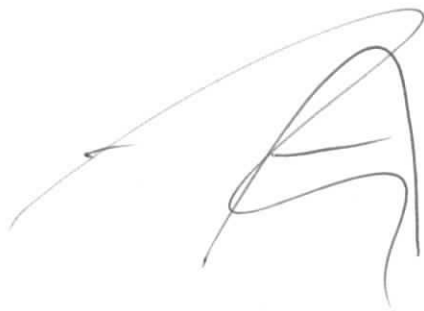


Interner Bericht
DESY F15-87-01
Januar 1987



UNTERSUCHUNG DES ZERFALLS $\tau^- \rightarrow \nu_{\tau} \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$
MIT DEM DETEKTOR ARGUS

von

Uwe Binder

Eigentum der Property of	DESY	Bibliothek library
Zugang: Accessions:	0 3. APR. 1987	
Leihfrist: Loan period:	7	Tage days

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“

Interner Bericht
DESY F15-87-01
January 1987

Untersuchung des Zerfalls

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$$

mit dem
Detektor ARGUS

Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg

vorgelegt von
Uwe Binder
aus Pinneberg

Hamburg
1986

Gutachter der Dissertation: Prof. Dr. V. Soergel
Dr. W. Schmidt-Parzefall

Gutachter der Disputation: Prof. Dr. H. Spitzer
Dr. W. Schmidt-Parzefall

Datum der Disputation: 22.12.1986

Sprecher des Fachbereichs
Physik und Vorsitzender
des Promotionsausschusses: Prof. Dr. J. P. Kotthaus

Abstract

Study of the Decay $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$ with the ARGUS Detector

Using the ARGUS detector at the DORIS II storage ring, the decay $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$ has been analysed. The used data sample corresponds to an integrated luminosity of 133 pb^{-1} at centre-of-mass energies in the range from 9.4 to 10.6 GeV. The branching ratio has been determined to be $(4.2 \pm 0.5 \pm 0.9) \%$.

From a study of the three pion sub-system, evidence for the decay $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ has been found. The branching ratio for this decay is $(1.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \%$. The $\omega \pi^-$ -system has been shown to be predominantly in a $J^P = 1^-$ state. No evidence for second class currents has been found, a possible $J^P = 1^+$ contribution is less than 50% (90% CL). The spectral function for the decay $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ has been determined and compared with the spectral function calculated from the cross-section for the process $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0$. As expected from CVC, the two spectral functions were found to be in good agreement. The VDM-model used by Dolinsky et al. to parametrise the VEPP-2 data on $\sigma_{e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0}$ indicates a strong $\rho(770)$ contribution to the $\omega \pi$ final state. With the present statistics it is not possible to confirm or disprove a $\rho(1250)$ -contribution.

Inhalt

Einleitung	1
1 Das Tau-Lepton	3
1.1 Taupaarzeugung bei der e^+e^- -Vernichtung	3
1.2 Das τ -Neutrino	4
1.3 τ -Zerfälle	5
1.3.1 Leptonische Zerfälle	6
1.3.2 Semihadronische Zerfälle	7
1.3.2.1 Zerfälle in eine gerade Zahl von Pionen	10
1.3.2.2 Zerfälle in eine ungerade Zahl von Pionen	12
1.3.2.3 Ströme 2. Art	14
1.3.2.4 Topologische Verzweungsverhältnisse	16
2 Das Experiment	18
2.1 Der e^+e^- -Speicherring DORIS II	18
2.2 Der Detektor ARGUS	18
2.2.1 Die Driftkammer	21
2.2.2 Der Trigger	23
2.3 Die Datenverarbeitung	24
2.3.1 Die Rohdatenerfassung	24
2.3.2 Das Rekonstruktionsprogramm	25
2.3.3 Die Klassifikation der Ereignisse	27
3 Die Analyse	28
3.1 Die Selektion	28
3.1.1 Die Vorselektion	28
3.1.2 Die Selektion von τ -Paaren	29
3.2 Das Verzweungsverhältnis $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$	32
3.2.1 Die Zahl der beobachteten τ -Zerfälle	36
3.2.2 Die integrierte Luminosität \mathcal{L}	38
3.2.3 Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von τ -Paaren $\sigma_{\tau\tau}$	39
3.2.4 Das Verzweungsverhältnis BR_1	40
3.2.5 Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\langle \eta_i \rangle$	40
3.2.5.1 Verluste durch Rauschen in den Schauerzählern	41
3.2.6 Das Resultat	42
3.2.7 Vergleich mit früheren Messungen und theoretischen Vorhersagen	43
3.3 Die Spektralfunktion für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$	44
3.4 Das $\omega\pi^-$ -System	45

3.4.1 Das Verzweungsverhältnis $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$	46
3.4.2 Der Dalitzplot für den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$	48
3.4.3 Spin und Parität des $\omega\pi^-$ -Systems	48
3.4.4 Die $\omega\pi^-$ -Massenverteilung	52
3.4.5 Die Spektralfunktion für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$	52
3.4.5.1 Vergleich mit $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ und Test der CVC-Hypothese	54
4 Zusammenfassung der Ergebnisse	58
Namensliste der ARGUS-Gruppe	59
Literaturverzeichnis	60
Danksagung	64
Abbildungsverzeichnis	65
Tabellenverzeichnis	66

Einleitung

Vom Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [GWS] wird die Kopplung der Eichbosonen

$$W^-, \gamma, Z^0, W^+$$

an Quarks und Leptonen beschrieben. Zur Zeit sind je drei Quark- und Leptonenfamilien bekannt (die Existenz des t-Quarks wurde noch nicht eindeutig nachgewiesen). In diesem Modell bilden die linkshändigen Fermionen Dubletts und die rechtshändigen Singuletts

Quarks		Leptonen
$\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L$		$\begin{pmatrix} e^- \\ \nu_e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \mu^- \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \tau^- \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$
$u_R, d_R, s_R, c_R, b_R, t_R$		e^-_R, μ^-_R, τ^-_R

Das Feynmandiagramm für den hier untersuchten, semihadronischen τ -Zerfall ist in der folgenden Abbildung dargestellt

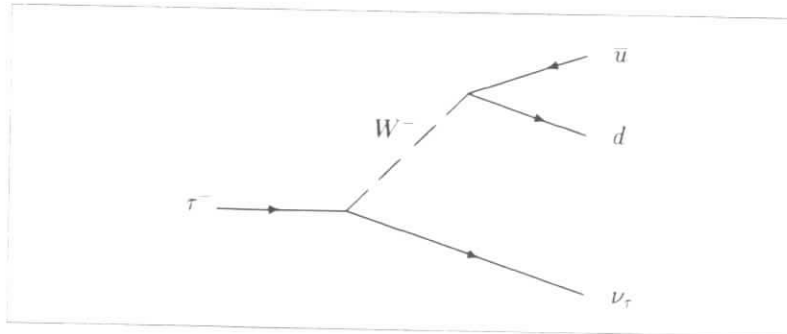


Abbildung 1: Das Feynmandiagramm für den Zerfall des τ -Leptons in Hadronen

Im Standardmodell wird dieser Zerfall als Übergang von der 3. Leptonenfamilie, über ein virtuelles W^- -Eichboson, zur 1. Quarkfamilie aufgefaßt. Die starke Wechselwirkung zwischen den Quarks bewirkt die Hadronisierung in die beobachteten Mesonen. Freie Quarks treten in der Natur nicht auf, beobachtet werden gebundene 3-Quark-Systeme (Baryonen) und gebundene Quark-Antiquark-Zustände (Mesonen). Im Rahmen der Theorie der starken Wechselwirkung, der Quantenchromodynamik (QCD), sind

bei kleinen Viererimpulsüberträgen q^2 keine störungstheoretischen Rechnungen mehr möglich, es gibt daher keine exakte theoretische Beschreibung der Hadronisierung und der gebundenen Quarks.

An dem in dieser Arbeit untersuchten semihadronischen Prozeß, dem Zerfall des τ -Leptons in vier Pionen und ein Neutrino, sind sowohl die schwache wie auch die starke Wechselwirkung beteiligt. Theoretische Vorhersagen gibt es nur für den Beitrag der schwachen Wechselwirkung, der Anteil der starken Wechselwirkung ist nicht berechenbar.

Die folgenden Vorhersagen können auch ohne genaue Kenntnis des starken Anteils gemacht werden.

1. Aus der Isospinstruktur des schwachen geladenen Stroms folgt, daß zum τ -Zerfall in einen Endzustand mit positiver G -Parität (gerade Anzahl von Pionen) nur die Vektorstromkomponente beiträgt. Die hadronischen Zerfallsprodukte müssen dann in einem Zustand mit Spin und Parität $J^P = 1^-$ sein. Auch bei Berücksichtigung der starken Wechselwirkung werden keine anderen Quantenzahlen erwartet, da Parität und G -Parität dort erhalten sind.
2. Aufgrund der Hypothese des erhaltenen Vektorstroms (CVC) wird erwartet, daß der schwache Zerfall

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$$

auf dieselbe Weise wie die elektromagnetischen Prozesse

$$e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^- \quad \text{oder} \quad e^+ e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0 \pi^0$$

durch die starke Wechselwirkung modifiziert wird. Das Verhältnis des experimentellen Wirkungsquerschnitts zum theoretischen, rein elektromagnetischen Wirkungsquerschnitt und das Verhältnis der experimentellen Partialbreite zur berechneten, rein schwachen Partialbreite werden durch Spektralfunktionen beschrieben. Es wird erwartet, daß die Spektralfunktionen für den schwachen und den elektromagnetischen Prozeß übereinstimmen.

Der hier erstmals nachgewiesene Zerfall

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$$

bietet die Möglichkeit, die beiden Vorhersagen zu überprüfen. Spin und Parität lassen sich aus der Zerfallswinkelverteilung bestimmen, und die CVC-Hypothese kann durch Vergleich der Spektralfunktion dieses Endzustands mit dem Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+ e^- \rightarrow \omega \pi^0$ getestet werden.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, die beiden Vorhersagen mit Hilfe des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ zu überprüfen. Im ersten Kapitel werden einige der bisherigen theoretischen und experimentellen Ergebnisse zur Produktion und zum Zerfall von τ -Leptonen erläutert. Der ARGUS-Detektor wird im folgenden Kapitel vorgestellt. Im 3. Kapitel wird die Analyse beschrieben und die Ergebnisse werden diskutiert. Den Abschluß bildet eine Zusammenfassung der Ergebnisse.

Kapitel 1

Das Tau-Lepton

Das nach Elektron und Myon dritte geladene Lepton, das τ -Lepton, wurde 1975 in e^+e^- -Reaktionen entdeckt [Perl 75]. Die τ -Masse beträgt $1784 \text{ MeV}/c^2$, und der Spin ist $\frac{1}{2}$. Alle bisherigen Erkenntnisse über die Produktion und den Zerfall von τ -Leptonen sind mit der Hypothese eines sequentiellen Leptons verträglich. Das τ -Lepton und das τ -Neutrino bilden danach eine dritte „sequentielle“ Leptonenfamilie mit eigener Leptonenquantenzahl. Für alle drei bekannten Leptonenfamilien gelten dieselben Kopplungskonstanten. Unterschiede zwischen den Leptonenfamilien ergeben sich nur aufgrund der unterschiedlichen Massen.

τ -Zerfälle können, wie der μ -Zerfall, durch die V-A-Theorie der schwachen Wechselwirkung beschrieben werden. Aufgrund der großen Masse kann das τ -Lepton sowohl in leptonsche als auch in semihadronische Endzustände zerfallen.

τ -Leptonen können, außer bei der e^+e^- -Vernichtung, auch bei $\gamma\gamma$ -Reaktionen, Photon-Nukleon-Streuung, Nukleon-Antinukleon-Wechselwirkung (Drell-Yan-Prozess) oder dem Zerfall schwerer Mesonen entstehen [Perl 80]. Produktion und Zerfall von τ -Leptonen wurden bisher, wie auch in dieser Arbeit, nur bei e^+e^- -Experimenten untersucht.

1.1 Taupaarerzeugung bei der e^+e^- -Vernichtung

Die folgende Abbildung zeigt das Feynmandiagramm für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

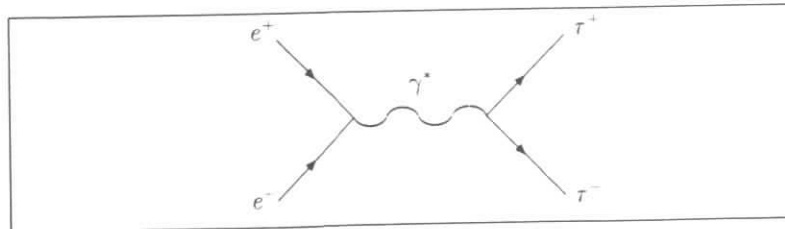


Abbildung 1.1: Das Feynmandiagramm der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$.

Dieser Prozess wird in niedrigster Ordnung durch den Austausch eines virtuellen Photons beschrieben. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von punktförmigen Spin- $\frac{1}{2}$ -Teilchen mit Ladung¹

¹Die Ladung wird in Einheiten der Elementarladung angegeben.

$Q = 1$ läßt sich mit Hilfe der Quantenelektrodynamik berechnen. Bei niedrigen Schwerpunktsenergien ($E_{CMS} < 15.0 \text{ GeV}/c^2$) können Beiträge der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden. Für den differentiellen Wirkungsquerschnitt gilt:

$$\frac{d\sigma_{QED}}{d\Omega} = \frac{\alpha^2}{4s} \cdot \beta \cdot (2 - \beta^2 \sin^2 \theta) \quad (1.1)$$

$$s = E_{CMS}^2 = 4E_{strahl}^2$$

$\theta \Rightarrow$ Polarwinkel zwischen dem e^+ -Strahl und dem τ^+ -Impulsvektor

$$\beta = \frac{p_\tau}{E_{strahl}}$$

Nach Integration über den Polarwinkel folgt für den totalen Wirkungsquerschnitt

$$\sigma_{QED} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} = \sigma_{punkt} \cdot \frac{\beta(3-\beta^2)}{2} \quad (1.2)$$

$$\sigma_{punkt} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{86.8 \text{ GeV}^2 \text{ nb}}{s} \quad (1.3)$$

Durch eine Anpassungsrechnung an $\sigma_{\tau\tau}(s)$ bei Strahlenergien dicht oberhalb der Schwelle für die Taupaarerzeugung läßt sich die Masse des τ -Leptons bestimmen: $m_\tau = (1784.2 \pm 3.2) \text{ MeV}/c^2$. [PDG 86]. In Abbildung 1.2 ist das von der DELCO-Kollaboration gemessene Produkt aus dem relativen Wirkungsquerschnitt, dem Verzweigungsverhältnis in Elektronen und dem Verzweigungsverhältnis in genau ein geladenes Teilchen dargestellt.

Bei höheren Schwerpunktsenergien würde sich eine τ -Substruktur oder ein von $\frac{1}{2}$ verschiedener τ -Spin durch eine Abweichung des Taupaar-Wirkungsquerschnitts von σ_{QED} bemerkbar machen. Auch bei den höchsten bisher erreichten e^+e^- -Schwerpunktsenergien von 46.2 GeV (PETRA) stimmt $\sigma_{\tau\tau}$ innerhalb der Fehlergrenzen mit σ_{QED} überein.

Bei großen Schwerpunktsenergien führt die elektroschwache Interferenz zwischen Photon- und Z^0 -Propagator zu einem asymmetrischen differentiellen Wirkungsquerschnitt. Das daraus ermittelte Produkt der Axialvektorkopplungskonstanten $a_e a_\tau$ ist mit dem vom Standardmodell vorhergesagten Wert von $a_e a_\tau = 1$ gut verträglich [Naroska 86].

1.2 Das τ -Neutrino

Bei allen bekannten τ -Zerfällen wird mindestens ein neutrales, nur schwach wechselwirkendes Teilchen erzeugt. Obwohl τ -Neutrinos bisher nicht direkt nachgewiesen werden konnten, wird angenommen, daß sie sich von den bekannten ν_e und ν_μ unterscheiden. Folgende Ergebnisse sprechen für die Existenz einer dritten Neutrinoart:

- Das τ hat eine eigene Leptonenquantenzahl. Falls das τ dieselbe Leptonenquantenzahl wie das Elektron (Myon) hätte, müßte es mit einer großen Wahrscheinlichkeit in $e\gamma$ ($\mu\gamma$) zerfallen. Diese Zerfälle wurden nicht beobachtet.
- Bei $\nu_\mu N$ -Reaktionen werden keine e^- (τ^-) produziert. Das ν_τ kann daher nicht das ν_μ sein. Ähnliches gilt, mit geringerer Signifikanz, für ν_e .

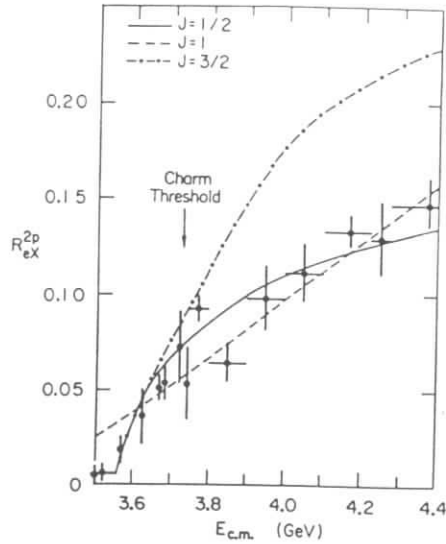


Abbildung 1.2: $\sigma_{e^+e^- \rightarrow e^+\tau^-\tau^-} / \sigma_{\text{punkt}}$ bei niedrigen Energien: die durchgezogene Kurve entspricht σ_{QED} für $\text{Spin} \frac{1}{2}$ -Teilchen mit Ladung $q = 1$ und Masse $1784 \text{ MeV}/c^2$. DELCO-Kollaboration.

Aus den Massen- oder Impulsverteilungen der nachgewiesenen τ -Zerfallsprodukte wurden obere Grenzen für die ν_τ -Masse bestimmt. Die zur Zeit niedrigste obere Grenze für m_{ν_τ} beträgt $70 \text{ MeV}/c^2$ bei 95 % CL [ARGUS 85].

In dieser Arbeit wird bei allen Berechnungen, sofern nicht anders angegeben, $m_{\nu_\tau} = 0$ vorausgesetzt.

1.3 τ -Zerfälle

Im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung [GWS] wird der τ -Zerfall durch die Kopplung des leptonicen $\tau^- \rightarrow \nu_\tau$ -Stromes über ein virtuelles Vektorboson W^- an den leptonicen oder hadronischen Strom der Zerfallsprodukte beschrieben. Das Feynmandiagramm für den τ^- -Zerfall¹ ist in Abbildung 1.3 dargestellt.

Bei kleinen Viererimpulsüberträgen² ($|q^2| \ll M_W^2$), also auch beim τ -Zerfall, kann, wegen der großen Masse des W^- -Bosons, die q^2 -Abhängigkeit des W^- -Propagators vernachlässigt werden. In diesem Grenzfall wird zur Beschreibung der schwachen Wechselwirkung das Feynman-Gell-Mann-

¹Bei der in dieser Arbeit benutzten Notation schließen Hinweise auf einen bestimmten Ladungszustand den entsprechenden ladungskonjugierten Zustand mit ein.

Bei der Diskussion von $\tau^+ \tau^-$ -Paaren wird das untersuchte τ -Lepton, unabhängig von der Ladung, mit τ^- bezeichnet.

²Bei den hier untersuchten semihadronischen τ -Zerfällen entspricht der Viererimpulsübertrag q^2 dem invarianten Massenquadrat der hadronischen Zerfallsprodukte.

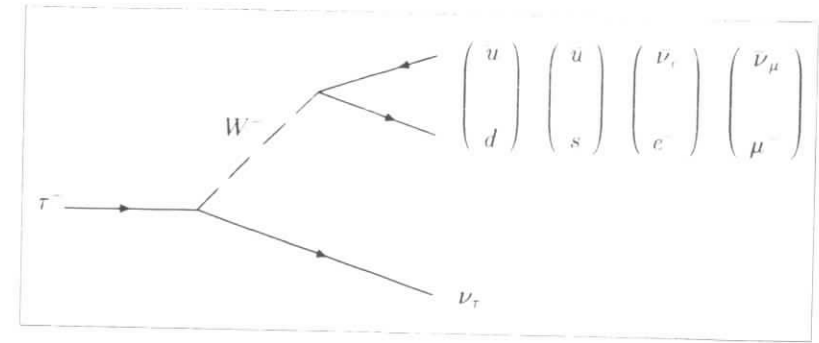


Abbildung 1.3: Das Feynmandiagramm für den τ^- -Zerfall.

Schema [Feynman 58] benutzt. Für die Lagrangedichte des geladenen schwachen Stromes gilt dann:

$$\mathcal{L}^{CC} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F J^{\mu+}(x) J_\mu(x) \quad (1.4)$$

Der Strom $J(x)$ setzt sich aus einem leptonicen Anteil

$$J_\alpha^l = \bar{u}_\nu \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u_l \quad (1.5)$$

und einem hadronischen Anteil

$$J_\alpha^h = \bar{d}' \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) u \quad (1.6)$$

zusammen.

1.3.1 Leptonische Zerfälle

Das Matrixelement für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$ hat im Feynman-Gell-Mann-Schema die folgende Form:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F [\bar{\nu}_\tau \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) \tau] [\bar{e} \gamma_\alpha (1 + \gamma_5) \nu_e] \quad (1.7)$$

Die differentielle leptoniche Partialbreite wird mit Hilfe der „Goldenen Regel“ berechnet:

$$d\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = \frac{|\mathcal{M}|^2}{4m_\tau} d\Phi \quad (1.8)$$

Nach Integration über den Phasenraum Φ und Summation über die e^- -Spins folgt für die leptoniche Partialbreite:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} \quad (1.9)$$

Die so berechnete Partialbreite enthält noch keine Korrekturen für innere Bremsstrahlung, zusätzliche Diagramme mit virtuellen Photonen und die endliche Elektronenmasse.

Falls das τ -Lepton außer der Masse die gleichen Eigenschaften wie das Myon hat, sollten leptoniche Partialbreiten von τ und μ bis auf einen massenabhängigen Faktor übereinstimmen:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = \Gamma(\mu^- \rightarrow \nu_\mu e^- \bar{\nu}_e) \cdot \left(\frac{m_\tau}{m_\mu}\right)^5 \quad (1.10)$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu) = \Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) \cdot 0.973 \quad (1.11)$$

Durch den Faktor 0.973 wird die größere Myonmasse berücksichtigt. Aus den „berechneten“ leptonischen Partialbreiten und der gemessenen τ -Lebensdauer T_τ lassen sich die leptonischen Verzweigungsverhältnisse bestimmen¹:

$$\hbar \cdot BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = T_\tau \cdot \Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) \quad (1.12)$$

Der Mittelwert aller veröffentlichten Werte für T_τ ist (0.294 ± 0.012) ps [Gilchriese 86]. Für die leptonischen Verzweigungsverhältnisse ergibt sich damit

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = (18.44 \pm 0.75)\% \quad BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu) = (17.94 \pm 0.73)\%$$

Aus Messungen von $BR \cdot \sigma_{e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-}$ und der Annahme $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-} = \sigma_{QED}$ wurden folgende Verzweigungsverhältnisse ermittelt [Gilchriese 86]:

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = (17.69 \pm 0.47)\% \quad BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu) = (17.95 \pm 0.48)\%$$

Die Übereinstimmung der mit unterschiedlichen Methoden bestimmten leptonischen Verzweigungsverhältnisse bestätigt die Hypothese eines sequentiellen τ -Leptons.

Die für eine V-A-Wechselwirkung vorhergesagten, bevorzugten Spinkombinationen bei leptonischen τ -Zerfällen sind in Abbildung 1.4 dargestellt.

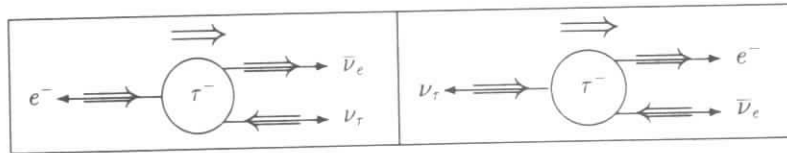


Abbildung 1.4: Die bevorzugten Spinkombinationen beim τ -Zerfall

Das Symbol \Rightarrow repräsentiert den Spin der Leptonen. Spinkombinationen, bei denen rechtshändige e^- auftreten, sind unterdrückt. Das Impulsspektrum der Zerfallselektronen wird dabei, analog zum Zerfall unpolarisierter Myonen, durch den Michel-Parameter ρ beschrieben [Michel 50]. Bei einer Wechselwirkung, die nur Vektor- und Axialvektoranteile enthält, (Neutrino und Antineutrino haben dann entgegengesetzte Helizitäten), wird für ρ der Wert $3/4$ erwartet. Bei gleichen Helizitäten von ν_τ und $\bar{\nu}_e$ gilt $\rho = 0$.

Falls angenommen wird, daß das Antielektronen-Neutrino immer rechtshändig polarisiert ist, kann aus ρ die Helizität des ν_τ bestimmt werden. Für linkshändige ν_τ (V-A) gilt $\rho = 3/4$, für rechtshändige ν_τ (V+A) gilt $\rho = 0$ und für reine V- oder A-Wechselwirkungen gilt $\rho = 3/8$. In Abbildung 1.5 ist das von der DELCO-Kollaboration gemessene Energiespektrum von Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$ dargestellt. Die experimentellen Ergebnisse für den Michelparameter ρ sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Die Werte sind gut mit $\rho = 3/4$ verträglich. $\rho = 0$ ist ausgeschlossen.

1.3.2 Semihadronische Zerfälle

Aufgrund seiner großen Masse kann das τ -Lepton sowohl in Leptonen als auch in Hadronen zerfallen. Diese Zerfälle ($\tau^- \rightarrow \nu_\tau H^-$) werden als semihadronisch oder semileptonisch bezeichnet, da außer

¹Für Verzweigungsverhältnisse wird in dieser Arbeit die Abkürzung BR (branching ratio) benutzt.

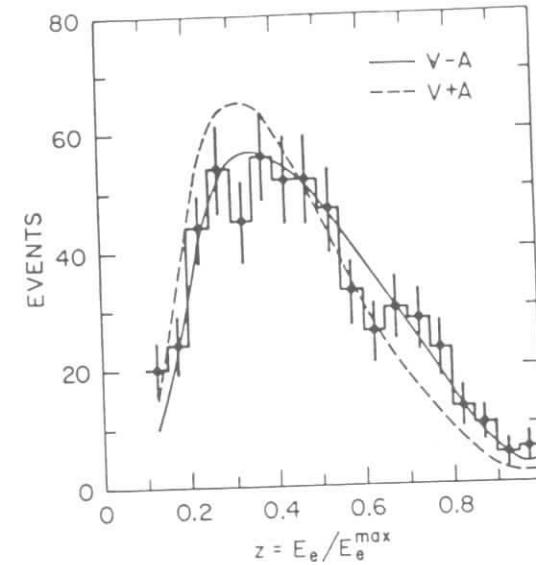


Abbildung 1.5: Das Energiespektrum der Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$; die durchgezogene Kurve entspricht der Erwartung für $\rho = 3/4$. Da die zerfallenden τ -Leptonen nicht in Ruhe sind, sondern eine Energie zwischen 1800 und 3700 MeV haben, ist das Maximum zu einem niedrigeren Energiewert hin verschoben. DELCO-Kollaboration, aus [Perl 80].

Der ρ -Parameter beim τ -Zerfall		
Zerfallskanal	Resultat	Experiment
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	0.72 ± 0.15	[DELCO 79]
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e$	0.59 ± 0.14	[CLEO 85]
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \mu^- \bar{\nu}_\mu$	0.81 ± 0.14	[CLEO 85]

Tabelle 1.1: Experimentelle Ergebnisse für den Michelparameter ρ

einem oder mehreren Hadronen auch das ν_τ im Endzustand auftritt. Semihadronische τ -Zerfälle bieten die Möglichkeit, die Kopplung des geladenen schwachen Stromes an leichte Mesonen zu untersuchen. In der folgenden Liste werden die möglichen Quantenzahlen der hadronischen Endzustände diskutiert.

Ladung Q Aufgrund der τ -Leptonenzahlerhaltung sind nur Zerfälle über den schwachen geladenen Strom in geladene Hadronen möglich ($Q = -1$).

Strangeness S Der d^l -Quark-Eigenzustand der schwachen Wechselwirkung ist eine Mischung aus den Masseneigenzuständen d und s .

$$d^l = d \cdot \cos \theta_c + s \cdot \sin \theta_c \quad (1.13)$$

Der Mischungswinkel $\theta_c \approx 13^\circ$ wird als Cabibbowinkel bezeichnet. Das τ^- kann daher in Hadronen mit der Strangeness $S = 0$ oder $S = -1$ zerfallen. Zerfälle in Mesonen mit der Quantenzahl Charm sind wegen der großen Masse dieser Mesonen nicht möglich ($m_{\tau^-} < m_{D^-}$).

Isospin I Da die hadronischen Zerfallsprodukte die Ladung $Q = -1$ haben, muß die dritte Komponente des Isospins $I_3 \neq 0$ sein. Aus der Gell-Mann-Nakano-Nishijima-Relation folgt: $I = 1$ für Endzustände mit $S = 0$ und $I = 1/2$ für $S = 1$.

Spin und Parität J^P Der schwache geladene Strom J_α^h (Gleichung 1.6) setzt sich aus einer Vektor- (V_α) und einer Axialvektorkomponente (A_α) zusammen. Das Matrixelement für den semihadronischen τ -Zerfall hat die folgende Form:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F J_\alpha^h(x) J^{l\alpha}(x) \quad (1.14)$$

$$J_\alpha^h = V_\alpha + A_\alpha \quad (1.15)$$

$$V_\alpha = \bar{d}^l \gamma_\alpha u \quad (1.16)$$

$$A_\alpha = \bar{d}^l \gamma_\alpha \gamma_5 u \quad (1.17)$$

Die Gleichungen für V_α und A_α gelten nur für freie Quarks. Da in der Natur nur gebundene Quarks auftreten, muß der Einfluß der starken Wechselwirkung mit berücksichtigt werden. Aus der Struktur von V_α und A_α lassen sich aber die Quantenzahlen, die bei der starken Wechselwirkung erhalten sind, ableiten.

Aufgrund der Punktförmigkeit der schwachen Wechselwirkung und der Drehimpulserhaltung können beim τ -Zerfall nur Hadronen mit $J = 1$ oder $J = 0$ erzeugt werden. Aus den Transformationseigenschaften von V_α und A_α folgt, daß die Vektorkomponente den Zerfall in hadronische Endzustände mit $J^P = 1^-$ und die Axialvektorkomponente den Zerfall in Hadronen mit $J^P = 1^+$ oder $J^P = 0^-$ beschreibt.

G-Parität (nur für Endzustände mit $S = 0$)

Der Vektoranteil des schwachen Stromes bewirkt den Zerfall in Hadronen mit positiver, der Axialvektoranteil den Zerfall in Hadronen mit negativer G-Parität. Hadronen mit positiver (negativer) G-Parität zerfallen in eine gerade (ungerade)

Zahl von Pionen. (Diese Regel gilt nur bei starken und nicht bei elektromagnetischen Zerfällen wie zum Beispiel $\eta \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$).

Der Zusammenhang zwischen J^P und G-Parität wird im Abschnitt 1.3.2.3 ausführlicher diskutiert.

Nach [Tsai 71] können die differentiellen Partialbreiten von hadronischen τ -Zerfällen durch die folgende Gleichung beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} &= \frac{G_F^2}{32\pi^4 m_\tau^3} (m_\tau^2 - q^2)^2 \\ &\times \left\{ \cos^2 \theta_c \{ (m_\tau^2 + 2q^2) [v_1(q^2) + a_1(q^2)] + m_\tau^2 a_0(q^2) \} \right. \\ &\quad \left. + \sin^2 \theta_c \{ (m_\tau^2 + 2q^2) [v_1^S(q^2) + a_1^S(q^2)] + m_\tau^2 a_0^S(q^2) \} \right\} \quad (1.18) \end{aligned}$$

Durch die 6 Spektralfunktionen ($v(q^2)$ und $a(q^2)$)[†] wird der Einfluß der starken Wechselwirkung auf die Hadronisierung eines virtuellen W^- -Bosons mit Masse q beschrieben. Der durch die τ -Masse begrenzte Phasenraum und die q^2 -Abhängigkeit des schwachen Matrixelements werden durch die kinematischen Faktoren in der Gleichung berücksichtigt. Die möglichen hadronischen Endzustände, deren Quantenzahlen und die zugehörigen Spektralfunktionen sind in Tabelle 1.2 zusammengefaßt.

1.3.2.1 Zerfälle in eine gerade Zahl von Pionen

In diesem Abschnitt wird der semihadronische Zerfall des τ -Leptons in $2n$ Pionen ($n = 1, 2$ oder 3) diskutiert. Da der schwache hadronische Vektorstrom V_α^- die gleiche Struktur wie die Isovektorkomponente des elektromagnetischen Stroms

$$V_\alpha^0 = \left(\frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\alpha u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\alpha d \right) \quad (1.19)$$

hat (CVC-Hypothese), bilden V_α^-, V_α^0 und V_α^+ ein Isotriplet. Durch die folgende Notation für die effektiven Vektorströme werden Modifikationen aufgrund der starken Wechselwirkung mit berücksichtigt

$$\begin{aligned} I_3 = 1 & : \quad \mathcal{V}_\alpha^+ = \left\langle (2n \pi)^+ \left| \bar{u} \gamma_\alpha d \right| 0 \right\rangle \\ I_3 = 0 & : \quad \mathcal{V}_\alpha^0 = \left\langle (2n \pi)^0 \left| \frac{2}{3} \bar{u} \gamma_\alpha u - \frac{1}{3} \bar{d} \gamma_\alpha d \right| 0 \right\rangle \quad (1.20) \end{aligned}$$

$$I_3 = -1 : \quad \mathcal{V}_\alpha^- = \left\langle (2n \pi)^- \left| \bar{d} \gamma_\alpha u \right| 0 \right\rangle$$

Für die Matrixelemente gilt:

$$\mathcal{M}(\tau \rightarrow \nu_\tau 2n\pi) = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F \cos \theta \left[\bar{u}_\nu \gamma^\alpha (1 + \gamma_5) u_\tau \right] \mathcal{V}_\alpha^- \quad (1.21)$$

$$\mathcal{M}(e^+ e^- \rightarrow 2n\pi) = \frac{4\pi\alpha}{q^2} \left[\bar{u}_e \gamma^\alpha u_e \right] \mathcal{V}_\alpha^0 \quad (1.22)$$

[†]Von [Okun 82] werden statt $v(q^2)$ und $a(q^2)$ die Spektraldichten

$$\rho_1(q^2) = a_1(q^2)/2\pi, \quad \rho_2(q^2) = a_2(q^2)/2\pi \quad \text{und} \quad \rho_3(q^2) = v_1(q^2)/2\pi$$

benutzt.

Hadronische Endzustände					
Spektral- funktion	J ^{PG}	I	S	Resonanz	Vorhersage aus
$a_0(q^2)$	0 ⁻⁻	1	0	π^-	$\pi^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$
$a_1(q^2)$	1 ⁺⁻	1	0	A_1^-	QCD-Summenregeln
$v_1(q^2)$	1 ⁻⁺	1	0	$\rho^-(770), \rho^-(1600)$	CVC, $\sigma(q^2)_{e^+e^- \rightarrow \text{Pionen}}^{I=1}$
$a_0^S(q^2)$	0 ⁻	$\frac{1}{2}$	1	K^-	$K^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu$
$a_1^S(q^2)$	1 ⁺	$\frac{1}{2}$	1	Q_A^-	QCD-Summenregeln
$v_1^S(q^2)$	1 ⁻	$\frac{1}{2}$	1	K^{*-}	$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \rho(770), \tan \theta_c, \text{SU}(3)\text{-Brechung}$

Tabelle 1.2: Spektralfunktionen

Die differentielle Partialbreite und der Wirkungsquerschnitt sind proportional zu $v_1(q)$:

$$\frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_c}{32\pi^2 m_\tau^3} (m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2) \cdot v_1(q^2) \quad (1.23)$$

$$\sigma_{e^+e^- \rightarrow 2n\pi}(q^2) = 3\pi \sigma_{\text{punkt}}(q^2) \cdot v_1(q^2) \quad (1.24)$$

oder

$$v_1(q^2) = \frac{R_{e^+e^- \rightarrow 2n\pi}(q^2)}{3\pi} \quad (1.25)$$

Aus $\sigma_{e^+e^- \rightarrow 2n\pi}(q^2)$ kann $v_1(q^2)$ und damit die differentielle Partialbreite des Zerfalls $\tau \rightarrow \nu_\tau 2n\pi$ vorhergesagt werden. Von Gilman und Rhie [Gilman 85] wurden Anpassungsrechnungen an die experimentellen Ergebnisse für $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-}, \sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0}$ und $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$ durchgeführt und in τ -Partialbreiten umgerechnet.

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = 1.23$$

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = 0.055$$

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = 0.275$$

Im 2π -Kanal dominiert dabei die $\rho(770)$ - und im 4π -Kanal die $\rho(1600)$ -Resonanz. Beim $\rho(1600)$ -Zerfall können folgende Endzustände auftreten:

$$\rho(1600)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^- \quad \text{oder} \quad \rho(1600)^0 \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0$$

$$\rho(1600)^- \rightarrow \pi^-\pi^0\pi^0\pi^0 \quad \text{oder} \quad \rho(1600)^- \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^-\pi^0$$

Die zur Berechnung von $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0)$ und $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0 \pi^0)$ benutzten Gleichungen sind:

$$v_{1\pi^-\pi^+\pi^0\pi^0}(q^2) = \frac{R_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}(q^2) + 2R_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}(q^2)}{6\pi} \quad (1.26)$$

$$v_{1\pi^-\pi^0\pi^0\pi^0}(q^2) = \frac{R_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}(q^2)}{6\pi} \quad (1.27)$$

In Abbildung 1.6 sind die experimentellen Ergebnisse für $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$ und $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}$ sowie die aus der Anpassungsrechnung bestimmten Kurven dargestellt.

1.3.2.2 Zerfälle in eine ungerade Zahl von Pionen

1. $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-$

Die Kopplung des π^- an den schwachen Axialvektorstrom wird durch die Konstanten f_π und $\cos \theta_c$ beschrieben. Mit Hilfe dieser Konstanten, die wurden durch Messungen des $\pi_{\mu 2}$ -Zerfalls mit bestimmt, läßt sich $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-)$ berechnen:

$$a_0(q^2) = 2\pi\delta(q^2 - m_\pi^2) \quad (1.28)$$

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta_c}{16\pi m_\tau} (m_\tau^2 - m_\pi^2)^2 \quad (1.29)$$

Aus Gleichung 1.9 und $f_\pi = 130 \text{ MeV}/c^2$ folgt:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = \frac{12\pi^2 f_\pi^2 \cos^2 \theta_c}{m_\tau^6} (m_\tau^2 - m_\pi^2)^2 \approx 0.6 \quad (1.30)$$

2. $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- 2n\pi$

Für die τ -Zerfälle in $3\pi, 5\pi, \dots$ gibt es keine aus experimentellen Ergebnissen abgeleitete Vorhersage. Die Spektralfunktionen sind aber durch die Weinberg-Summenregeln miteinander verknüpft [Tsai 71]

$$\int_0^\infty v_1(q^2) - a_1(q^2) dq^2 = 2\pi f_\pi^2 \quad (1.31)$$

$$\int_0^\infty q^2 [v_1(q^2) - a_1(q^2)] dq^2 = 0 \quad (1.32)$$

Beim $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$ -Zerfall sind die Eigenschaften des $\pi^-\pi^+\pi^0$ -Systems mit den erwarteten Werten für die $A_1(1270)$ -Resonanz verträglich [ARGUS 86]. Es wird deshalb angenommen, daß der $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- 2\pi$ -Zerfall durch die $A_1(1270)$ -Resonanz dominiert wird. Mit den A_1 -Parametern $m_{A_1} = 1100 \text{ MeV}/c^2$ und $\Gamma_{A_1} = 300 \text{ MeV}/c^2$ ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis [Okun 82]

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau A^-) \approx 9\%$$

Dieser Wert ist mit den Vorhersagen von [Tsai 71] und [Kawamoto 78] verträglich.

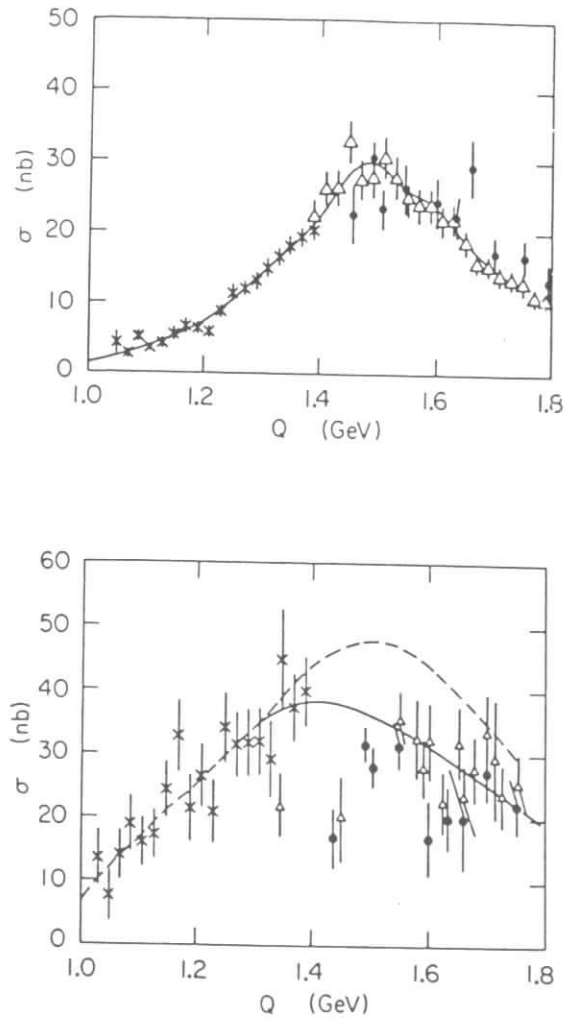


Abbildung 1.6: $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$ (oben) und $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^0}$ (unten).
 $Q = \sqrt{s}$ ist die Schwerpunktsenergie, aus [Gilman 85].

1.3.2.3 Ströme 2. Art

Der Operator der G-Parität G ist eine Kombination aus dem Operator der Ladungskonjugation C und einer 180° -Rotation um die I_2 -Achse im Isospinraum.

$$G = C \cdot e^{i\pi I_2} = e^{i\pi I_2} \cdot C \quad (1.33)$$

Anwendung der Ladungskonjugation auf V_α und A_α ergibt

$$\bar{C} V_\alpha^T C^{-1} = -V_\alpha^\pm \quad (1.34)$$

$$C A_\alpha^T C^{-1} = +A_\alpha^\pm \quad (1.35)$$

Die Rotation um I_2 bewirkt [Holstein 85].

$$e^{i\pi I_2} u = -d$$

$$e^{i\pi I_2} \bar{u} = -\bar{d}$$

$$e^{i\pi I_2} d = +u$$

$$e^{i\pi I_2} \bar{d} = +\bar{u} \quad (1.36)$$

Aus der Kombination der beiden Operatoren folgt:

$$G V_\alpha G^{-1} = +V_\alpha \quad (1.37)$$

$$G A_\alpha G^{-1} = -A_\alpha \quad (1.38)$$

Es ist im Prinzip möglich, daß zu den effektiven Strömen \mathcal{V}_α und \mathcal{A}_α Komponenten mit unterschiedlicher G-Parität beitragen.

$$\mathcal{V}_\alpha = \mathcal{V}_{\alpha 1} + \mathcal{V}_{\alpha 2} \quad (1.39)$$

$$\mathcal{A}_\alpha = \mathcal{A}_{\alpha 1} + \mathcal{A}_{\alpha 2} \quad (1.40)$$

$$G \mathcal{V}_\alpha G^{-1} = +\mathcal{V}_{\alpha 1} - \mathcal{V}_{\alpha 2} \quad (1.41)$$

$$G \mathcal{A}_\alpha G^{-1} = -\mathcal{A}_{\alpha 1} + \mathcal{A}_{\alpha 2} \quad (1.42)$$

Nach [Weinberg 58] werden $(\mathcal{V}_{\alpha 1}, \mathcal{A}_{\alpha 1})$ als Ströme erster Art und $(\mathcal{V}_{\alpha 2}, \mathcal{A}_{\alpha 2})$ als Ströme zweiter Art bezeichnet. Für die Ströme 1. und 2. Art gilt:

$$\mathcal{V}_{\alpha 1} = \frac{1}{2}(\mathcal{V}_\alpha + G \mathcal{V}_\alpha G^{-1}) \quad (1.43)$$

$$\mathcal{V}_{\alpha 2} = \frac{1}{2}(\mathcal{V}_\alpha - G \mathcal{V}_\alpha G^{-1}) \quad (1.44)$$

$$\mathcal{A}_{\alpha 1} = \frac{1}{2}(\mathcal{A}_\alpha - G \mathcal{A}_\alpha G^{-1}) \quad (1.45)$$

$$\mathcal{A}_{\alpha 2} = \frac{1}{2}(\mathcal{A}_\alpha + G \mathcal{A}_\alpha G^{-1}) \quad (1.46)$$

Da die starke Wechselwirkung ladungsunabhängig und C-invariant ist, wird erwartet, daß durch sie keine Ströme 2. Art induziert werden. Die folgenden Gleichungen sollten daher erfüllt sein:

$$GV_\alpha G^{-1} = G\mathcal{V}_\alpha G^{-1} \quad (1.47)$$

$$GA_\alpha G^{-1} = G\mathcal{A}_\alpha G^{-1} \quad (1.48)$$

Nach Strömen 2. Art wurde bisher bei der Analyse von Kern- β -Zerfällen und Kern- μ -Einfangprozessen gesucht. Bei Kern- β -Zerfällen können Ströme 2. Art der Form

$$\text{effektiver Skalar: } \mathcal{V}_{\alpha 2} = f_3 \bar{u}_r q_\alpha u_n \quad (1.49)$$

$$\text{„schwacher Dipol“: } \mathcal{A}_{\alpha 2} = g_2 \bar{u}_r \frac{1}{2} (\gamma_\alpha \gamma^\beta - \gamma_\beta \gamma^\alpha) \gamma_5 q^\beta u_n$$

auftreten [Okun 65, Marshak 69]. Meßbare Beiträge von Strömen 2. Art wurden nicht entdeckt, alle Ergebnisse sind mit der Abwesenheit von Strömen 2. Art verträglich[†]. Da die möglichen Kernmatrixelemente für Ströme 2. Art proportional zum Impulsübertrag q^2 sind und die bisher untersuchten Prozesse bei einem relativ kleinen q^2 stattfinden, erscheint es sinnvoll, auch in semihadronischen τ -Zerfällen nach Strömen 2. Art zu suchen [Leroy 78].

Spektralfunktion	J^{PG}	I	S	Resonanz	Kommentar
$a_0(q^2)$	0^{--}	1	0	π^-	$\pi^- \rightarrow \nu_\mu \bar{\nu}_\mu$
$a_1(q^2)$	1^{+-}	1	0	A_1^-	QCD-Summenregeln
	1^{++}	1	0	$B^-(1235)$	Axialvektorstrom 2. Art
$v_1(q^2)$	1^{--}	1	0	$\rho^-(770), \rho^-(1600)$	CVC, $\sigma(q^2)_{e^+e^- \rightarrow P_{10n}}^{-1}$
	0^{+-}	1	0	$\delta(980)$	Vektorstrom 2. Art, verletzt CVC

Tabelle 1.3: Hadronische Endzustände ohne Strangeness

Falls Ströme 2. Art zu semihadronischen τ -Zerfällen beitragen, werden hadronische Endzustände erwartet, deren Quantenzahlen, außer der G-Parität, denen des Endzustands 1. Art entsprechen. In Tabelle 1.3 sind die bei Strömen 1. und 2. Art möglichen Endzustände aufgeführt.

Beim Axialvektorstrom 2. Art wird der G-Paritätspartner des $A_1 (J^{PG} = 1^{+-})$, das $B(1235) 1^{++}$ -Meson, erwartet. Der $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ -Zerfall ist nur mit $J^P = 1^-$ ein Hinweis auf Axialvektorströme 2. Art, ω und π haben in diesem Fall den relativen Bahndrehimpuls $l = 0$ (S-Welle) [Scheck 81], [Barannik 82]. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ mit den Quantenzahlen $J^P = 1^-$ (P-Welle) entspricht

[†]Die Suche nach Strömen 2. Art wird von [Commins 83] und [Holstein 85] diskutiert.

dem Vektorstrom 1. Art. Da die $\mathcal{V}_{\alpha 1}$ -Komponente des τ -Zerfalls von den $\rho(770)$ - und $\rho(1600)$ -Resonanzen dominiert wird und $\omega \pi$ -Zerfälle dieser Resonanzen bisher nicht beobachtet wurden, wird der Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ von [Paver 81] und [Tegen 81] als ein Hinweis auf Ströme 2. Art interpretiert.

Im Quarkmodell können keine Mesonen mit $I = 1$ und den Quantenzahlen $J^{PG} = 0^{+-}$ oder 1^{--} auftreten. Durch Vektorströme 2. Art können daher nur Zerfälle in Endzustände mit $J^{PG} = 0^{+-}$ bewirkt werden. In Tabelle 1.4 sind einige quantitative Vorhersagen für durch Ströme 2. Art bewirkte τ -Zerfälle zusammengefaßt.

Zerfallskanal	vorhergesagtes Verzweigungsverhältnis	Referenz
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$	(6 – 20) %	[Tegen 81]
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$	1.4 %	[Biswas 78]
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \eta \pi^-$	4.1 %	[Biswas 78]
$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \eta \pi^-$	(0.5 – 1.2) %	[Paver 81]

Tabelle 1.4: Theoretische Vorhersagen für τ -Zerfälle durch Ströme 2. Art. Verhältnisse von Partialbreiten wurden in absolute Werte umgerechnet.

1.3.2.4 Topologische Verzweigungsverhältnisse

Die Verzweigungsverhältnisse des τ -Leptons in 1, 3 oder 5 geladene Teilchen wurden von $e^+ e^-$ -Experimenten bei hohen Schwerpunktsenergien bestimmt. Zur Selektion von τ -Paaren wurden die 1–1, 1–3, 1–5 und die 3–3 Topologien benutzt, die geladenen Teilchen wurden dabei nicht identifiziert und nachgewiesene, neutrale Teilchen nicht mit berücksichtigt. Die Mittelwerte für diese topologischen „inkluisiven“ Verzweigungsverhältnisse sind [Gilchriese 86]:

$$BR_{3in} = (13.6 \pm 0.3) \%$$

$$BR_{5in} = (0.12 \pm 0.03) \%$$

$$BR_{1in} = 100\% - BR_{3in} - BR_{5in} = (86.3 \pm 0.3) \%$$

Diese topologischen, inkluisiven Verzweigungsverhältnisse lassen sich mit den aus gemessenen exklusiven Verzweigungsverhältnissen berechneten topologischen Verzweigungsverhältnissen vergleichen. Da semihadronische τ -Zerfälle mit mehreren neutralen Pionen im Endzustand nicht oder nur mit großen Fehlern bestimmt wurden, sind diese Verzweigungsverhältnisse aus den bekannten Zerfällen in geladene Teilchen berechnet worden [Gilman 85]. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0$ kann zum Beispiel mit der Annahme der A_1 -Dominanz im 3π -Endzustand berechnet werden:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^0 \pi^0)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^-)} = 1 \quad (1.50)$$

Für die so kombinierten exklusiven topologischen Verzweungsverhältnisse ergibt sich [Burchat 86], [Gilchriese 86]:

$$BR_{1ez} = (78.9 \pm 2.0) \%$$

$$BR_{3ez} = (11.9 \pm 0.7) \%$$

Falls statt der berechneten Obergrenze, $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- + n\pi^0, n > 1) = (7.4 \pm 0.5) \%$, der neue experimentelle Wert $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- + n\pi^0, n > 1) = (13.9 \pm 2.8) \%$. [TPC 86] benutzt wird, ergibt sich

$$BR_{1ez} = (85.4 \pm 3.4) \%$$

Die mögliche Differenz zwischen BR_{1ez} und BR_{1in} hat zu einigen Spekulationen über bisher noch nicht beobachtete τ -Zerfälle geführt. Die Diskrepanz zwischen BR_{ez} und BR_{in} könnte folgende Ursachen haben:

1. Einige der gemessenen exklusiven Verzweungsverhältnisse weichen aufgrund von statistischen Fluktuationen vom wahren Wert ab.
2. Die zur Berechnung der nicht oder nur ungenau gemessenen exklusiven Verzweungsverhältnisse gemachten Annahmen (Gleichungen 1.26, 1.27 und 1.50) sind nicht gerechtfertigt.
3. Es gibt weitere, bisher noch nicht nachgewiesene τ -Zerfallskanäle.

Jede dieser 3 Hypothesen kann durch präzise Messungen der exklusiven Verzweungsverhältnisse überprüft werden. Ein Ziel der in dieser Arbeit vorgestellten Analyse ist es, die Hypothesen 1 und 2 für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$ zu testen.

Kapitel 2

Das Experiment

Die in dieser Arbeit analysierten Daten wurden während der Meßzeiten 1983/84 und 1985 mit dem Detektor ARGUS genommen. Dieser Detektor wird seit 1982 am e^+e^- -Speicherring DORIS II des Deutschen Elektronensynchrotrons (DESY) in Hamburg betrieben. Am ARGUS-Experiment sind Institute aus Jugoslawien, Kanada, Schweden, der UdSSR, der USA und der Bundesrepublik Deutschland beteiligt (siehe Seite 59).

2.1 Der e^+e^- -Speicherring DORIS II

Der e^+e^- -Speicherring DORIS (*Doppel-Ring-Speicher*) wurde 1974 fertiggestellt. Das ursprüngliche System aus zwei getrennten, sich nur an den beiden Wechselwirkungspunkten treffenden Ringen wurde 1977 zu einem Einzelring umgebaut, da die zur Untersuchung der Υ -Resonanzen nötige Strahlenergie von $E_{Strahl} = 5 \text{ GeV}$ bei DORIS nur mit einem gemeinsamen Ring für Elektronen und Positronen erreicht werden konnte. Der Speicherring wird seitdem mit zwei Teilchenpaketen (*bunch*), einem aus Elektronen und einem aus Positronen, betrieben [Nesemann 80, Wille 81].

Eine wichtige Größe zur Beschreibung von Speicherringen ist die Luminosität L . Die bei einem Prozeß mit Wirkungsquerschnitt σ erreichbare Zählrate dN/dt ist proportional zur Luminosität:

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \quad (2.1)$$

Nach dem Einbau von Mini- β -Quadrupolen im Jahr 1982 wurde mit DORIS II eine maximale Luminosität von $3 \cdot 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ bei $E_{Strahl} = 5 \text{ GeV}$ und Strahlströmen von je 45 mA erreicht [Nesemann 83, Nesemann 86].

2.2 Der Detektor ARGUS

Der Detektor wurde als universelles Instrument zum Nachweis der bei e^+e^- -Reaktionen im Bereich der Υ -Resonanzen entstehenden, geladenen und neutralen Teilchen konzipiert. Besonderer Wert wurde auf die Überdeckung eines großen Raumwinkels und die Möglichkeit zur Identifizierung geladener Teilchen gelegt [ARGUS 78].

Die Impulse geladener Teilchen werden mit einer großen zylindrischen Driftkammer in einem Magnetfeld von 0.8 T gemessen; die Energien schauernder Teilchen werden mit Hilfe eines elektromagnetischen Kalorimeters aus Blei-Szintillator-Schauerzählern bestimmt. Zur Identifizierung geladener, stabiler Teilchen werden ein Flugzeitzählersystem und die Messung des spezifischen Energieverlustes dE/dx in der Driftkammer benutzt.

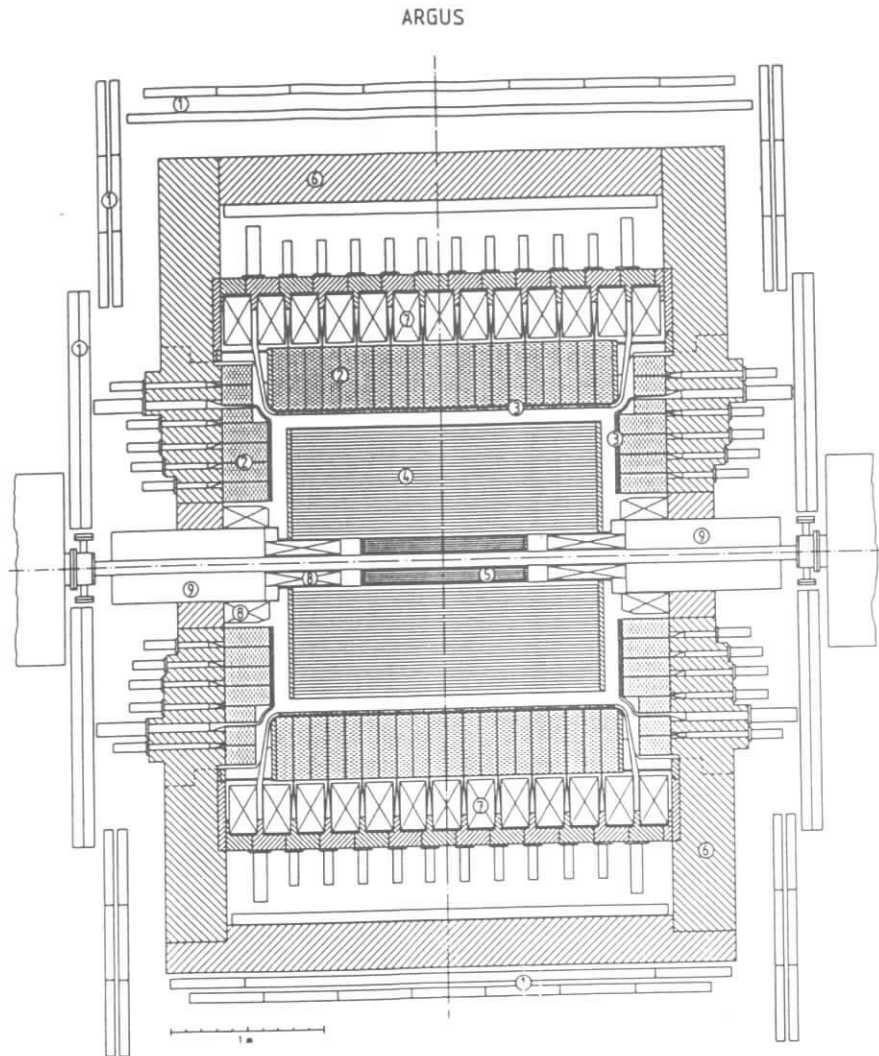


Abbildung 2.1: Der Detektor ARGUS

Der Aufbau des Detektors ist in Abbildung 2.1 schematisch dargestellt. Die einzelnen Detektorkomponenten sind:

- Vertexkammer (5)

Die 1984 eingebaute Vertexdriftkammer umschließt das Vakuumstrahlrohr mit dem Wechselwirkungspunkt. Mit Hilfe der Vertexkammer können die Spuren geladener Teilchen mit großer Genauigkeit bestimmt werden [Edwards 86]. Bei der hier beschriebenen Analyse wurde die Vertexkammer nicht benutzt.

- Driftkammer (4)

Die Driftkammer wird im folgenden Abschnitt ausführlich beschrieben.

- Flugzeitsystem (3)

Das Flugzeitäzlersystem (ToF) besteht aus 64 Szintillatoren mit je zwei Photoverstärkern im Zentralbereich und 2×48 Szintillatoren mit je einem Photoverstärker in den Endkappen. Es wird eine Zeitauflösung von $\sigma_{ToF} = 220$ ps erreicht. Das Massenquadrat von geladenen Teilchen wird aus der Flugzeit, der Spurlänge und dem Teilchenimpuls berechnet [Heller 85].

- Kalorimeter (2)

Mit dem „elektromagnetischen“ Kalorimeter werden die Energien von Elektronen und Photonen bestimmt. Das Schauerzählersystem wird aus 1280 Schauerzählern im Zentralbereich ($|\cos\theta| \leq 0.7$) und je 240 Zählern in den Endkappen ($0.7 < |\cos\theta| < 0.94$) gebildet. Die Schauerzähler bestehen aus einem Blei-Szintillator-Stapel mit 12.4 Strahlungslängen. (Bei den Zählern im Zentralbereich abwechselnd je eine 1 mm Bleiplatte und 5 mm Szintillatormaterial mit einer Stirnfläche von maximal 10.4×10.9 mm²). Die Zähler befinden sich innerhalb der Magnetspule, das Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Schauerzählern entspricht 0.13 Strahlungslängen. Die Szintillatorplatten eines Zählers sind über einen Wellenlängenschieber und Lichtleiter mit dem außerhalb der Spule im feldfreien Raum montierten Photoverstärker verbunden. Die Energie E eines elektromagnetischen Schauers kann mit der Auflösung

$$\sigma_E(E) = \begin{cases} \sqrt{(0.072 \cdot E)^2 + E \cdot (0.065)^2} \text{ GeV} & \text{im Zentralbereich} \\ \sqrt{(0.075 \cdot E)^2 + E \cdot (0.076)^2} \text{ GeV} & \text{in den Endkappen} \end{cases}$$

bestimmt werden. Die Winkelaufösung in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ist $\sigma_\phi = 1.1^\circ$ (bei einer Schauerenergie von einem GeV).

- Spule (7)

Das zur Impulsmessung nötige, magnetische Dipolfeld wird von einem System aus 13 normalleitenden Ringspulen erzeugt. Die maximal erreichbare magnetische Induktion ist $B = 0.8$ T, die Daten wurden bei $B = 0.75$ T genommen. Die Richtung des magnetischen Feldes \vec{B} entspricht der Strahlachse.

- Eisenjoch ⑥

Das Eisenjoch wird für den Rückfluß des magnetischen Feldes benötigt und bewirkt ein nahezu homogenes Magnetfeld im Bereich der Driftkammer. Außerdem sorgt es für die mechanische Stabilität des Detektors und dient als Hadronenabsorber.

- Myonkammern ①

Bei der Identifikation von Myonen wird ausgenutzt, daß Myonen, im Gegensatz zu Hadronen, mit Materie nur wenig wechselwirken. Von den Myonkammern (großflächige Lagen von Propotionalröhren) werden geladene Teilchen registriert, die das Hadronen absorbierende Material der Schauerzähler und der Spule (3.3 Absorptionslängen) oder zusätzlich das Eisenjoch (weitere 1.8 Absorptionslängen) durchdrungen haben [Arefiev 83].

- Mini- β -Quadrupole ⑨

Die Mini- β -Quadrupole des DORIS-Speicherrings haben einen Abstand von 1.2 m zum Wechselwirkungspunkt, sie wurden in den Detektor integriert.

- Kompensationsspulen ⑧

Mit Hilfe der Kompensationsspulen wird dem Einfluß des magnetischen Dipolfeldes auf die gespeicherten Strahlen und die Mini- β -Quadrupole entgegengewirkt.

Die benutzten, rechtshändigen Koordinatensysteme mit Ursprung in der geometrischen Detektormitte sind:

1. Ein kartesisches Koordinatensystem, bei dem die z -Achse in Richtung des Positronenstrahls und die y -Achse nach oben zeigt.
2. Ein Polarkoordinatensystem dessen R - ϕ -Ebene senkrecht auf der Strahlachse steht. θ ist der Winkel zum e^+ -Strahl.

Die Bahn eines geladenen Teilchens hat im homogenen Magnetfeld die Form einer Schraubenlinie, sie kann durch fünf Parameter beschrieben werden: Die drei Ortskoordinaten x_0, y_0, z_0 geben die Position des Punktes auf der Teilchenbahn an, der in der R - ϕ -Ebene den kleinsten Abstand zum Koordinatenursprung hat. ρ ist der Radius des Zylindermantels auf dem sich das Teilchen bewegt, $\text{tg}\theta$ ist die Steigung der Schraubenlinie.

2.2.1 Die Driftkammer

Die große, zylindrische Driftkammer des ARGUS-Experiments hat einen inneren Radius von 15 cm, einen äußeren Radius von 86 cm und eine Länge von 200 cm [Danilov 83, Harder 84]. Zwischen den Endplatten sind 5940 Signaldrähte ($\phi 30 \mu\text{m}$, aus goldbeschichtetem Wolfram) und 24588 Potentialdrähte ($\phi 76 \mu\text{m}$, Cu-Be-Legierung) gespannt. Eine Driftzelle besteht aus einem zentralen Signaldraht in einem aus mehreren Potentialdrähten gebildeten Rechteck von $18 \text{ mm} \times 18.8 \text{ mm}$ (Abbildung 2.2). Die Driftzellen sind in 36 konzentrischen Lagen angeordnet; in jeder zweiten Lage haben die Signaldrähte einen kleinen „Stereowinkel“ α zur Strahlachse, die Drähte bilden ein Rotationshyperboloid (Abbildung 2.3). Die Reihenfolge der Stereowinkel ist $0^\circ, +\alpha, 0^\circ, -\alpha, \dots$, die zweite Lage von innen hat einen Stereowinkel von $\alpha = 2.3^\circ$, bei der äußersten Lage ist $\alpha = -4.6^\circ$.

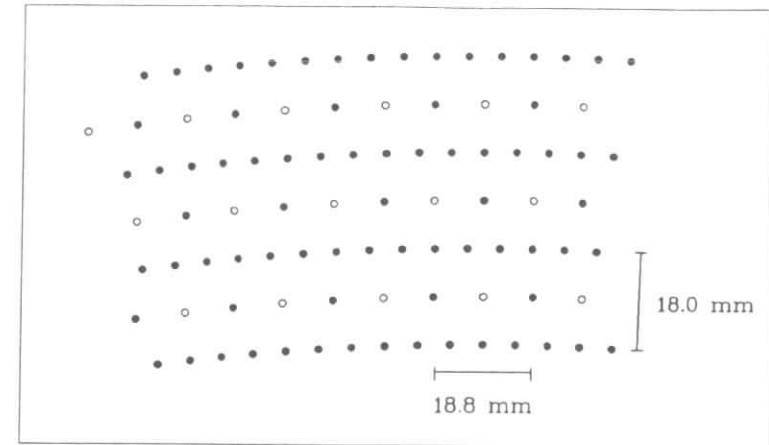


Abbildung 2.2: Die Form der Driftzellen in der zylindrischen Driftkammer des ARGUS-Detektors: \circ Signaldrähte, \bullet Potentialdrähte; aus [Harder 84].

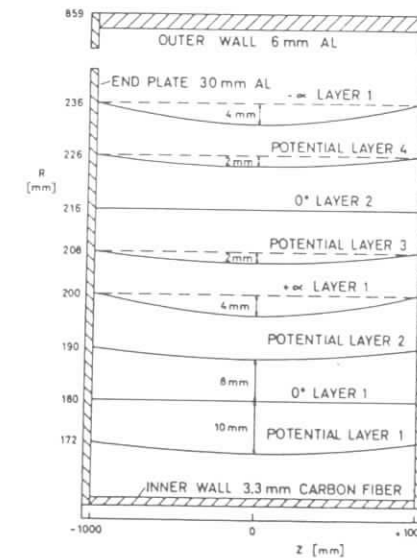


Abbildung 2.3: Die Anordnung der Lagen in der Driftkammer, aus [Danilov 83].

Beim Betrieb der Kammer wird an die Signaldrähte eine Spannung von $+2.9 \text{ kV}$ angelegt. Das Kammerolumen ist mit einer Gasmischung aus 97 % Propan, 3 % Methylal und 0.2 % Wasserdampf gefüllt.

Wenn ein geladenes Teilchen die Kammer durchquert, wird das Kammergas entlang der Teilchenbahn ionisiert. Die dabei erzeugten freien Elektronen driften im elektrischen Feld der Driftzelle auf den Signaldraht zu. In der Nähe des Signaldrahtes steigt das elektrische Feld so stark an ($E \sim r^{-1}$), daß die driftenden Elektronen genug Energie bekommen, um weitere Gasmoleküle zu ionisieren (Gasverstärkung). Auf dem Signaldraht wird ein nachweisbares elektrisches Signal erzeugt. Aus der Driftzeit, das ist die Zeit zwischen dem Teilchendurchgang und der Signalentstehung, kann der Abstand zwischen der Teilchenbahn und dem Signaldraht berechnet werden. Die Relation zwischen Driftzeit und Driftweg wird als Weg-Zeit-Beziehung bezeichnet. Die Driftrichtung kann nicht bestimmt werden, es ist nicht möglich zu unterscheiden, ob eine Spur rechts oder links am Signaldraht vorbeiführt. Diese Rechts-Links-Ambiguität kann erst im Rahmen der Spurensuche aufgelöst werden. Die gemessenen Driftzeiten werden von Zeit-Digital-Wandlern (TDC) mit 1 ns Auflösung und einem dynamischen Bereich von 2^{10} Kanälen in digitale Form gebracht und von einem Rechner ausgelesen.

Das auf dem Signaldraht erzeugte, elektrische Signal ist proportional zur Zahl der erzeugten Primärelektronen und hängt so vom spezifischen Energieverlust des geladenen Teilchens ab. Die elektrischen Signale werden von Analog-Digital-Wandlern (ADC) mit einer Integrationszeit von $2 \mu\text{s}$ digitalisiert. Die ADC-Werte können später zur Bestimmung des relativen, spezifischen Energieverlustes und damit zur Teilchenidentifikation benutzt werden.

2.2.2 Der Trigger

Die Aufgabe der Triggerlogik ist es, nach jeder e^+e^- -Kollision zu entscheiden, ob das Ereignis gespeichert werden soll. Der Trigger muß folgende Bedingungen erfüllen:

- e^+e^- -Ereignisse sollen mit großer Wahrscheinlichkeit akzeptiert.
- die Totzeit soll minimiert und
- Untergründereignisse (z. B. Strahl-Gas-Reaktionen) sollen verworfen werden.

Um von der DORIS-Kollisionsrate von 1 MHz auf eine Triggerrate von 10 Hz zu kommen, wird eine zweistufige Triggerlogik verwendet[†]:

1. Stufe: Nur die ToF- und die Schauerzählerinformationen werden benutzt. Für eine Entscheidung werden $0.5 \mu\text{s}$ benötigt, eine Totzeit entsteht nicht. Die akzeptierte Ereignisrate beträgt einige hundert Kilohertz.
2. Stufe: Bei von der 1. Stufe akzeptierten Ereignissen werden vom LTF (*little trackfinder*) [Schulz 81], [Würth 84] die ToF- und die Driftkammerinformationen zur Suche nach Spuren geladener Teilchen benutzt: das Muster der gesetzten Driftkammerdrähte wird mit gespeicherten Masken für akzeptable Spuren verglichen. Nur Ereignisse mit einer bestimmten Mindestanzahl von LTF-Spuren werden akzeptiert. Für die Spurensuche werden durchschnittlich $20 \mu\text{s}$ benötigt.

Bei der Datennahme wurden gleichzeitig vier unterschiedliche Triggerklassen benutzt [Weseler 86]

[†]Bei optimalem Speicherringbetrieb ($L > 1 \text{ ph}^{-1}$ pro Tag) werden pro Stunde $\sim 50 \mu^+\mu^-$ -Paare produziert.

ETOT (*total energy trigger*)

In jeder der beiden z -Hemisphären eine deponierte Energie von mehr als $\sim 750 \text{ MeV}$.

HESH (*high energy shower trigger*)

Eine deponierte Energie von mehr als $\sim 1 \text{ GeV}$ in einer Schauerzählergruppe im Zentralbereich und eine LTF-Spur.

CPPT (*charged particle pre-trigger*)

Ein CPPT-Element wird aus einem angesprochenen ToF-Zähler und einer dahinterliegenden Schauerzählergruppe mit einer deponierten Energie von mindestens $\sim 80 \text{ MeV}$ gebildet (nur im Zentralbereich).

Je ein CPPT-Element in beiden z -Hemisphären und zwei LTF-Spuren.

MATR (*coincidence matrix trigger*)

Zwei CPPT-Elemente mit einem Abstand von mindestens 100° in ϕ und zwei LTF-Spuren

2.3 Die Datenverarbeitung

2.3.1 Die Rohdatenerfassung

Die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten werden digitalisiert (Kanäle ohne Signal werden unterdrückt) und über ein CAMAC-System von einem PDP11/45-Rechner ausgelesen. Mit Hilfe eines „CAMAC-boosters“ konnte die zum Auslesen eines Ereignisses[†] benötigte Zeit auf 5 ms reduziert werden [Würth 84].

Die Ereignisse werden von der PDP11 zu einem VAX-780-Rechner weitergeleitet. Die VAX erfüllt bei der Datennahme folgende Aufgaben:

- Mit Hilfe eines Filterprogramms wird ein Teil der Ereignisse ($\sim 25\%$) verworfen. Ereignisse, die nur die CPPT- oder MATR-Bedingungen erfüllt haben, bei denen die deponierte Energie in keiner z -Hemisphäre die ETOT-Schwelle überschritten hat und bei denen weniger als vier LTF-Spuren gefunden wurden, müssen zusätzlich folgende Bedingungen erfüllen:
 1. Mindestens zwei der LTF-Spuren müssen ein CPPT-Element treffen und in ϕ einen Abstand von mehr als 95° zueinander haben
 2. Falls die obige Bedingung von nur zwei LTF-Spuren erfüllt wird, dürfen die Krümmungen dieser Spuren nicht demselben Ladungsvorzeichen entsprechen.
- Mehrere Ereignisse werden zu Blöcken zusammengefaßt und zum DESY-Rechenzentrum übertragen.

Außerdem dient dieser Rechner zur Überwachung der Datennahme

Mit Hilfe des IBM-Rechners des DESY-Rechenzentrums werden die Daten auf Magnetbändern gespeichert und später rekonstruiert

[†]Die gespeicherten Daten einer e^+e^- -Reaktion werden hier kurz als Ereignis bezeichnet.

2.3.3 Die Klassifikation der Ereignisse

Zur Erleichterung der späteren Analyse wird bei den rekonstruierten Ereignissen eine Vorauswahl getroffen: selektiert werden Zweispurereignisse (TWOPRONG) und Multihadronkandidaten (MUHA). Die bei der hier beschriebenen Analyse benutzten MUHA-Ereignisse erfüllen mindestens eine der beiden folgenden Bedingungen:

- Es wurden mindesten drei geladene Teilchen rekonstruiert und die Summe der in den Schau-erzählern deponierten Energie ist größer als 1.7 GeV.
- Es wurde ein Hauptvertex mit mindestens drei geladenen Teilchen gefunden.

Kapitel 3

Die Analyse

3.1 Die Selektion

In diesem Abschnitt wird das benutzte Verfahren zur Selektion von τ -Paaren beschrieben. Es wird nach Taupaarereignissen gesucht, bei denen das eine τ -Lepton in ein neutrales und drei geladene Pionen ($\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$) und das andere τ in neutrale und genau ein geladenes Teilchen zerfällt (Reaktion 1). Die berücksichtigten Zerfallskanäle sind im folgenden Diagramm dargestellt:

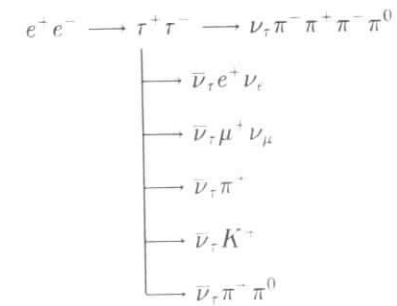


Abbildung 3.1: Die untersuchten Zerfallskombinationen (Reaktion 1)

Bei den untersuchten Ereignissen müssen genau vier geladene Teilchen und mindesten zwei Photonen (aus dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$) nachgewiesen worden sein. In Abbildung 2.4 wird ein Ereigniskandidat für die Reaktion 1 gezeigt.

Es wurden Ereignisse aus den Datennahmeperioden 1983/84 und 1985 benutzt. Die Datenmenge entspricht einer integrierten Luminosität von $\mathcal{L} = 133 \text{ pb}^{-1}$ bei Schwerpunktsenergien im Bereich von 9.4 bis 10.6 GeV. Aus den beiden Datennahmeperioden stammen insgesamt 805 454 Vielspurereignisse (MUHA-Ereignisse).

3.1.1 Die Vorselektion

Ziel der Vorselektion ist es, aus der großen Anzahl von MUHA Ereignissen diejenigen herauszufiltern, die zur späteren Analyse benötigt werden. Bei der Vorselektion müssen die Ereignisse folgende Kriterien erfüllen:

1. Ereignisse mit erkannten Rekonstruktionsfehlern werden verworfen.
2. Es müssen mindestens vier und höchstens acht Spuren gefunden worden sein.
3. Das Rekonstruktionsprogramm muß einen gemeinsamen Ursprung (Primärvertex) von mindestens vier Spuren gefunden haben. Die Vertexposition muß innerhalb der Fehler mit dem e^+e^- -Wechselwirkungspunkt übereinstimmen.

$$(4 \cdot \sqrt{x_0^2 + y_0^2} + |z_0|) \leq 8 \text{ cm}$$

4. eine „gute“ Spur erfüllt die folgenden Bedingungen:
 - (a) Die Spur kommt vom Primärvertex.
 - (b) Für die Koordinaten des Punktes auf der Spur, der den kleinsten Abstand vom Primärvertex hat, gilt

$$(4 \cdot \sqrt{x_2^2 + y_2^2} + |z_2|) \leq 4.8 \text{ cm}$$

- (c) Die Spur muß in der Driftkammer eine Länge von mindestens 25 cm haben.

Diese Bedingungen müssen von genau vier Spuren mit der Ladungssumme

$$\sum_{i=1}^4 q_i = 0$$

erfüllt werden.

5. Es muß mindestens ein Photon geben. Als Photon wird ein Signal von mehr als 50 MeV in einem Schauerzähler oder in einer zusammenhängenden Gruppe von Schauerzählern definiert.

Diese Bedingungen werden von 51 308 Ereignissen erfüllt.

3.1.2 Die Selektion von τ -Paaren

Bei der Selektion werden folgende Eigenschaften der Reaktion 1 ausgenutzt:

1. Bei der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ist das Schwerpunktsystem in Ruhe, die Impulse von τ^- und τ^+ müssen sich aufheben.

$$\vec{p}_{\tau^+} + \vec{p}_{\tau^-} = 0 \quad (3.1)$$

Aus der Energieerhaltung folgt:

$$2 \cdot E_\tau = E_{CMS} \quad (3.2)$$

Aufgrund der nicht nachgewiesenen Neutrinos können die τ -Impulse nicht eindeutig bestimmt werden, die Flugrichtung der beobachteten Zerfallsprodukte entspricht aber näherungsweise der τ -Flugrichtung

$$\frac{\vec{p}_\tau}{|\vec{p}_\tau|} \approx \frac{\vec{p}_{obs}}{|\vec{p}_{obs}|} \quad (3.3)$$

Der Akollinearitätswinkel α ist definiert als Winkel zwischen $-\vec{p}_{obs^+}$ und \vec{p}_{obs^-} :

$$\cos \alpha = - \frac{\vec{p}_{obs^+} \cdot \vec{p}_{obs^-}}{|\vec{p}_{obs^+}| \cdot |\vec{p}_{obs^-}|} \quad (3.4)$$

Bei Taupaarereignissen wird das Maximum der Akollinearitätswinkelverteilung bei $\alpha \approx 10^\circ$ erwartet. (Bei vollständig rekonstruierten Ereignissen liegt das Maximum bei $\alpha = 0^\circ$).

2. Da die Neutrinos nicht nachgewiesen werden, gilt:

$$m_{obs} \leq m_\tau \quad (3.5)$$

$$E_{obs} \leq E_\tau < \frac{E_{CMS}}{2} \quad (3.6)$$

Die benutzten Schnitte sind

1. Es werden nur Ereignisse mit genau 4 „guten“ Spuren (keine „schlechten“ Spuren) und 2 bis 5 Photonen akzeptiert.

2. Die geladenen Teilchen dürfen nicht von einem konvertierten Photon stammen:

- (a) es darf keinen vom Rekonstruktionsprogramm gefundenen Sekundärvertex geben, der mit einem konvertierten Photon vertraglich ist
- (b) alle Kombinationen von zwei Teilchen mit entgegengesetzter Ladung müssen eine invariante Masse von mehr als 60 MeV/c² haben. (Es wird angenommen, daß die betrachteten Teilchen Elektronen seien)

3. Es muß ein oder zwei π^0 -Kandidaten geben.

- (a) π^0 -Kandidat:

Für jede Kombination von 2 Photonen mit

$$25 \text{ MeV}/c^2 \leq m_{\gamma\gamma} \leq 250 \text{ MeV}/c^2$$

wird ein kinematischer 1C-Fit durchgeführt. (Die Photonenergien und Richtungen werden so variiert, daß $m_{\gamma\gamma} = m_\pi$ erfüllt ist). Es werden nur Kombinationen akzeptiert, bei denen $\chi^2 \leq 6$ gilt.

Ereignisse, bei denen ein Photon zu mehr als einem π^0 -Kandidaten beiträgt, werden verworfen.

In Abbildung 3.2 ist die $\gamma\gamma$ -Massenverteilung für alle vorselektierten Ereignisse mit genau 2 nachgewiesenen Photonen dargestellt. Das schraffierte Histogramm zeigt die gleiche Verteilung für $\gamma\gamma$ -Kombination, die die χ^2 -Bedingung erfüllen.

- (b) π^0 -Kandidat:

Jedes Photon, das zu keinem π^0 beiträgt, Energie in mindesten drei Schauerzählern deponiert hat und dessen Energie im Bereich

$$800 \text{ MeV} \leq E_\gamma \leq 4400 \text{ MeV}$$

liegt, wird als π^0 mit zwei überlappenden Photonschauern interpretiert.

4. Jedes Photon mit $E_\gamma \geq 100 \text{ MeV}$ muß zu einem π^0 -Kandidaten beitragen.

5. Von allen 8 (16) möglichen Teilchenkombinationen muß genau eine die folgenden Bedingungen erfüllen¹:

$$m_- \leq 2.5 \text{ GeV}/c^2$$

¹Es gibt 4 Möglichkeiten, 4 geladene Teilchen zu einer 1-3 Topologie zu kombinieren. Die Zahl der Kombinationen verdoppelt sich mit jedem zusätzlichen π^0 . m_- ist die invariante Masse im System der drei geladenen Pionen. Die neutralen Pionen werden bei der Berechnung von Masse, Impuls und Energie immer mit berücksichtigt.

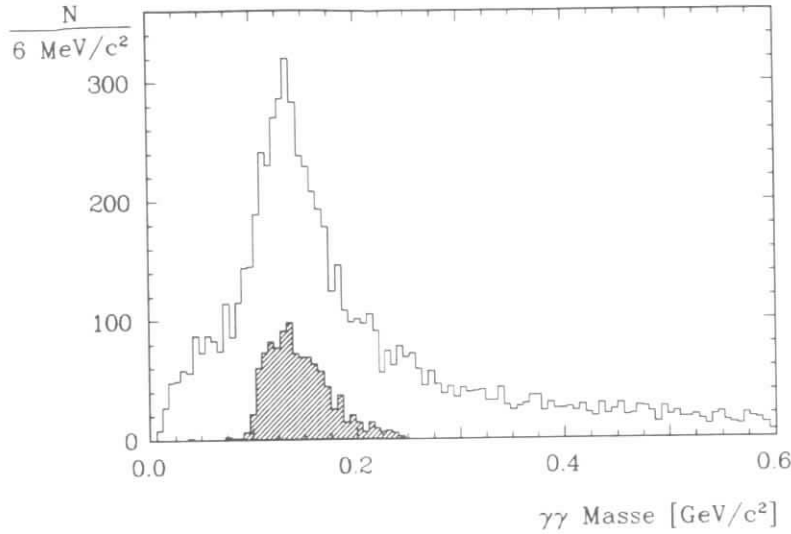


Abbildung 3.2: Die $\gamma\gamma$ -Massenverteilung für Ereignisse mit genau 2 Photonen.

oberes Histogramm: vorselektierte Ereignisse,
 schraffiertes Histogramm: nach dem χ^2 -Schnitt.

$$(m_{\pi^0} < 1.7 \text{ GeV}/c^2)$$

$$\alpha < 60^\circ$$

6. Die akzeptierte Kombination muß dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^- \pi^0$ entsprechen. Das π^0 im 4- π -System muß ein π^0 -Kandidat sein und einen Impuls von mindestens 100 MeV/c haben.

7. Für den Winkel zwischen \vec{p}_3 (\vec{p}_1) und der e^+ -Strahlrichtung muß gelten:

$$|\cos \theta_{\pi^0}| < 0.85$$

$$|\cos \theta_{\pi^+}| < 0.9$$

8. Vollständig rekonstruierte Ereignisse und schlecht rekonstruierte Spuren werden durch

$$E < 0.5025 \cdot E_{CMS}$$

$$E_+ + E_- < 0.93 \cdot E_{CMS}$$

unterdrückt.

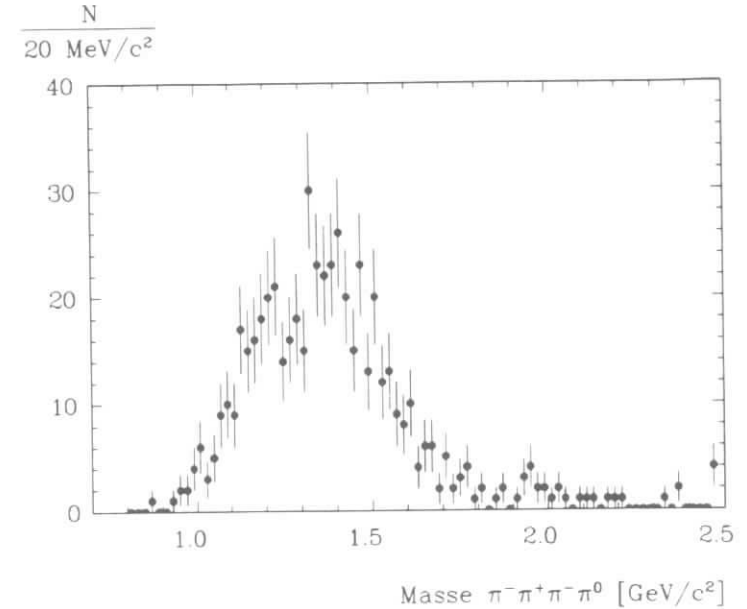


Abbildung 3.3: Die 4 π -Massenverteilung für alle selektierten Ereignisse

9. Um Ereignisse aus $\gamma\gamma$ -Reaktionen zu unterdrücken wird verlangt, daß mindestens eine der beiden folgenden Bedingungen erfüllt ist.

$$E_+ + E_- \geq 0.35 \cdot E_{CMS}$$

$$p_T \geq 1 \text{ GeV}/c$$

p_T ist die Summe der Impulskomponenten senkrecht zur Strahlachse

$$p_T = \sqrt{(p_{z^+} + p_{z^-})^2 + (p_{y^+} + p_{y^-})^2} \quad (3.7)$$

In Tabelle 3.1 wird die Anzahl der akzeptierten Ereignisse nach jedem Schnitt angegeben. In Abbildung 3.3 ist die Verteilung der invarianten 4 π -Masse für die 556 selektierten Ereignisse dargestellt.

3.2 Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$

τ -Verzweigungsverhältnisse können bei e^+e^- -Experimenten nicht direkt gemessen werden. Die Zahl der beobachteten τ -Paare, bei denen das eine τ in den Endzustand i und das andere in den Endzustand j zerfällt, ergibt sich aus:

$$N_{i,j} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\tau\tau} \cdot BR_i \cdot BR_j \cdot k_{ij} \cdot \eta_{ij} \quad (3.8)$$

Schnitt Nummer	akzeptierte Ereignisse	
	Daten	Monte Carlo
Vorselektion	58 488	8 462
1	39 538	8 840
2	30 160	6 599
3	19 767	5 782
4	5 981	3 005
5	1 018	1 848
6	797	1 414
7	636	1 345
8	604	1 313
9	556	1 312

Tabelle 3.1: Die Zahl der akzeptierten Ereignisse nach den Schnitten

\mathcal{L} ist die integrierte Luminosität

$\sigma_{\tau\tau}$ ist der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von τ -Paaren

BR_i ist das gesuchte τ^+ -Verzweigungsverhältnis ($\tau^+ \rightarrow \nu_\tau \pi^+ \pi^- \pi^0$)

BR_j ist das akzeptierte τ^+ -Verzweigungsverhältnis

η_{ij} ist die Nachweiswahrscheinlichkeit für den untersuchten Prozeß

k_{ij} es gilt $k = 1$ für $i = j$ und $k = 2$ für $i \neq j$

Zur Bestimmung von BR_i müssen \mathcal{L} , $\sigma_{\tau\tau}$, η_{ij} und BR_j bekannt sein. Einfacher ist es, das Verhältnis von zwei Verzweigungsverhältnissen zu bestimmen, da dazu nur das Verhältnis der Nachweiswahrscheinlichkeiten bekannt sein muß.

Um eine möglichst große Anzahl von τ -Zerfällen analysieren zu können, werden bei den nicht untersuchten τ^+ -Zerfällen alle Endzustände mit genau einem geladenen Teilchen und höchstens einem weiteren nachgewiesenen, neutralen Teilchen berücksichtigt (Abbildung 3.1). Für die Zahl der beobachteten Ereignisse gilt dann:

$$N_{obs,i} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\tau\tau} \cdot BR_i \cdot \sum_{j=1}^5 (BR_j \cdot k_{ij} \cdot \eta_{ij}) \quad (3.9)$$

Bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses wird über alle benutzten Schwerpunktsenergien E_m und Verzweigungsverhältnisse BR_j gemittelt. Für die Zahl der produzierten τ -Paare N_{prod} und die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $\langle \eta_i \rangle$ gilt:

$$N_{prod} = \sum_m [\mathcal{L}_m \cdot \sigma(E_m)] \quad (3.10)$$

$$\langle \eta_i \rangle = \frac{\sum_j (BR_j \cdot \eta_{ij})}{\sum_j BR_j} \quad (3.11)$$

$$BR_i = \sum_j BR_j \quad (3.12)$$

Bei allen berücksichtigten Zerfallskombinationen gilt $k_{ij} = 2$. Das gesuchte Verzweigungsverhältnis ergibt sich aus:

$$BR_i = \frac{N_{obs,i}}{2 \cdot N_{prod} \cdot \langle \eta_i \rangle \cdot BR_1} \quad (3.13)$$

Zur Bestimmung von BR_i werden nur Ereignisse aus der Datennahme 1985 benutzt. Die Beschränkung auf diese Daten bietet folgende Vorteile:

1. Die Schwerpunktsenergie liegt im Bereich $E_{CMS} \in [10.430 \text{ GeV}, 10.588 \text{ GeV}]$ (Tabelle 3.2). Der größte Teil der Daten stammt von der $\Upsilon(4S)$ -Resonanz. Beim $\Upsilon(4S)$ kann, im Gegensatz zum $\Upsilon(1S)$ oder $\Upsilon(2S)$, die leptonic Partialbreite vernachlässigt werden.
2. Der Detektor wurde während der Datennahme nicht verändert, alle Daten wurden mit denselben Triggerbedingungen genommen.

E_{cms} [GeV]	\mathcal{L} [nb ⁻¹]	$\sigma_{\tau\tau}$ [nb]	Anzahl der erwarteten Taupaare
10.430	7 016	0.935	6 558
10.432	850	0.934	794
10.458	8 861	0.930	8 242
10.532	535	0.918	491
10.540	666	0.917	610
10.544	1 337	0.916	1 225
10.562	468	0.913	427
10.568	1 346	0.912	1 228
10.574	40 007	0.9113	36 458
10.578	1 918	0.911	1 747
10.588	1 101	0.909	1 001
Σ	64 105		58 781

Tabelle 3.2: Die benutzten Schwerpunktsenergien mit integrierter Luminosität und Wirkungsquerschnitt

Die zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses benutzten Größen werden in den nächsten Abschnitten diskutiert.

3.2.1 Die Zahl der beobachteten τ -Zerfälle

231 der 556 selektierten Ereignisse stammen aus der Datennahmeperiode 1985. Einige dieser Ereignisse entsprechen nicht den gesuchten τ -Zerfällen, sondern sind Untergrundereignisse, zu denen folgende Prozesse beitragen:

1. Quarkpaarerzeugung und Zerfälle der Υ -Resonanzen (Multihadronen).
2. $\gamma\gamma$ -Reaktionen.
3. andere τ -Zerfälle.

Diese Untergrundereignisse haben die gleichen Eigenschaften wie die gesuchten τ -Zerfälle und können daher nur statistisch subtrahiert werden.

Subtraktion der Multihadronen

Um die Zahl der Multihadronen im τ -Datensatz bestimmen zu können, wurden mit einem Monte Carlo-Programm Multihadronereignisse generiert und das Detektorverhalten simuliert. Es wurden nur Ereignisse berücksichtigt, die die oben beschriebenen Selektionskriterien erfüllen. In der folgenden Liste sind die Resultate der Multihadronsubtraktion wiedergegeben.

<u>Multihadron-Monte Carlo</u>	Ereignisse:	46
	Ereignisse mit $m_{4\pi} \leq m_\tau$:	18
<u>τ-Kandidaten</u>	Ereignisse:	556 ± 23.6
	Ereignisse mit $m_{4\pi} \leq m_\tau$:	522 ± 22.8
	erwartete Multihadronen:	22 ± 7.6
<u>τ-Kandidaten (nur 1985)</u>	Ereignisse:	231
	Ereignisse mit $m_{4\pi} \leq m_\tau$:	225 ± 15.0
	erwartete Multihadronen:	4 ± 2.0

Subtraktion von $\gamma\gamma$ -Ereignissen

Bei dem Schnitt zur Abtrennung von $\gamma\gamma$ -Ereignissen wurde ausgenutzt, daß der größte Teil dieser Ereignisse einen Transversalimpuls von weniger als 1 GeV/c und eine Gesamtenergie E_{sum} von weniger als 3.5 GeV hat. Falls bei $\gamma\gamma$ -Ereignissen ein Teilchen nicht nachgewiesen wurde, kann dadurch ein größerer Transversalimpuls vorgetauscht werden. Zur Abschätzung des Untergrundes wurde der Bereich

$$p_T > 1 \text{ GeV}/c \text{ und } E_{sum} < 0.35 \cdot E_{CMS}$$

benutzt. In dieser Region werden 1.6 % der Ereignisse erwartet und 3.5 % gefunden. Der erwartete Untergrund von Ereignissen aus der $\gamma\gamma$ -Reaktion ist damit:

$$N_{\gamma\gamma} = 19 \pm 8 \quad (\text{alle Daten})$$

$$N_{\gamma\gamma} = 8 \pm 4 \quad (\text{1985 Daten})$$

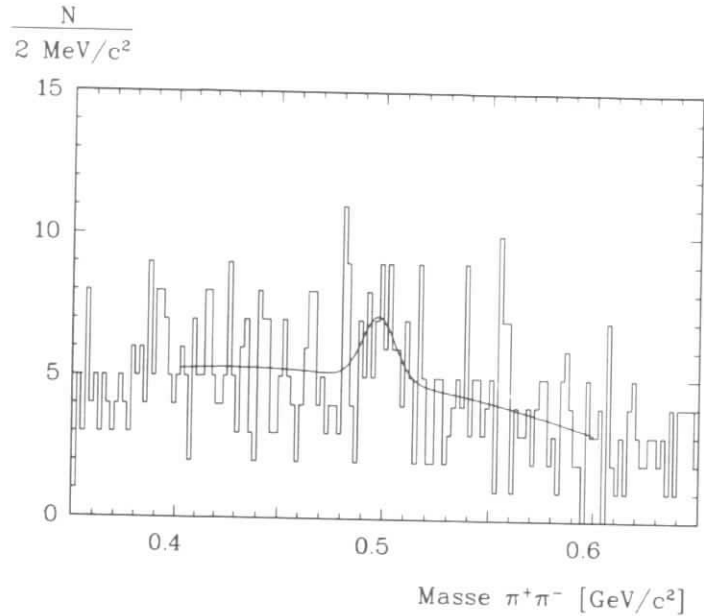


Abbildung 3.4: Das K_S^0 -Signal in der $\pi^+ \pi^-$ -Massenverteilung mit dem Resultat der Anpassungsrechnung (alle Ereignisse, zwei Kombinationen pro Ereignis).

Subtraktion von Beiträgen aus anderen τ -Zerfällen

Die untersuchten τ -Zerfälle können durch andere τ - Zerfallskanäle vorgetäuscht werden. Mögliche falsch identifizierte hadronische Endzustände sind:

1. $\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0$ mit einem nicht nachgewiesenen π^0
 Falls dieser Endzustand mit der gleichen Häufigkeit wie $3\pi^- 2\pi^+$ auftritt $\{ (0.07 \pm 0.03) \% \}$ [PDG 86], kann dieser Beitrag vernachlässigt werden.
2. $K^- \pi^- \pi^+ \pi^0$ oder $\pi^- K^+ K^- \pi^0$
 Da bei der hier beschriebenen Analyse keine Teilchenidentifikation benutzt wird, können Kaonen nicht erkannt werden. Zerfälle mit einem Kaon im Endzustand sind Cabibbo-unterdrückt und für Endzustände mit je zwei Kaonen und Pionen steht nur ein kleiner Phasenraum zur Verfügung. τ -Zerfälle in ein Kaon und drei Pionen oder zwei Kaonen und zwei Pionen wurden bisher nicht beobachtet. Es wird angenommen, daß der Anteil der Ereignisse mit ein oder zwei geladenen Kaonen kleiner als 10% ist. Eine Subtraktion dieses Untergrundes ist nicht möglich.
3. $\pi^- K_S^0 \pi^0$ oder $K^- K_S^0 \pi^0$ mit dem Zerfall $K_S^0 \rightarrow \pi^- \pi^+$
 Falls ein K_S^0 -Meson einen sehr kurzen Zerfallsweg hat, kann der Sekundärvertex nicht erkannt werden und die beiden Pionen aus dem K_S^0 -Zerfall werden dem Hauptvertex zugeordnet. Der Untergrund von K_S^0 -Zerfällen zeigt sich in der invarianten $\pi^+ \pi^-$ -Masse (Abbildung 3.4). Die

Anzahl der Ereignisse mit einem K_S^0 wurde durch Anpassung einer Gaußkurve und eines Polynoms zweiten Grades an die $\pi^+ \pi^-$ -Massenverteilung bestimmt. Bei der Anpassungsrechnung[†] wurde eine Massenauflosung von $\sigma_{K_S^0} = 7.78 \text{ MeV}/c^2$ (aus Monte Carlo-Daten) benutzt, das Ergebnis ist

$$N_{K_S^0} = 22 \pm 11 \quad (\text{alle Daten})$$

$$N_{K_S^0} = 10 \pm 5 \quad (\text{1985 Daten})$$

4. $\pi^- \pi^0 \pi^0$ mit dem Zerfall $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$
 Dieser Endzustand kann nur dann zu den selektierten τ -Kandidaten beitragen, wenn das einzelne Photon aus dem $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ -Zerfall nicht nachgewiesen wird. Dieser Untergrund trägt weniger als 1% zum Signal bei und wird nicht weiter berücksichtigt.
5. $\pi^+ \pi^0 \pi^0$ mit einem nicht nachgewiesenen π^0
 Auf der τ^+ -Seite kann der Zerfall $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \pi^+ \pi^0 \pi^0$ bei einem fehlenden π^0 als $\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \rho^+$ -Zerfall interpretiert werden. Für die Zahl der zusätzlichen τ -Zerfälle $N_{\bar{\nu}_\tau}$ gilt:

$$N_{\bar{\nu}_\tau} = \eta_{\bar{\nu}_\tau} \cdot N_{\rho^+} \cdot \frac{BR(\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \pi^+ \pi^0 \pi^0)}{BR(\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \rho^+)} \quad (3.14)$$

N_{ρ^+} ist die Zahl der beobachteten τ -Zerfälle in ein ρ^+ . Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß keines der beiden Photonen aus dem π^0 -Zerfall erkannt wird, wurde mit Hilfe einer Monte Carlo-Simulation ermittelt: $\eta_{\bar{\nu}_\tau} = (11 \pm 6) \%$.

Aus den 72 beobachteten ρ^+ -Kandidaten wurde $N_{\bar{\nu}_\tau}$ bestimmt:

$$N_{\bar{\nu}_\tau} = 2 \pm 2 \quad (\text{1985 Daten})$$

3.2.2 Die integrierte Luminosität \mathcal{L}

Zur Luminositätsbestimmung werden Ereignisse aus der Bhabbastreuung $e^+ e^- \rightarrow e^+ e^-$ benutzt, da bei dieser Reaktion

1. der Wirkungsquerschnitt mit ausreichender Genauigkeit berechnet werden kann,
2. die Ereignisrate hoch ist und
3. die Ereignisse mit einer hohen Wahrscheinlichkeit nachgewiesen werden ($\eta \approx 96 \%$).

[†]Die in dieser Arbeit beschriebenen Anpassungsrechnungen wurden mit dem Programm MINUIT [James 75] nach der „Maximum Likelihood Methode“ durchgeführt. Bei der Berechnung der Fehler wurden Korrelationen zwischen den freien Parametern berücksichtigt (Unterprogramm MINOS).

	alle Daten	1985 Daten
τ -Kandidaten	522 ± 23	225 ± 15
Multihadronen	22 ± 8	4 ± 2
$\gamma\gamma$ -Ereignisse	19 ± 8	8 ± 4
K_S^0 -Zerfälle	22 ± 11	10 ± 5
N_{π^0}		2 ± 2
τ -Zerfälle	459 ± 28	201 ± 17

Tabelle 3.3: Die Zahl der beobachteten τ -Zerfälle

Der beobachtete Wirkungsquerschnitt für Bhabhaereignisse im Zentralbereich des Detektors wurde von [Braunhausen] bestimmt[†]:

$$\sigma_{\text{Bhabha}}(10 \text{ GeV}) = 11.32 \text{ nb} \pm 1.6 \% \pm 1.0 \%$$

Zur Berechnung der Luminosität aus der Zahl der beobachteten Bhabhaereignisse N_{Bhabha} wird die Formel

$$\mathcal{L} = \frac{N_{\text{Bhabha}} \cdot E_{\text{CMS}}^2}{1132 \text{ GeV}^2 \text{ nb}} \quad (3.15)$$

benutzt. Die so bestimmte Luminosität hat aufgrund von Änderungen der Detektoreigenschaften einen relativen systematischen Fehler von 5%. Die integrierten Luminositäten werden in Tabelle 3.2 angegeben.

3.2.3 Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von τ -Paaren $\sigma_{\tau\tau}$

Der QED-Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ in niedrigster Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ wurde in Gleichung 1.2 angegeben. Zur genaueren Bestimmung von $\sigma_{\tau\tau}$ wurde das Monte Carlo-Programm „KORAL-B“ von Jadach und Was [Jadach 85] benutzt. Bei diesem Programm werden Terme $\mathcal{O}(\alpha^3)$ wie Photonenabstrahlung im Anfangs- oder Endzustand und Vakuumpolarisation mit berücksichtigt. Die Autoren des Programms nehmen an, daß der relative systematische Fehler von $\sigma_{\tau\tau}$ im Energiebereich $E_{\text{CMS}} \in [3.6 \text{ GeV}, 45.0 \text{ GeV}]$ 1% sei. Da aber bei der Berechnung der Vakuumpolarisation die bei einer mittleren Schwerpunktsenergie von 10 GeV wichtigen Beiträge der Υ und ψ -Resonanzen nicht mit berücksichtigt wurden, wird ein systematischer Fehler von 3% angenommen. Die Wirkungsquerschnitte und die daraus berechneten Zahlen der erwarteten τ -Paare sind in Tabelle 3.2 angegeben.

[†]Der erste Fehler ist statistisch und der zweite systematisch.

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis	
	Monte Carlo	[PDG 86]
$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau e^+ \nu_e$	18.4 %	(17.6 ± 0.6) %
$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \mu^+ \nu_\mu$	16.5 %	(17.5 ± 0.7) %
$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \pi^+$	10.0 %	(10.9 ± 1.4) %
$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau K^+$	1.3 %	(0.7 ± 0.2) %
$\tau^+ \rightarrow \bar{\nu}_\tau \pi^+ \pi^0$	24.0 %	(22.1 ± 2.5) %

Tabelle 3.4: Die bei der Monte Carlo-Simulation benutzten Verzweigungsverhältnisse und die Werte aus [PDG 86]

3.2.4 Das Verzweigungsverhältnis BR_1

Die Verzweigungsverhältnisse für Zerfälle in die akzeptierten τ^+ -Endzustände sind in Tabelle 3.4 wiedergegeben. Es wurden die in [PDG 86] angegebenen Mittelwerte der einzelnen Verzweigungsverhältnisse benutzt. Die Summation über die 5 akzeptierten Endzustände ergibt:

$$BR_1 = \sum_{j=1}^5 BR_j = (68.8 \pm 3.0) \%$$

3.2.5 Die Nachweiswahrscheinlichkeit $\langle \eta_i \rangle$

Da die Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesuchten τ -Zerfälle von den QED-Strahlungskorrekturen und τ^+ -Verzweigungsverhältnissen abhängt, wird zur Bestimmung von $\langle \eta_i \rangle$ eine Monte Carlo-Simulation benutzt. Die einzelnen Schritte der Simulation sind:

- 1 Die QED-Reaktion

$$e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-(\gamma)$$

wird simuliert. Strahlungskorrekturen $\mathcal{O}(\alpha^3)$ werden berücksichtigt.

Es wurden 15 287 Monte Carlo- τ -Paare mit $E_{\text{CMS}} = 10.023 \text{ GeV}$ produziert.

- 2 Die τ -Zerfälle werden generiert und die Vierervektoren der Zerfallsprodukte in das Laborsystem transformiert. Die benutzten Verzweigungsverhältnisse sind in Tabelle 3.4 wiedergegeben.

- 3 Das Detektorverhalten wird simuliert, die Spuren der wechselwirkenden Teilchen werden berechnet und die erwarteten TDC- und ADC-Werte ermittelt. Nach der Detektorsimulation [Genow 85] entsprechen die Monte Carlo-Daten den ARGUS-Rohdaten, sie werden mit dem ARGUS-Rekonstruktionsprogramm weiter verarbeitet.

4. Die rekonstruierten Monte Carlo-Ereignisse werden mit demselben Programm wie die $e^+ e^-$ -Daten analysiert. Die Verluste nach den einzelnen Schnitten sind in Tabelle 3.1 angegeben.
5. Die selektierten Monte Carlo-Ereignisse müssen die Trigger- und Filterbedingungen der Datenahmeperiode 1985 erfüllen. Nach der Triggersimulation verbleiben 1225 Ereignisse.

Für die ersten beiden Schritte der Simulation wurde das Programm MOPEK [Waldi 84] benutzt. In MOPEK wird zur Berechnung des Taupaar-Wirkungsquerschnitts das Verfahren von [Berends 81] verwendet. Es zeigte sich, daß dort immer $\beta = 1$ angenommen wurde. Dies führt zu einem systematisch zu großen Wirkungsquerschnitt. $\sigma_{\tau\tau}$ wurde daher mit der im Abschnitt 3.2.3 beschriebenen Methode bestimmt.

Aus den Anteilen von τ -Kandidaten mit einem identifizierten $\rho^+ \rightarrow \pi^+ \pi_2^0$ -Zerfall auf der τ^+ -Seite, $(14 \pm 2)\%$ in den Daten und 12,5% in der Monte Carlo-Simulation, wird deutlich, daß die π_2^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit vom Monte Carlo-Programm richtig wiedergegeben wird.

Ein so kompliziertes Gebilde wie der ARGUS-Detektor kann durch ein Monte Carlo-Programm nur näherungsweise simuliert werden. Mögliche Unterschiede zwischen den $e^+ e^-$ -Daten und Monte Carlo-Ereignissen können zu einer systematisch falsch bestimmten Nachweiswahrscheinlichkeit führen.

Eine Unsicherheit bei der Simulation entsteht aus der Abhängigkeit der π^0 -Nachweiswahrscheinlichkeit von der Wechselwirkung der geladenen Pionen mit den Schauerzählern. Bei diesen Prozessen kann ein Photonenschauer von einem hadronischen Schauer überdeckt werden oder, falls die von einem geladenen Teilchen deponierte Energie keiner Spur zugeordnet wurde, ein Photon vorgetäuscht werden. Aufgrund der Unsicherheit in der Simulation der hadronischen Wechselwirkungen ergibt sich für die Nachweiswahrscheinlichkeit ein relativer systematischer Fehler von 20%.

Nach der Subtraktion der „Multihadronen“ (den Ereignissen mit $m_{4\pi} > m_{\tau}$), die auf die gleiche Weise wie bei den Daten durchgeführt wurde, verbleiben 1212 Monte Carlo-Ereignisse. Die daraus berechnete Nachweiswahrscheinlichkeit ist:

$$\eta_{MC} = (7.9 \pm 1.6_{\text{stat}}) \%$$

3.2.5.1 Verluste durch Rauschen in den Schauerzählern

Durch zufällige Signale im Schauerzählersystem können niederenergetische Photonen vorgetäuscht werden. Falls solche „Photonen“ in τ -Paar-Ereignissen auftreten und eine Energie von mehr als 50 MeV haben, wird das Ereignis aufgrund der Schnitte gegen Photonen, die nicht aus einem π^0 -Zerfall kommen, verworfen. Diese Verlustrate wurde mit Hilfe von Ereignissen bestimmt, bei denen ein Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung den Detektor während des Speicherringbetriebs durchquert und eine $e^+ e^-$ -Reaktion vorgetäuscht hat. Bei diesen Höhenstrahlungsereignissen werden keine zusätzlichen Photonen erwartet. Bei der Selektion wurden zwei kollineare Spuren im Innendetektor und die für Höhenstrahlungsereignisse typische Flugzeitdifferenz von mehr als 4 ns verlangt.

In 2398 von 8635 selektierten Höhenstrahlungsereignissen aus der Datennahmeperiode 1985 wurde mindestens ein „Photon“ ($E_{\text{dep}} > 50 \text{ MeV}$) gefunden. Zur Auswertung wurden den Monte Carlo-Ereignissen die rekonstruierten Impulsvektoren der „Photonen“ je eines Höhenstrahlungsereignisses hinzugefügt. 11.5% dieser ergänzten Monte Carlo-Ereignisse wurden akzeptiert. Der benutzte Wert für die Verluste durch Rauschen im Schauerzählersystem ist:

$$\eta_{\bar{\tau}} = (75.4 \pm 0.6 \pm 1.2) \%$$

	Wert	relativer statistischer Fehler	relativer systematischer Fehler
N_{obs}	201	11.8 %	
N_{prod}	58 781	0.4 %	5.8 %
BR_1	0.688		3.0 %
η_{MC}	0.0793		20.4 %
$\eta_{\bar{\tau}}$	0.754	0.8 %	1.6 %

Tabelle 3.5: Die zur Berechnung des Verzweigungsverhältnisses benutzten Größen mit den statistischen und systematischen Fehlern

3.2.6 Das Resultat

Die bei der Berechnung des Verzweigungsverhältnisses benutzten Größen sind in Tabelle 3.5 zusammengefaßt. Wenn die in Abschnitt 3.2.1 diskutierten Zerfälle

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0 \quad \tau^- \rightarrow \nu_\tau K^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \quad \tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- K^+ K^- \pi^0$$

berücksichtigt werden, gilt:

$$\left. \begin{aligned} & BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0) \\ & + BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau K^- \pi^- \pi^+ \pi^0) \\ & + BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- K^+ K^- \pi^0) \\ & + 0.3 \cdot BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0 \pi^0) \end{aligned} \right\} = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.9) \%$$

Der Faktor 0.3 gibt die Wahrscheinlichkeit dafür an, daß beim 5π -Endzustand beide Photonen aus einem π^0 -Zerfall nicht nachgewiesen werden. Da dieser Wert von der unbekanntem Struktur des 5π -Systems abhängig ist, konnte er hier nur grob abgeschätzt werden.

Für Zerfälle in Endzustände mit geladenen Kaonen oder weiteren neutralen Pionen werden nur kleine Verzweigungsverhältnisse erwartet, sie können im Rahmen der angegebenen Fehler vernachlässigt werden. Das Ergebnis ist:

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0) = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.9) \%$$

BR in %	π^0 -Definition	K_S^0 -Subtraktion	Teilchen-identifikation	Referenz
11 ± 7	$\geq 1\gamma, E_\gamma > 10 \text{ MeV}$	ja	TOF	[Jaros 78]
15 ± 7	$\geq 1\gamma, E_\gamma > 1 \text{ GeV}$	nein	nein	[TASSO 80]
$6.2 \pm 2.3 \pm 1.7$	$\geq 1\gamma, E_\gamma > 100 \text{ MeV}$	nein	nein	[CELLO 84]
5.2 ± 0.8	$\geq 1\gamma, E_\gamma > 2 \text{ GeV}$	nein	nein	[MAC 85]
6.0 ± 1.2	Energiesumme	nein	ja ¹⁾	[DELCO 86]
$4.7 \pm 0.5 \pm 0.8$	$\geq 1\gamma, E_\gamma > 750 \text{ MeV}$	nein	nein	[MARK II 86]
$4.2 \pm 0.5 \pm 0.9$	$2\gamma, m_{\gamma\gamma}, \chi^2$ -Schnitt	ja	nein	diese Arbeit

Tabelle 3.6: Vergleich der Resultate für $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)$

¹⁾ Bei der DELCO-Analyse wurde der Untergrund von $\tau \rightarrow \nu_\tau K^+ K^-$ und $\tau \rightarrow \nu_\tau Q$ Zerfällen mit je $(0.1 \pm 0.1)\%$ berücksichtigt.

3.2.7 Vergleich mit früheren Messungen und theoretischen Vorhersagen

In Tabelle 3.6 sind die Ergebnisse für $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)$ zusammengefaßt. Von allen Gruppen wurde angenommen, daß die Beiträge von Endzuständen mit mehreren neutralen Pionen klein seien. Bei den bisherigen Analysen wurden die $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfälle nicht rekonstruiert, jede von geladenen Teilchen getrennt deponierte Energie wurde als π^0 interpretiert. (Die DELCO-Gruppe hat zur Trennung von Ereignissen mit und ohne π^0 die Summe der deponierten Energien benutzt). Das in dieser Arbeit angegebene Verzweigungsverhältnis ist kleiner als der bisherige Mittelwert, aber innerhalb der Fehler mit allen bisherigen Messungen verträglich. Mögliche Ursachen für diese Abweichung können

1. die von anderen Gruppen nicht berücksichtigten Beiträge von Endzuständen mit einem K_S^0 oder
2. der bei dieser Analyse unterdrückte Untergrund von Ereignissen mit weiteren neutralen Teilchen sein.

Die theoretische Vorhersage für $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)$ basiert auf der von Gilman und Rhie durchgeführten Integration der Wirkungsquerschnitte $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0}(q)$ und $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^-}(q)$ [Gilman 85]. Für das Verhältnis der Partialbreiten wurde

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} = 0.275$$

ermittelt (Abschnitt 1.3.2.1 und Abbildung 1.6). Mit $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e) = 17.5\%$ folgt für das gesuchte Verzweigungsverhältnis:

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0) \approx 4.8\%$$

Aufgrund der Unsicherheit bei der Parametrisierung von $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^+ \pi^0}$ kann für das Verzweigungsverhältnis nur ein erwarteter Bereich von

$$3.2\% \leq BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0) \leq 5.4\%$$

angegeben werden.

3.3 Die Spektralfunktion für den Zerfall

$$\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$$

Die Spektralfunktion $v_{1\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0}(q^2)$ ist durch die Gleichung 1.24 mit der differentiellen Partialbreite verknüpft. Die differentielle Partialbreite ist proportional zur gemessenen Massenverteilung

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dq^2} = \frac{1}{\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)} \frac{d\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)}{dq^2} \quad (3.16)$$

Zur Berechnung von $\Gamma(\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0)$ werden die elektronische Partialbreite (Gleichung 1.9) und das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)$ benutzt.

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} \cdot \frac{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)}{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} \quad (3.17)$$

Für die gesuchte Spektralfunktion folgt:

$$v_{1\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0}(q^2) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dq^2} \cdot \frac{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)}{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} \cdot \frac{m_\tau^8}{6\pi \cos^2 \theta_c} \cdot \frac{1}{(m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2)} \quad (3.18)$$

Aufgrund der geringen Anzahl von Einträgen bei großem q^2 erscheint es vorteilhaft, $v_{1\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0}$ in Abhängigkeit von q darzustellen.

$$v_{1\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0}(q) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dq} \cdot \frac{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0)}{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau e^- \bar{\nu}_e)} \cdot \frac{m_\tau^8}{12\pi \cos^2 \theta_c} \cdot \frac{1}{q(m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2)} \quad (3.19)$$

$$= \frac{1}{N} \frac{dN}{dq} \cdot \frac{0.689 [\text{GeV}/c^2]^8}{q(m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2)}$$

Zur Berechnung der Spektralfunktion aus der $\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0$ -Massenverteilung sind noch einige Korrekturen nötig:

1. Eine mögliche Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der $\pi^-\pi^-\pi^+\pi^0$ -Masse (q) muß berücksichtigt werden.
Beim Vergleich der generierten mit der akzeptierten 4π -Massenverteilung (Monte Carlo) zeigte sich keine signifikante Abhängigkeit von q , eine Korrektur ist nicht nötig.
2. Die Massenverteilung der Untergründereignisse muß subtrahiert werden.

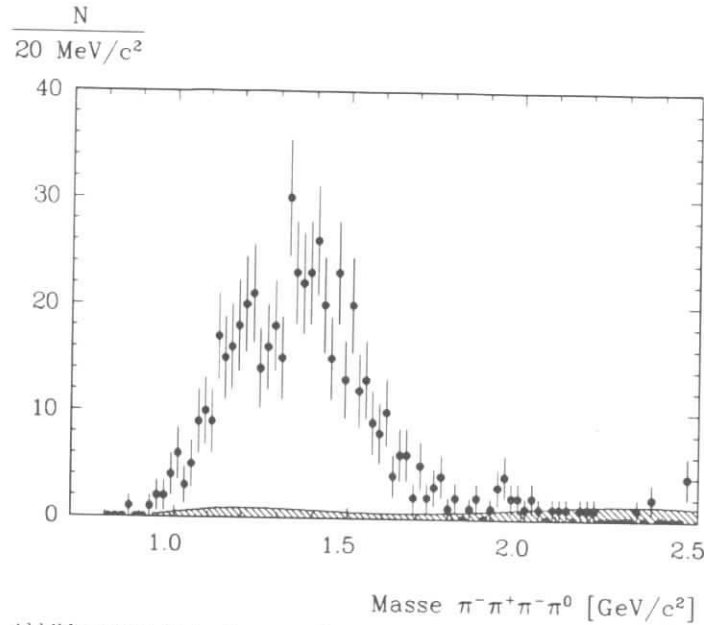


Abbildung 3.5: Die 4π -Massenverteilung für alle selektierten Ereignisse mit der erwarteten Untergrundverteilung für Multihadronen und $\gamma\gamma$ -Ereignisse.

Die benutzte Methode zur Subtraktion von Multihadronen und $\gamma\gamma$ -Ereignissen wurde bereits in Abschnitt 3.2.1 beschrieben. In Abbildung 3.5 ist die q -Verteilung zusammen mit dem erwarteten Untergrundanteil dargestellt. Um statistische Fluktuationen zu unterdrücken, wurden die Untergrundverteilungen geglättet.

Die q -Verteilung für τ -Zerfälle mit einem K_S^0 -Meson im Endzustand kann wegen der geringen Signifikanz des K_S^0 -Signals nicht bestimmt werden, eine Subtraktion dieses Untergrundanteils ist nicht möglich.

Das Ergebnis für $v_{1\pi^-\pi^+\pi^0}(q)$ ist in Abbildung 3.6 dargestellt. Die Fehlerbalken geben nur die statistischen Fehler wieder. Der relative systematische Fehler für die integrierte Spektralfunktion (24%) ergibt sich aus der Unsicherheit bei der Berechnung von $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0)$. Systematische Fehler, die den Verlauf der Spektralfunktion beeinflussen, können durch die Untergrundsubtraktion entstehen. Wegen des geringen Untergrundanteils im Massenbereich $q \in [1.1 \text{ GeV}/c^2, 1.6 \text{ GeV}/c^2]$ brauchen diese dort nicht berücksichtigt zu werden. Bei $q > 1.7 \text{ GeV}/c^2$ dominieren systematische Fehler, die Spektralfunktion kann dort nicht mehr berechnet werden. Die Massenauflösung σ_q beträgt $\approx 30 \text{ MeV}/c^2$.

3.4 Das $\omega\pi^-$ -System

Beim $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$ -Zerfall gibt es zwei Möglichkeiten, eine neutrale Kombination aus drei Pionen zu bilden. Die in Abbildung 3.7 dargestellte $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung enthält zwei Einträge

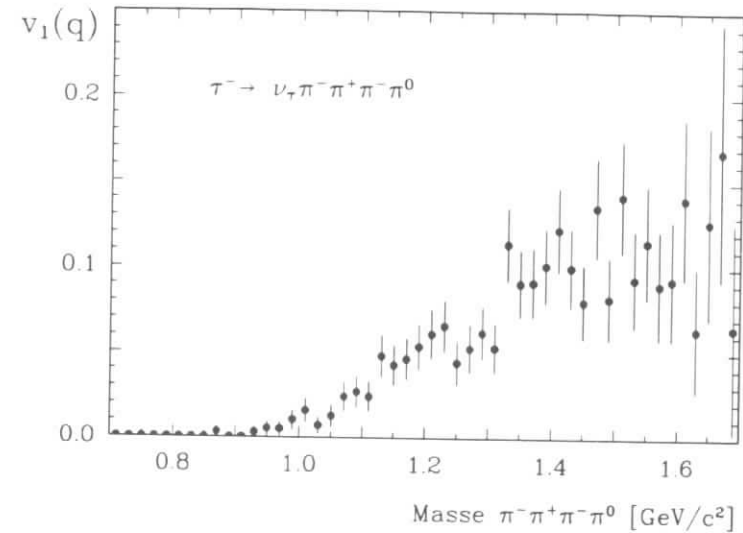


Abbildung 3.6: Die Spektralfunktion $v_1(q)$ für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$. Die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an.

pro Ereignis. Bei der $\omega(783)$ -Masse tritt ein deutliches Signal auf, weitere mögliche Resonanzen wie $\eta(550)$ oder $\phi(1020)$ sind nicht zu erkennen.

3.4.1 Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$

Das τ -Verzweigungsverhältnis in $\nu_\tau \omega \pi^-$ wurde aus $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0)$ und dem Verhältnis der Zahl der Ereignisse mit einem ω zur Gesamtzahl der beobachteten $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0$ -Zerfälle bestimmt. An die $\pi^-\pi^+\pi^0$ -Massenverteilung wurde eine Funktion der Form

$$F(m_{3\pi}) = U(m_{3\pi}) + S(m_{3\pi})$$

angepaßt. Der nichtresonante Untergrund wird durch

$$U(m_{3\pi}) = (m_{3\pi} - 414 \text{ MeV}/c^2) \cdot N_b \cdot \begin{cases} \exp\left(-\frac{(m_{3\pi} - m_b)^2}{2\sigma_{b1}^2}\right) & \text{für } m_{3\pi} > m_b \\ \exp\left(-\frac{(m_{3\pi} - m_b)^2}{2\sigma_{b2}^2}\right) & \text{für } m_{3\pi} \leq m_b \end{cases}$$

parametrisiert. Die freien Parameter für den Untergrund sind N_b , m_b , σ_{b1} und σ_{b2} .

Das ω -Signal wird parametrisiert durch die Faltung einer Breit-Wigner- mit einer Gaußverteilung [Werner 85]:

$$S(m_{3\pi}) = N_\omega \cdot \frac{1}{\sigma_\omega \sqrt{2\pi}} \int_0^\infty \exp\left(-\frac{(m_{3\pi} - \tilde{m})^2}{2\sigma_\omega^2}\right) \cdot BW(\tilde{m}) d\tilde{m}$$

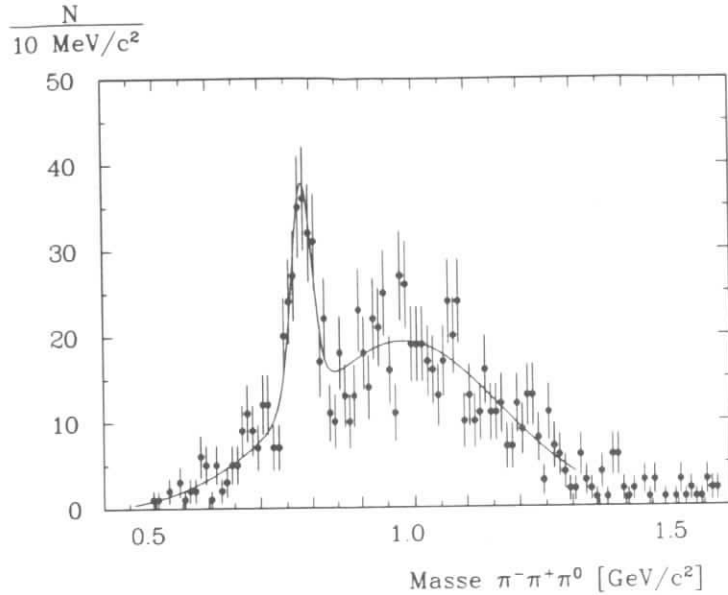


Abbildung 3.7: Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ -Massenverteilung mit dem Resultat der Anpassungsrechnung, zwei Einträge pro Ereignis.

$$BW(\tilde{m}) = \frac{1}{\pi} \frac{\Gamma_\omega}{(\tilde{m} - m_\omega)^2 + \frac{1}{4}\Gamma_\omega^2}$$

$\Gamma_\omega = (9.8 \pm 0.3) \text{ MeV}/c^2$ [PDG 86]. Die mit Hilfe der Anpassungsrechnung bestimmten Signalparameter sind:

$$\begin{aligned} m_\omega &= (781.3 \pm 3.1) \text{ MeV}/c^2 \\ \sigma_\omega &= (18.4 \pm 3.0) \text{ MeV}/c^2 \\ N_\omega &= 146 \pm 20 \end{aligned}$$

Die Ergebnisse für Masse und Massenaufösung stimmen mit der Monte Carlo-Simulation überein. $m_\omega = (784.9 \pm 1.4) \text{ MeV}/c^2$, $\sigma_\omega = (17.5 \pm 1.8) \text{ MeV}/c^2$. Der in [PDG 86] angegebene Massenwert ist $m_\omega = (782.6 \pm 0.2) \text{ MeV}/c^2$. Wenn der Breit-Wigner-Anteil bei der Parametrisierung des Signals nicht mit berücksichtigt wird, ergibt die Anpassungsrechnung eine geringere Anzahl von Einträgen: ($N_\omega = 133 \pm 19$), die Breite der Verteilung (FWHM = $48.8 \text{ MeV}/c^2$) und der Kurvenverlauf ändern sich nicht.

Das Verhältnis von N_ω zur Zahl der beobachteten τ -Zerfälle (Tabelle 3.3) ergibt:

$$\frac{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-) \cdot BR(\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0)}{BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0)} = (31.8 \pm 4.8) \%$$

Mit $BR(\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0) = (89.6 \pm 0.5) \%$ [PDG 86] und dem oben angegebenen Wert für $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^+ \pi^0)$ folgt

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-) = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \%$$

3.4.2 Der Dalitzplot für den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$

Zur Analyse des Zerfalls $\omega \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^0$ werden die kinetischen Energien der einzelnen Pionen im 3π -Ruhezustand benutzt. Für die Zerfallsenergie Q und die kinetische Energie $T_{i=0,1,2}$ des Pions i gilt:

$$Q = M - 3m_\pi \quad (3.20)$$

$$T_i = E_i - m_i \quad (3.21)$$

M ist die invariante Masse der drei Pionen und E_i die Energie des Pions i im 3π -Ruhezustand. Jede 3π -Massenkombination gibt einen Eintrag im Dalitzplot, die Koordinaten sind:

$$x = \frac{\sqrt{3}(T_2 - T_1)}{Q} \quad (3.22)$$

$$y = \frac{3T_0}{Q} - 1 \quad (3.23)$$

Beim Zerfall einer $J^P = 1^-$ -Resonanz in drei Pionen liegt das Maximum der Einträge im Zentrum des Dalitzplots, am Rand werden keine Einträge erwartet. Die Dichteverteilung $A^2(r, \phi)$ hat die Form [Chung 68, Perkins 82]:

$$A^2(r, \phi) = [1 - (1 + B) \cdot r^2 - B \cdot r^3 \cdot \cos \phi] \quad (3.24)$$

mit

$$B = \frac{2 - 6m_\pi/M}{(1 + 3m_\pi/M)^2} \quad (3.25)$$

r und ϕ sind die aus x und y berechneten Polarkoordinaten. Zur Berechnung des maximalen Radius $r_{\text{max}}(\phi)$ wird die Gleichung

$$A^2(r_{\text{max}}(\phi), \phi) = 0 \quad (3.26)$$

gelöst. In Abbildung 3.8 sind links die $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilungen und rechts die 3π -Dalitzplots[†] dargestellt. Oben für alle Ereignisse, in der Mitte für Massenkombinationen aus dem Zentralbereich des Dalitzplots und unten die gleiche Verteilung für den peripheren Bereich. Im inneren Bereich ($r^2/r_{\text{max}}^2 < 0.5$) werden 88% des ω -Signals und 50% der Untergrundkombinationen erwartet. Die Abbildung zeigt, daß, wie erwartet, der größte Beitrag zum ω -Signal aus dem Zentralbereich kommt, im äußeren Bereich ist kein Signal mehr zu erkennen.

3.4.3 Spin und Parität des $\omega\pi^-$ -Systems

Die möglichen Spin- und Paritätszustände des $\omega\pi^-$ -Systems beim Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ sind in Tabelle 3.7 zusammengefaßt. Zustände mit $J \geq 2$ können nicht auftreten, und Drehimpulsquantenzahlen

[†]Bei der Berechnung der dargestellten Grenzen des Dalitzplots wurde $M = m_\omega$ benutzt. Bei kleinerem M kann es zu Einträgen außerhalb der gezeigten Grenzen kommen.

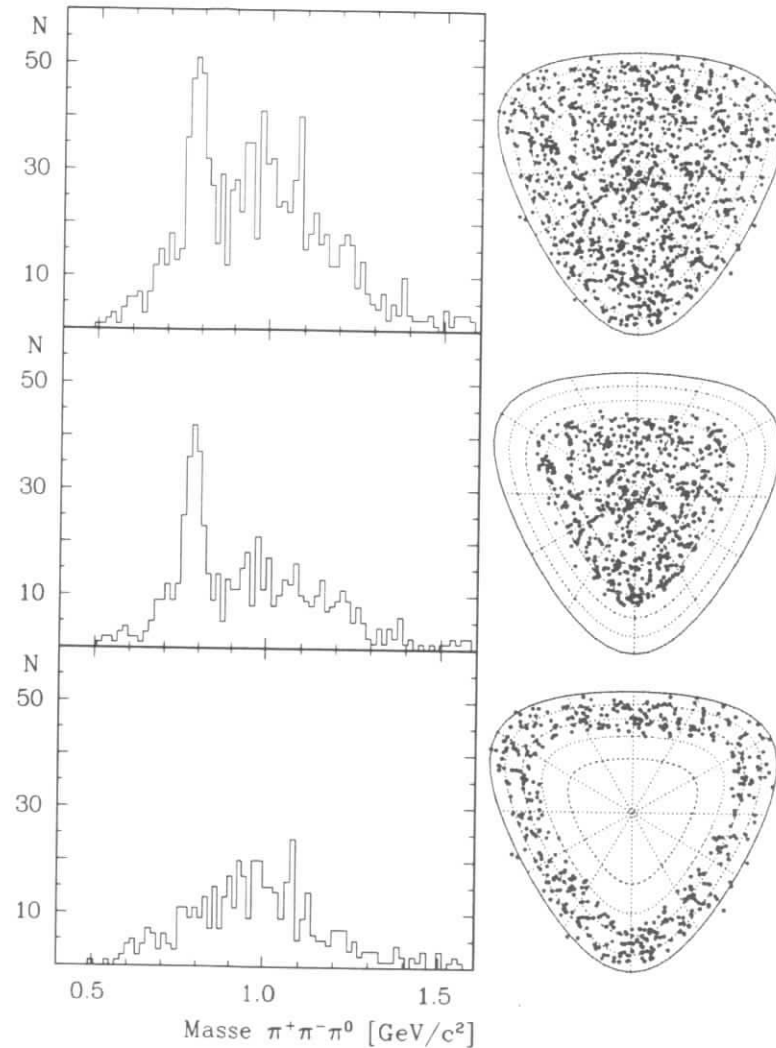


Abbildung 3.8: Der Dalitzplot für den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^+ \pi^- \pi^0$

- Links: die $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Massenverteilungen
- Rechts: die $\pi^+ \pi^- \pi^0$ Dalitzplots
- Oben: alle Massenkombinationen, zwei Einträge pro Ereignis
- Mitte: Massenkombinationen aus dem Zentralbereich
- Unten: Massenkombinationen aus dem Randbereich

J^P	l	$I(\cos \psi)$
1^-	0	1
0^-	1	$\cos^2 \psi$
1^-	1	$1 - \cos^2 \psi$
1^+	2	$1 + 3 \cos^2 \psi$

Tabelle 3.7: Mögliche Spin- und Paritätszustände des $\omega\pi^-$ -Systems beim Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$

$l > 2$ sind unwahrscheinlich. In der dritten Spalte sind die erwarteten Verteilungen des Zerfallswinkels ψ angegeben [Chung 68]. ψ ist der Winkel zwischen dem einzelnen π^- (nicht im ω) und der Senkrechten auf der ω -Zerfallsebene (im ω -Ruhe-system). Zur Bestimmung der Zerfallswinkelverteilung werden die Ereignisse in 6 äquidistante $\cos \psi$ -Bereiche eingeteilt. Die Anzahl der ω -Mesonen in jedem dieser 6 Bereiche wird aus dem ω -Signal in der $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Massenverteilung ermittelt. Bei der Anpassungsrechnung wurden nur N_ω und die Untergrundparameter¹ variiert. Das Ergebnis für die Zerfallswinkelverteilung ist in Abbildung 3.9 zusammen mit den in Tabelle 3.9 angegebenen Winkelverteilungen dargestellt.

Die Daten sind mit der $J^P = 1^-$ -Hypothese (durchgezogene Kurve) gut verträglich. Ein reiner $J^P = 0^-$ -Zustand — die Quantenzahlen $J^{PG} = 0^{++}, I = 1$ können bei einem gebundenen Quark-Antiquark-System nicht auftreten — ist ebenso wie ein reiner $J^P = 1^+$ -Zustand (Axialvektorstrom 2. Art) ausgeschlossen. Ein möglicher $J^P = 1^+$ -Beitrag α zu einer Mischung aus 1^- und 1^+ wurde mit Hilfe eines Likelihood-Tests bestimmt. Es wurde angenommen, daß die 1^- und 1^+ -Anteile nicht miteinander interferieren. Andere J^P -Zustände und der 1^+ ($l = 2$)-Anteil wurden nicht mit berücksichtigt. An die Daten wurde eine Funktion der Form

$$I(\alpha, \cos \psi) = \alpha \cdot I^+(\cos \psi) + (1 - \alpha) \cdot I^-(\cos \psi) \quad (3.27)$$

angepaßt. I^- und I^+ sind die in Tabelle 3.7 angegebenen, auf die Zahl der beobachteten ω -Ereignisse normierten Winkelverteilungen für $J^P = 1^-$ und 1^+ . Die Likelihoodfunktion $L(\alpha)$ wird aus

$$L(\alpha) = \exp \left(-\frac{1}{2} \cdot \sum_{i=1}^6 \left[\frac{N_i - I(\alpha, \cos \psi_i)}{\sigma_i} \right]^2 \right) \quad (3.28)$$

¹Um die Anpassungsrechnungen bei der Bestimmung der Zerfallswinkelverteilung und der $\omega\pi^-$ -Massenverteilung zu vereinfachen, wurde das ω -Signal durch eine einfache Gaußkurve und der Untergrund durch ein Polynom 2. Grades parametrisiert; ω -Masse und Breite wurden festgehalten.

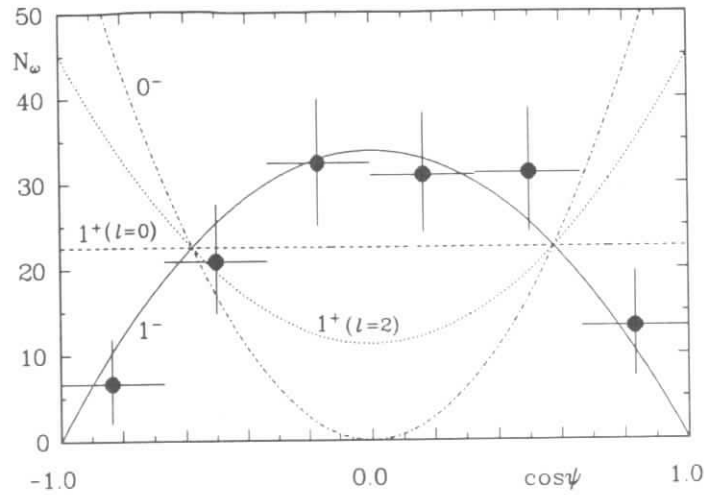


Abbildung 3.9: Die Zerfallswinkelverteilung beim $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ -Zerfall mit verschiedenen Vorhersagen für Spin und Parität des $\omega\pi^-$ -Systems.

- $\cos \psi$ zentraler $\cos \psi$ -Wert im Bereich i
- N_i Zahl der Ereignisse im Bereich i
- σ_i statistischer Fehler von N_i
(aus der Anpassungsrechnung an die $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung)

berechnet. Es wird über alle sechs Datenpunkte summiert. Die Likelihoodfunktion ist in Abbildung 3.10 dargestellt. Das Maximum von L liegt bei $\alpha = -0.01$, ein signifikanter $J^P = 1^+$ -Beitrag wird nicht beobachtet

Zur Berechnung der Obergrenze α_{max} mit einem Konfidenzbereich (CL) von 90% wird folgende Gleichung gelöst:

$$0.9 = \frac{\int_0^{\alpha_{max}} L(\tilde{\alpha}) d\tilde{\alpha}}{\int_0^1 L(\tilde{\alpha}) d\tilde{\alpha}} \quad (3.29)$$

Der schraffierte Bereich in Abbildung 3.10 kann mit einer Wahrscheinlichkeit von 90% ausgeschlossen werden. Für den maximalen $J^P = 1^+$ -Beitrag folgt:

$$\alpha_{max} = 0.43$$

Durch Variation der Zahl der $\cos \psi$ -Bereiche wurden mögliche systematische Fehler bei der Bestimmung der Zerfallswinkelverteilung untersucht. Das Ergebnis für die Obergrenze einer möglichen $J^P = 1^+$ -Beimischung ist:

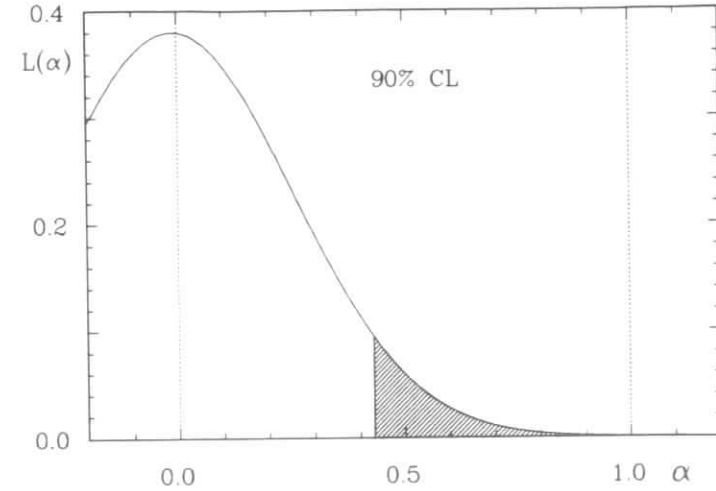


Abbildung 3.10: Die Likelihood-Funktion in Abhängigkeit vom Mischungsparameter α

$$\alpha < 0.50 \quad \text{bei } 90\% \text{ CL}$$

Hinweise auf Ströme 2. Art wurden beim Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ nicht beobachtet.

3.4.4 Die $\omega\pi^-$ -Massenverteilung

Die Korrelation zwischen der $\pi^+\pi^-\pi^0$ und der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Masse ist in Abbildung 3.11 wiedergegeben. Die 4π -Massenverteilung für Ereignisse mit einem ω wurde auf die gleiche Weise wie die Zerfallswinkelverteilung bestimmt: Die Ereignisse wurden in sieben 4π -Massenbereiche mit einer Breite von je $100 \text{ MeV}/c^2$ eingeteilt. In jedem dieser Bereiche wurde N_ω aus dem Signal in der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung ermittelt. Das Ergebnis für die $\omega\pi^-$ -Massenverteilung ist in Abbildung 3.12 zusammen mit der $\pi^+\pi^-\pi^0$ -Massenverteilung für alle Ereignisse dargestellt.

3.4.5 Die Spektralfunktion für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$

Zur Berechnung der Spektralfunktion $v_{1\omega\pi^-}(q)$ wird in Gleichung 3.19 $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-\pi^+\pi^0)$ durch $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-)$ ersetzt:

$$v_{1\omega\pi^-}(q) = \frac{1}{N} \frac{dN}{dq} \cdot \frac{0.240 \text{ GeV}/c^2}{q(m_\tau^2 - q^2)^2 (m_\tau^2 + 2q^2)}$$

Die Spektralfunktion $v_{1\omega\pi^-}(q)$ wird in Abbildung 3.14 gezeigt (Datenpunkte). Der nicht wiedergegebene systematische Fehler der Normierung beträgt 30%.

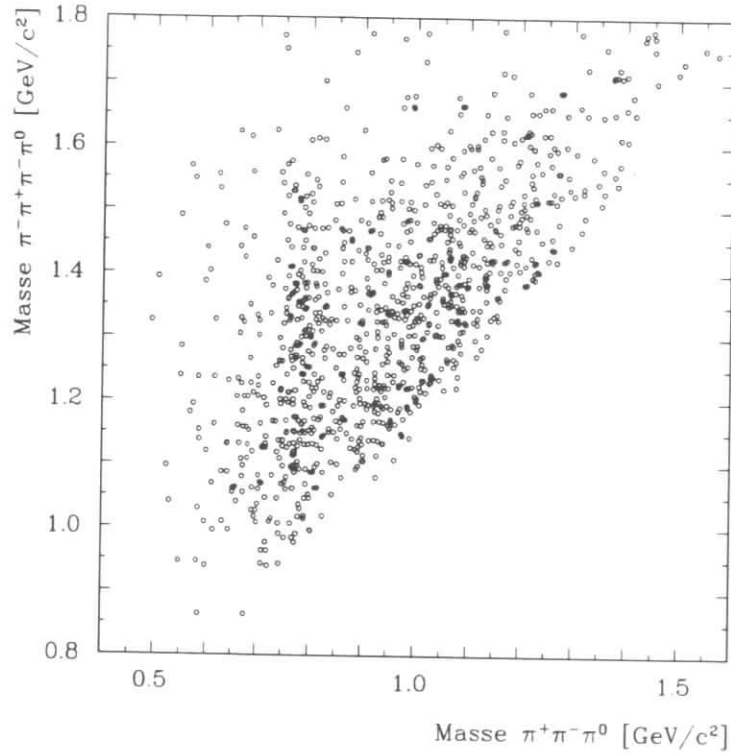


Abbildung 3.11: Die Korrelation zwischen der $\pi^- \pi^+ \pi^0$ und der $\pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$ -Masse. Zwei Einträge pro Ereignis.

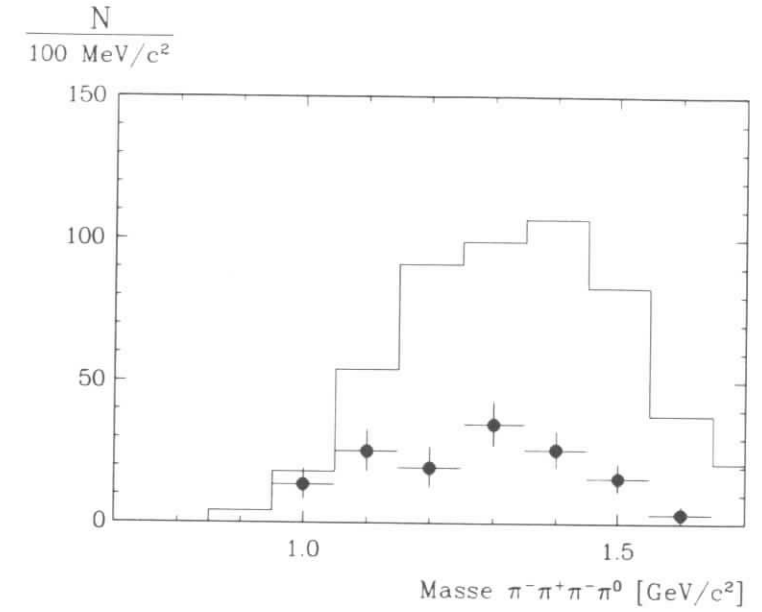


Abbildung 3.12: Die $\omega\pi^-$ -Massenverteilung (Punkte mit Fehlerbalken) und die $\pi^- \pi^+ \pi^0$ -Massenverteilung für alle Ereignisse (Histogramm).

3.4.5.1 Vergleich mit $e^+ e^- \rightarrow \omega\pi^0$ und Test der CVC-Hypothese

Der Zusammenhang zwischen der Isevektorkomponente des elektromagnetischen Stroms und der Spektralfunktion $v_1(q)$ wurde bereits in Abschnitt 1.3.2.1 erläutert. Beim $\omega\pi$ -Endzustand kann die Spektralfunktion $v_{1\omega\pi}(q)$ mit dem Wirkungsquerschnitt $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0}$ verglichen werden. Aus der CVC-Hypothese folgt

$$v_{1\omega\pi}(q) = \frac{\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0}(q)}{3\pi \sigma_{\text{punkt}}(q)} \quad (3.30)$$

In Abbildung 3.13 ist der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow \omega\pi^0$ dargestellt. Zur Parametrisierung von $\sigma_{\omega\pi^0}$ wurden von [Dolinsky 86] Funktionen der Form

$$\sigma_{\omega\pi^0}(q) = \frac{4\pi\alpha^2}{3q^2} \frac{P_\omega^3(q)}{q} \cdot \left| \frac{g_{\rho\omega\pi}}{\gamma_\rho} [F_\rho(q) + A_1 \cdot F_{\rho_1}(q) + A_2 \cdot F_{\rho_2}(q)] \right|^2 \quad (3.31)$$

$$F_{\rho_i}(q) = \frac{m_{\rho_i}^2}{q^2 - m_{\rho_i}^2 + iq\Gamma_{\rho_i}} \quad (3.32)$$

$$A_i = \frac{g_{\rho_i\omega\pi} \gamma_{\rho_i}}{g_{\rho\omega\pi} \gamma_{\rho_i}} \quad (3.33)$$

$$\gamma_{\rho_i} = \sqrt{\frac{4\pi\alpha^2 m_{\rho_i}}{3\Gamma(\rho_i \rightarrow e^+ e^-)}} \quad (3.34)$$

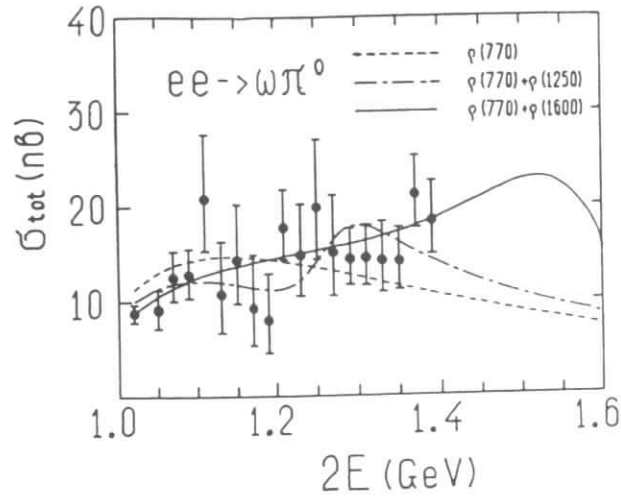


Abbildung 3.13: Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, aus [Dolinsky 86].

benutzt. Dabei wird angenommen, daß $\sigma_{\omega\pi^0}$ von den $\rho(770)$ -, $\rho(1250)$ - und $\rho(1600)$ -Resonanzen[†] dominiert wird (VDM-Modell). $P_\omega(q)$ ist der Impuls des ω -Mesons im $\omega\pi^-$ -Ruhezustand.

$$P_\omega(q) = \sqrt{\frac{[q^2 - (m_\omega - m_\pi)^2] \cdot [q^2 - (m_\omega + m_\pi)^2]}{4q^2}} \quad (3.35)$$

Die benutzten Konstanten sind [PDG 84]:

$$\begin{aligned} m_{\rho(770)} &= 0.769 \text{ GeV}/c^2 & \Gamma_{\rho(770)} &= 154 \text{ MeV}/c^2 & \gamma_{\rho(770)} &= 4.99 \\ m_{\rho(1250)} &= 1.264 \text{ GeV}/c^2 & \Gamma_{\rho(1250)} &= 125 \text{ MeV}/c^2 \\ m_{\rho(1600)} &= 1.590 \text{ GeV}/c^2 & \Gamma_{\rho(1600)} &= 260 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned}$$

Die freien, reellen Parameter in der Anpassungsrechnung sind $g_{\rho\omega\pi}$, A_1 und A_2 . Die Parameter der in Abbildung 3.13 gezeigten Funktionen sind in Tabelle 3.8 zusammengefaßt. In der letzten Spalte wird die aus

$$\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = \frac{1}{3} \alpha P_\gamma^3 \cdot \left| \frac{g_{\rho\omega\pi}}{\gamma_\rho} |1 + A_1 + A_2| \right|^2 \quad (3.36)$$

berechnete Partialbreite für den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ angegeben. Der experimentelle Wert für die Partialbreite ist $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma) = (0.85 \pm 0.05) \text{ MeV}/c^2$. Von [Dolinsky 86] wird die Parametrisierung 1 mit den Beiträgen der $\rho(770)$ - und $\rho(1600)$ -Resonanzen bevorzugt, da diese den kleinsten Wert für $\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)$ ergibt.

[†]Die bei einigen Experimenten beobachtete $\rho(1250)$ -Resonanz wird von [PDG 86] als „nicht überzeugend“ klassifiziert. Die Quantenzahlen der Resonanz sind:

$$J^{PC} = 1^+ 1^{--}$$

Der einzige beobachtete hadronische Zerfall ist $\rho(1250) \rightarrow \omega\pi$.

	Symbol	Resonanz	$\frac{g_{\rho\omega\pi}}{[\text{GeV}/c^2]^{-1}}$	A_1	A_2	$\frac{\Gamma(\omega \rightarrow \pi^0\gamma)}{[\text{MeV}/c^2]}$
1	durchgezogen	$\rho(770), \rho(1600)$	16.6	0	-0.09	1.2 ± 0.2
2	gestrichelt	$\rho(770)$	20.9	0	0	2.3 ± 0.2
2	strichpunktirt	$\rho(770), \rho(1250)$	20.4	0.02	0	2.3 ± 0.2

Tabelle 3.8: Die Resultate der Anpassungsrechnungen an den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$, aus [Dolinsky 86].

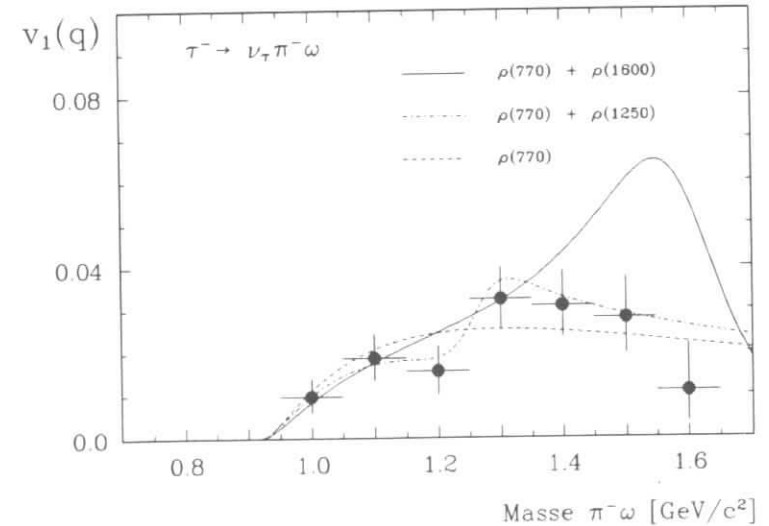


Abbildung 3.14: Die Spektralfunktion $v_1(q)$ für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \omega$; die Fehlerbalken geben nur den statistischen Fehler an.

Die in Spektralfunktionen umgerechneten Kurven sind in Abbildung 3.14 gemeinsam mit $\tau_{1\omega\pi^-}$ dargestellt. Für $q < 1.4 \text{ GeV}/c^2$ nur in diesem Bereich wurde $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+}$ bestimmt. stimmen die drei Parametrisierungen, wie aufgrund der CVC-Hypothese erwartet, gut mit den Datenpunkten überein.

Oberhalb von $1.4 \text{ GeV}/c^2$ ist die Parametrisierung mit den $\rho(770)$ - und $\rho(1600)$ -Beiträgen nicht mehr mit den τ -Daten verträglich. Ein großer Beitrag des $\rho(1600)$ zum $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ -Zerfall kann im Rahmen dieses Modells ausgeschlossen werden. Es muß aber berücksichtigt werden, daß der bei dieser Parametrisierung benutzte Wert für $\Gamma_{\rho(1600)}$ nicht mit dem vom DM1-Experiment ermittelten Wert von $\Gamma_{\rho(1600)} = 510 \text{ MeV}/c^2$ [DM1 81] übereinstimmt und daß eine mögliche Massenabhängigkeit von $\Gamma_{\rho(770)}$ [Jackson 64] nicht mit berücksichtigt wurde. Wegen der geringen Zahl von Ereignissen und des großen systematischen Fehlers ist es nicht möglich, die Existenz der $\rho(1250)$ -Resonanz zu beweisen oder zu widerlegen.

Kapitel 4

Zusammenfassung der Ergebnisse

Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$ wurde untersucht. Es wurden nur Ereignisse mit eindeutig rekonstruierten $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ -Zerfällen benutzt. Das ermittelte Verzweigungsverhältnis ist

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0) = (4.2 \pm 0.5 \pm 0.9) \%$$

Die Spektralfunktion für diesen Zerfallskanal wurde erstmals bestimmt.

Der bisher nicht beobachtete Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ wurde mit Hilfe des ω -Signals in der $\pi^+ \pi^- \pi^0$ -Massenverteilung nachgewiesen. Das Verzweigungsverhältnis ist

$$BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-) = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \%$$

Der für Ströme 2. Art vorhergesagte Zerfall $\tau^- \rightarrow B(1235)\nu_\tau$ wurde nicht gefunden. Spin und Parität des $\omega\pi^-$ -Systems sind mit einem reinen $J^P = 1^-$ Zustand verträglich. Eine mögliche $J^P = 1^+$ -Beimischung ist kleiner als 50% (90% CL). Hinweise auf Ströme 2. Art ergaben sich nicht.

Die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$ und der Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ wurden nahezu gleichzeitig von unterschiedlichen Gruppen nachgewiesen. Die aus dem Wirkungsquerschnitt und die aus der differentiellen Partialbreite bestimmten Spektralfunktionen stimmen, wie aufgrund der CVC-Hypothese erwartet, gut miteinander überein.

Ein Vergleich des von Dolinsky et al. zur Parametrisierung von $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \omega\pi^+}$ benutzten VDM-Modells mit der Spektralfunktion für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^- \pi^- \pi^+ \pi^0$ zeigt einen starken Beitrag des $\rho(770)$ -Mesons und einen möglichen Beitrag der $\rho(1250)$ -Resonanz zum $\omega\pi^-$ -Endzustand.

The ARGUS collaboration

H. Albrecht, U. Binder, P. Böckmann, R. Gläser, G. Harder, I. Lembke-Koppitz,
W. Schmidt-Parzefall, H. Schröder, H.D. Schulz, R. Wurth, A. Yagil¹
DESY, Hamburg, Germany

J.P. Donker, A. Drescher, D. Kamp, U. Matthiesen,
H. Scheck, B. Spaan, J. Spengler, D. Wegener
Institut für Physik, Universität Dortmund, Germany

J.C. Gabriel, K.R. Schubert, J. Stiewe, K. Strahl, R. Waldi, S. Weseler
Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, Germany

K.W. Edwards², W.R. Frisken³, Ch. Fukunaga⁴, D.J. Gilkinson⁵, D.M. Gingrich⁵,
H. Kapitzka², P.C.H. Kim⁵, R. Kutschke⁵, D.B. MacFarlane⁵, J.A. McKenna⁵,
K.W. McLean⁶, A.W. Nilsson⁶, R.S. Orr⁵, P. Padley⁵, J.A. Parsons⁵, P.M. Patel⁶,
J.D. Prentice⁵, H.C.J. Seywerd⁵, J.D. Swain⁵, G. Tsipolitis⁶, T.-S. Yoon⁵, J.C. Yun²
Institute of Particle Physics, Canada

R. Ammar, D. Coppage, R. Davis, S. Kanekal, N. Kwak
University of Kansas, Lawrence, KS, USA

B. Boštjančič, G. Kernel, M. Pleško
J. Stefan Institute and Department of Physics, University of Ljubljana, Yugoslavia

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

A. Babaev, M. Danilov, A. Golutvin, I. Gorelov, V. Lubimov,
V. Matveev, V. Nagovitsin, V. Ryltsov, A. Semenov, V. Shevchenko,
V. Soloshenko, V. Tchistilin, I. Tichomirov, Yu. Zaitsev
Institute of Theoretical and Experimental Physics, Moscow, USSR

R. Childers, C.W. Darden, Y. Oku
University of South Carolina, Columbia, SC, USA

H. Gennow
University of Stockholm, Sweden

¹Weizmann Institute of Science, Rehovot, Israel.

²Carleton University, Ottawa, Canada.

³York University, Downsview, Canada.

⁴Now at the University of Tokyo, Japan.

⁵University of Toronto, Canada.

⁶McGill University, Montreal, Canada.

Literatur

- [Arefiev 83] A. Arefiev et al.: „The ARGUS Muon Chambers“, DESY 83-025 (1983)
- [ARGUS 78] ARGUS proposal, H. Hasemann et al.,
DESY Internal Report, DESY F15/Pro 148 (1978)
- [ARGUS 85] ARGUS collaboration, H. Albrecht et al., Phys. Lett. 163B (1985) 404
- [ARGUS 86] ARGUS collaboration, H. Albrecht et al.:
„Measurement of Tau Decays into three Charged Pions“, DESY 86-060
- [Barannik 82] V. Barannik, A. Korzh und M. Rekaló, Acta Phys. Pol. B13 (1982) 835
- [Berends 81] F.A. Berends und R. Kleis, Nucl. Phys. B177 (1981) 237
- [Biswas 78] S.N. Biswas, S.R. Choudhury, A. Goyal und J.N. Passi, Phys. Lett. 80B (1979) 393
- [Braunshausen] G. Braunshausen, Diplomarbeit, Universität Heidelberg 1984:
„Luminositätsmessung für ARGUS mit Bhabha-Streuung als Eich-Reaktion“,
IHEP-HD/84-005
- [Burchat 86] P.R. Burchat: „Review of Recent Results on τ Decays“, Vortrag bei der
„23rd International Conference on High Energy Physics“, Berkeley 1986
- [CELLO 84] CELLO collaboration, H.J. Behrend et al., Zeit. Phys. C23 (1984) 103
- [Chung 68] S.U. Chung, O.I. Dahl, J. Kirz und D.H. Miller, Phys. Rev. 165 (1968) 1491
- [CLEO 85] CLEO collaboration, S. Behrens et al., Phys. Rev. D32 (1985) 2468
- [Commins 83] E.D. Commins und P.H. Bucksbaum: „Weak interactions of leptons and quarks“,
Cambridge 1983
- [Danilov 83] M. Danilov et al., NIM 217 (1983) 153
- [DELCO 79] DELCO collaboration, W. Bacino et al., Phys. Rev. Lett. 42 (1979) 749
- [DELCO 86] DELCO collaboration, R. Ruckstuhl et al., Phys. Rev. Lett. 56 (1986) 2132
- [DM1 81] DM1 collaboration, A. Cordier et al., Phys. Lett. 109B (1981) 129
- [Dolinsky 86] S.I. Dolinsky et al., Phys. Lett. 174B, (1986) 453
- [Drescher 83] A. Drescher et al.,
NIM 195 (1983) 457, NIM 205 (1983) 125, NIM A237 (1985) 464

- [Drescher 86] A. Drescher et al., NIM A249 (1986) 277
- [Edwards 86] K.W. Edwards et al.: „The ARGUS Vertexchamber“, zur Veröffentlichung eingereicht
- [Feynman 58] R.P. Feynman und M. Gell-Mann, Phys. Rev. 109 (1958) 193
- [Gennow 85] H. Gennow: „SIMARG. A Program to simulate ARGUS“, DESY Internal Report, DESY F15-85-02 (1985)
- [Gilchriese 86] M.G.D. Gilchriese:
„CP Violation and Weak Interactions of Light and Heavy Leptons and Quarks“, Vortrag bei der „23rd International Conference on High Energy Physics“, Berkeley 1986
- [Gilman 85] F.J. Gilman und S.H. Rhie, Phys. Rev. D 31 (1985) 1066
- [GWS] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264;
A. Salam in: „Elementary particle theory“, (N. Svartholm, Stockholm 1968) 367
- [Harder 84] G. Harder, Diplomarbeit, Universität Hamburg 1984:
„Optimierung der Ortsauflösung der zylindrischen Driftkammer des Detektors ARGUS“, DESY Internal Report, DESY F15-84-01 (1984)
- [Heller 85] R. Heller et al., NIM A235 (1985) 26
- [Holstein 85] B.R. Holstein: „Weak Interactions in Nuclei“, University of Massachusetts UMHEP-248 (1985)
- [Jackson 64] J.D. Jackson, Nuovo Cimento 34 (1964) 1644
- [Jadach 85] S. Jadach und Z. Was, Comput. Phys. Commun. 36 (1985) 191,
Acta Phys. Pol. B15 (1984) 1151 und Erratum B16 (1985) 483;
S. Jadach, Acta Phys. Pol. B16 (1985) 1007
- [James 75] F. James und M. Roos, Comput. Phys. Commun. 10 (1975) 343
- [Jaros 78] J.A. Jaros et al., Phys. Rev. Lett. 40 (1978) 1120
- [Kawamoto 78] N. Kawamoto und A.I. Sanda, Phys. Lett. 76B (1978) 446
- [Leroy 78] C. Leroy und J. Pestieau, Phys. Lett. 72B (1978) 398
- [MAC 85] MAC collaboration, W.B. Fernandez et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 1624
- [MARK II 86] MARK II collaboration, W.B. Schmidke et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 527
- [Marshak 69] R. Marshak, Riazuddin und C.P. Ryan:
„Theory of weak interactions in particle physics“,
New York, London Sydney, Toronto: Wiley 1969
- [Michel 50] L. Michel, Proc. Phys. Soc. London, A 63 (1950) 514

- [Naroska 86] B. Naroska: „ e^+e^- Physics with the JADE Detector at Petra“, DESY 83-113 (1986)
- [Nesemann 80] H. Nesemann et al.: „DORIS II, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections“, DESY Internal Report, DESY M-80-09 (1980)
- [Nesemann 83] H. Nesemann und K. Wille: „Operational Experience with DORIS II“, DESY Internal Report, DESY M-83-26 (1983)
- [Nesemann 86] H. Nesemann: „Status and Limitations of DORIS“, Vortrag beim International Symposium on Production and Decay of Heavy Hadrons, Heidelberg, (1986)
- [Okun 65] L.B. Okun: „Weak interactions of elementary particles“, Pergamon 1965
- [Okun 82] L.B. Okun: „Leptons and Quarks“, Ams erdam 1982
- [Paver 81] N. Paver und D. Treleani, Nuovo Cim. Lett. 31 (1981) 364
- [PDG 84] Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. Vol. 56, No. 2 (1984)
- [PDG 86] Particle Data Group, Phys. Lett. 170B (1986)
- [Perkins 82] D.H. Perkins: „Introduction to High Energy Physics“, Addison-Wesley 1982
- [Perl 75] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. 35 (1975) 1489
- [Perl 80] M.L. Perl, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. 30 (1980) 299
- [Scheck 81] F. Scheck und R. Tegen, Zeit. Phys. C7 (1981) 111
- [Schulz 81] H.D. Schulz und H.J. Stuckenberg: „A Trigger Processor for ARGUS“, Proceedings of the Topical Conference on the Applications of Microprocessors in High Energy Experiments, Genf 1981, CERN 81-07, 194
- [TASSO 80] TASSO collaboration, R. Brandelik et al., Phys. Lett. 92B (1980) 199
- [Tegen 81] R. Tegen, Zeit. Phys. C7 (1981) 121
- [TPC 86] TPC collaboration, A. Aihara et al., Phys. Rev. Lett. 57 (1986) 1836
- [Tsai 71] Y.S. Tsai, Phys. Rev. D 4 (1971) 2821
- [Waldi 84] R. Waldi: „Using the Event Generator Program MOPEK for ARGUS“, ARGUS software note #28 (1984) unveröffentlicht
- [Weinberg 58] S. Weinberg, Phys. Rev. 112 (1958) 1375
- [Werner 85] S. Werner: „Function Fold - Convolution of Gauss and Breit/Wigner“, ARGUS software note #33 (1985) unveröffentlicht
- [Weseler 86] S. Weseler, Dissertation, Universität Heidelberg 1986:
„Untersuchung der semileptonischen Zerfälle von $B(5270)$ -Mesonen mit dem ARGUS-Detektor“, IHEP-HD/86-2

- [Wille 81] K. Wille: „DORIS II/III — a 5.8 GeV e^+e^- -Storage Ring with High Luminosity“, DESY 81-047
- [Wurth 84] R. Wurth und H.D. Schulz:
„Deadtime Reduction with Trackfinder and CAMAC-Booster“,
Proceedings of the Third International Conference on Instrumentation for Colliding
Beam Physics, Novosibirsk (1984) 179

Danksagung

Allen Mitgliedern der ARGUS-Gruppe möchte ich für die freundliche Aufnahme und die gute Zusammenarbeit danken.

Mein besonderer Dank gilt den Herren Prof. Dr. V. Soergel und Dr. W. Schmidt-Parzefall für die Betreuung der Arbeit und zahlreiche Diskussionen.

Für viele hilfreiche Gespräche danke ich den Herren A. Golutvin, S. Kanekal, G. Harder, A. Drescher, U. Matthiesen und Dr. S. Weseler.

Bei den Herren Dr. H. Albrecht, Dr. H. Schröder, Dr. H.D. Schulz und Dr. J. Stiewe möchte ich mich für die freundliche Unterstützung bedanken.

Abbildungsverzeichnis

1	Das Feynmandiagramm für den semihadronischen τ -Zerfall	1
1.1	Das Feynmandiagramm der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$	3
1.2	$\sigma_{\tau\tau}(s)$ bei niedrigen Energien	5
1.3	Das Feynmandiagramm für den τ^- -Zerfall	6
1.4	Die bevorzugten Spinkombinationen beim τ -Zerfall	7
1.5	Das Energiespektrum der Elektronen aus dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \bar{\nu}_\tau e^-$	8
1.6	$\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^-}$ und $\sigma_{e^+e^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^+\pi^0}$	13
2.1	Der Detektor ARGUS	19
2.2	Die Form der Driftzellen	22
2.3	Die Anordnung der Lagen in der Driftkammer	22
2.4	Ein rekonstruiertes Ereignis	26
3.1	Die untersuchten Zerfallskombinationen	28
3.2	Das π^0 -Signal	31
3.3	Die vier Pion Massenverteilung	32
3.4	Das K_S^0 -Signal in der $\pi^+\pi^-$ -Massenverteilung	37
3.5	Die vier Pionen Massenverteilung mit Untergrundanteil	45
3.6	Die Spektralfunktion v_1 für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-\pi^+\pi^0$	46
3.7	Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ -Massenverteilung	47
3.8	Der Dalitzplot für den Zerfall $\omega \rightarrow \pi^-\pi^+\pi^0$	49
3.9	Die Zerfallswinkelverteilung beim $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$ -Zerfall	51
3.10	Die Likelihood-Funktion in Abhängigkeit vom Mischungsparameter α	52
3.11	Die Korrelation zwischen der 3π und der 4π -Masse	53
3.12	Die $\omega\pi$ -Massenverteilung	54
3.13	Der Wirkungsquerschnitt für den Prozeß $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$	55
3.14	Die Spektralfunktion v_1 für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \omega \pi^-$	56

Tabellenverzeichnis

1.1	Experimentelle Ergebnisse für den Michelparameter ρ	8
1.2	Spektralfunktionen	11
1.3	Hadronische Endzustände ohne Strangeness	15
1.4	Theoretische Vorhersagen für τ -Zerfälle durch Ströme 2. Art	16
3.1	Die Zahl der akzeptierten Ereignisse nach den Schnitten	33
3.2	Die benutzten Schwerpunktsenergien	35
3.3	Die Zahl der beobachteten τ -Zerfälle	39
3.4	Die benutzten Verzweungsverhältnisse	40
3.5	Die Berechnung des Verzweungsverhältnisses $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-\pi^+\pi^0$	42
3.6	Vergleich der Resultate für $BR(\tau^- \rightarrow \nu_\tau \pi^-\pi^+\pi^0)$	43
3.7	Mögliche Spin- und Paritätszustände des $\omega\pi^-$ -Systems	50
3.8	Die Resultate der Anpassungsrechnungen an den Wirkungsquerschnitt der Reaktion $e^+e^- \rightarrow \omega\pi^0$	56