinkels der Photonen für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

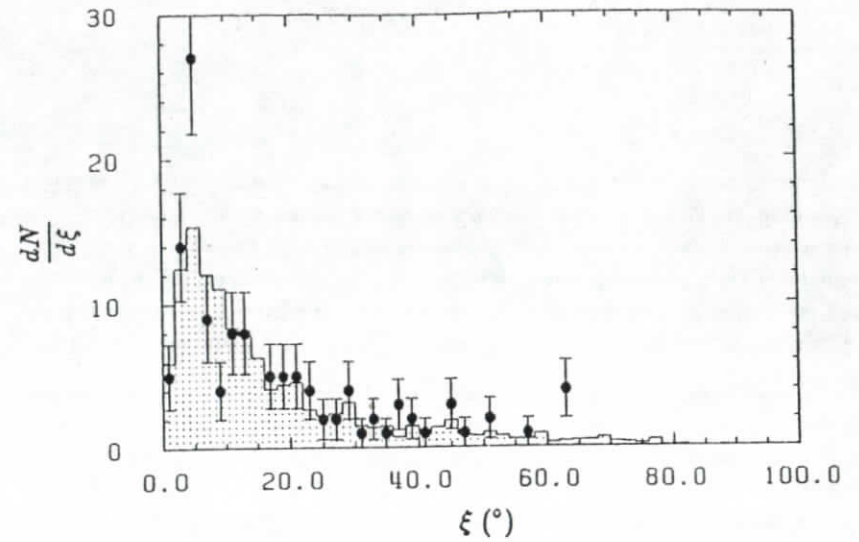


Abbildung 8.5 Häufigkeitsverteilung des Akollinearitätswinkels für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

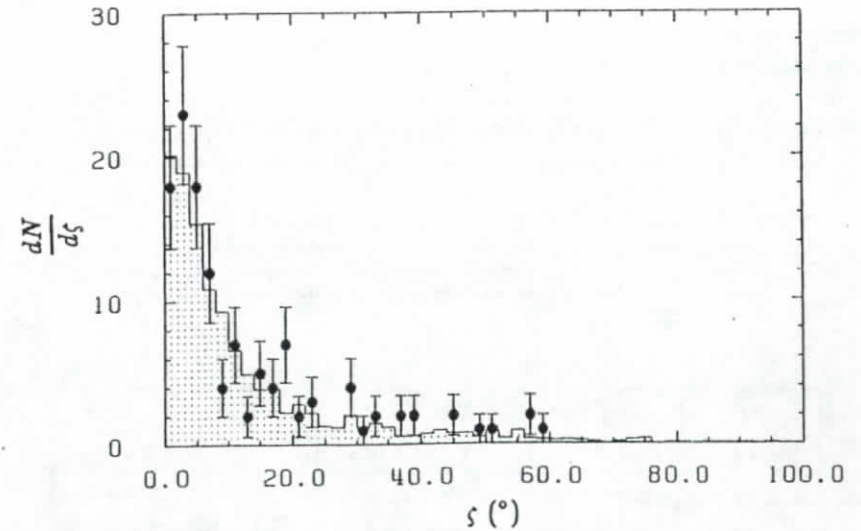


Abbildung 8.6 Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

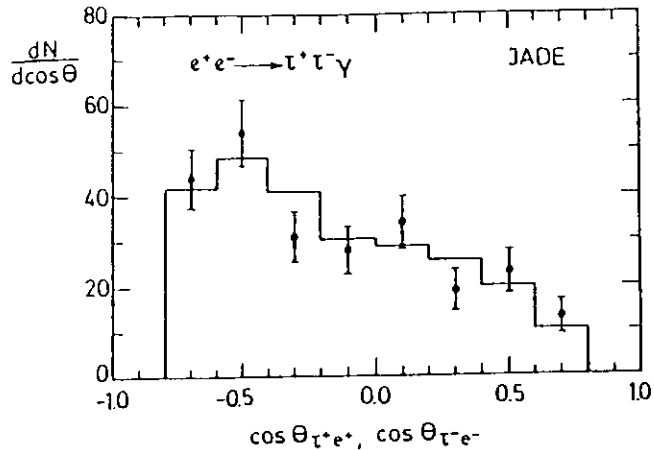


Abbildung 8.7 Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen e^+ und τ^+ bzw. e^- und τ^- für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

Im folgenden wird die Asymmetrie für verschiedene Anforderungen an den Winkel und die Energie der Bremsstrahlungsphotonen näher untersucht. In Tab. 8.1 ist die gemessene Asymmetrie für alle $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse, sowie für Ereignisse mit Photonen im Winkelbereich der Endkappen ($0,89 < |\cos \theta| < 0,97$) und des zylindrischen Teils der Bleiglaszähler ($|\cos \theta| < 0,82$) aufgetragen. Es ergibt sich eine gute Übereinstimmung mit der QED Erwartung. Bei Ereignissen mit Photonen im Bereich der Endkappen erfolgt die Abstrahlung bevorzugt im Anfangszustand. Die Wahrscheinlichkeit dafür ist 91%, während der Anteil von Ereignissen mit Abstrahlung im Anfangszustand in der gesamten Datenmenge 63,5% beträgt (siehe Tab. 8.1).

Zusätzlich ist die Asymmetrie von Ereignissen mit Photonenergien größer bzw. kleiner als $0,3 \cdot E_S$ in der Tabelle angegeben. Die Asymmetrie der Daten zeigt die gleiche Abhängigkeit von der Photonenergie wie die QED Vorhersage, ist aber statistisch nicht signifikant. Für die in dieser Analyse verwendeten Selektionskriterien ergeben sich keine Unterschiede in den Photonspektren für Bremsstrahlung im Anfangs- oder Endzustand. Es ist auch nicht möglich, eine Datenmenge mit Ereignissen mit Bremsstrahlung im Endzustand gegenüber der im Anfangszustand anzureichern, da die abgestrahlten Photonen bevorzugt unter kleinen Winkeln zum τ emittiert werden und dann nicht von Photonen aus τ Zerfällen unterschieden werden können.

	Asymmetrie (%)		W_A (%)
	gemessen	erwartet	
alle Ereignisse	$-27,6 \pm 8,7$	$-31,4 \pm 2,2$	63,5
$0,89 < \cos \theta < 0,97$	$-8,0 \pm 19,9$	$-0,5 \pm 7,1$	91
$ \cos \theta < 0,82$	$-32,7 \pm 9,5$	$-39,1 \pm 3,4$	47
$k < 0,3$	$-30,3 \pm 10,1$	$-36,3 \pm 3,6$	62
$k > 0,3$	$-20,6 \pm 16,8$	$-17,0 \pm 6,1$	68

Tabelle 8.1 Vergleich der gemessenen und erwarteten Asymmetrie für verschiedene Anforderungen an den Winkel und die Energie der Bremsstrahlungsphotonen. W_A ist die Wahrscheinlichkeit für Bremsstrahlung im Anfangszustand.

Eine genauere Untersuchung der radiativen τ Paarzeugung der Ordnung α^3 würde die Berücksichtigung von Korrekturen höherer Ordnungen in α erfordern, hierzu existieren zur Zeit aber keine vollständigen Rechnungen. Experimentell läßt sich aus der guten Übereinstimmung der Daten mit der QED $O(\alpha^3)$ schließen, daß Beiträge aufgrund von höheren Ordnungen gering sind, d.h. im Bereich des statistischen Fehlers ($\approx 10\%$).

8.1.4 Suche nach $\tau\tau'$ Ereignissen.

Zur Untersuchung der Existenz von angeregten τ 's wurden $\tau\tau'$ Monte-Carlo Ereignisse nach dem oben angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitt generiert /81/. Die Schwerpunktsenergie der generierten Ereignisse wurde entsprechend der Luminositätsverteilung der gewonnenen Daten gewählt. Für diese Ereignisse wurde der τ^- Zerfall in τ und γ mit anschließendem τ Zerfall simuliert und nach der folgenden Detektorsimulation die gleichen Selektionsbedingungen wie an die Daten gestellt.

Die experimentelle Signatur von τ^- Zerfällen ($\tau^- \rightarrow \tau\gamma$) ist eine Anhäufung in der Verteilung der invarianten $\tau\gamma$ Masse bei der τ^- Masse. Die Verteilung der $\tau\gamma$ Masse ist für die beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse zusammen mit der QED Erwartung in Abb. 8.8 dargestellt. Als τ Impuls wurde dabei die Impulssumme der nachgewiesenen Zerfallsprodukte verwendet. Für jedes Ereignis ergeben sich aufgrund der beiden möglichen Kombinationen zwei Eintragungen in der Verteilung. Die Übereinstimmung

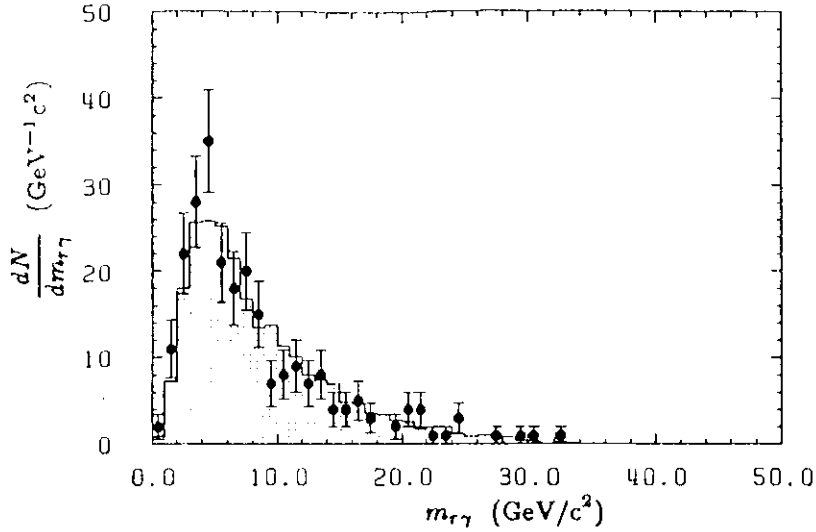


Abbildung 8.8 Häufigkeitsverteilung der invarianten $\tau \gamma$ Masse für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm), zwei Eintragungen pro Ereignis

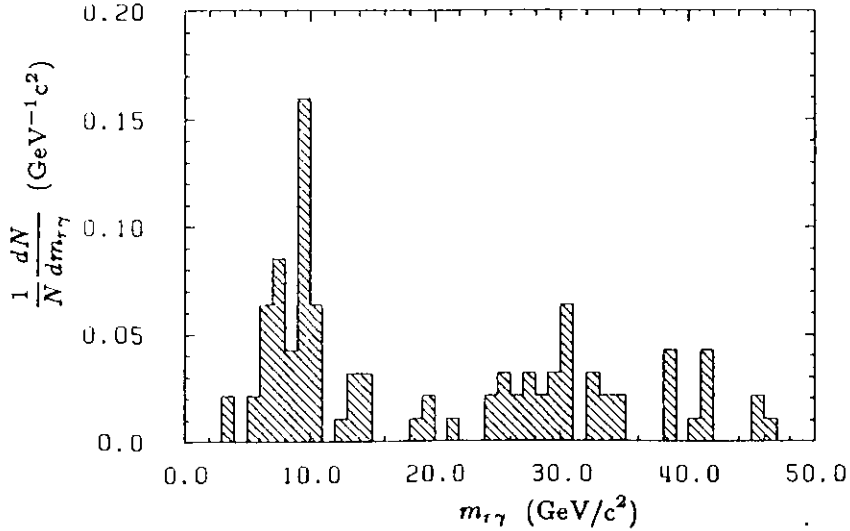


Abbildung 8.9 Häufigkeitsverteilung der invarianten $\tau \gamma$ Masse für $\tau\tau^+$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ^- Masse von $40 \text{ GeV}/c^2$, zwei Eintragungen pro Ereignis

mit der QED ist gut, es wird keine statistisch signifikante Abweichung beobachtet. In Abb. 8.9 ist die entsprechende Verteilung für $\tau\tau^+$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ^- Masse von $40 \text{ GeV}/c^2$ aufgetragen. Diese Verteilung hat eine größere Anzahl von Eintragungen im Bereich großer Massen. Es ist aber im Gegensatz zu e^- und μ^- Zerfällen schwer möglich, mit Hilfe der invarianten Massenverteilung Aussagen über die Existenz von τ^- Leptonen zu machen, da der τ Impuls aufgrund der unbeobachteten Neutrinos nicht genau bekannt ist und die invariante $\tau \gamma$ Masse deshalb nur mit einem großen Fehler berechnet werden kann.

Eine bessere Trennung zwischen QED Ereignissen und τ^- Zerfällen ermöglicht die Energie des Photons. Da es sich bei dem τ^- Zerfall um einen Zweikörperzerfall handelt, ist die Photonenergie im τ^- Ruhesystem gleich der halben τ^- Masse. Die in den Bleiglasschauerzählern nachgewiesene Photonenergie ist für $\tau\tau^+$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer Masse von $40 \text{ GeV}/c^2$ in Abb. 8.10 dargestellt. Dieses Photonspektrum weicht deutlich von dem der selektierten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse ab (siehe Abb. 8.3). Die Photonenergie wird darum im folgenden als Schnittgröße verwendet.

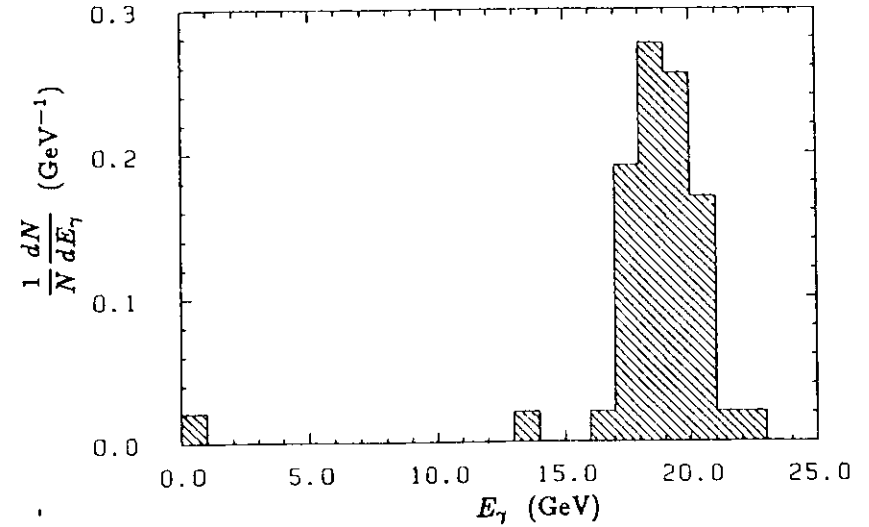


Abbildung 8.10 Häufigkeitsverteilung der Photonenergie für $\tau\tau^+$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ^- Masse von $40 \text{ GeV}/c^2$

Zur Erhöhung der Sensitivität wird als weiterer Meßwert der Polarwinkel der Photonen verwendet. Photonen aus τ^- Zerfällen weisen eine andere Winkelverteilung auf als Photonen radiativer τ Paarereignisse, die bei einer Abstrahlung im Anfangszustand bevorzugt unter kleinen Polarwinkeln emittiert und dann in den Bleiglasendkappen nachgewiesen werden.

Die Anforderung, die an die beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen gestellt wurden, sind:

- 1) Das Photon wird im Zentralteil der Bleiglasschauerzähler ($|\cos\theta| < 0,82$) nachgewiesen und
- 2) die Photonenergie ist größer als $M_{\tau^-}/3$.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau\tau^*$ Ereignisse mit diesen Schnitten ist als Funktion der τ^* Masse in Abb. 8.11 aufgetragen. Bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit wurden nicht in der Detektorsimulation enthaltene Ereignisverluste berücksichtigt, entsprechend Abschnitt 4.3.1 und eine weitere Korrektur aufgrund der Lücken zwischen den einzelnen Bleiglasblöcken.

Die Abnahme der Nachweiswahrscheinlichkeit im Bereich kleiner Massen wird durch einen Schnitt bei der Selektion der τ Paarereignisse verursacht. Zur Eliminierung des multihadronischen Untergrunds wurde dort gefordert, daß die invariante Masse in beiden Hemisphären kleiner als $3 \text{ GeV}/c^2$ ist. Bei der Berechnung der Masse wurden neben den Spuren alle Bleiglascluster innerhalb eines Kegels mit 90° Öffnungswinkel verwendet. Bei kleinen τ^* Massen ist der Winkel zwischen dem Photon und der τ Richtung klein und das Ereignis kann durch diesen Schnitt verworfen werden. Bei kleinem Öffnungswinkel ist es außerdem nicht möglich, das Photon aus dem τ^* Zerfall von Photonen aus τ Zerfallsprodukten zu unterscheiden, und das Ereignis erfüllt nicht die zur Selektion von $\tau^+\tau^-\gamma$ gestellten Anforderungen.

Aus der Anzahl der nach den angebrachten Schnitten beobachteten Ereignisse, der QED Erwartung $O(\alpha^3)$ und der Anzahl von erwarteten $\tau\tau^*$ Ereignissen läßt sich eine Grenze für die Existenz von τ^* 's geben. Dazu wurde der Fehler der Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse berechnet und der QED Beitrag davon abgezogen. Der Untergrund aus anderen Reaktionen (siehe Abschnitt 8.1.2) und von τ Paaren höherer Ordnung als α^3 wurde nicht von der Anzahl der nachgewiesenen Ereignisse subtrahiert. Bei der Berechnung der Grenze wurde zusätzlich eine systematische Unsicherheit von 10% berücksichtigt. Die obere Grenze für die Kopplungskonstante λ mit einem Signifikanzniveau von 95% ist als Verhältnis $(\lambda/M_{\tau^*})^2$ in Abhängigkeit von M_{τ^*} in der Abb. 8.12 angegeben. Mit der Annahme, daß $\lambda = 1$ ist, läßt sich die Existenz eines τ^* mit einer Masse kleiner als $40 \text{ GeV}/c^2$ ausschließen.

Die größte Unsicherheit bei der Bestimmung der Grenze für λ ergibt sich durch den Fehler der Anzahl von erwarteten $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen, welche die angegebenen Schnitte erfüllen. Bei der Monte-Carlo Rechnung wurden nur Feynman Diagramme einschließlich der Ordnung α^3 verwendet. Prozesse höherer Ordnungen, z.B. mit einem reellen Photon und virtuellen Korrekturen oder mit zwei reellen Photonen von denen eins unter kleinen Winkeln emittiert wird und nicht nachgewiesen werden kann, können

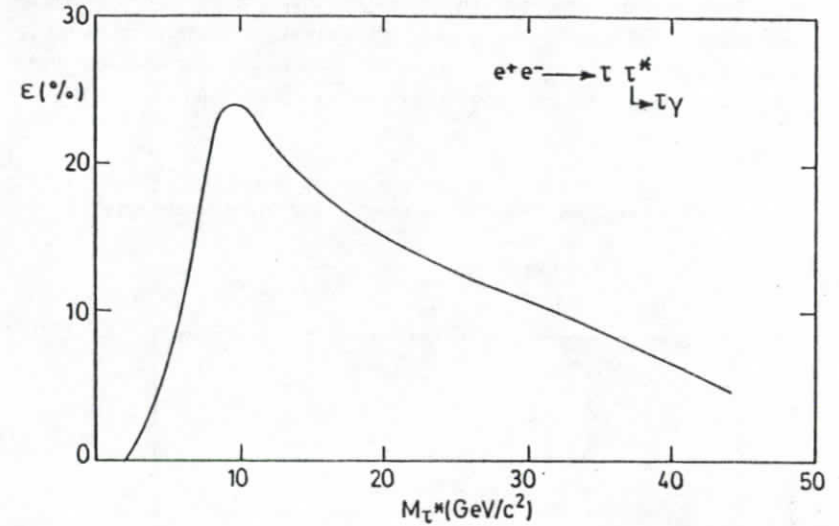


Abbildung 8.11 Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau\tau^*$ Ereignisse nach Anwendung der angegebenen Schnitte als Funktion der τ^* Masse

auch zu den selektierten Ereignissen beitragen. Für diese Ordnungen existieren zur Zeit aber keine vollständigen Rechnungen. Die in Abschnitt 8.2.3 beschriebene Monte-Carlo Rechnung der Ordnung α^4 kann hier nicht verwendet werden, da dabei Terme mit kollinearen Photonen nicht berücksichtigt wurden. Bei der Suche nach $\tau\tau^*$ Ereignissen wurde angenommen, daß der Beitrag von $O(\geq \alpha^4)$ gering ist, da die Übereinstimmung der beobachteten Ereignisse mit der QED Erwartung $O(\alpha^3)$ gut ist.

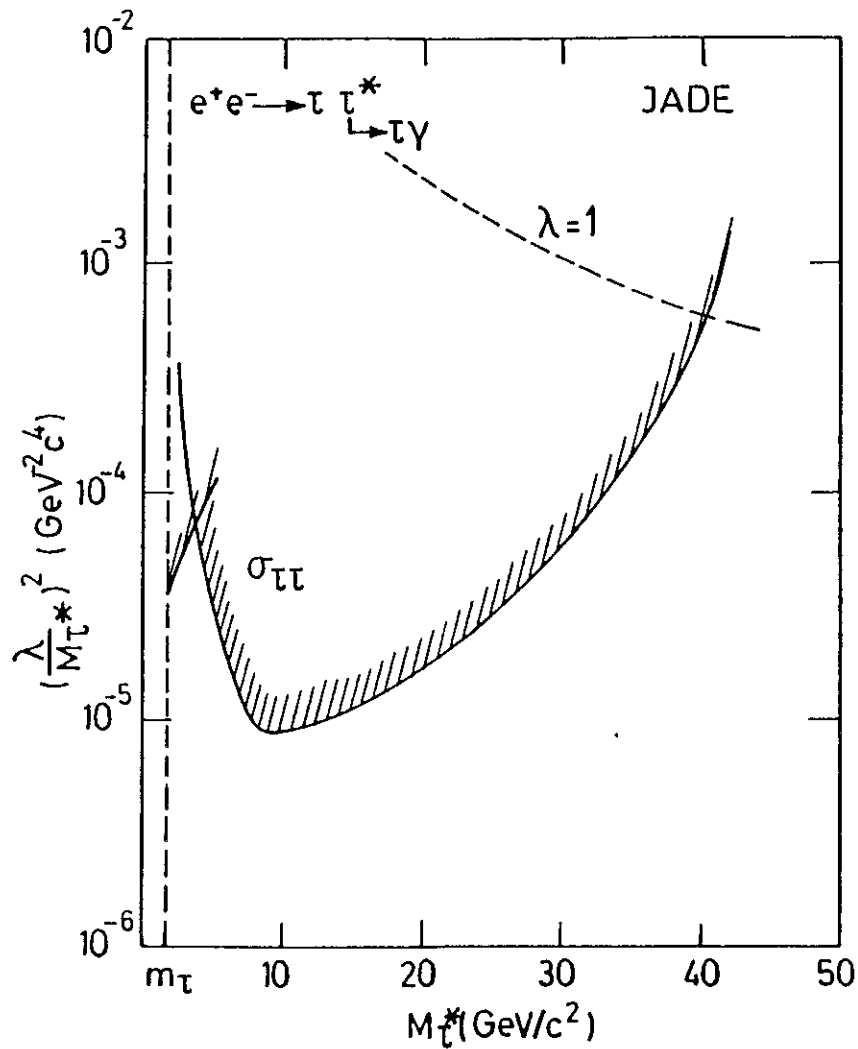


Abbildung 8.12 Obere Grenze für $(\lambda/M_{\tau^*})^2$ mit einem Signifikanzniveau von 95% als Funktion der τ^* Masse

Dieser Abschnitt behandelt die Untersuchung der τ Paarerzeugung, bei der zusätzlich zwei Photonen abgestrahlt werden. Diese Reaktion wird in der QED als Prozeß der Ordnung α^4 beschrieben. Dazu wurden $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse selektiert und die Anzahl der beobachteten Ereignisse sowie verschiedene experimentelle Verteilungen mit den Vorhersagen der QED verglichen.

8.2.1 Selektionsanforderungen.

Als Ausgangsmenge wurden alle selektierten τ Paarereignisse, die einer Luminosität von $89,0 \text{ pb}^{-1}$ entsprechen, verwendet. Die Selektion von $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignissen erfolgt nach ähnlichen Kriterien wie die bei der oben beschriebenen Untersuchung der $\tau^+\tau^-\gamma$ Daten verwendeten.

Die geforderten Bedingungen sind:

- 1) Es gibt mindestens zwei isolierte Photonen, deren Winkel zu den beiden Richtungsvektoren der Zerfallsprodukte jeweils größer als 30° ist,
- 2) Die Energie der beiden Photonen mit der höchsten Energie ist größer als 0,5 GeV.
- 3) Der Öffnungswinkel zwischen den beiden Photonen mit der höchsten Energie ist größer als 10° .
- 4) Die invariante Masse der beiden Photonen ist größer 0,5 GeV/c^2 .
- 5) Die Summe der Energien von zusätzlichen isolierten Photonen ist kleiner als 0,5 GeV.
- 6) In einer Hemisphäre befindet sich genau eine Spur.

Diese Anforderungen werden von 11 Ereignissen erfüllt, die alle genau 2 isolierte Photonen mit einer Energie größer als 0,5 GeV aufweisen. In Abb. 8.13 ist ein $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignis mit $E_{\gamma_1} = 7,69 \text{ GeV}$ und $E_{\gamma_2} = 5,86 \text{ GeV}$ dargestellt.

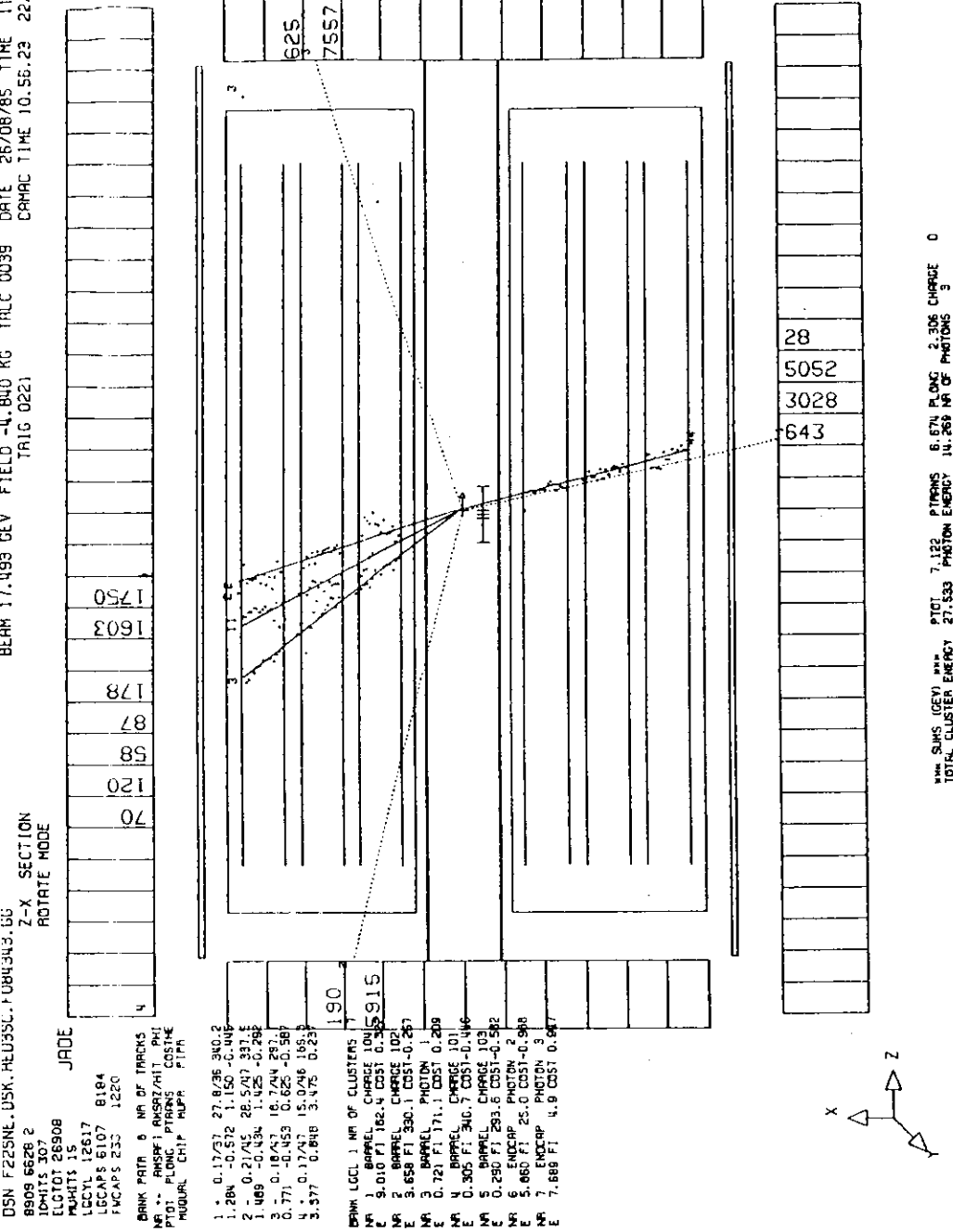


Abbildung 8.13 $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Ereignis mit $E_{\gamma_1} = 7,69 \text{ GeV}$ und $E_{\gamma_2} = 5,86 \text{ GeV}$

8.2.2 Untergrundbestimmung.

Die beobachteten $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Ereignisse sollen mit den Vorhersagen der QED der Ordnung α^4 verglichen werden. Es muß daher der Anteil von vorhandenen Untergrundereignissen abgeschätzt werden. Dieser kann aus τ Ereignissen der Ordnungen α^2 und α^3 sowie aus anderen Reaktionen bestehen.

Die Anwendung der Selektionskriterien auf τ Monte-Carlo Ereignisse (siehe Abschnitt 4.3.1) ergibt einen Untergrund von $1,6 \pm 0,4 \tau$ Ereignissen ($O(\alpha^2)$ und $O(\alpha^3)$). Der Untergrund der Reaktionen $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- \tau^+ \tau^-$, $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^- q \bar{q}$ und $e^+ e^- \rightarrow q \bar{q}$ wurde durch Monte-Carlo Rechnungen bestimmt. Er ist für die verwendeten Schnitte vernachlässigbar.

8.2.3 Vergleich mit der QED Erwartung.

Zum Vergleich der nachgewiesenen Ereignisse mit der theoretischen Erwartung wurden $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Ereignisse mit einem Programm für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^- \gamma \gamma$ /82/ generiert, das für τ 's modifiziert wurde. Dieses Programm verwendet eine Formel für die QED Reaktion der Paarerzeugung von Myonen mit der Abstrahlung von zwei realen Photonen /83/. Es handelt sich um eine Näherung, bei der Photonen die unter kleinen Winkeln emittiert werden, nicht berücksichtigt wurden. Solche Ereignisse sind aber durch die oben beschriebenen Selektionskriterien ausgeschlossen.

Aus der Monte-Carlo Simulation ergibt sich nach der Anwendung der Schnitte eine Anzahl von 9,7 Ereignissen, die nach der QED $O(\alpha^4)$ erwartet werden. Dieses Ergebnis stimmt gut mit der korrigierten Zahl von 9,4 beobachteten Ereignissen überein.

Zur näheren Untersuchung wurden folgende experimentelle Größen mit der theoretischen Vorhersage verglichen: die Photonenergien (Abb. 8.14), die Polarwinkel der Photonen (Abb. 8.15) sowie die invarianten Massen der beiden Photonen (Abb. 8.16) und des $\tau \gamma$ Systems (Abb. 8.17). Bei der Berechnung der $\tau \gamma$ Masse wurde der τ Impuls durch die Impulssumme der Zerfallsprodukte angenähert. Die Meßwerte sind in den Abbildungen auf die Strahlenergie normiert worden, weil die $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Monte-Carlo Ereignisse nur mit einer konstanten Schwerpunktsenergie von 34,6 GeV generiert wurden. Alle untersuchten Verteilungen zeigen innerhalb der Fehler eine gute Übereinstimmung mit der QED Erwartung.

8.2.4 Suche nach $\tau^+ \tau^-$ Ereignissen.

Die Analyse von $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Ereignissen ermöglicht die Untersuchung der Existenz der Paarerzeugung von τ^+ Leptonen, die beide in $\tau \gamma$ zerfallen und die gleiche Signatur wie QED Ereignisse der Ordnung α^4 aufweisen. Diese Untersuchung beruht auf entsprechenden Kriterien wie die in Abschnitt 8.1.4 beschriebene Suche nach $\tau \tau^+$ Ereignissen.

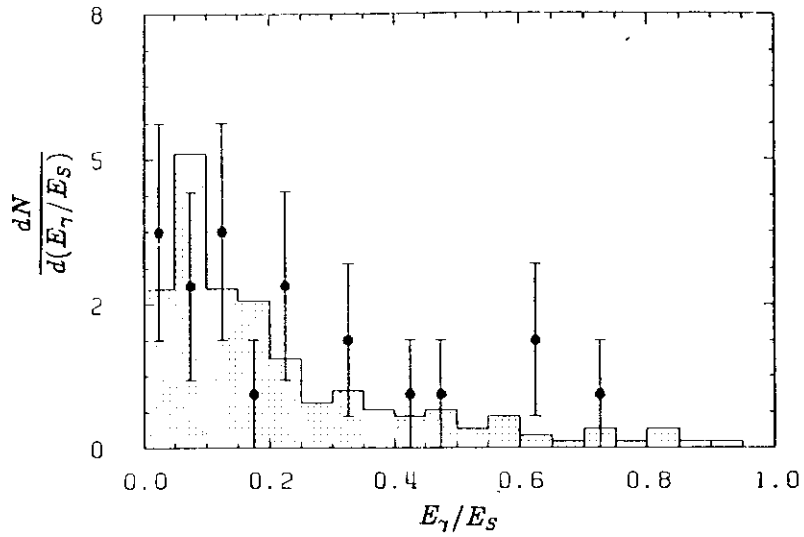


Abbildung 8.14 Häufigkeitsverteilung der Photonenergien für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

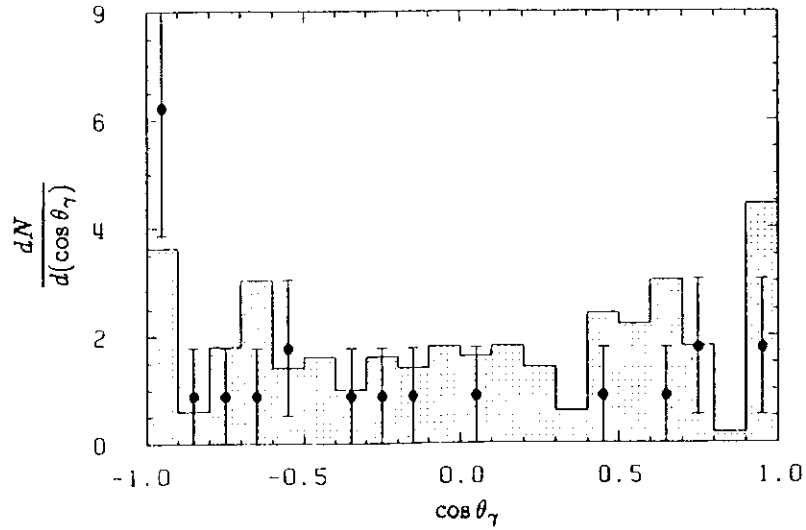


Abbildung 8.15 Häufigkeitsverteilung der Polarwinkel der Photonen für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

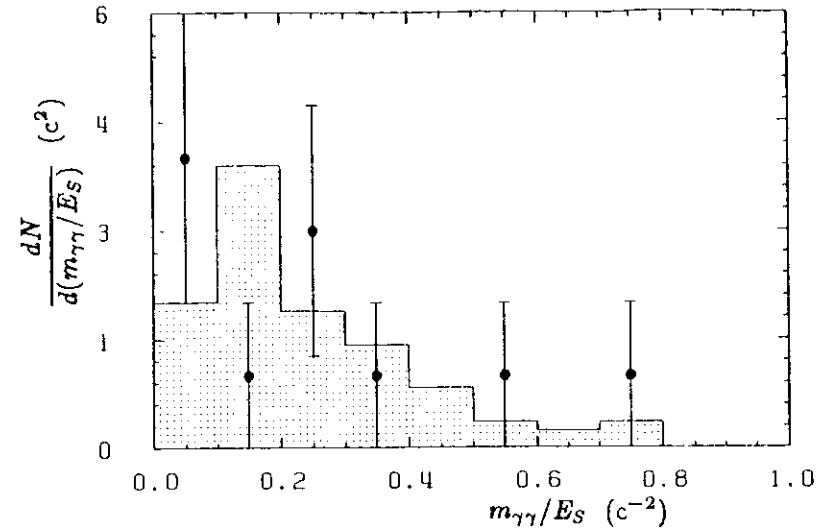


Abbildung 8.16 Häufigkeitsverteilung der invarianten $\gamma\gamma$ Masse für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm)

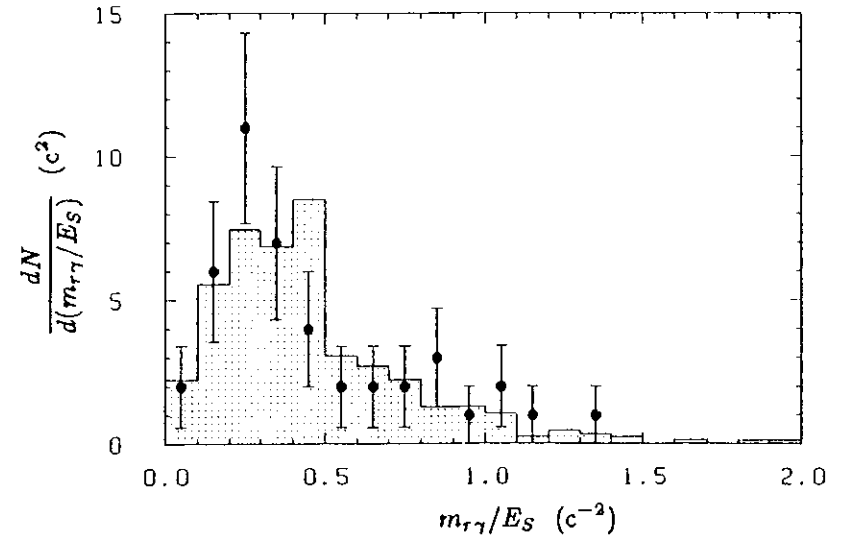


Abbildung 8.17 Häufigkeitsverteilung der invarianten $\tau\gamma$ Masse für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm), vier Eintragungen pro Ereignis

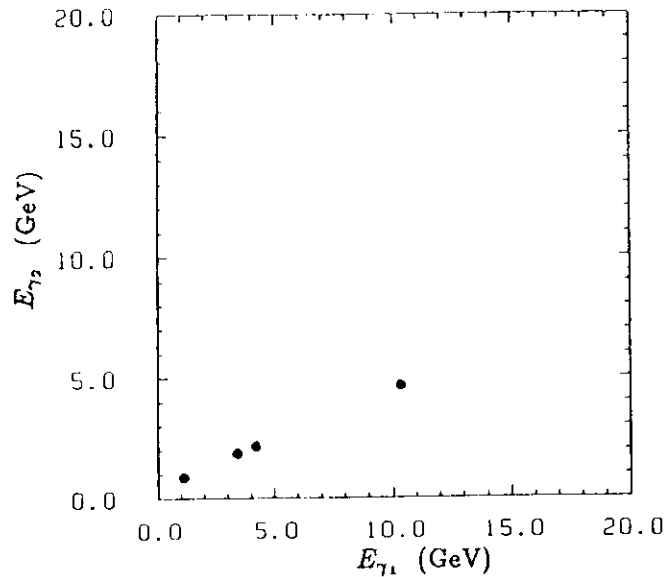


Abbildung 8.18 Zweidimensionale Verteilung der beiden Photonenergien für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse nach dem Polarwinkelschnitt

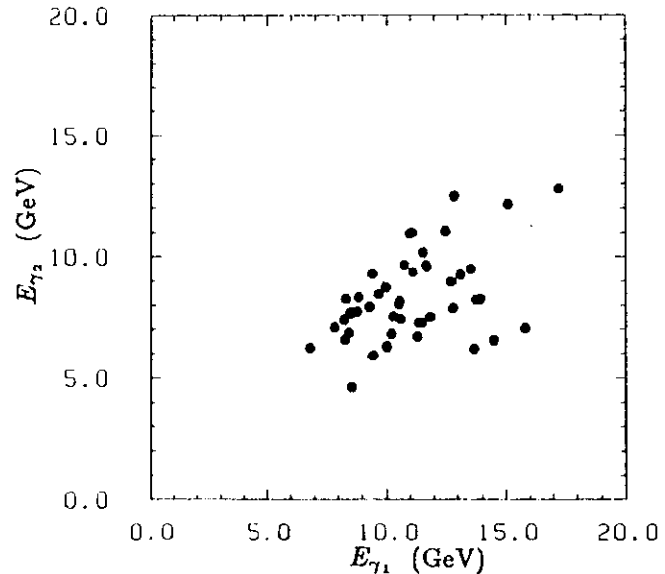


Abbildung 8.19 Zweidimensionale Verteilung der beiden Photonenergien für $\tau^+\tau^-$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ Masse von $20 \text{ GeV}/c^2$ nach dem Polarwinkelschnitt

Die zusätzlich an die 11 beobachteten $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse geforderten Kriterien sind:

- 1) Beide Photonen werden im Zentralteil der Bleiglasschauerzähler nachgewiesen (Polarwinkelschnitt) und
- 2) die Energie von beiden Photonen ist größer als $M_{\tau^-}/3$ (Energieschnitt).

Der Polarwinkelschnitt wird von 4 Ereignissen erfüllt. In Abb. 8.18 ist die Energie der beiden Photonen der selektierten Ereignisse nach dem Schnitt im Polarwinkel als zweidimensionale Verteilung aufgetragen. Die entsprechende Verteilung für $\tau^+\tau^-$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ Masse von $20 \text{ GeV}/c^2$ (Abb. 8.19), die nach dem oben angegebenen Wirkungsquerschnitt generiert wurden /81/, zeigt deutlich eine Anhäufung bei großen Energien.

Diese beiden zusätzlichen Schnitte werden für τ Massen größer $5 \text{ GeV}/c^2$ von 2 Ereignissen, für $M_{\tau^-} > 7 \text{ GeV}/c^2$ von einem und für $M_{\tau^-} > 15 \text{ GeV}/c^2$ von keinem Ereignis erfüllt. Die Anwendung der gleichen Schnitte auf $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Monte-Carlo Ereignisse der Ordnung α^4 ergibt eine gute Übereinstimmung mit der Anzahl von beobachteten Ereignissen.

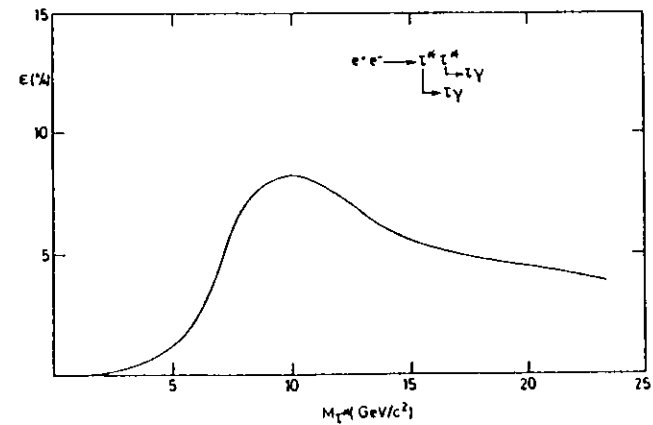


Abbildung 8.20 Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau^+\tau^-$ Ereignisse nach Anwendung der angegebenen Schnitte als Funktion der τ Masse

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau^+\tau^-$ Ereignisse nach Anwendung der Schnitte ist in Abb. 8.20 aufgetragen. Aus der Anzahl der Ereignisse welche die Kriterien

erfüllen, aus der QED Erwartung und der Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau^+\tau^-$ Ereignisse läßt sich eine Grenze für den Formfaktor der Paarerzeugung von τ^- Leptonen berechnen. Das Ergebnis ist in Abb. 8.21 als Funktion der τ^- Masse angegeben. Für $|F_{\tau^-}|^2 = 1$ kann die Paarerzeugung von τ^- in der e^+e^- Vernichtung bis zu einer τ^- Masse von $22,5 \text{ GeV}/c^2$ mit einem Signifikanzniveau von 95% ausgeschlossen werden.

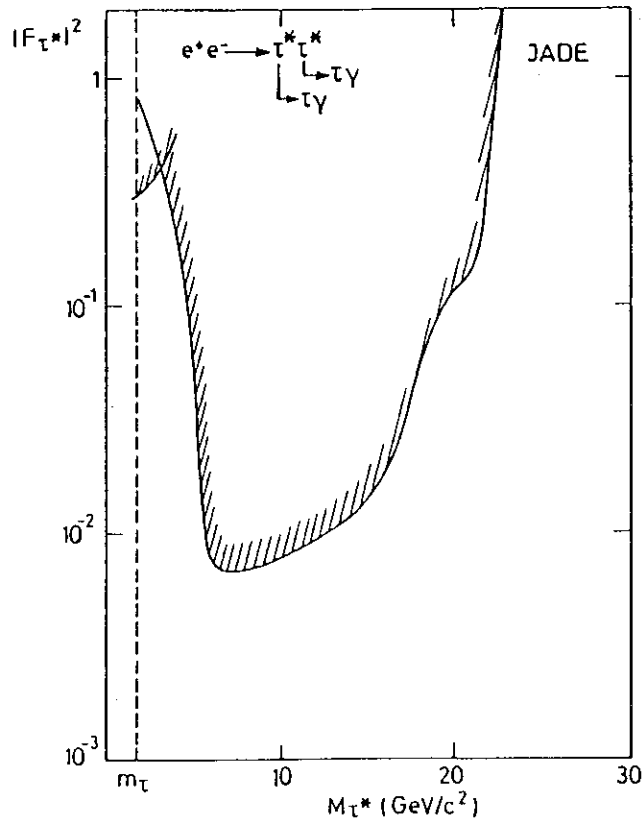


Abbildung 8.21 Obere Grenze für den Formfaktor $|F_{\tau^-}|$ mit einem Signifikanzniveau von 95% als Funktion der τ^- Masse

9. SUCHE NACH EINEM SKALAREN GELADENEN TEILCHEN

Das Standard Modell hat bisher mit großem Erfolg alle Phänomene der elektroschwachen Wechselwirkung beschrieben. Es bleiben aber eine Reihe von Fragen, wie z.B. die Symmetriebrechung, die Anzahl der Generationen, die Massen der Fermionen und die Kopplungskonstanten, welche durch dieses Modell nicht geklärt werden. Es existieren eine Vielzahl von Theorien und Modelle, die zum Teil Antworten auf diese Fragestellungen geben. Viele dieser Theorien postulieren die Existenz von neuen, bisher unbeobachteten Teilchen.

Supersymmetrische Theorien (SUSY) /84/ ordnen jedem Teilchen des Standard Modells einen supersymmetrischen Partner zu. Dem τ Lepton werden zwei skalare Teilchen $stau$ mit Spin 0, entsprechend den links- und rechtshändigen Komponenten des τ , zugeordnet: $\tau_{L,R}^{\pm} \rightarrow \tilde{\tau}_{L,R}^{\pm}$. Auch nach dem Standard Modell werden weitere noch nicht nachgewiesene Teilchen erwartet, neben dem top Quark das skalare neutrale Higgsteilchen. Erweiterte Modelle der elektroschwachen Wechselwirkung setzen die Existenz geladener Higgs Bosonen /85/ voraus, deren Kopplung an Fermionen proportional zu der Fermionmasse ist. Zerfälle in Leptonen erfolgen deshalb bevorzugt in τ 's. Die Suche nach solchen Zerfällen mit Experimenten am Speicherring PETRA ist daher von besonderem Interesse, weil PETRA der e^+e^- Speicherring mit der höchsten Energie ist.

In diesem Kapitel wird die Suche nach einem punktförmigen geladenen skalaren Teilchen S^{\pm} beschrieben, das in ein τ und ein masseloses Neutrino zerfällt:

$$S^+ \rightarrow \tau^+ \nu_{\tau} \quad (9.1)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von S^+S^- in der e^+e^- Annihilation beträgt:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{8s} \beta^3 \cdot \sin^2 \theta \quad (9.2)$$

mit $\beta = \sqrt{1 - 4m_S^2/s}$ wobei m_S die Masse des Skalars ist.

Der totale Wirkungsquerschnitt ist:

$$\sigma = \frac{\pi \alpha^2}{3s} \beta^3 \quad (9.3)$$

Für $\beta = 1$ beträgt er damit ein Viertel des Wirkungsquerschnitts der τ Paarerzeugung $\sigma(e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-)$.

Diese Analyse ist nicht auf Teilchen, die von einer bestimmten Theorie postuliert werden, beschränkt. S^{\pm} kann z.B. ein Technipion (π^{\pm}), /86/ ein geladenes Higgs

Boson (H^\pm) oder ein skalares τ ($\tilde{\tau}^\pm$) sein. Für den Fall eines $\tilde{\tau}$ erfolgt der Zerfall in ein τ und ein Photino $\tilde{\gamma}$ ($\tilde{\tau}^\pm \rightarrow \tau^\pm + \tilde{\gamma}$). Anstatt des Photinos kann auch ein Goldstino \tilde{G} erzeugt werden. Es wird dabei angenommen, daß $m_{\tilde{\gamma}} \approx 0$ (bzw. $m_{\tilde{G}} \approx 0$) gilt und daß das Photino stabil ist. Bei dieser Untersuchung wird außerdem vorausgesetzt, daß die Lebensdauer des skalaren Teilchens klein ist.

Es müssen geeignete Kriterien gefunden werden, um S^+S^- Ereignisse mit anschließendem τ Zerfall von τ Paaren der 1γ Annihilation unterscheiden zu können. Geeignete Meßwerte sind im allgemeinen die Akollinearität und die Akoplanarität, da τ Paare in niedrigster Ordnung als kollineare Teilchen erzeugt werden. Die maximale Akollinearität und Akoplanarität der beobachteten Zerfallsprodukte von τ Paarereignissen sind daher durch die τ Masse begrenzt. Zerfallsprodukte aus dem Zerfall eines schweren Teilchens weisen dagegen größere Akollinearitäts- und Akoplanaritätswinkel auf.

τ Paare können infolge der Beiträge höherer Ordnungen auch eine große Akollinearität haben. Dieses trifft besonders für Ereignisse mit Bremsstrahlung im Anfangszustand zu, wo das Photon bevorzugt unter kleinem Winkel abgestrahlt wird und daher im Strahlrohr verloren geht. Für diese Analyse ist deshalb die Verwendung der Akoplanarität besser geeignet. Es ist zusätzlich sinnvoll, auch eine Anforderung an die Mindestenergie (bzw. Impulse) der nachgewiesenen Zerfallsprodukte zu stellen, da so der Einfluß der unbeobachteten Neutrinos geringer ist. Durch diesen Schnitt wird aber auch die Nachweiswahrscheinlichkeit für S^+S^- Ereignisse eingeschränkt, weil mindestens vier Neutrinos (bzw. 2ν 's und $2\bar{\nu}$'s) erzeugt werden und dadurch die Energie der beobachteten Zerfallsprodukte reduziert wird.

Die für diese Analyse zusätzlich gestellten Anforderungen an die selektierten τ Paarereignisse sind:

- 1) Es wird kein isoliertes Photon mit einem Winkel zur Richtung der Zerfallsprodukte in beiden Hemispären von mehr als 30° und einer Energie größer als 0,5 GeV nachgewiesen und
- 2) die skalare Impulssumme der Spuren in jeder Hemisphäre ist größer als 2 GeV/c.

Für Ereignisse, welche diese Anforderungen erfüllen, ist in den Abbildungen 9.1a und 9.1b getrennt für beide Meßperioden die Akoplanarität aufgetragen. Als Histogramm ist in den Abbildungen zusätzlich die Verteilung für τ Monte-Carlo Ereignisse angegeben. Die Übereinstimmung ist sehr gut.

Um nach S^+S^- Ereignissen zu suchen, bzw. um Grenzen für die Masse angeben zu können, wurden S^+S^- Monte-Carlo Ereignisse nach dem angegebenen differentiellen

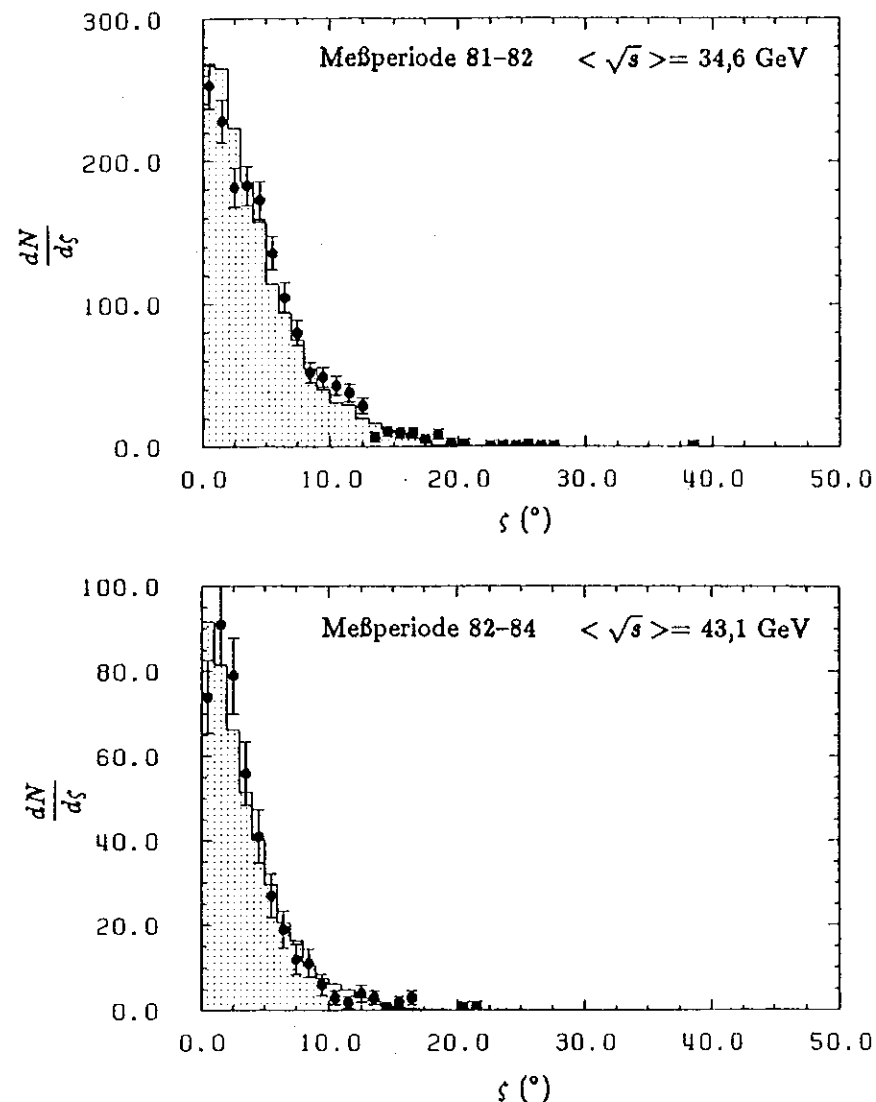


Abbildung 9.1 Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels nach den angegebenen Schnitten bei Schwerpunktsenergien von 34,6 GeV (a) und 43 GeV (b) (Meßwerte mit statistischen Fehlern) und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation (Histogramm).

Wirkungsquerschnitt generiert. Es wurden keine Strahlungskorrekturen berücksichtigt, weil diese von der jeweiligen Theorie abhängig sind. Die Schwerpunktsenergie der generierten Monte-Carlo Ereignisse wurde entsprechend der Luminositätsverteilung der gewonnenen Daten gewählt. Für diese Ereignisse wurde der Zerfall in τ und ν mit anschließendem τ Zerfall simuliert und nach der folgenden Detektorsimulation die gleichen Selektionsbedingungen wie an die Daten gestellt. Die Akoplanaritätsverteilung von Monte-Carlo Ereignissen ist für eine S Masse von $18 \text{ GeV}/c^2$ in Abb. 9.2 dargestellt. Die Verteilung ist auf Eins normiert. Es ist deutlich eine andere Form der Verteilung als bei den selektierten τ Daten zu erkennen.

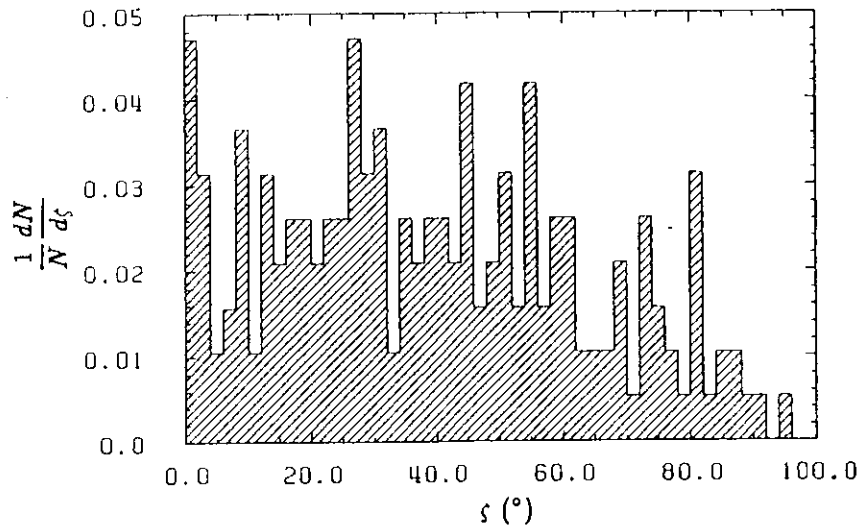


Abbildung 9.2 Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels nach den angegebenen Schnitten für S^+S^- Monte-Carlo Ereignisse mit einer Masse von $18 \text{ GeV}/c^2$

Zur Bestimmung von Grenzen für die Existenz von skalaren Teilchen mit anschließendem τ Zerfall wurde ein Schnitt in der Akoplanarität von 30° angebracht. Diese Bedingung wird für die Daten bei hohen Schwerpunktsenergien (Meßperiode 82-84) von keinem Ereignis erfüllt. In der Periode 81-82 dagegen von einem. Dieses Ereignis ist in Abb. 9.3 graphisch dargestellt. Es handelt sich vermutlich um ein $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignis mit τ Zerfällen in $\nu\tau\nu\tau$ und $\mu\nu\mu\nu\tau$, wobei das abgestrahlte Photon auf einen nicht vollständig von den Schauerzählern überdeckten Winkelbereich

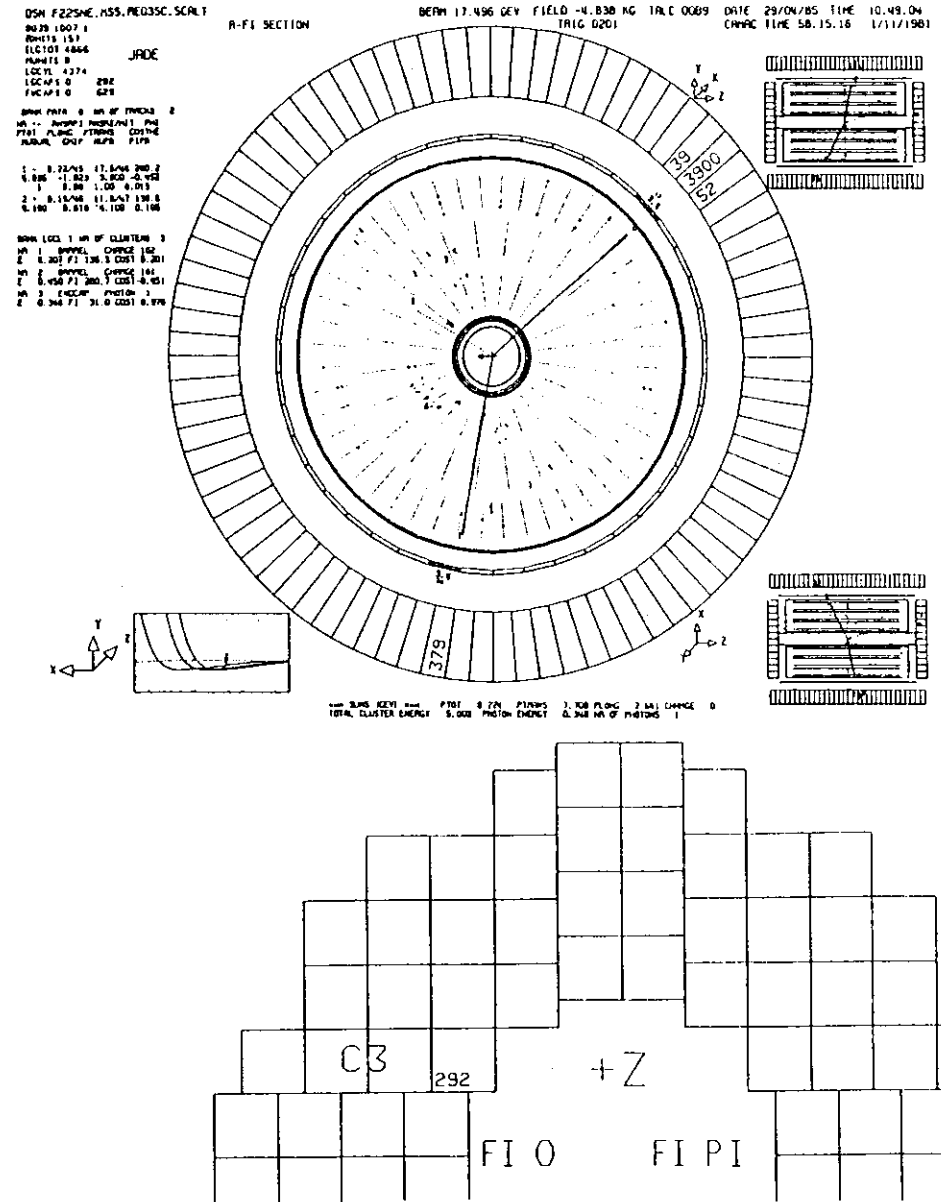


Abbildung 9.3 Ereignis mit einem Akoplanaritätswinkel von 38° :
a) Innendetektor und Bleiglasschauerzähler in xy Projektion,
b) Endkappenschauerzähler in $+z$ Richtung

zwischen den Bleiglasendkappen und den Luminositätsmonitoren trifft. In den Endkappenzählern wird eine Energie von 346 MeV, die auf Energieverluste im Strahlrohr korrigiert worden ist, und im Luminositätsmonitor von 630 MeV nachgewiesen. Dieses Ereignis wird aber bei der Berechnung der Grenze als möglicher Kandidat der Reaktion $e^+e^- \rightarrow S^+S^-$ mitberücksichtigt.

Aus der Monte-Carlo Rechnung werden 0,8 τ Ereignisse mit einem Akoplanaritätswinkel größer als 30° erwartet, was gut mit den Daten übereinstimmt.

Die Wahrscheinlichkeit, daß S^+S^- Ereignisse die τ Selektionsanforderungen, sowie den Impuls- und Akoplanaritätsschnitt erfüllen, ist in Abb. 9.4 graphisch dargestellt. Korrekturen infolge von Ereignisverlusten (entsprechend Abschnitt 4.3.1) wurden bei der Berechnung der Nachweiswahrscheinlichkeit berücksichtigt.

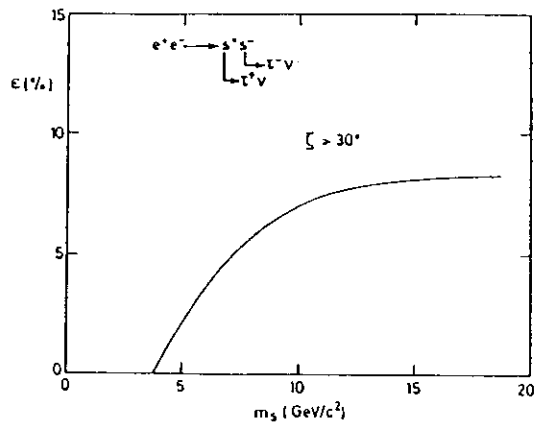


Abbildung 9.4 Nachweiswahrscheinlichkeit für S^+S^- Ereignisse als Funktion der m_S Masse

Aus der erwarteten Anzahl von erzeugten S^+S^- Ereignissen, der Nachweiswahrscheinlichkeit und der Anzahl der beobachteten Ereignisse läßt sich eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(S \rightarrow \tau\nu)$ in Abhängigkeit der S Masse berechnen. Das Ergebnis für die Grenze mit einem Signifikanzniveau von 95% ist in Abb. 9.5 dargestellt. Ein großer Massenbereich kann durch diese Analyse bei Verwendung der gesamten τ Daten ausgeschlossen werden. Ein besseres Ergebnis für große Massen ergibt sich, wenn nur die Daten bei hohen Schwerpunktsenergien (Meßperiode 82-84) berücksichtigt werden, da hier kein Ereignis die gestellten Kriterien erfüllt. Die

Strahlenergie war während der Meßperiode 81-82 geringer als 17,5 GeV, so daß es in dieser Periode nicht möglich gewesen wäre, S^+S^- Ereignisse mit $m_S \geq 17,5 \text{ GeV}/c^2$ zu erzeugen.

Eine weitere Grenze für das Verzweigungsverhältnis läßt sich aus der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bestimmen. Dieser wurde mit einem Fehler von etwa 4,5% gemessen. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von Bosonen beträgt aber für $\beta = 1$ ein Viertel des Wirkungsquerschnitts der Fermionpaarerzeugung. Für kleine Massen lassen sich deshalb aufgrund der Messung des totalen Wirkungsquerschnitts bessere Grenzen als bei Verwendung von Akoplanaritätsschnitten ermitteln. Bei der Berechnung der Grenzen wurde nicht der gemessene τ Wirkungsquerschnitt verwendet (siehe Kapitel 5), da dieser geringfügig kleiner als der nach der QED erwartete Wert ist, sondern es wurde $R = 1$ angenommen. Die mit dieser Methode bestimmte Grenze für das Verzweigungsverhältnis ist zusätzlich in Abb. 9.5 eingezeichnet.

Für den Fall, daß alle S in τ 's zerfallen ($B = 100\%$), kann die Existenz eines skalaren geladenen Teilchens bis zu einer Masse von $18,5 \text{ GeV}/c^2$ mit einem Signifikanzniveau von 95% ausgeschlossen werden. Dieses gilt insbesondere für ein supersymmetrisches τ mit den Annahmen, daß das $\tilde{\tau}$ mit kurzer Lebensdauer zerfällt, daß die Photinomasse klein ($m_{\tilde{\gamma}} \approx 0$) und das Photino stabil ist. Von anderen Experimenten sind ähnliche Ergebnisse erzielt worden, die in Tab. 9.1 zusammengefaßt sind. Von JADE ist bereits eine ähnliche Analyse mit einer kleineren Datenmenge durchgeführt worden /87/.

Experiment	$< m_{\tilde{\tau}} \text{ (GeV}/c^2)$
JADE	18,5
JADE /87/	14
CELLO /88/	15,3
MARK J /89/	17

Tabelle 9.1 Untere Grenze für die Masse eines $\tilde{\tau}$'s für $m_{\tilde{\gamma}} \approx 0$ mit einem Signifikanzniveau von 95%

10. ZUSAMMENFASSUNG

Die Paarerzeugung und der Zerfall von τ -Leptonen wurden bei Schwerpunktsenergien im Bereich von 30,0 bis 46,78 GeV mit dem JADE Detektor am Speicherring PETRA untersucht.

Der Wirkungsquerschnitt wurde als Funktion der Schwerpunktsenergie gemessen und stimmt gut mit der QED Erwartung bis zur Ordnung α^3 überein. Bei mittleren Schwerpunktsenergien von 34,6 und 43,0 GeV beträgt der auf Strahlungskorrekturen der Ordnung α^3 korrigierte und auf die niedrigste Ordnung der QED normierte Wirkungsquerschnitt $0,959 \pm 0,019 \pm 0,033$ bzw. $0,980 \pm 0,037 \pm 0,041$. Aus dieser Messung lassen sich Grenzen für die Modifikation der QED durch Formfaktoren angeben. Für die Abschneideparameter ergibt sich mit einem Signifikanzniveau von 95%: $\Lambda_+ > 285$ GeV und $\Lambda_- > 210$ GeV.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde gemessen. Es wurde eine asymmetrische Winkelverteilung beobachtet, die 2,2 bzw. 2,5 Standardabweichungen von der QED Vorhersage abweicht. Die gemessene Asymmetrie, korrigiert auf QED Strahlungskorrekturen der Ordnung α^3 , ist $(-6,0 \pm 2,5 \pm 1,0)\%$ und $(-11,8 \pm 4,6 \pm 1,0)\%$ bei mittleren Schwerpunktsenergien von 34,6 und 43,0 GeV. Mit Berücksichtigung von elektroschwachen Strahlungskorrekturen betragen die nach dem Standard Modell erwarteten Asymmetrien $-8,8$ und $-14,8\%$. Die ermittelten Asymmetrien stimmen gut mit der Vorhersage des Standard Modells überein. Bei Verwendung des gemessenen differentiellen und totalen Wirkungsquerschnitts erhält man für das Produkt der Axialvektor- und Vektorkopplungskonstanten: $a_e \cdot a_\tau = 0,88^{+0,18}_{-0,21}$ und $v_e \cdot v_\tau = 0,53^{+0,18}_{-0,28}$. Die Ergebnisse stimmen innerhalb der Fehler gut mit den Voraussagen des Standard Modells $a_e \cdot a_\tau = 1$ und $v_e \cdot v_\tau = 0,014$ mit $\sin^2 \theta_W = 0,22$ überein.

Aus der Untersuchung der beobachteten Multiplizitätsverteilung von geladenen Spuren wurden die topologischen Verzweungsverhältnisse bestimmt. Das Ergebnis ist: $B_1 = (86,1 \pm 0,5 \pm 0,9)\%$, $B_3 = (13,6 \pm 0,5 \pm 0,8)\%$ und $B_5 = (0,3 \pm 0,1 \pm 0,2)\%$. Die Werte stimmen gut mit neueren Messungen von anderen Experimenten überein.

Beiträge höherer Ordnungen der QED zur τ Paarerzeugung wurden durch die Untersuchung von $\tau^+ \tau^- \gamma$ $O(\alpha^3)$ und $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Ereignissen $O(\alpha^4)$ überprüft. Sowohl die Anzahl als auch verschiedene experimentelle Verteilungen stimmen innerhalb der Fehler gut mit der theoretischen Vorhersage überein. Für $\tau^+ \tau^- \gamma$ Ereignisse wurde eine Asymmetrie von $(-27,6 \pm 8,7)\%$ beobachtet. Diese ergibt sich aus der Interferenz der Feynman Diagramme mit Bremsstrahlung im Anfangs- und Endzustand und beträgt nach der QED $(-31,4 \pm 2,2)\%$. Die Untersuchung von $\tau^+ \tau^- \gamma$ und $\tau^+ \tau^- \gamma \gamma$ Ereignissen ermöglicht es Grenzen für die Existenz von angeregten τ Leptonen τ^* anzugeben. Die τ^* Paarproduktion kann bis zu einer τ^* Masse von 22,5 GeV/c² mit einem Signifikanzniveau von 95% ausgeschlossen werden. Für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \tau \tau^*$ wurden

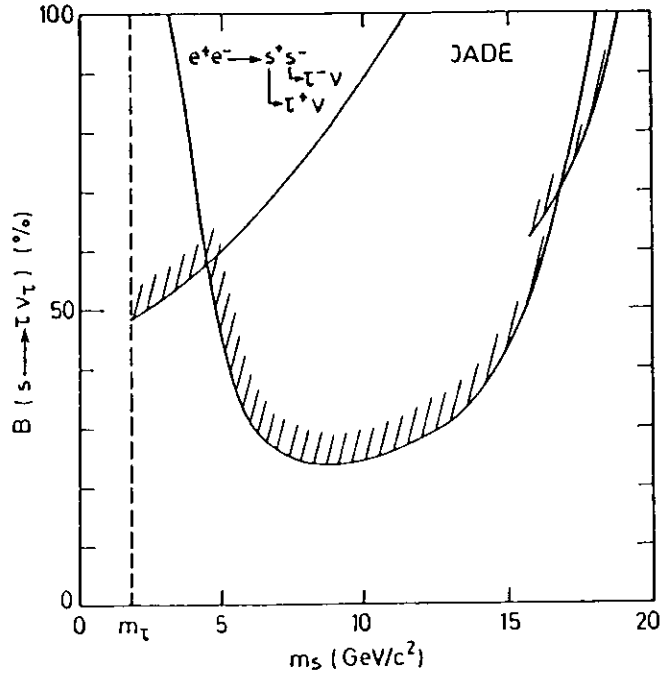


Abbildung 9.5 Obere Grenze für das Verzweungsverhältnis $B(S \rightarrow \tau \nu_\tau)$ als Funktion der m_S Masse

Grenzen für die Kopplungskonstante λ in Abhängigkeit der τ -Masse angegeben. Mit $\lambda = 1$ folgt, daß M_{τ} größer als $40 \text{ GeV}/c^2$ ist.

Außerdem wurde die Existenz von punktförmigen, geladenen, skalaren Teilchen (S^\pm), wie z.B. geladene Higgs Bosonen, Technipionen oder supersymmetrische Partner des τ Leptons, mit anschließendem Zerfall in $\tau \nu$ untersucht. Für das Verzweigungsverhältnis $B(S^\pm \rightarrow \tau \nu)$ wurde eine obere Grenze in Abhängigkeit der S Masse bestimmt. Bei ausschließlichem Zerfall in τ Leptonen, z.B. für $\tilde{\tau}$, können Teilchen mit einer Masse bis zu $18,5 \text{ GeV}/c^2$ mit 95% Signifikanzniveau ausgeschlossen werden.

LITERATURVERZEICHNIS

1. S.L. Glashow, Nucl.Phys. **22** (1961), 579;
S. Weinberg, Phys.Rev.Lett. **19** (1967), 1264;
A. Salam, "Elementary Particle Theory", Ed. N. Svartholm, Almqvist & Wiksell, Stockholm, 1968, pp. 367.
2. H.J. Hasert et al., Phys. Lett. **46B** (1973), 121; Phys. Lett. **46B** (1973), 138; .
3. CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., Z. Phys. **C14** (1982), 283;
JADE Collaboration, W. Bartel et al., Phys. Lett. **108B** (1982), 140;
MARK J Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Rev. Lett. **48** (1982), 1701;
TASSO Collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. **110B** (1982), 174.
4. UA1 Collaboration, G. Arnison et al., Phys. Lett. **122B** (1983), 103; Phys. Lett. **126B** (1983), 398;
UA2 Collaboration, M. Banner et al., Phys.Lett. **122B** (1983), 476;
P. Bagnaia et al., Phys. Lett. **129B** (1983), 130.
5. M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975), 1489; Phys. Rev. Lett. **38** (1976), 117.
6. Eine Übersicht gibt: M.L. Perl, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **30** (1980), 299;
G. Flügge, Z. Phys. **C1** (1979), 121.
7. Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. **56** (1984).
8. I.J.R. Aitchison, A.J.G. Hey, "Gauge Theories in Particle Physics", A. Hilger Ltd., Bristol, 1982.
9. P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** (1964); Phys. Rev. Lett. **13** (1964), 508.
10. D.A. Ross, M. Veltman, Nucl. Phys. **B95** (1975), 135.
11. A. Sirlin, W.J. Marciano, Nucl. Phys. **B189** (1981), 442;
C. Llewellyn Smith, J. Wheeler, Phys. Lett. **105B** (1981), 486.
12. W.J. Marciano, Int. Symposium on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell University, Ed. D.G. Cassel, D.L. Kreinick (1983), 80;
W.J. Marciano, A. Sirlin, Phys. Rev. **D29** (1984), 945.
13. E. Radermacher, CERN-EP/84-41 (1984).
14. R. Budny, Phys. Lett. **45B** (1973), 340.
15. S.D. Drell, Ann. Phys. **4** (1958), 75.
16. F.A. Berends, R. Kleiss, Nucl. Phys. **B63** (1973), 381;
F.A. Berends, R. Kleiss, S. Jadach, Nucl. Phys. **B202** (1982), 63.
17. M. Böhm, W. Hollik, Nucl. Phys. **B204** (1982), 45; Z. Phys. **C23** (1984), 31;
Phys. Lett. **B139** (1984), 213.

18. JADE Kollaboration, W. Bartel et al., *Z. Phys.* **C26** (1985), 507-513.
19. W. Wetzel, *Nucl. Phys.* **B227** (1983), 1; Bericht Universität Heidelberg (1983).
20. R.W. Brown, K. Decker, E.A. Paschos, *Phys. Rev. Lett.* **52** (1984), 1192.
21. Y.S. Tsai, *Phys. Rev.* **D4** (1971), 2821.
22. F.J. Gilman und S.H. Rhie, *Phys. Rev.* **D31** (1985), 1066.
23. J. Jaros, SLAC-PUB-3569 (1985).
24. CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., *Z. Phys.* **C23** (1984), 103.
25. MAC Collaboration, E. Fernandez et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 1624.
26. W. Ruckstuhl, Caltech report, CALT-68-1232 (1985).
27. DELCO Collaboration, G.B. Mills et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 624-627.
28. HRS Collaboration, I. Beltrani et al., *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985), 1775.
29. *Updated Version of the PETRA Proposal*, DESY (1976);
G.A. Voss, *Der Speicherring PETRA*, *Phys. Blätter* **9** (1980).
30. R. Felst et al., *JADE, Proposal for a Compact Magnetic Detector at PETRA*;
JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Phys. Lett.* **88B** (1981), 171.

Mitglieder der JADE Collaboration (Mai 1985)

W. Bartel, L. Becker, D. Cords, R. Felst, D. Haidt, G. Knies, H. Krehbiel,
P. Laurikainen, N. Magnussen, R. Meinke, B. Naroska, J. Olsson, D. Schmidt, P.
Steffen

Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY, Hamburg, Germany

G. Dietrich, J. Hagemann, G. Heinzlmann, H. Kado, K. Kawagoe, C. Kleinwort,
M. Kuhlen, A. Petersen, R. Ramcke, U. Schneekloth, G. Weber

H. Institut für Experimentalphysik der Universität Hamburg, Germany

K. Ambrus, S. Bethke, A. Dieckmann, E. Elsen, J. Heintze, K.H. Hellenbrand, S.
Koumamiya, J. von Krogh, P. Lennert, H. Matsunura, H. Rieseberg, J. Spitzer, A.
Wagner

Physikalisches Institut der Universität Heidelberg, Germany

C.K. Bowdery, A.J. Finch, F. Foster, G. Hughes, J.M. Nye

University of Lancaster, England

J. Allison, A.H. Ball, R.J. Barlow, J. Chrin, I.P. Duerdoth, T. Greenshaw, P. Hill,
F.K. Loebinger, A.A. Macbeth, H. McCann, H.E. Mills, P.G. Murphy, K. Stephens,
P. Warming

University of Manchester, England

R.G. Glasser, J.A.J. Skard, S. R. Wagner, G.T. Zorn
University of Maryland, College Park, Maryland, USA

S.L. Cartwright, D. Clarke, R. Marshall, R.P. Middleton
Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, England

T. Kawamoto, T. Kobayashi, H. Takeda, T. Takeshita, S. Yamada
International Center for Elementary Particle Physics, University of Tokyo, Japan

31. H. Drumm et al., *Nucl. Instr. Meth.* **176** (1980), 333;
J. Heintze, *Nucl. Instr. Meth.* **196** (1982), 293-297.
32. L. Becker, G. Heinzlmann, JADE Computer Note 71.
33. JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Phys. Lett.* **130B** (1983), 454.
34. J. Allison et al., *Nucl. Instr. Meth.* **A238** (1985), 220; *Nucl. Instr. Meth.* **A238**
(1985), 230.
35. J.E. Olsson, JADE Note 43.
36. J.E. Olsson et al., *Nucl. Instr. Meth.* **176** (1980), 403.
37. V.M. Budnev, I.F. Ginzburg, G.V. Meledin, V.G. Serbo, *Phys. Rep.* **C15** (1975),
181-282.
38. J.M.A. Vermaseren, *Proc. of the Intern. Workshop on $\gamma\gamma$ Collisions, Amiens,*
Springer Lecture Notes **134** (1980), 35-46;
S. Kawataba, *Programm Beschreibung, unveröffentlicht.*
39. F.A. Berends, H.P. Daverfeldt, R. Kleiss, *Phys. Lett.* **148B** (1984), 489-492.
40. S. Brodsky, T.A. De Grand, J.F. Gunion, J.H. Weiss, *Phys. Rev.* **D19** (1979), 1418.
41. Eine Übersicht gibt: N. Wermes, 5th Intern. Workshop on Photon-Photon Col-
lisions, Aachen (83).
42. J.J. Sakurai, D. Schildknecht, *Phys. Lett.* **40B** (1972), 121.
43. H. Wriedt, *Programm Beschreibung, unveröffentlicht und /98/.*
44. B. Anderson, G. Gustafson und T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **94B** (1980), 711.
45. JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Phys. Lett.* **123B** (1983), 460;
JADE Collaboration, W. Bartel et al., *Z. Phys.* **C21** (1983), 37.
46. B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984), 492.
47. S. Odaka, siehe JADE Note 87.
48. H. Burkhardt, Dissertation Universität Hamburg, DESY F35-82-03 (1982).

49. S. Jadach and Z. Was, Acta phys. Pol. **B12** (1984);
S. Jadach and Z. Was, Comp. Phys. Comm. **36** (1985), 191-211.
50. R. Eichler, JADE Note 65 (1980);
B.W. Allardyce et al., Nucl. Phys. **A209** (1973), 1;
F. Binon et al., Nucl. Phys. **B17** (1970), 168;
D. Ashery et al., Phys. Rev. **C23** (1981), 2173.
51. T. Kawamoto, H. Takeda, JADE Notes 87,88.
52. S. Yamada, *private Mitteilung*.
53. M. Nozaki, Dissertation University of Tokyo UTLICEPP-82-02 (1982).
54. PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., Phys. Lett. **99B** (1981), 489.
55. CELLO Collaboration, H. Behrend et al., Phys. Lett. **114B** (1982), 282.
56. MARK J Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Rep. **109** (1984), 131.
57. TASSO Collaboration, M. Althoff et al., Z. Phys. **C26** (1985), 521.
58. HRS Collaboration, K.K. Gan et al., Phys. Lett. **153B** (1985), 116.
59. O.C. Allkofer, "Introduction to Cosmic Radiation", Thiernig Verlag, 1975.
61. MAC Collaboration, E. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett. **543** (1985), 1620.
62. MARK II Collaboration, M.E. Levi et al., Phys. Rev. Lett. **51** (1983), 1941.
63. CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., Phys. Lett. **114B** (1982), 282.
64. MARK J Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Rep. **109** (1984), 131.
65. PLUTO Collaboration, Ch. Berger et al., DESY Preprint **85-17** (1985).
66. W. Krenz, RWTH Aachen, PITHA 84/42 (1985).
67. JADE Collaboration, W. Bartel et al., Veröffentlichung in Vorbereitung
68. Particle Data Book, Rev. Mod. Phys. **52** (1980).
69. MARK II Collaboration, C.A. Blocker et al., Phys. Rev. Lett. **49** (1982), 1369.
70. TPC Collaboration, H. Aihara et al., Phys. Rev. **D30** (1984), 2436.
71. MAC Collaboration, E. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985), 1624.
72. HRS Collaboration, M. Derrick et al., ANL-HEP-PR-85-05 (1985);
HRS Collaboration, I. Beltrami et al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985), 1775.
73. MARK II Collaboration, P.R. Burchat et al., Phys. Lett. **54** (1985), 2489.
74. T.N. Truong, SLAC-PUB-3341 (1984).
75. H. Terazawa, Proc. of the Intern. Conference on High Energy Physics, Leipzig **I** (1984), 63;
H. Fritzsche, Lectures given at the Intern. School on Subnuclear Physics, Erice, Sicily (1984); MPI report, MPI-PAE/PTh 85/84 (1984).
76. F.E. Low, Phys. Rev. Lett. **14** (1965), 238.
77. A.M. Litke, Dissertation Harvard University (1970).
78. H. Terazawa et al., Phys. Lett. **112B** (1982), 387.
79. CELLO Collaboration, H.J. Behrend et al., Phys. Lett. **114B** (1982), 287;
JADE Collaboration, W. Bartel et al., Z. Phys. **C19** (1983), 197;
MARK J Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. **152B** (1985), 439;
TASSO Collaboration, M. Althoff et al., DESY **84-072** (1984).
80. JADE Collaboration, W. Bartel et al., Z. Phys. **C24** (1984), 223;
MARK J Collaboration, B. Adeva et al., Phys. Lett. **152B** (1985), 439.
81. S. Yamada, *private Mitteilung*. Die $\tau\tau^*$ und $\tau^*\tau^*$ Ereignisse wurden mit einem Programm zur Erzeugung von angeregten Myonen generiert, das für τ 's modifiziert wurde.
82. S. Yamada, *private Mitteilung*.
83. CALKUL Collaboration, F.A. Berends et al., Leiden Preprint (1984).
84. J. Wess, B. Zumino, Nucl. Phys. **B70** (1974), 39; Phys. Lett. **49B** (1974), 52;
A. Salam und B. Strathdee, Phys. Rev. **D11** (1975), 1521;
P. Fayet und S. Ferrara, Phys. Rep. **32C** (1977), 249.
85. E. Golowich und T.C. Yang, Phys. Lett. **80B** (1979), 245;
L.N. Chang und J.E. Kim, Phys. Lett. **81B** (1979), 233;
H.E. Haber, G.L. Kane und T. Sterling, Nucl. Phys. **B161** (1979), 493.
86. S. Weinberg, Phys. Rev. **D19** (1979), 1277;
L. Susskind, Phys. Rev. **D20** (1979), 2619.
87. JADE Collaboration W. Bartel et al., Phys. Lett. **114B** (1982), 211.
88. CELLO Collaboration H.J. Behrend et al., Phys. Lett. **114B** (1982), 287.
89. MARK J Collaboration B. Adeva et al., Phys. Lett. **152B** (1985), 439.

ABBILDUNGSVERZEICHNIS

2.1	Feynman Diagramme für die τ Paarerzeugung $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	8
2.2	Normierter Wirkungsquerschnitt als Funktion der Schwerpunktsenergie	10
2.3	Normierter Wirkungsquerschnitt als Funktion des schwachen Mischungswinkels $\sin^2 \theta_W$	11
2.4	Asymmetrie in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie	14
2.5	Feynman Diagramme der elektromagnetischen Strahlungskorrekturen für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ bis zur Ordnung α^3	16
2.6	Polarwinkelverteilung von Bremsstrahlungsphotonen	17
2.7	Energieverteilung von Bremsstrahlungsphotonen	17
2.8	Asymmetrie von $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignissen als Funktion der Photonenergie für verschiedene Polarwinkel	19
2.9	Feynman Diagramm für den τ Zerfall	21
3.1	Beschleuniger- und Speicherringanlagen bei DESY	24
3.2	Der JADE Detektor	26
3.3	Koordinatensystem des JADE Detektors	28
4.1	Häufigkeitsverteilung der beobachteten Energie von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	35
4.2	Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung der z-Projektion des Akollinearitätswinkels als Funktion der Impulsbalance von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	36
4.3	Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse in einer Hemisphäre mit mindestens zwei Spuren von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	37
4.4	Zweidimensionale Verteilung des Akoplanaritätswinkels in Abhängigkeit von der totalen Bleiglasschauerenergie.	39
4.5	Häufigkeitsverteilung der totalen Bleiglasschauerenergie von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	40
4.6	Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels nach dem Schnitt in der totalen Schauerenergie von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	41
4.7	Zweidimensionale Verteilung des Verhältnis Schauerenergie zu Spurimpuls in beiden Hemisphären	42
4.8	τ Ereignis	47
4.9	Feynman-Diagramme für $\gamma\gamma$ Wechselwirkungen	50

4.10	Vergleich der Häufigkeitsverteilung des Akollinearitätswinkels von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	51
4.11	Vergleich der Häufigkeitsverteilung der beobachteten Energie von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	52
4.12	Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Bleiglasschauerenergie von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	52
4.13	Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Summe der Spurimpulse von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	53
4.14	Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Summe der Öffnungswinkel zwischen Spuren in einer Hemisphäre von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	53
4.15	Vergleich der Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse in Hemisphären mit mindestens zwei Spuren von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	54
4.16	Vergleich der Häufigkeitsverteilung der Energie des maximalen Bleiglassclusters von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	57
4.17	Vergleich der Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels von Daten und τ Monte-Carlo Ereignissen	58
4.18	Nachweiswahrscheinlichkeit mit Berücksichtigung von Strahlungskorrekturen als Funktion von $\cos \theta$	61
4.19	Integrierte Luminosität als Funktion der Schwerpunktsenergie	67
5.1	Wirkungsquerschnitt als Funktion von s	70
5.2	Normierter Wirkungsquerschnitt als Funktion von s	71
6.1	Differenz der aus den Zerfallsprodukten rekonstruierten und der ursprünglichen τ Richtung für Monte-Carlo Ereignisse	75
6.2	Differentieller Wirkungsquerschnitt der τ Paarerzeugung	78
6.3	Asymmetrie als Funktion von $\cos \theta / (1 + \cos^2 \theta)$	80
6.4	Gemessene Asymmetrien als Funktion von s	83
7.1	Mittelwert des Abstands zwischen 2 benachbarten Spuren am ersten und letzten gemessenen Spurpunkt	89
7.2	Häufigkeitsverteilung der Summe der invarianten Massen in beiden Hemisphären für Ereignisse mit 4 oder 5 Spuren in einer Hemisphäre und Vergleich mit τ Monte-Carlo Ereignissen	92
8.1	Feynman Diagramme für die Erzeugung von angeregten Leptonen ($\ell^*, \ell^* = \mu^*, \tau^*$) in der e^+e^- Vernichtung	96

8.2	Häufigkeitsverteilung der Photonenergie in Abhängigkeit des Winkels zwischen Photon und τ für τ Monte-Carlo Ereignisse ohne und mit Bremsstrahlungsphotonen	98
8.3	Häufigkeitsverteilung der Photonenergie für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	101
8.4	Häufigkeitsverteilung des Polarwinkels der Photonen für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	101
8.5	Häufigkeitsverteilung des Akollinearitätswinkels für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	102
8.6	Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	102
8.7	Häufigkeitsverteilung des Winkels zwischen e^+ und τ^+ bzw. e^- und τ^- für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	103
8.8	Häufigkeitsverteilung der invarianten $\tau\gamma$ Masse für $\tau^+\tau^-\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	105
8.9	Häufigkeitsverteilung der invarianten $\tau\gamma$ Masse für $\tau\tau^*$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ^* Masse von $40 \text{ GeV}/c^2$	105
8.10	Häufigkeitsverteilung der Photonenergie für $\tau\tau^*$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ^* Masse von $40 \text{ GeV}/c^2$	106
8.11	Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau\tau^*$ Ereignisse nach Anwendung der angegebenen Schnitte als Funktion der τ^* Masse	108
8.12	Obere Grenze für $(\lambda/M_{\tau^*})^2$ als Funktion der τ^* Masse	109
8.13	$\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignis mit $E_{\gamma_1} = 7,69 \text{ GeV}$ und $E_{\gamma_2} = 5,86 \text{ GeV}$	111
8.14	Häufigkeitsverteilung der Photonenergien für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	113
8.15	Häufigkeitsverteilung der Polarwinkel der Photonen für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	113
8.16	Häufigkeitsverteilung der invarianten $\gamma\gamma$ Masse für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	114
8.17	Häufigkeitsverteilung der invarianten $\tau\gamma$ Masse für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	114
8.18	Zweidimensionale Verteilung der beiden Photonenergien für $\tau^+\tau^-\gamma\gamma$ Ereignisse nach dem Polarwinkelschnitt	115
8.19	Zweidimensionale Verteilung der beiden Photonenergien für $\tau^+\tau^*$ Monte-Carlo Ereignisse mit einer τ^* Masse von $20 \text{ GeV}/c^2$	115

8.20	Nachweiswahrscheinlichkeit für $\tau^+\tau^*$ Ereignisse nach Anwendung der angegebenen Schnitte als Funktion der τ^* Masse	116
8.21	Obere Grenze für den Formfaktor $ F_{\tau^*} $ als Funktion der τ^* Masse	117
9.1	Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels nach den angegebenen Schnitten und Vergleich mit der Monte-Carlo Simulation	120
9.2	Häufigkeitsverteilung des Akoplanaritätswinkels nach den angegebenen Schnitten für S^+S^- Monte-Carlo Ereignisse mit einer Masse von $18 \text{ GeV}/c^2$	121
9.3	Ereignis mit einem Akoplanaritätswinkel von 38°	122
9.4	Nachweiswahrscheinlichkeit für S^+S^- Ereignisse als Funktion der m_S Masse	123
9.5	Obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $B(S \rightarrow \tau\nu_\tau)$ als Funktion der m_S Masse	125

TABELLENVERZEICHNIS

2.1	Einordnung der Fermionen im Standard Modell	5
2.2	Kopplungskonstanten des neutralen Stromes im Standard Modell	7
2.3	Elektroschwache Strahlungskorrekturen zur Asymmetrie	20
2.4	Berechnete τ Verzweigungsverhältnisse und Beiträge zum Zerfall in ein oder drei geladene Teilchen	22
3.1	Detektormaterial in radialer Richtung	27
4.1	Übersicht der Schnitte zur Reduktion des Untergrunds	44
4.2	Ergebnis der graphischen Überprüfung	46
4.3	Abschätzung des Bhabha Untergrunds	58
4.4	Beitrag der Untergrundprozesse zum Wirkungsquerschnitt	59
4.5	Nachweiswahrscheinlichkeit und Strahlungskorrekturen	62
4.6	Korrekturen aufgrund von Ereignisverlusten	65
5.1	Bestimmung des Wirkungsquerschnitts	68
5.2	Wirkungsquerschnitt als Funktion der Strahlenergie	69
5.3	Untere Grenzen für die Abschneideparameter	71
6.1	Gemessene Asymmetrie mit Korrekturen für Untergrund und elektromagnetische Strahlungskorrekturen	77
6.2	Unkorrigierte Asymmetrie für verschiedene Ereignistopologien und nach verschärften Selektionsschnitten	81
6.3	Zusammenfassung der τ Asymmetriemessungen von PETRA und PEP Experimenten.	84
7.1	Anzahl der beobachteten Spuren in einer Hemisphäre für τ Paare und Untergrundereignisse	86
7.2	Wahrscheinlichkeit $p_{i,j}$ zum Nachweis von i Spuren im Innendetektor bei einem τ Zerfall in j geladene Teilchen	88
7.3	Vergleich der Multiplizitätsverteilung von τ Ereignissen mit der Monte-Carlo Simulation	90
7.4	Nachweiswahrscheinlichkeit für verschiedene Ereignistopologien	90
7.5	Systematische Fehler der topologischen Verzweigungsverhältnisse	91
7.6	Topologische τ Verzweigungsverhältnisse	93

8.1	Vergleich der gemessenen und erwarteten Asymmetrie für verschiedene Anforderungen an den Winkel und die Energie der Bremsstrahlungsphotonen	104
9.1	Untere Grenze für die Masse eines $\tilde{\tau}$'s	124

DANKSAGUNG

Die vorliegende Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Messungen, die mit dem JADE Detektor durchgeführt wurden. Zu Beginn meiner Mitarbeit war der Detektor bereits als vollständiges Experiment vorhanden und hatte schon über einen Zeitraum von drei Jahren Meßdaten aufgezeichnet. Mein Dank gilt daher allen Mitgliedern der Kollaboration. Auch bei der Datenanalyse habe ich vielseitige Hilfe und Unterstützung bekommen, für die ich mich bei allen JADE Mitgliedern sehr herzlich bedanken möchte. Besonders erwähnen möchte ich Herrn Prof. Dr. R. Felst und Herrn Prof. Dr. G. Weber für das Ermöglichen und die Förderung der Arbeit. Herrn Dr. J. Olsson danke ich für die Beantwortung vieler Fragen zu den JADE Analyseprogrammen und bei der Bestimmung des $\gamma\gamma$ Untergrunds. Herrn Prof. Dr. S. Yamada und Herrn Dr. S. Komamiya danke ich für ihre Unterstützung und die Benutzung von Monte-Carlo Programmen zur Suche nach neuen Teilchen. Mein besonderer Dank gilt Frau Dr. B. Naroska für die Betreuung der Arbeit, viele kritische Diskussionen und wertvolle Anregungen sowie die sorgfältige Durchsicht des Manuskriptes.