Untersuchungen zu seltenen Zerfällen des τ-Leptons und zur Masse des τ-Neutrinos

Vom Institut für Physik
der Universität Dortmund
zur
Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte

DISSERTATION

von

Diplom-Physiker
Bernhard Spaan
aus Bottrop

Tag der mündlichen Prüfung:	15. Dezember 1988
Referent:	Prof. Dr. D. Wegener
Korreferent:	Prof. Dr. H. Kolanoski

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis iv

Tabellenverzeichnis vii

Einleitung 1

1 Die dritte Leptonenfamilie 4
1.1 τ-Zerfälle . . . 5
1.1.1 Leptonische τ-Zerfälle . . . 6
1.1.2 Semihadronische τ-Zerfälle . . . 8
1.1.2.1 Zerfälle über den Vektoranteil des schwachen Stroms . . . 10
1.1.2.2 Zerfälle über den Axialvektoranteil des schwachen Stroms . . 12
1.1.3 Ströme 2. Art . . . 14
1.1.4 Mögliche J^{PG} Zustände mit $I = 1$ und $J \leq 1$ . . . 16
1.1.5 Topologische Verzweigungsverhältnisse . . . 17
1.2 Das τ-Neutrino . . . 18
1.2.1 Die Masse des τ-Neutrinos . . . 19
1.2.2 Modelle für Neutrinomassen . . . 22

2 Das Experiment 23
2.1 Der e^+e^--Speicherring DORIS II . . . 23
2.2 Der ARGUS-Detektor . . . 24
2.2.1 Das Magnetsystem . . . 26
2.2.2 Die Vertex-Driftkammer . . . 26
2.2.3 Die Haupt-Driftkammer . . . 26
2.2.4 Das Flugzeitzählersystem . . . 28
2.2.5 Das Kalorimeter . . . 28
2.2.6 Die Myon-Kammern . . . 29
2.3 Der Trigger . . . 29
2.4 Die Datenverarbeitung . . . 31
2.4.1 Die Rohdatenerfassung . . . 31
2.4.2 Die Rekonstruktion und weitere Verarbeitung . . . 32

3 Grundlagen der Analyse 36
3.1 Die Bestimmung von τ-Verzweigungsverhältnissen . . . 36
3.1.1 Die Zahl der τ-Paare . . . 37
3.2 Die Topologie von τ-Ereignissen . . . 40
3.3 Die Multihadron-Selektion . . . 40

3.4 Die Simulation der Ereignisse . . . 42
3.5 Funktionsanpassung an Histogramme . . . 43
3.6 Die obere Grenze für ein Verzweigungsverhältnis . . . 44
3.6.1 Das Theorem von Bayes und seine Interpretation . . . 45
3.6.2 Bestimmung der Likelihoodfunktion . . . 46
3.6.3 Bestimmung der Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis . 48
3.7 Vorgetäuschte Photonen . . . 49

4 Der Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ 54
4.1 Die Selektion der gesuchten Ereignisse . . . 54
4.1.1 Die Vorselektion . . . 55
4.2 Untersuchung und Reduktion des Untergrundes . . . 56
4.2.1 Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen . . . 57
4.2.2 Der Untergrund aus Bhabha-Ereignissen und Schnitte gegen konvertierte Photonen . . . 60
4.2.3 Weitere Schnitte zur Untergrundreduktion . . . 69
4.2.3.1 Die endgültigen Schnitte zur Untergrundreduktion . . . 76
4.2.4 Der Untergrund nach der endgültigen Selektion . . . 79
4.3 Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ . . . 82
4.4 Die obere Grenze für die Masse des τ-Neutrinos . . . 85
4.4.1 Die Anpassung an das 5π-Massenspektrum . . . 87
4.4.2 Das invariante 5π-Massenspektrum . . . 89
4.4.3 Die Massenauflösung . . . 91
4.4.4 Die Resultate der Anpassung . . . 96
4.4.5 Diskussion der ν_τ-Massenobergrenze und Ausblick . . . 101

5 Die Suche nach dem Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$ 105
5.1 Die Selektion der gesuchten Ereignisse . . . 106
5.2 Das $\pi^+\pi^-\pi^0$-Massenspektrum . . . 109
5.2.1 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit . . . 109
5.2.2 Die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$ . . . 111
5.2.3 Das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ . . . 114

6 Inklusive Produktion von η-Mesonen in τ-Zerfällen 116
6.1 Die erwartete η-Produktion in τ-Zerfällen . . . 117
6.2 Die verwendete Methode zum Nachweis der η-Mesonen . . . 119
6.3 Die Selektion der gesuchten Ereignisse . . . 119
6.3.1 Die Vorselektion . . . 120
6.3.2 Die weiteren Schnitte zur Untergrundreduktion . . . 124
6.4 Die Bestimmung des Untergrundes . . . 125
6.4.1 Der Untergrund aus Bhabha-Ereignissen . . . 126
6.4.2 Bestimmung des hadronischen Untergrundes . . . 128
6.5 Das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum . . . 134
6.5.1 Die Beschreibung des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums . . . 136
6.5.1.1 Das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum aus dem ω-Zerfall . . . 137
6.5.1.2 Das ρ^0-Massenspektrum aus dem Zerfall $\tau^- \to a_1\nu_\tau$ . . . 137
6.5.1.3 Das invariante Massenspektrum gleichgeladener Pion-Paare . 142
6.5.2 Die Anpassung des invarianten $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrums . . . 149

6.5.2.1 Das Resultat der Anpassung 151
6.5.3 Die obere Grenze für die η-Produktion in τ-Zerfällen 154
6.6 Diskussion der Resultate zur η-Produktion in τ-Zerfällen 158

Zusammenfassung **160**

Literaturverzeichnis **162**

Danksagung **168**

Abbildungsverzeichnis

1.1 Das Feynman-Diagramm des τ^--Zerfalls 6
1.2 Grenzen für die Masse und Lebensdauer des τ-Neutrinos 21

2.1 Der ARGUS-Detektor 25

3.1 Darstellung eines τ-Paar Ereignisses in der $R - \varphi$-Projektion 41
3.2 Die modifizierte LogLikelihoodfunktion $logL_M$ für die Zahl der η-Mesonen . . 47
3.3 Normierte Likelihoodfunktion für die Zahl der η- Mesonen 48
3.4 Generierte Häufigkeitsverteilung der Verzweigungsverhältnisse mit dem Ergebnis der Glättungsoperation 49
3.5 Normierte Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau)$ 50
3.6 Integrierte Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau)$ 50
3.7 Flugzeitdifferenz für 2-Spur Ereignisse 52
3.8 Wahrscheinlichkeit, kein Rauschphoton zu finden, als Funktion des Kegelwinkels θ 53

4.1 Summe aus den Impulsen aller 6 Spuren sowie deren im Kalorimeter deponierten Energien 57
4.2 Vertexverteilung von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen in der Ebene senkrecht zur Strahlachse 58
4.3 Radiale Vertexverteilung von Ereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen mit $|z_{VX}| > 6$ cm 59
4.4 Vertexverteilung entlang der Strahlachse von Ereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen mit $r_{VX} < 1.5$ cm 59
4.5 Normierte Geamtladungsverteilung für Ereignisse aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen 60
4.6 Radialer Abstand des Erzeugungsortes konvertierter Photonen vs. deren rekonstruierte e^+e^--Masse 61
4.7 Häufigkeitsverteilung von $m_{\min}(e^+e^-)$ 62
4.8 $m_{\min}(e^+e^-)$ vs. $(E + P)_n$ 63
4.9 $(E + P)_n$ für 4-Spur Ereignisse mit kleinem totalen Transversalimpuls 64
4.10 P vs. e^+e^--Masse für simulierte konvertierte Photonen 66
4.11 Häufigkeitsverteilung von $\cos\theta_{max}(e^\pm e^\pm)$ 67
4.12 Invariantes 5-Prong-Massenspektrum nach der Bhabha-Rejektion 68
4.13 p_1 vs. $m_{5\pi}$ für Daten und simulierte τ-Ereignisse 70
4.14 p_1 vs. $m_{5\pi}$ für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse 72
4.15 p_1 vs. $m_{5\pi}$ für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse, in denen hadronische Wechselwirkungen nicht betrachtet werden. 73
4.16 P_n für 6-Spur Ereignisse, in denen keine Photonen registriert wurden 74

4.17 Verteilung der Größe P_n für simulierte $\gamma\gamma$-Ereignisse mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$ . . . 75
4.18 p_1 vs. $m_{5\pi}$ für simulierte $\gamma\gamma$-Ereignisse mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$ . . . 76
4.19 P_6 für simulierte τ-Paar-Ereignisse . . . 77
4.20 $|\cos\theta(P_6)|$ vs. $m_{5\pi}$ . . . 78
4.21 Invariantes 5π-Massenspektrum nach allen Schnitten . . . 79
4.22 Nachweiswahrscheinlichkeit simulierter τ-Ereignisse ϵ_{sel} als Funktion der 5-Pion-Masse . . . 84
4.23 $\Delta(E_{\nu_\tau}/c^2)$ und $\Delta(m_{5\pi})$ für simulierte τ-Zerfälle in 5 geladene Pionen . . . 87
4.24 Modellvorhersagen für das invariante 5π-Massenspektrum im Vergleich mit den Daten . . . 90
4.25 Generierte Auflösungsfunktion für ein Ereignis mit der angepaßten Gaußverteilung . . . 94
4.26 Auf den rekonstruierten Meßfehler normierte Massendifferenz simulierter Ereignisse . . . 95
4.27 $\pi^+\pi^-$-Massenspektren für K^0_S-Kandidaten . . . 97
4.28 $L(m(\nu_\tau))$ für alle 12 Ereignisse . . . 98
4.29 Integrierte Likelihoodfunktion für alle 12 Ereignisse . . . 99
4.30 Effektive Likelihoodfunktion $L_{eff}(m(\nu_\tau))$ bei Verwerfen des Ereignisses mit der größten 5π-Masse . . . 101
4.31 Integrierte effektive Likelihoodfunktion für die Masse des τ-Neutrinos . . . 102

5.1 Die $\gamma\gamma$-Massenverteilung für Ereignisse, in denen genau zwei Photonen auftreten 107
5.2 Transversalimpuls gegen normierte Impulssumme . . . 108
5.3 Die 4π-Massenverteilung der selektierten Ereignisse . . . 109
5.4 Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ Massenverteilung . . . 110
5.5 Massenverteilung rekonstruierter η-Mesonen mit dem Ergebnis der Anpassungsrechnung . . . 112
5.6 Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ Massenverteilung zusammen mit dem Resultat der Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Zahl der ω Mesonen . . . 115

6.1 Gemessener Wirkungsquerschnitt $\sigma(\sqrt{s})$ für die Reaktion $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$ . . 118
6.2 Simuliertes $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum aus den η-Zerfällen $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ und $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$ . . . 120
6.3 Transversalimpuls eines Ereignisses gegen die normierte Impulssumme aller Teilchen . . . 122
6.4 $(E + P)_n$ nach der Vorselektion . . . 123
6.5 $m_{3\pi}$ nach der Vorselektion . . . 124
6.6 Invariantes 3π-Massenspektrum nach der Selektion . . . 125
6.7 $(E + P)_n$ für selektierte „Bhabha"-Ereignisse . . . 127
6.8 3-Prong-Massenspektrum für selektierte „Bhabha"-Ereignisse . . . 127
6.9 $q \cdot \cos(\theta)$ des 1-Prongs für „Bhabha"-Ereignisse vor weiteren Schnitten . . . 128
6.10 $q \cdot \cos(\theta)$ des 1-Prongs für „Bhabha"-Ereignisse nach weiteren Schnitten . . . 129
6.11 Normierte 3π-Massenverteilungen für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse und für 3-Gluon-Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz . . . 131
6.12 Vergleich der 3π-Massenspektren, gemessen auf der $\Upsilon(1S)$- und auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz . . . 132
6.13 3π-Massenspektrum auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz mit dem Resultat der Anpassung 133

6.14 3π-Massenspektrum der Daten zusammen mit dem erwarteten $m_{3\pi}$-Spektrum des hadronischen Untergrundes 135
6.15 Invariantes $\pi^+\pi^-$- und $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum 135
6.16 $m_{\pi\pi}$-Spektren für den Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ 138
6.17 Invariantes 3π-Spektrum für Ereignisse, in denen kein Photon auf der 3-Prong-Seite auftritt 139
6.18 Invariante $\pi\pi$-Massenspektren für a_1-Zerfälle 140
6.19 Das ρ^0-Massenspektrum für den Zerfall $\tau^- \to a_1^-\nu_\tau$ 141
6.20 $\cos\theta$ des Gesamtimpulses gegen den Gesamtimpuls für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse 143
6.21 $m_{3\pi}$ für Ereignisse mit erhöhtem und verringertem Untergrundanteil 144
6.22 $m_{3\pi}$ für Ereignisse mit erhöhtem und verringertem Untergrundanteil, auf den normiert wurde 145
6.23 $m_{3\pi}$ der durch Eliminierung des hadronischen Untergrundes gewonnenen Daten 145
6.24 $\pi^\pm\pi^\pm$ und $\pi^+\pi^-$invariante Massenspektren für τ-Ereignisse 146
6.25 $\pi^\pm\pi^\pm$ und $\pi^+\pi^-$ invariante Massenspektren für hadronische Untergrundereignisse147
6.26 $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum aus τ-Ereignissen, dividiert durch das des hadronischen Untergrundes 148
6.27 Vergleich des $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrums aus τ-Zerfällen mit dem $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum aus hadronischen Untergrundereignissen 148
6.28 Die zur Anpassung des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums verwendeten Verteilungen 150
6.29 Das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum mit dem Resultat der Anpassung . . . 152
6.30 $\pi^+\pi^-$-Massenverteilung mit dem Resultat der Anpassung für den Bereich $0.28\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0.60\ \mathrm{GeV/c^2}$ 155
6.31 Likelihoodfunktion für die Zahl der η-Mesonen 156
6.32 Likelihoodfunktion für $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau)$ 157

Tabellenverzeichnis

1.1 Semihadronische τ-Zerfälle und die dazugehörigen Spektralfunktionen 10
1.2 Über die CVC-Hypothese getroffenen Vorhersagen für τ-Partialbreiten im Vergleich mit den experimentellen Resultaten 12
1.3 Gemessene Beiträge der exklusiven an den inklusiven τ-Verzweigungsverhältnissen 17

2.1 Anzahl der für einen *Pre*-Trigger geforderten Spurkandidaten 31

4.1 Tabelle der akzeptierten Ereignisse nach verschiedenen Schnitten der Selektion für simulierte $\gamma\gamma$-Prozesse 80
4.2 Die in der Simulationrechnung verwendeten 1-Prong Verzweigungsverhältnisse. 83
4.3 ν_τ-Massenobergrenzen verschiedener Experimente 86
4.4 Tabelle der Massen, errechneten und simulierten Breiten der Auflösungsfunktion für die $m_{5\pi}$-Ereignisse 98
4.5 Massengrenzen für das ν_e und das ν_μ 103

5.1 Obere Grenzen für $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau)$ 113

6.1 Integrierte Luminositäten und Ereigniszahlen N für verschiedene Resonanzen 130
6.2 Vergleich der Ereigniszahlen von Daten mit simulierten Ereignissen für verschiedene Massenbereiche von $m_{3\pi}$ 134
6.3 Resultat der Anpassung an das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum 151
6.4 Obere Grenzen für diverse τ-Zerfallskanäle 158

Einleitung

Die Suche nach den elementaren Bausteinen der Materie und deren Wechselwirkungen hat eine lange Geschichte. Bereits im 5. Jahrhundert vor Christus glaubte der griechische Philosoph Demokrit, daß die Materie aus kleinsten, unteilbaren Teilchen, den „Atomen" besteht. Die Zuordnung der Atome zu den heute bekannten Elementen erfolgte erst im 19. Jahrhundert. Durch das von Mendeleev aufgestellte Periodensystem der Elemente waren erstmals Vorhersagen von chemischen Eigenschaften noch nicht bekannter Elemente möglich. Mit der Entdeckung des Elektrons gegen Ende des 19. Jahrhunderts wurde deutlich, daß die Atome doch nicht die elementaren Bausteine der Materie sein konnten.
Durch die Verwendung immer höherer Energien bei der Erforschung der Elementarteilchen konnten in den letzten 20 Jahren gewaltige Fortschritte erzielt werden. Nach dem heutigen Verständnis der Natur werden drei Arten von Elementarteilchen unterschieden: Leptonen und Quarks, sowie Teilchen, welche die Wechselwirkungen zwischen jenen vermitteln. Leptonen und Quarks sind danach punktförmige Spin-$\frac{1}{2}$-Fermionen, die in Familien zu je zwei Teilchen zusammengefaßt werden können[1]:

Leptonen			Quarks		
$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} u^{\frac{2}{3}} \\ d^{-\frac{1}{3}} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} c^{\frac{2}{3}} \\ s^{-\frac{1}{3}} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} t^{\frac{2}{3}} \\ b^{-\frac{1}{3}} \end{pmatrix}$

Von ihnen ist das t-Quark bisher nicht entdeckt und das ν_τ noch nicht direkt nachgewiesen worden. Es sind vier Wechselwirkungen zwischen diesen Teilchen bekannt. Nach ihrer Stärke geordnet sind dies die Gravitation, die schwache, elektromagnetische und starke Wechselwirkung. Die Gravitation ist im Vergleich zu den anderen Wechselwirkungen so viel schwächer, daß sie in Prozessen der Hochenergiephysik keine Rolle spielt. Das zur theoretischen Beschreibung der Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen verwendete Modell wird auch als Standardmodell bezeichnet. Im Rahmen dieses Modells werden die fundamentalen Wechselwirkungen durch einen Austausch von Teilchen mit Spin 1, auch Eichbosonen genannt, verstanden, wobei jeder Wechselwirkung eigene Eichbosonen zugeordnet werden.

- schwache Wechselwirkung: Z^0, W^+, W^-
  Alle Teilchen können an dieser Wechselwirkung teilnehmen. Zerfälle von Leptonen und Quarks können nur durch diese Wechselwirkung hervorgerufen werden. Dabei bleibt die Leptonenzahl innerhalb einer Familie erhalten.

- elektromagnetische Wechselwirkung: Photon (γ)
  Nur elektrisch geladene Teilchen können an dieser Wechselwirkung teilnehmen.

[1] Die Indizes geben dabei die elektrische Ladung an

- starke Wechselwirkung: Gluon (g)
  Nur Quarks und Gluonen selbst können an dieser Wechselwirkung teilnehmen.

Die elektromagnetische und die schwache Wechselwirkung konnten auf eine gemeinsame Basis, das $SU(2) \times U(1)$-Modell der elektroschwachen Wechselwirkung von Glashow, Salam und Weinberg [1], zurückgeführt werden. Die starke Wechselwirkung wird durch die Quantenchromodynamik (QCD) beschrieben. Eine vereinheitlichte Beschreibung aller Wechselwirkungen wird angestrebt, ist bisher aber noch nicht gelungen.
Das Standardmodell liefert eine widerspruchsfreie Beschreibung nahezu aller in der Elementarteilchenphysik beobachteten Phänomene. Ein besonderer Erfolg für das Standardmodell war der direkte Nachweis der $W^{\pm}$- und Z^0-Bosonen mit deren vorhergesagten Massen durch die Experimente UA1 und UA2 am SPS-Speicherring [2]. Eine vollständige Beschreibung der Physik der Elementarteilchen ist mit Hilfe des Standardmodells nicht möglich, denn der Ursprung der Massen der Elementarteilchen ist ebenso wie die Herkunft der Kopplungskonstanten der Wechselwirkungen völlig ungeklärt. Die Entwicklung neuer, umfassenderer Modelle bildet daher einen Schwerpunkt in der Arbeit der theoretischen Elementarteilchenphysik. Zur Entwicklung dieser Modelle könnten experimentell gefundene Hinweise auf Abweichungen von den Vorhersagen des Standardmodells entscheidend beitragen.
Die dritte Generation der Elementarteilchen ist erst seit etwa 12 Jahren bekannt und deshalb noch am wenigsten erforscht. Das τ-Lepton wurde 1975 entdeckt [3]. Zwei Jahre später erfolgte der Nachweis des b-Quarks [4]. Ein direkter Nachweis der beiden anderen Teilchen der dritten Quark- und Lepton-Generation ist noch nicht gelungen. Im Rahmen des Modells ist deren Existenz aber zwingend erforderlich. Das ν_τ kann über die Messungen von Zerfällen des τ-Leptons indirekt nachgewiesen werden. In Elektron-Positron-Kollisionen werden Leptonen und Quarks in Paaren, bestehend aus Teilchen und Antiteilchen der gleichen Sorte, erzeugt. Während Quarks nur in gebundenen Zuständen, den Hadronen, beobachtet werden können, erscheinen die produzierten Leptonen als freie Teilchen.
Bei Schwerpunktsenergien von 10 GeV ist außerdem die resonante Erzeugung von gebundenen $b\bar{b}$-Zuständen, den Υ-Mesonen, möglich. In diesem Energiebereich ist ebenfalls eine häufige Produktion von τ-Paaren zu verzeichnen. Die daraus hervorgehenden Ereignisse können darüberhinaus aufgrund der sich ausbildenden speziellen Signatur gut von Ereignissen aus anderen Reaktionen unterschieden werden. Eine Untersuchung von Ereignissen aus Elektron-Positron-Kollisionen in diesem Energiebereich bietet damit ideale Bedingungen zur Erforschung der bekannten Elementarteilchen der dritten Generation von Leptonen und Quarks.

Die vorliegende Arbeit behandelt Untersuchungen zu den physikalischen Eigenschaften der dritten Familie der Leptonen, τ und ν_τ. Es werden dazu Daten analysiert, die mit dem Detektor ARGUS im Schwerpunktsenergiebereich um 10 GeV aufgezeichnet worden sind. Dieser Detektor steht am Elektron-Positron-Speicherring DORIS II des Deutschen Elektronen-Synchrotrons DESY in Hamburg.
Das τ-Lepton ist das schwerste der bekannten Leptonen. Seine Masse ist groß genug, um eine Vielzahl von Zerfällen, insbesondere Zerfälle in hadronische Endzustände, zu ermöglichen. Anhand der Analyse der Endzustände von Zerfällen des τ-Leptons sind auch Aussagen über die Natur des in diesem Experiment nicht nachweisbaren τ-Neutrinos möglich, da – nach heutigem Verständnis – in jedem τ-Zerfall ein ν_τ produziert wird. Da die dritte Familie der Leptonen erst wenige Jahre bekannt ist, konnten ihre physikalischen Eigenschaften noch nicht vollständig erforscht werden. Insbesondere auf dem Sektor seltener Reaktionen gibt es

noch viele offene Fragen. Die überaus guten vorliegenden experimentellen Bedingungen zur Erforschung von τ-Leptonen gestatten es, auch diese seltenen Reaktionen zu untersuchen. In dieser Arbeit wurde versucht, Anworten auf folgende Fragen zu finden:

- Was sind die physikalischen Eigenschaften des τ-Neutrinos?
- Gibt es neue, noch nicht beobachtete τ-Zerfälle?
- Gibt es τ-Zerfälle, die im Standardmodell nicht erlaubt sind?

Eine vollständige Beantwortung dieser Fragen wird sicherlich auch in absehbarer Zukunft nicht gelingen. In Untersuchungen, wie sie in dieser Arbeit beschrieben werden, können daher nur Teilaspekte behandelt werden. Auf die Ziele dieser Arbeit wird im folgenden näher eingegangen.

Im Rahmen des Standardmodells werden alle Neutrinos als masselos betrachtet. Da aber der Ursprung der Massen aller Teilchen durch das Standardmodell nicht erklärt wird, ist eine möglichst genaue Kenntnis der Massen der Elementarteilchen von großer Bedeutung. Ein Ziel dieser Arbeit ist es, anhand der Analyse des τ-Zerfalls $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ eine obere Massengrenze für das ν_τ zu ermitteln bzw. Hinweise auf eine endliche Neutrinomasse zu suchen. Dieser Zerfall des τ-Leptons tritt nur sehr selten auf, so daß die Suche nach diesem Zerfallskanal und eine exakte Bestimmung des Untergrundes aus anderen Reaktionen einen Schwerpunkt der Analyse bilden. Eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses für diesen Zerfall ist ebenfalls möglich. Auch wenn solche Ereignisse nur sehr selten auftreten, läßt eine Analyse des invarianten Massenspektrums dieses hadronischen Endzustandes eine — im Vergleich zu anderen Zerfällen — präzisere Aussage über die ν_τ-Masse zu, da hier mit hoher Genauigkeit invariante Massen in dem für die Analyse relevanten Bereich nahe der Masse des τ-Leptons gemessen werden können.

Bereits 1958 wurde von Weinberg [5] die Existenz von sogenannten Strömen 2. Art diskutiert, die im Widerspruch zu den Vorhersagen des heute bekannten Standardmodells stehen. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ kann nur durch diese Ströme 2. Art in einem meßbaren Umfang hervorgerufen werden. Ein weiteres Ziel dieser Arbeit ist es daher, nach diesem Zerfallskanal zu suchen und damit entweder eine Abweichung vom Standardmodell zu finden oder eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis bestimmen zu können.

Um die physikalischen Eigenschaften des τ-Leptons zu kennen, müssen alle Zerfallskanäle und deren Verzweigungsverhältnisse bekannt sein. Die bisher untersuchten Zerfallskanäle können auch im Rahmen der Meßfehler nicht alle möglichen Endzustände darstellen. Anhand des Vergleiches der Verzweigungsverhältnisse der bekannten Zerfallskanäle mit den sogenannten topologischen Verzweigungsverhältnissen folgt, daß dieses Defizit in Zerfällen vorkommt, in denen nur ein geladenes Teilchen im Endzustand auftritt. Es gibt Spekulationen, daß dieses Defizit durch noch nicht nachgewiesene τ-Zerfälle in η-Mesonen hervorgerufen wird [6,7]. In dieser Arbeit wird daher nach der inklusiven Produktion von η-Mesonen in τ-Zerfällen gesucht.

Kapitel 1

Die dritte Leptonenfamilie

Das dritte geladene Lepton, das τ-Lepton, wurde 1975 in e^+e^--Reaktionen am Speicherring SPEAR gefunden [3]. Sein Name leitet sich aus dem Anfangsbuchstaben des griechischen Wortes $\tau\rho\iota\alpha$ (drei) ab. Zusammen mit dem τ-Neutrino bildet es die dritte Leptonenfamilie, die im Vergleich mit den anderen beiden Leptonenfamilien ($e\ \nu_e$, $\mu\ \nu_\mu$) weniger gut erforscht ist. So war ein direkter Nachweis des ν_τ bisher nicht möglich. Seine Eigenschaften konnten nur durch Messungen von τ-Zerfällen abgeleitet werden. Alle bisherigen Erkenntnisse über die Eigenschaften der dritten Leptonenfamilie sind mit den im Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung aufgestellten Hypothesen über die Natur von Leptonen gut verträglich. Demnach unterscheiden sich die drei Leptonenfamilien nur in der Masse der geladenen Leptonen. Die Neutrinos (Antineutrinos) jeder Familie sind masselos und treten nur linkshändig (rechtshändig) polarisiert auf. Alle Leptonenfamilien sind an den gleichen Wechselwirkungen beteiligt, wobei dieselben Kopplungskonstanten gelten. Jeder Familie ist eine eigene erhaltene Leptonenzahl zuzuordnen.
Aufgrund dieser Eigenschaften wird die dritte Leptonenfamilie auch als „sequentielle" Familie betrachtet. Mit einer Masse von $m_\tau \simeq 1784$ MeV/c^2 ist das τ-Lepton das schwerste bekannte Lepton. Aufgrund seiner großen Masse sind Zerfälle in Hadronen kinematisch erlaubt und es ist möglich, neben der Untersuchung des reinen τ-Zerfalls auch die Kopplung des schwachen Stroms an Quarks bzw. Hadronen zu untersuchen. Darüber hinaus können in τ-Zerfällen auch physikalische Phänomene der starken Wechselwirkung (z.B. Meson-Resonanzen) ohne große Untergrundbeiträge studiert werden.

τ-Leptonen können in vielen Reaktionen erzeugt werden, doch ist die Untersuchung von Produktion und Zerfall von τ-Leptonen in den e^+e^--Annihilationen

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

am besten möglich, da hier ein definierter Anfangszustand vorliegt. Die τ-Leptonen werden paarweise erzeugt, wodurch sich eine spezielle Ereignisstruktur ausbildet, die eine gute Separation von anderen Reaktionen erlaubt.
Spin und Masse des τ-Leptons sind aus dem Schwellenverhalten des Produktionswirkungsquerschnittes $\sigma_{\tau\tau}(\sqrt{s})$ dieser Reaktion ermittelt worden. Der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung von punktförmigen Teilchen mit der Ladung[1] q=1 — und damit auch von τ-

[1] Die Ladung wird in Einheiten der Elementarladung angegeben

Leptonen — kann mit Hilfe der Quantenelektrodynamik (QED) berechnet werden:

$$\sigma_{QED}(s) = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} \cdot F(\beta, Spin)\,, \tag{1.1}$$

mit

$$\begin{aligned} s &: E^2_{cms} = 4E^2_{Strahl}\,, \\ \alpha &: \text{Kopplungskonstante der QED}\,, \\ \beta &: \frac{2p_\tau}{\sqrt{s}}\,, \\ F(\beta, Spin = \tfrac{1}{2}) &: \frac{\beta(3-\beta^2)}{2}\,. \end{aligned}$$

Aus der Analyse der Meßdaten ergibt sich für das das τ-Lepton ein Spin von $\frac{1}{2}$ und eine Masse von [8]:

$$m_\tau = 1784.2 \pm 3.2\ \mathrm{MeV/c^2}\,.$$

Im Rahmen des Standardmodells wird das τ-Lepton — wie auch alle anderen Elementarteilchen — als punktförmig betrachtet. Eine endliche Ausdehnung des τ-Leptons würde sich bei hohen Schwerpunktsenergien als Abweichung des gemessenen τ-Paar-Wirkungsquerschnittes von der Modellvorhersage, einem $1/\sqrt{s}$-Verhalten, bemerkbar machen. Bis zu Schwerpunktsenergien von $E_{cms} = 46.2\ \mathrm{GeV/c^2}$ konnte keine Abweichung festgestellt werden [9].

1.1 τ-Zerfälle

Beim Zerfall des τ-Leptons wird generell zwischen leptonischen und semileptonischen, auch semihadronisch genannten, Zerfällen unterschieden. Im Rahmen des Standardmodells werden beide Zerfallsarten durch die Kopplung des τ^--ν_τ-Stroms[†] über ein virtuelles Vektorboson W^- an den leptonischen oder hadronischen Strom der Zerfallsprodukte beschrieben (siehe Abbildung 1.1). Da die Masse des τ-Leptons wesentlich kleiner als die Masse des W^--Bosons ist ($m_W \sim 82\ \mathrm{GeV/c^2}$ [2]), kann die bei kleinen Impulsüberträgen (q^2) gültige 4-Fermion-Wechselwirkung zur Beschreibung des τ-Zerfalls verwendet werden. Die Kopplung der beiden Ströme wird dabei, unabhängig von q^2, durch die Fermi-Kopplungskonstante G_F beschrieben. Das Matrixelement des τ-Zerfalls nimmt damit folgende Gestalt an:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F \mathcal{J}^{\tau\mu} \mathcal{J}^D_\mu\,, \tag{1.2}$$

wobei $\mathcal{J}^{\tau\mu}$ den τ^--ν_τ-Strom beschreibt[‡]:

$$\mathcal{J}^{\tau\mu} = \bar{\nu}_\tau \gamma^\mu (1+\gamma^5)\tau\,. \tag{1.3}$$

$\mathcal{J}^D_\mu$ bezeichnet den Strom der Zerfallsprodukte und setzt sich aus einem leptonischen Anteil $\mathcal{J}^l_\mu$ und einem hadronischen $\mathcal{J}^h_\mu$ zusammmen. Es können jedoch nur die Partialbreiten von

[†] Bezüge auf einen bestimmten Ladungszustand schließen den entsprechenden ladungskonjugierten Zustand mit ein

[‡] Zur Beschreibung von Strömen wird hier die von Okun [10] verwendete Notation benutzt: $\gamma_5 = \gamma^5 = -i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$

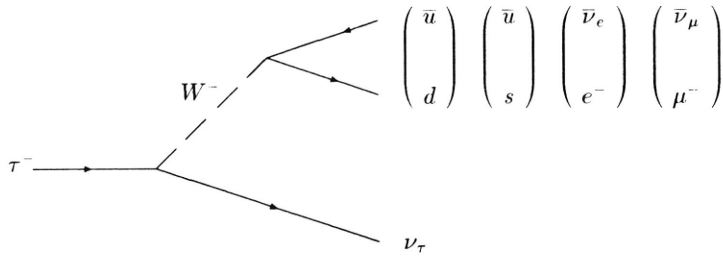


Abbildung 1.1: Das Feynman-Diagramm des τ^--Zerfalls.

τ-Zerfällen vorhergesagt werden, da die totale Breite nicht berechenbar ist. Zur Vorhersage von Verzweigungsverhältnissen muß daher entweder die totale Zerfallsbreite des τ-Leptons bekannt sein oder ein anderes experimentell bekanntes Verzweigungsverhältnis zur Normierung verwendet werden. Die totale Zerfallsbreite des τ-Leptons ist aus der Messung seiner Lebensdauer τ_τ bekannt[†]:

$$\tau_\tau = (3.03 \pm 0.08) \times 10^{-13}\ \mathrm{s}\,.$$

Zur Normierung mit einem gemessenen Verzweigungsverhältnis wird im Regelfall der Zerfall $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ verwendet, da hier besonders präzise Messungen und Rechnungen möglich sind [12].

1.1.1 Leptonische τ-Zerfälle

Die Zerfälle des τ-Leptons $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ und $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ (siehe Abbildung 1.1) werden als leptonisch bezeichnet, da nur Leptonen im Endzustand auftreten. Für den Zerfall $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ lautet der Strom $\mathcal{J}^l_\mu$:

$$\mathcal{J}^l_\mu = \bar{e}\gamma_\mu(1+\gamma^5)\nu_e\,. \tag{1.4}$$

Werden Elektron und Neutrinos als masselos angenommen, beträgt die Partialbreite für den Zerfall $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$:

$$\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) = \frac{G_F^2 m_\tau^5}{192\pi^3} = \left(\frac{1}{1.595 \times 10^{-12}\ \mathrm{s}}\right). \tag{1.5}$$

Die Masse des μ-Leptons darf im Zerfall $\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau$ jedoch nicht vernachlässigt werden, wie man aus dem Verhältnis der theoretisch erwarteten Partialbreiten

$$\frac{\Gamma(\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)} = 0.973 \tag{1.6}$$

erkennen kann. Mit Hilfe der gemessenen Lebensdauer des τ-Leptons lassen sich die partiellen leptonischen Zerfallsbreiten in Verzweigungsverhältnisse[‡] umrechnen. Mit

$$BR(\tau^- \to l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau) = \tau_\tau \cdot \Gamma(\tau^- \to l^-\bar{\nu}_l\nu_\tau) \tag{1.7}$$

[†] Mittelung über die Messungen der MARK II, MAC, CLEO, HRS, ARGUS und TASSO Kollaborationen [11]
[‡] In dieser Arbeit werden Verzweigungsverhältnisse auch mit BR bezeichnet

folgen die Vorhersagen:

$$BR(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (19.0 \pm 0.5)\% \quad , \quad BR(\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (18.5 \pm 0.5)\%.$$

Diese sind mit den experimentellen Resultaten zu vergleichen [12]:

$$BR(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) = (17.4 \pm 0.4)\% \quad , \quad BR(\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau) = (17.7 \pm 0.4)\%.$$

Die experimentell ermittelten Verzweigungsverhältnisse sind zwar etwas kleiner, eine signifikante Abweichung ist jedoch nicht zu beobachten. Durch diese Übereinstimmung werden die im Rahmen des Standardmodells vorliegenden Annahmen über die Natur des τ-Leptons bestätigt. Hätte das τ-Lepton nicht die gleichen Eigenschaften wie die anderen Leptonen e und μ oder wäre die τ-Leptonenzahl nicht erhalten, würden die experimentell ermittelten Verzweigungsverhältnisse nicht mehr mit den theoretisch vorhergesagten übereinstimmen. Als weitere Überprüfung der im Rahmen des Standardmodells angenommenen Eigenschaften des τ-Leptons kann aus der Berechnung der leptonischen Partialbreiten eine grobe Abschätzung der τ-Lebensdauer vorgenommen werden. Aus Abbildung 1.1 geht hervor, daß das τ-Lepton über vier elementare Zerfallskanäle verfügt. Die Existenz zweier möglicher hadronischer Zerfallsarten ist auf die Tatsache zurückzuführen, daß die Quark-Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung nicht mit den Quark-Masseneigenzuständen identisch sind. Daher sind nur drei eigentliche elementare Zerfallskanäle vorhanden. Da Quarks mit drei verschiedenen Farbladungen erzeugt werden, folgt unter Vernachlässigung aller Massen:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \to Hadronen + \nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} \simeq 3\,. \tag{1.8}$$

Mit $\Gamma(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau) \simeq \Gamma(\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau)$ folgt als grobe Abschätzung der τ-Lebensdauer:

$$\tau_\tau \simeq \frac{1}{5 \cdot \Gamma(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)} = 3.19 \times 10^{-13}\ \mathrm{s}\,,$$

die dem gemessenen Wert von $\tau_\tau = 3.03 \times 10^{-13}$ s recht nahe kommt. Wesentliche Abweichungen von den im Standardmodell vorliegenden Annahmen über die Natur des τ-Leptons können damit ausgeschlossen werden.

Die Struktur der schwachen Wechselwirkung beim τ-Zerfall kann durch Messung des Energiespektrums des Zerfalls-Leptons bestimmt werden. Wie im Myon-Zerfall wird hier ein Spektrum [13] erwartet, das durch den Michel-Parameter ρ beschrieben werden kann. Dieser Parameter wird durch die Struktur der Wechselwirkung bestimmt:

V-A	$\rho = \frac{3}{4}$
nur V	$\rho = \frac{3}{8}$
nur A	$\rho = \frac{3}{8}$
V+A	$\rho = 0.$

Werden die Messungen der Impulsspektren von Elektronen und Myonen zusammengefaßt, so ergibt sich für den Michel-Parameter ρ [12]:

$$\rho = 0.73 \pm 0.07\,.$$

Die im Standardmodell verwendete V-A-Hypothese für die Struktur der schwachen Wechselwirkung im τ-Zerfall wird damit bestätigt.

Auf dem Sektor der leptonischen Zerfälle werden die Eigenschaften des τ-Leptons durch die Vorhersagen des Standardmodells sehr gut wiedergegeben. Die Endzustände in leptonischen Zerfällen werden nur durch den Einfluß der schwachen Wechselwirkung bestimmt. Auf dem Sektor der semihadronischen Zerfälle muß aufgrund der Hadronisierung des Quark-Antiquark-Systems der Einfluß der starken Wechselwirkung berücksichtigt werden. Hierdurch werden konkrete Vorhersagen über mögliche Endzustände erschwert.

1.1.2 Semihadronische τ-Zerfälle

Im Gegensatz zu Elektron und Myon ist das τ-Lepton schwer genug, um in hadronische Endzustände zu zerfallen. Da im Rahmen des Standardmodells die τ-Leptonenzahl erhalten ist, kann das τ-Lepton nur über den schwachen geladenen Strom zerfallen. Hadronische Endzustände im τ^--Zerfall mit Strangeness $S = 0$ und $S = -1$ sind möglich. Zerfälle in Mesonen mit Charm sind aufgrund der großen Masse dieser Teilchen nicht möglich. Zur theoretischen Beschreibung hadronischer Zerfälle wird von der V-A-Struktur des schwachen hadronischen Stroms $\mathcal{J}_\mu^h$ ausgegangen, so daß nur Endzustände mit einem Gesamtdrehimpuls von $J = 0$ oder 1 auftreten können. $\mathcal{J}_\mu^h$ ist aus einer Vektorkomponente V_μ und einer Axialvektorkomponente A_μ zusammengesetzt:

$$\mathcal{J}_\mu^h = V_\mu + A_\mu \ ,$$

mit

$$\begin{aligned} V_\mu &= \bar{d}_w \gamma_\mu u \\ A_\mu &= \bar{d}_w \gamma_\mu \gamma_5 u \\ d_w &= d \cdot \cos\theta_C + s \cdot \sin\theta_C \ , \end{aligned}$$

wobei der Cabibbo-Winkel θ_C die Mischung der d- und s-Quark-Masseneigenzustände beschreibt. Das Matrixelement $\mathcal{M}$ für den semihadronischen τ-Zerfall nimmt somit folgende Form an:

$$\mathcal{M} = \sqrt{\frac{1}{2}} G_F \mathcal{J}^{\tau\mu} \mathcal{J}_\mu^h \ . \tag{1.9}$$

Zur genauen Beschreibung der hadronischen Endzustände muß der Einfluß der starken Wechselwirkung berücksichtigt werden. Eine allgemeine Form zur Berechnung der differentiellen Partialbreiten für die semihadronischen Zerfälle eines schweren Leptons ist von Tsai [14] bereits vor der Entdeckung des τ-Leptons angegeben worden (zur Berechnung der Partialbreiten wird $m(\nu_\tau) = 0$ vorausgesetzt):

$$\begin{aligned} \frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} &= \frac{G_F^2}{32\pi^2 m_\tau^3}(m_\tau^2 - q^2)^2 \\ &\times \{ \ [(m_\tau^2 + 2q^2)[v_1(q^2) + a_1(q^2)] + m_\tau^2 a_0(q^2)] \cos^2\theta_C \\ &\times [(m_\tau^2 + 2q^2)[v_1^S(q^2) + a_1^2(q^2)] + m_\tau^2 [v_0^S(q^2) + a_0^S(q^2)]] \sin^2\theta_C \ \} \ . \end{aligned} \tag{1.10}$$

Die Vektor- und Axialvektor-Spektralfunktionen $v(q^2)$ und $a(q^2)$ beschreiben den Einfluß der starken Wechselwirkung auf die Hadronisierung des Quark-Antiquark-Systems mit der Masse q. Die $J = 1$ Zustände werden durch die Spektralfunktionen v_1, a_1, v_1^S und a_1^S beschrieben, a_0, v_0^S und a_0^S entsprechen den Zuständen mit $J = 0$. Die differentielle Partialbreite (Gleichung 1.10) läßt sich anhand der „goldenen Regel" einfach ableiten. Nach Integration über den Raumwinkel gilt:

$$\frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} = \frac{1}{2}\,\overline{|\mathcal{M}|^2}\cdot\frac{\Phi}{2m_\tau}\,, \tag{1.11}$$

wobei Φ das Phasenraumvolumen der Endzustände beschreibt. Beim Zerfall in einen hadronischen Endzustand mit der Masse q liegt ein Zwei-Körper-Phasenraum vor. Dann gilt:

$$\Phi = \frac{1}{8\pi m_\tau^2}(m_\tau^2 - q^2)\,. \tag{1.12}$$

Unter Vernachlässigung des Hadronisierungsprozesses, der durch eine Spektralfunktion beschrieben wird, gilt für das Matrixelement der schwachen Wechselwirkung [10]:

$$\overline{|\mathcal{M}|^2} = \begin{cases} \frac{G_F^2}{\pi}\cdot(m_\tau^2 - q^2)(m_\tau^2 + 2q^2) & ;\ \text{für } J = 1 \\ \\ \frac{G_F^2}{\pi}\cdot(m_\tau^2 - q^2)m_\tau^2 & ;\ \text{für } J = 0. \end{cases} \tag{1.13}$$

Wenn für einen bestimmten Endzustand (z.B. $5\pi\nu_\tau$) die entsprechende Spektralfunktion nicht bekannt sein sollte, so kann zur Beschreibung der differentiellen Partialbreite als Näherung angenommen werden, daß der Zerfall außer durch die V-A-Kopplung nur noch durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum bestimmt wird. Aus dem Zwei-Körper-Phasenraumfaktor Φ wird damit der Phasenraumfakor ρ des Zerfalls (z.B. $\rho_{5\pi\nu_\tau}$). Weitere Einflüsse der Hadronisierung werden dann nicht mehr betrachtet:

$$\frac{d\Gamma(q^2)}{dq^2} = \frac{1}{2}\,\overline{|\mathcal{M}|^2}\cdot\frac{\rho}{2m_\tau}\,. \tag{1.14}$$

Da der Cabibbo-Winkel θ_C sehr klein ist ($\theta_C \simeq 13^0$), tragen Endzustände mit $S \neq 0$ nur unwesentlich zur totalen Zerfallsbreite bei, so daß solche im weiteren nicht mehr betrachtet werden. In den übrigen τ^--Zerfällen wird auf der Ebene der Elementarteilchen ein $\bar{u}d$-Quark-Paar erzeugt. Der Isospin (I) des Endzustandes muß daher $I = 1$ sein. Im Rahmen des verwendeten Modells existieren einige Beschränkungen für Endzustände mit $S = 0$ und $I = 1$:

- Durch den Vektoranteil des schwachen Stroms können nur Endzustände mit positiver G-Parität erzeugt werden, durch den Axialvektoranteil nur solche mit negativer G-Parität. In Kapitel 1.1.3 wird dieser Zusammenhang ausführlich diskutiert. Die G-Parität eines π ist:

  $$G(\pi) = -1\,.$$

  Für einen Endzustand aus n-Pionen beträgt die G-Parität [15]:

  $$G(n\pi) = (G(\pi))^n = (-1)^n\,.$$

  In τ-Zerfällen kann mit Hilfe dieser Regel nur dann auf die G-Parität des ursprünglich erzeugten hadronischen Systems geschlossen werden, wenn es ausschließlich unter Einwirkung der starken Wechselwirkung zerfallen ist. Der τ-Zerfall in eine gerade Zahl von

Pionen wird daher durch den Vektoranteil des schwachen hadronischen Stroms erzeugt. Eine ungerade Zahl von Pionen im Endzustand wird durch den Axialvektoranteil des schwachen hadronischen Stroms hervorgerufen.

- Wie in Kapitel 1.1.3 gezeigt wird, können in semihadronischen τ-Zerfällen keine Endzustände in einem Spin-Paritäts-Zustand von $J^P = 0^+$ auftreten. Diese würden durch die Spektralfunktion v_0 beschrieben werden. In Gleichung 1.10 ist daher v_0 nicht aufgeführt. $J^P = 0^+$ ist für Endzustände mit $S \neq 0$ erlaubt, da bedingt durch die Massendifferenz von u- und s-Quark kein erhaltener Strom mehr vorliegen kann (siehe Kapitel 1.1.2.1).

Mögliche hadronische Endzustände, deren Quantenzahlen und die dazugehörigen Spektralfunktionen sind in Tabelle 1.1 zusammengefaßt.

Spektral-funktion	J^{PG}	I	S	mögliche Endzustände
$a_0(q^2)$	0^{--}	1	0	π^-
$a_1(q^2)$	1^{+-}	1	0	$a_1^-(1270), (3\pi)^-, (5\pi)^-$
$v_1(q^2)$	1^{-+}	1	0	$\rho^-(770), \rho'^-(1600), (2\pi)^-, (4\pi)^-, (6\pi)^-$
$a_0^S(q^2)$	0^-	$\frac{1}{2}$	-1	K^-
$a_1^S(q^2)$	1^+	$\frac{1}{2}$	-1	$K_1^{*-}(1400), (K\pi\pi)^-$
$v_0^S(q^2)$	0^+	$\frac{1}{2}$	-1	$K_0^{*-}(1350), (K\pi)^-$
$v_1^S(q^2)$	1^-	$\frac{1}{2}$	-1	$K^{*-}, (K\pi)^-$

Tabelle 1.1: Semihadronische τ-Zerfälle und die dazugehörigen Spektralfunktionen

1.1.2.1 Zerfälle über den Vektoranteil des schwachen Stroms

In diesem Abschnitt wird der semihadronische τ-Zerfall, der durch den Vektoranteil des schwachen Stroms bestimmt wird, diskutiert. Aufgrund der Bedingungen an die G-Parität des Endzustandes wird hier in der Regel eine gerade Zahl von Pionen ($2n\pi$, $n = 1, 2, 3$) erzeugt. Eine ungerade Anzahl von Pionen kann nur dann auftreten, wenn eine im Zerfall erzeugte Resonanz elektromagnetisch oder schwach zerfällt.
Um diese Zerfälle beschreiben zu können, muß die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ bekannt sein. Zur Bestimmung dieser Spektralfunktion wird die Hypothese des erhaltenen Vektorstroms [16] (*conserved vector current*, CVC) verwendet. Durch die CVC-Hypothese wird eine Beziehung zwischen dem schwachen Vektorstrom ($\bar{u}\gamma_\mu d$, $\bar{d}\gamma_\mu u$) und der Isovektorkomponente des elektromagnetischen Stroms ($\bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d$) hergestellt. Die Beziehung folgt aus der Tatsache, daß diese drei Ströme ein Isotriplett bilden. Mit dem Isodublett q

$$q = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix},$$

ist

$$\begin{aligned} V_\mu^+ &= \bar{u}\gamma_\mu d = \bar{q}\gamma_\mu \tau^+ q \\ V_\mu^- &= \bar{d}\gamma_\mu u = \bar{q}\gamma_\mu \tau^- q \\ V_\mu^0 &= \bar{u}\gamma_\mu u - \bar{d}\gamma_\mu d = \bar{q}\gamma_\mu \tau_3 q\,, \end{aligned} \tag{1.15}$$

wobei τ_i die Pauli-Matrizen mit den dazugehörigen Auf- und Absteigeoperatoren τ^+ und τ^- sind:

$$\tau^+ = \tau_1 + i\tau_2 \quad \text{und} \quad \tau^- = \tau_1 - i\tau_2\,.$$

Der elektromagnetische Strom bei der Kopplung an u- und d-Quarks hat die Form:

$$V_\mu^{em} = \frac{2}{3}\bar{u}\gamma_\mu u - \frac{1}{3}\bar{d}\gamma_\mu d\,. \tag{1.16}$$

Dieser Strom läßt sich in einen isoskalaren Anteil ($I = 0$) und einen Isovektor-Anteil ($I = 1$) zerlegen [10]:

$$V_\mu^{em} = \underbrace{\frac{1}{2}\bar{q}\gamma_\mu \tau_3 q}_{I=1} + \underbrace{\frac{1}{6}\bar{q}\gamma_\mu q}_{I=0}\,. \tag{1.17}$$

Aufgrund der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung und der Tatsache, daß die Ströme $(V_\mu^\pm, V_\mu^0)$ ein Triplett bilden, sind Matrixelemente, die durch diese Ströme gebildet werden, identisch, wenn der schwache hadronische Vektorstrom erhalten ist. Wenn $V_\mu^\pm$ erhalten sein soll, muß gelten:

$$\partial^\mu V_\mu^\pm = 0\,.$$

Mit $V_\mu^+ = \bar{u}(p')\gamma_\mu d(p)$ folgt [17][†]:

$$\partial^\mu V_\mu^+ = \bar{u}(p')(\not{p}' - \not{p})d(p)\,.$$

Unter Verwendung der Dirac-Gleichung

$$(\not{p} - m)u = 0$$

folgt dann:

$$\bar{u}(p')(\not{p}' - \not{p})d(p) = (m_u - m_d)\bar{u}(p')d(p)\,.$$

Mit $m_u = m_d$ ist die postulierte Erhaltung des schwachen hadronischen Vektorstroms gegeben. Aus der Formfaktor-Zerlegung des Stroms folgt, daß für einen erhaltenen Strom alle skalaren Formfaktoren verschwinden [17]. Daher können nur Zustände mit $J^P = 1^-$ über den Vektoranteil des schwachen hadronischen Stroms erzeugt werden ($\rightsquigarrow v_0(q^2) = 0$). Da der Vektoranteil dieses Stroms nur dann erhalten sein kann, wenn beide Quarks die gleichen Massen haben, ist die CVC-Hypothese auf den Stangeness-verletzenden Strom $\bar{u}\gamma_\mu s$ nicht anwendbar ($\rightsquigarrow v_0^S(q^2) \neq 0$).
Aufgrund der Eigenschaften der starken Wechselwirkung ist die Hadronisierung eines im τ^--Zerfall entstandenen $\bar{u}d$-Paares vergleichbar mit der eines $\bar{u}u$- oder $\bar{d}d$-Paares, welches durch eine elektromagnetische Wechselwirkung erzeugt wurde. Die CVC-Hypothese gilt daher auch für die Endzustände der jeweiligen Reaktion.

[†]Die folgenden Ausführungen gelten analog für V_μ^-

Die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ kann damit aus dem Wirkungsquerschnitt der e^+e^--Annihilation in Endzustände mit $I = 1$ bestimmt werden [14]:

$$v_1(q^2) = \frac{q^2 \sigma_{I=1}^{e^+e^- \to Hadronen}(q^2)}{4\pi^2\alpha^2} . \tag{1.18}$$

Mit Hilfe der CVC-Hypothese können durch Messung des Isovektoranteils des Wirkungsquerschnittes für die Reaktion $e^+e^- \to Hadronen$ Vorhersagen über Partialbreiten für τ-Zerfälle in Endzustände mit $J^{PG} = 1^{-+}$ getroffen werden. Da es sehr schwierig ist, den Isovektoranteil des totalen e^+e^--Wirkungsquerschnittes zu ermitteln, können nur Aussagen über definierte Endzustände (z.B. ρ^-) gemacht werden. So wurden von Gilman und Rhie [7] Anpassungsrechnungen an die experimentellen Resultate für $\sigma^{e^+e^- \to \pi^+\pi^-}(s)$, $\sigma^{e^+e^- \to \pi^+\pi^-\pi^0\pi^0}(s)$ und $\sigma^{e^+e^- \to \pi^-\pi^0\pi^0\pi^0\pi^0}(s)$ durchgeführt und zur Vorhersage von τ-Partialbreiten verwendet. In Tabelle 1.2 sind diese Vorhersagen im Vergleich mit den experimentellen Werten dargestellt. Aus den Messungen ist außerdem noch zu erkennen, daß die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ durch das ρ-Meson dominiert wird. Damit hat der Zerfallskanal $\tau^- \to \rho^-\nu_\tau$ das größte Verzweigungsverhältnis von allen τ-Zerfallskanälen: $BR(\tau^- \to \rho^-\nu_\tau)_{exp} = (22.1 \pm 1.1)\%$ [12]. Wie eine genaue Analyse des ρ^--Massenspektrums in τ-Zerfällen zeigt, kann es unter Verwendung der CVC-Hypothese sehr gut durch die in e^+e^--Annihilationen gewonnenen Daten wiedergegeben werden [18]. Wegen der guten Übereinstimmung der theoretischen Vorhersagen mit den

Zerfall	Vorhersage [7]	Experiment [12]
$\frac{\Gamma(\tau^- \to \pi^-\pi^0\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)}$	1.23	1.27 ± 0.07
$\frac{\Gamma(\tau^- \to \pi^-\pi^0\pi^0\pi^0\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)}$	0.055	$\div$
$\frac{\Gamma(\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)}$	0.275	0.29 ± 0.03

Tabelle 1.2: Über die CVC-Hypothese getroffenen Vorhersagen für τ-Partialbreiten im Vergleich mit den experimentellen Resultaten

experimentellen Resultaten kann davon ausgegangen werden, daß auch weitere Vorhersagen, die über die Messung des e^+e^--Wirkungsquerschnittes getroffen werden, realistisch sind.

1.1.2.2 Zerfälle über den Axialvektoranteil des schwachen Stroms

Hier sind im wesentlichen die Zerfälle in eine ungerade Anzahl von Pionen zu nennen. Die auftretenden Spektralfunktionen sind $a_0(q^2)$ und $a_1(q^2)$.
Im Gegensatz zu $V_\mu^\pm$ ist der Axialvektorstrom nicht erhalten:

$$\partial^\mu A_\mu^\pm \neq 0$$

da [17]

$$\partial^\mu A_\mu^\pm = (m_u + m_d)\bar{u}(p')d(p) .$$

Da dieser Strom nicht erhalten ist, können pseudoskalare Komponenten auftreten ($\rightsquigarrow a_0(q^2) \neq 0$). Die Hypthese vom teilweise erhaltenen Axialvektorstrom [19] (*partial conserved axial-vector current*, PCAC) besagt, daß die Spektralfunktion a_0 bei großen Impulsüberträgen q^2 verschwinden muß, da dann die endlichen u- und d-Quarkmassen nur noch wenig beitragen. In Endzuständen mit 3 oder 5 Pionen treten relativ große Impulsüberträge auf ($q^2 = \mathcal{O}(1\ \mathrm{GeV}^2)$), womit davon ausgegangen werden kann, daß sie durch die Spektralfunktion $a_1(q^2)$ dominiert werden. Daher wird angenommen, daß die Spektralfunktion $a_0(q^2)$ nur im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$ einen wesentlichen Beitrag liefert. Für diesen τ-Zerfall lautet die Spektralfunktion:

$$a_0(q^2) = 2\pi f_\pi^2 \delta(q^2 - m_\pi^2). \tag{1.19}$$

Für die Partialbreite $\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau)$ folgt:

$$\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau) = \frac{G_F^2 f_\pi^2 \cos^2\theta_C m_\tau^3}{16\pi}\left(1 - \frac{m_\pi^2}{m_\tau^2}\right)^2. \tag{1.20}$$

Die Pion-Zerfallskonstante f_π beschreibt die Kopplung des Pions an den Axialvektorstrom. Sie ist theoretisch nicht berechenbar, ist aber aus der Messung des Pion-Zerfalls $\pi^- \rightarrow \mu^-\bar{\nu}_\mu$ gut bekannt: $f_\pi \simeq 130$ MeV. Für das Verhältnis der Partialbreiten von $\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ folgt:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \pi^-\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)} \simeq 0.6\,.$$

Der experimentelle Wert ist mit 0.63 ± 0.04 [12] in guter Übereinstimmung mit der Theorie. Für τ-Zerfälle in 3π und 5π sind aus experimentellen Ergebnissen abgeleitete Vorhersagen nicht möglich. Zur Beschreibung dieser Zerfälle wird aufgrund der PCAC-Hypothese die Spektralfunktion $a_1(q^2)$ verwendet. Über die Weinberg-Summenregeln [20] kann $a_1(q^2)$ mit $v_1(q^2)$ verknüpft werden [14]:

$$\begin{aligned} \int_0^\infty [v_1(q^2) - a_1(q^2)]dq^2 &= 2\pi f_\pi^2 \\ \int_0^\infty q^2[v_1(q^2) - a_1(q^2)]dq^2 &= 0\,. \end{aligned} \tag{1.21}$$

Bei der vektoriellen Kopplung wird die Spektralfunktion $v_1(q^2)$ durch die leichteste Resonanz mit $J^{PG} = 1^{-+}$, das ρ-Meson, dominiert. Daher wird angenommen, daß auch die Spektralfunktion $a_1(q^2)$ durch die leichteste Resonanz mit $J^{PG} = 1^{+-}$, das a_1-Meson, dominiert wird. Das a_1^--Meson zerfällt dominant in $\rho\pi$, so daß zu gleichen Teilen die Endzustände $\pi^-\pi^-\pi^+$ und $\pi^-\pi^0\pi^0$ in diesen Zerfällen vorzufinden sind. Beim $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau$ Zerfall sind die gemessenen Eigenschaften des $\pi^-\pi^-\pi^+$-Systems mit den erwarteten Werten für die a_1-Resonanz verträglich [12], so daß angenommen werden kann, daß alle 3-Pion-Endzustände im τ-Zerfall durch die a_1-Resonanz dominiert werden. Die theoretischen Vorhersagen für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau)$ hängen leicht von der verwendeten Parametrisierung der a_1-Massenverteilung ab und liegen im Bereich [7]:

$$BR(\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau) \sim 9 - 12\%\,.$$

Diese Vorhersagen sind mit dem gemessenen Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau) = (6.6 \pm 0.6\%)$ [12] in guter Übereinstimmung[†]. Es ist nicht bekannt, ob der Zerfall $\tau^- \rightarrow (5\pi)^-\nu_\tau$

[†]Der Endzustand $\pi^-\pi^-\pi^+$ tritt nur in der Hälfte aller a_1^--Zerfälle auf

durch eine intermediäre Resonanz dominiert wird. Auf Strom-Algebra-Rechnungen basierende Vorhersagen liefern für das Verzweigungsverhältnis Werte von weniger als 1% [21]. Es existieren drei verschiedene Möglichkeiten, dieses $(5\pi)^-$-System zu bilden : $\pi^- 4\pi^0$, $2\pi^- \pi^+ 2\pi^0$ und $3\pi^- 2\pi^+$. Für den in dieser Arbeit untersuchten Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ wird daher noch ein wesentlich kleineres Verzweigungsverhältnis erwartet. Bisherige Messungen ergaben für diesen Kanal ein Verzweigungsverhältnis von weniger als 0.1% [12].

1.1.3 Ströme 2. Art

Schon vor etwa 30 Jahren klassifizierte Weinberg den schwachen geladenen hadronischen Strom über seine Transformationseigenschaften bezüglich der G-Parität ($\Delta S = 0$) [5]. Die G-Parität-Operation ist eine Kombination aus der Ladungskonjugation C und einer 180^0-Drehung um die I_2-Achse im Isospinraum:

$$G = C \cdot e^{i\pi I_2} = e^{i\pi I_2} \cdot C \,. \tag{1.22}$$

Mit den Transformation von γ^μ und γ_5 bezüglich der Ladungskonjugation C:

$$C^{-1}\gamma^\mu C = -\gamma^{\mu \mathrm{T}}$$

$$C^{-1}\gamma_5 C = \gamma_5^{\mathrm{T}} \,,$$

folgt für die Transformationen von V_μ und A_μ:

$$C V_\mu^\mp C^{-1} = -V_\mu^\pm$$

$$C A_\mu^\mp C^{-1} = +A_\mu^\pm \,.$$

Die Rotation im Isospinraum sei:

$$P_I = e^{i\pi I_2} \,.$$

Damit folgt für die u- und d-Quarks:

$$P_I u P_I^{-1} = -d$$

$$P_I d P_I^{-1} = u \,.$$

Aus der Kombination von P_I und C folgt für die Transformation des Stroms bezüglich der G-Parität ($G = P_I C$):

$$G V_\mu^\pm G^{-1} = +V_\mu^\pm \tag{1.23}$$

$$G A_\mu^\pm G^{-1} = -A_\mu^\pm \,. \tag{1.24}$$

Im Rahmen des Standardmodells können nur diese Ströme existieren [22], nach Weinberg [5] werden sie „Ströme 1. Art" genannt. Die „Ströme 2. Art" ($V_{\mu 2}, A_{\mu 2}$) verhalten sich unter der G-Paritäts-Transformation genau entgegengesetzt:

$$G V_{\mu 2}^\pm G^{-1} = -V_{\mu 2}^\pm \tag{1.25}$$

$$G A_{\mu 2}^\pm G^{-1} = +A_{\mu 2}^\pm \,. \tag{1.26}$$

Weinberg schlug vor, nach diesen Strömen 2. Art in μ^- Absorptionsprozessen in Atomkernen, β-Zerfällen oder in weiteren semileptonischen Baryon-Zerfällen wie $\Sigma^\pm \to \Lambda e^\pm \nu$ zu suchen. In diesen Reaktionen sind bisher noch keine meßbaren Beiträge der Ströme 2. Art gefunden worden. Alle Resultate sind mit der Abwesenheit von Strömen 2. Art verträglich [17].
In Kern-β-Zerfällen wird der Nachweis eines möglichen Signals durch die nur sehr kleinen Impulsüberträge ($q^2 \sim \mathcal{O}(\mathrm{MeV}^2)$) und die dort auftretenden Formfaktoren erschwert. Es erscheint daher sinnvoll, in semihadronischen τ-Zerfällen nach Strömen 2. Art zu suchen, da hier wesentlich größere Impulsüberträge auftreten ($q^2 \sim \mathcal{O}(\mathrm{GeV}^2)$) und Formfaktoren keine Rolle spielen [23].
Aufgrund der Transformationseigenschaften der Ströme 1. Art unter der G-Parität haben die durch den Vektorstrom erzeugten Endzustände eine positive G-Parität. Den über den Axialvektorstrom erzeugten Endzuständen ist demnach eine negative G-Parität zuzuordnen. Wie aus Kapitel 1.1.4 hervorgeht, können Endzustände mit $J^{PG} = 0^{++}$, 0^{-+}, 1^{--} im Rahmen des Quarkmodells nicht auftreten. Der Vektorstrom 2. Art koppelt demnach nur an Endzustände mit $J^{PG} = 0^{+-}$, für den Axialvektorstrom 2. Art muß $J^{PG} = 1^{++}$ gelten.

Axialvektorstrom 2. Art mit $J^{PG} = 1^{++}$

Hier wird als Resonanz das leichteste Teilchen mit $J^{PG} = 1^{++}$, das $b_1(1235)$-Meson erwartet. Das $b_1(1235)$ zerfällt dominant in $\omega\pi$, so daß im τ-Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ nach Axialvektorströmen 2. Art gesucht werden kann, wobei allerdings nur mit $J^P = 1^+$ ein Hinweis auf Ströme 2. Art vorliegen kann. Der τ-Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ ist bereits beobachtet worden [24]. Eine Spin-Paritäts-Analyse des $\omega\pi$-Systems zeigt, daß $J^P = 1^+$ ausgeschlossen werden kann. Hinweise auf Ströme 2. Art werden beim Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ nicht beobachtet. Da auch keine andere Resonanz mit $J^{PG} = 1^{++}$ mit $m < m_\tau$ bekannt ist, kann das Auftreten von Axialvektorströmen 2. Art in τ-Zerfällen de facto ausgeschlossen werden.

Vektorstrom 2. Art mit $J^{PG} = 0^{+-}$

Die einzige bekannte Resonanz, die in solchen τ-Zerfällen auftreten kann, ist das $a_0(980)$-Meson, welches sehr häufig in den Endzustand $\eta\pi^-$ übergeht. Hier ist zu bemerken, daß der hadronische Endzustand $\eta\pi^-$ im τ-Zerfall auch nichtresonant ausschließlich mit $J^{PG} = 0^{+-}$ produziert werden kann, da das η-Meson über eine positive G-Parität verfügt:

$$P(\eta\pi) = P(\eta)P(\pi)(-1)^J = (-1)(-1)(-1)^J = (-1)^J \,.$$

Das $\eta\pi$-System hat damit $J^P = 0^+$ oder 1^-. Mit

$$G(\eta\pi) = G(\eta)G(\pi) = (+1)(-1) = -1$$

ist nur noch $J^{PG} = 0^{+-}$ oder 1^{--} möglich. Zustände mit $J^{PG} = 1^{--}$ sind im Rahmen des Quarkmodells nicht erlaubt.
Berger und Lipkin [25] zeigen, daß der τ-Zerfall $\tau^- \to a_0^-\nu_\tau$ auch ohne Ströme 2. Art auftreten kann, wenn u- und d-Quark nicht die gleiche Masse haben ($m_u \neq m_d$):

$$\frac{\Gamma(\tau^- \to a_0^-\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \to \pi^-\nu_\tau)} \simeq \left(\frac{f_{a_0}}{f_\pi}\right)^2 \frac{(m_d - m_u)^2}{(m_d + m_u)^2} \left(\frac{m_\tau^2 - m_{a_0}^2}{m_\tau^2 - m_\pi^2}\right)^2 . \tag{1.27}$$

Eine Abschätzung für das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfallskanals liefert eine obere Grenze von $BR(\tau^- \to a_0^-\nu_\tau) < 0.5\%$.

Wird jedoch der Endzustand $\eta\pi^-$ über einen Vektorstrom 2. Art erzeugt, so werden Verzweigungsverhältnisse von 4.1% [26] und (0.5-1.2)% [27] erwartet[†]. Die angegebenen Verzweigungsverhältnisse sind so groß, daß der experimentelle Nachweis von Strömen 2. Art anhand des Zerfalls $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$ — die Existenz dieser Ströme vorausgesetzt — möglich sein sollte.

1.1.4 Mögliche J^{PG} Zustände mit $I = 1$ und $J \leq 1$

Ein Zustand aus zwei Quarks kann nur mit den Spinzuständen $S = 0$ oder $S = 1$ auftreten, da beide Quarks jeweils einen Spin von $S = \frac{1}{2}$ aufweisen. In diesem Abschnitt werden nur Zustände mit Gesamtdrehimpulsen von $J = 1$ und $J = 0$ betrachtet, da nur diese in τ-Zerfällen erzeugt werden können. Für die Parität P eines Quark-Antiquark-Zustandes mit dem Drehimpuls L gilt:

$$P = (-1)^{L+1}\,.$$

Die G-Parität ist dann [15]:

$$G = (-1)^{L+S+I}\,.$$

Aus der reinen Kombination dieser Größen ergeben sich Zustände mit $J^{PG} = 0^{++}, 0^{+-}, 0^{--}, 0^{-+}, 1^{++}, 1^{+-}, 1^{--}, 1^{-+}$. Es wird nun diskutiert, ob diese Zustände mit einem Isospin von $I = 1$ im Rahmen des Quarkmodells auftreten können. Dabei wird davon ausgegangen, daß die Isospinsymmetrie nicht gebrochen ist.

$J^{PG} = 0^{++}$: Hier muß L ungerade sein. Aus $J = 0$ folgt $S = L$. Damit ist $L + S$ gerade und mit $I = 1$ kann nur $G = -1$ vorkommen. Dieser Zustand existiert also nicht.

$J^{PG} = 0^{+-}$: Gemäß der obigen Argumentation ist dieser Zustand erlaubt (z.B. $a_0(980)$).

$J^{PG} = 0^{--}$: Mit $L = S$ und L gerade folgt $G = -1$. Dieser Zustand existiert (z.B. π^+).

$J^{PG} = 0^{-+}$: Falsche G-Parität (siehe oben). Dieser Zustand existiert nicht.

$J^{PG} = 1^{++}$: L ist ungerade. Mit $S = 0$ ist $G = 1$ möglich. Dieser Zustand existiert (z.B. $b_1(1235)$).

$J^{PG} = 1^{+-}$: Mit $S = 1$ folgt $G = -1$. Dieser Zustand existiert (z.B. $a_1(1270)$).

$J^{PG} = 1^{--}$: L ist gerade. Für $G = -1$ muß S daher gerade sein. Um $J = 1$ bilden zu können, gilt dann für den Spin: $S \geq 2$. Ein solcher Spin-Zustand kann aber durch ein Quark-Antiquark-System nicht gebildet werden. Dieser Zustand existiert nicht.

$J^{PG} = 1^{-+}$: L ist gerade. Mit $S = 1$ ist $G = 1$ möglich. Dieser Zustand existiert (z.b. $\rho^+(770)$).

Im Rahmen des Quarkmodells können $I = 1$ Mesonen nur in folgenden J^{PG}-Zuständen vorkommen:

$$J^{PG} = 0^{--}, 0^{+-}, 1^{++}, 1^{+-}, 1^{-+}\,.$$

[†]Die angegebenen Verhältnisse von Partialbreiten wurden in absolute Werte umgerechnet

τ-Zerfall	Beitrag zu BR_1^{top} [%]	Beitrag zu BR_3^{top} [%]
$\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.4 ± 0.4	
$\tau^- \to \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.7 ± 0.4	
$\tau^- \to \pi^- \nu_\tau$	10.9 ± 0.6	
$\tau^- \to \mathrm{K}^- \nu_\tau$	0.7 ± 0.2	
$\tau^- \to \rho^- \nu_\tau$	22.1 ± 1.1	
$\tau^- \to (\mathrm{K}\pi)^- \nu_\tau$	1.7 ± 0.3	0.3 ± 0.2
$\tau^- \to (3\pi)^- \nu_\tau$	6.2 ± 0.6	6.6 ± 0.6
$\tau^- \to (4\pi)^- \nu_\tau$	3.2 ± 0.9	5.0 ± 0.5
$\tau^- \to (\mathrm{K}\pi\pi)^- \nu_\tau$		0.2 ± 0.1
$\tau^- \to (\mathrm{K}\mathrm{K}\pi)^- \nu_\tau + n\pi^0$		0.4 ± 0.3
Σ	79.9 ± 1.8	12.5 ± 0.9

Tabelle 1.3: Gemessene Beiträge der exklusiven an den inklusiven τ-Verzweigungsverhältnissen

1.1.5 Topologische Verzweigungsverhältnisse

In der e^+e^--Vernichtung werden τ-Leptonen paarweise erzeugt. In jedem τ-Zerfall wird wegen der Ladungserhaltung eine ungerade Zahl von geladenen Teilchen erzeugt[1]. Die inklusiven Verzweigungsverhältnisse des τ-Leptons in 1, 3 oder 5 geladene Teilchen können bei e^+e^--Experimenten anhand der typischen $1-1$-, $1-3$-, $1-5$- und $3-5$-Topologie der τ-Paar Zerfälle (siehe Kapitel 3.2) bestimmt werden. Die Zahl der zusätzlich erzeugten neutralen Teilchen ist dabei nicht berücksichtigt. Die Mittelwerte der inklusiven Verzweigungsverhältnisse des τ-Leptons in i geladene Teilchen (BR_i^{top}) sind [12]:

$$\begin{aligned} BR_1^{top} &= (86.6 \pm 0.3)\% \\ BR_3^{top} &= (13.3 \pm 0.3)\% \\ BR_5^{top} &= (0.11 \pm 0.03)\% . \end{aligned}$$

Diese inklusiven Verzweigungsverhältnisse können mit den exklusiven Messungen verglichen werden, wobei der Beitrag der Zerfälle in 5 geladene Teilchen vernachlässigt wird. In Tabelle 1.3 sind für die bekannten Zerfallskanäle des τ-Leptons die Beiträge zu BR_1^{top} und BR_3^{top} aufgeführt, wobei jeweils der Mittelwert aller veröffentlichten Werte verwendet wird [12]. Man erkennt, daß BR_3^{top} im Rahmen der Fehler gut durch die Summe der exklusiv bekannten Zerfallskanäle erklärt wird. Die Summe der Beiträge der bekannten exklusiven Endzustände an BR_1^{top} ist um $6.7 \pm 1.8\%$ kleiner als der inklusive Wert. Die theoretischen Berechnungen der einzelnen Zerfallskanäle ergeben bei Normierung auf $BR(\tau^- \to e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau)$ das gleiche Defizit. Dieses Defizit ist 1984 zuerst von Truong [6] bemerkt worden und betrug zu diesem Zeitpunkt noch $\sim 10\%$. Werden die theoretischen Vorhersagen nicht auf das gemessene Elektron-Verzweigungsverhältnis sondern auf die gemessene Lebensdauer des τ-Leptons normiert, so ist kein Defizit zu verzeichnen. Detaillierte Untersuchungen zu diesem Problem

[1] In dieser Arbeit wird ein im Detektor nachgewiesenes geladenes Teilchen auch als Prong bezeichnet

sind in den Arbeiten von Perl et al. zu finden [28]. Die beobachtete Diskrepanz kann mehrere Ursachen haben:

1. Es gibt weitere, bisher noch nicht nachgewiesene τ-Zerfallskanäle, die einen Beitrag zu BR_1^{top} leisten können. Kandidaten hierfür sind τ-Zerfälle, in denen η-Mesonen auftreten. Die Suche nach solchen Zerfällen wird in dieser Arbeit beschrieben. Die theoretischen Vorhersagen für die entsprechenden Verzweigungsverhältnisse liefern aber nur sehr kleine Werte (siehe Kapitel 6.1). Im Rahmen des verwendeten Modells ist auch kein weiterer Zerfall bekannt, durch den das Defizit erklärt werden könnte. Zerfälle, die im Standardmodell nicht vorkommen können, werden ebenfalls nicht beobachtet. Weder Ströme 2. Art, wie sie in dieser Arbeit untersucht werden, noch Zerfälle, bei denen die Leptonenzahl nicht erhalten ist [29,30,31,32], sind bisher gefunden worden.

2. Ein Teil der gemessenen exklusiven Verzweigungsverhältnisse wird als zu klein bestimmt. Solche Fehlmessungen können sich dann auch auf die Bestimmung anderer Verzweigungsverhältnisse niederschlagen, da diese im Regelfall nicht unabhängig voneinander ermittelt werden.
   Für diese Möglichkeit spricht die Beobachtung, daß das Defizit in den theoretischen Vorhersagen nicht auftaucht, wenn die unabhängig von den Verzweigungsverhältnissen gemessene Lebensdauer des τ-Leptons zur Normierung verwendet wird.

3. Der Fehler, der auf die Summe der exklusiven 1-Prong-Verzweigungsverhältnisse angegeben wird, ist zu klein, da in der Mittelung nicht die Korrelationen zwischen den einzelnen Messungen berücksichtigt wurden. Die verwendete Methode zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen macht es jedoch unmöglich, die Größe der Korrelation zu ermitteln. Ist der wahre Fehler jedoch größer, so könnte die Diskrepanz nicht mehr signifikant sein.

Um die Ursachen der Diskrepanz zu klären ist eine präzisere Messung der exklusiven Verzweigungsverhältnisse notwendig. Die Messung der einzelnen Zerfallskanäle muß dabei möglichst unabhängig von anderen Zerfällen durchgeführt werden. Darüber hinaus ist die Suche nach neuen Zerfallskanälen von Bedeutung.

1.2 Das τ-Neutrino

Im Rahmen des Standardmodells ist die Existenz des τ-Neutrinos, dessen direkter Nachweis bisher noch nicht experimentell gelungen ist, zwingend erforderlich. Danach wird bei jedem τ-Zerfall ein τ-Neutrino erzeugt. In allen experimentell bekannten τ-Zerfällen wird anhand der kinematischen Größen der nachweisbaren Zerfallsprodukte das Auftreten eines nicht — oder nur sehr schwach — wechselwirkenden neutralen Teilchens beobachtet. Aus der Leptonenzahl-Erhaltung folgt, daß sich dieses Teilchen, das τ-Neutrino, von den bekannten e- und μ-Neutrinos unterscheidet. Diese Annahme basiert auf mehreren experimentellen Ergebnissen:

- τ-Zerfälle, in denen kein Neutrino erzeugt wird, werden nicht beobachtet [29,30,31,32]. Insbesondere werden die Zerfälle $\tau^- \to e^-\gamma$ und $\tau^- \to \mu^-\gamma$ nicht beobachtet [29,32]. Daraus ergibt sich, daß das τ-Lepton nicht ein Anregungszustand eines bereits bekannten Leptons ist. Das τ-Lepton ist demnach einer weiteren Leptonenfamilie zuzuordnen.

- In ν_e- und ν_μ-Streuungen an Kernen werden keine τ-Leptonen produziert. Vom Fermilab Experiment E531 [33] wird bei einen Vertrauensintervall von 90% eine obere Grenze von 0.002 für die direkte Kopplung von μ-Neutrinos an das τ-Lepton angegeben, die ν_e-Kopplung ist kleiner als 0.073. Aus diesen Resultaten folgen obere Grenzen für die Partialbreiten der im Standardmodell nicht erlaubten leptonischen Zerfälle $\tau^- \to l^- \bar{\nu}_l \nu_e$ und $\tau^- \to l^- \bar{\nu}_l \nu_\mu$ [33]. Aus dem Vergleich dieser Breiten mit der experimentell bekannten Partialbreite für leptonische τ-Zerfälle folgt, daß das τ-Lepton nicht dominant an das ν_e oder ν_μ koppeln kann. In τ-Zerfällen wird daher ein anderes, schwach wechselwirkendes, neutrales Teilchen, das ν_τ, erzeugt, das nicht mit einer der beiden anderen Neutrinoarten identisch sein kann.

Die physikalischen Eigenschaften des ν_τ sind experimentell nur über die Messungen der nachweisbaren Teilchen in τ-Zerfällen bekannt. Die aus solchen Messungen folgenden physikalischen Eigenschaften des τ-Neutrinos, Spin, Ladung und Helizität sind mit den im Standardmodell vorliegenden Annahmen über dessen Natur im Einklang. Eine Entscheidung, ob das ν_τ — wie im Standardmodell angenommen wird — masselos ist oder nicht, kann aus diesen Messungen nicht gefolgert werden.

1.2.1 Die Masse des τ-Neutrinos

Im Rahmen des Standard-SU(2) $\times$ U(1)-Modells sind Neutrinos ausschließlich linkshändig polarisiert und daher masselos. Der bisherige Erfolg dieses Modells hängt aber nicht von den dort getroffenen Annahmen, die zu masselosen Neutrinos führen, ab. So treten in vielen Erweiterungen des Standardmodells auch rechtshändige Neutrinos auf, die damit nicht mehr unbedingt masselos sind.

Durch das Vorhandensein endlicher Neutrinomassen könnten auch einige aus der Astrophysik bekannte Probleme erklärt werden. So ist der auf der Erde gemessene Fluß der solaren Neutrinos nicht mit den Vorhersagen des Standard-Sonnenmodells vereinbar, d.h. es werden wesentlich weniger Neutrinos beobachtet als vorausgesagt [34]. Es besteht die Möglichkeit, daß dieses Defizit durch Neutrino-Oszillationen [35] verursacht wird. Diese können aber nur dann auftreten, wenn es zwischen den an der Oszillation beteiligten Neutrinos eine Massendifferenz gibt.
Auch wird manchmal versucht, das sogenannte *dark matter*-Problem mit Hilfe endlicher Neutrinomassen zu erklären [36]. Hierbei handelt es sich um den Effekt, daß die Umlaufgeschwindigkeit von Materie in einer Galaxie nicht mit der Masse der leuchtenden Objekte (z.B. Sterne) verträglich ist, so daß noch zusätzliche, nicht strahlende Materie (*dark matter*) vorhanden sein muß [37]. Diese interstellare Dunkelmaterie könnte auf schwach wechselwirkende massive Teilchen (WIMPS = *weakly-interacting massive particles*), also auch auf massive Neutrinos, zurückzuführen sein[†]. Auch wenn einige in der Astrophysik bekannte Phänomene durch endliche Neutrinomassen erklärt werden können, so gibt die Kosmologie gleichzeitig oberere Grenzen für die Massen stabiler Neutrinos an. Massive Neutrinos tragen zur Energiedichte des existierenden Universums bei, dessen Expansion stark von seiner Energiedichte abhängt. Da das Alter und die momentane Ausbreitungsgeschwindigkeit des Universums bekannt sind [39], kann seine Energiedichte damit bestimmt werden. Die Zahl der

[†]Der Einfluß der Teilchenphysik auf die Kosmologie wird in den unter [38] angegebenen Arbeiten ausführlich diskutiert

primordial erzeugten Neutrinos folgt ebenfalls aus der heutigen Kosmologie. Unter der Annahme, daß nur Neutrinos zur Energiedichte des Universums beitragen, folgt für die Summe der Massen der Neutrinos aller Leptonenfamilien [40,38]:

$$\sum_i m(\nu_i) < 65 \text{ eV}/c^2 .$$

Die Bedingung gilt aber nur für stabile, leichte Neutrinos. Schwerere Neutrinos können demnach nur existieren, wenn sie schnell genug zerfallen, wobei die Massenobergrenze durch deren Lebensdauer τ_ν bestimmt wird [41]:

$$[m(\nu)]^2 \cdot \tau_\nu \leq 2 \times 10^{20} \frac{\text{eV}^2}{c^4} \cdot \text{s} . \tag{1.28}$$

Die Beziehung gilt nur für Neutrinos, die nicht zu schwer sind (wenige MeV/c^2), da sich ansonsten die Neutrino-Produktionsraten verändern. Werden, bedingt durch den Zerfall der Neutrinos, Photonen oder geladene Teilchen erzeugt, so müssen noch weiterere astrophysikalische Effekte betrachtet werden, da diese massiven Neutrinos und deren Zerfälle bei der Entstehung des Universums von großer Bedeutung sind. So kann durch diese Zerfälle die Teilchenerzeugung beeinflußt werden, was sich auf die heute beobachtbare Zusammensetzung des Universums auswirkt. Hier sei die durch Photoneneinfang induzierte Spaltung des Deuteriums und die primordiale Kernsynthese genannt. Außerdem wird auch das Energiespektrum der kosmischen 2.7 K Hintergrundstrahlung durch den Zerfall der Neutrinos beeinflußt [38]. Berücksichtigt man alle bekannten Effekte, so wird die Lebensdauer der instabilen Neutrinos auf $\tau(\nu) \leq 10^4$ s [42] beschränkt. Unter Verwendung von Gleichung 1.28 folgt für die Neutrinomasse eine Beschränkung auf $m(\nu) < 140$ MeV/c^2.

Neben diesen aus der Kosmologie folgenden Bedingungen an die Masse und Lebensdauer instabiler τ-Neutrinos existieren auch Grenzen aus teilchenphysikalischen Experimenten. In τ-Zerfällen kann, wie in dieser Arbeit, eine ν_τ-Massenobergrenze unabhängig von der Lebensdauer angegeben werden. Die bisherige Obergrenze beträgt $m(\nu_\tau) < 70$ MeV/c^2 [43]. Aus den Resultaten weiterer Experimente lassen sich ebenfalls Grenzen für Masse und Lebendauer des τ-Neutrinos extrahieren, wenn man bestimmte Annahmen über die möglichen ν_τ-Zerfälle zuläßt [44]. In der Arbeit von Sarkar und Cooper [44] werden die Grenzen für Masse und Lebensdauer des ν_τ ausführlich diskutiert. Die Autoren gelangen zu dem Schluß, daß ein instabiles ν_τ leichter als ~ 1 MeV/c^2 sein muß. Dieser Arbeit ist auch die Abbildung 1.2 entnommen, in dem die verschiedenen Grenzen für Masse und Lebensdauer des ν_τ gezeigt werden. Obwohl viele dieser Grenzen auf Modellannahmen beruhen, kann dennoch gezeigt werden [44], daß eine Kenntnis der Masse des ν_τ von großer Bedeutung ist, da die Masse des ν_τ seine möglichen Zerfälle bestimmt. So wird der Zerfall $\nu_\tau \rightarrow \mu^- e^+ \nu_e$ bereits durch die Grenze von $m(\nu_\tau) < 70$ MeV/c^2 ausgeschlossen. Die experimentell ermittelten Massenobergrenzen der e- und μ-Neutrinos sind noch wesentlich kleiner (siehe Tabelle 4.5). Die Grenze von $m(\nu_\mu) < 250$ keV/c^2 schließt jeden Zerfall des ν_μ in geladene Teilchen aus. Damit ist das ν_τ das einzig bekannte Neutrino, dessen Zerfall in geladenen Teilchen durch die experimentelle Massenobergrenze nicht ausgeschlossen ist, wodurch in der Kosmologie die Kenntnis über das ν_τ noch weiter an Bedeutung gewinnt. Auch wenn für die Masse des ν_e widersprüchliche Messungen vorliegen (siehe Tabelle 4.5), liegt die Grenze doch bei einigen eV/c^2 und steht damit nicht mit der aus der Kosmologie folgenden oberen Massengrenze für stabile Neutrinos im Widerspruch.

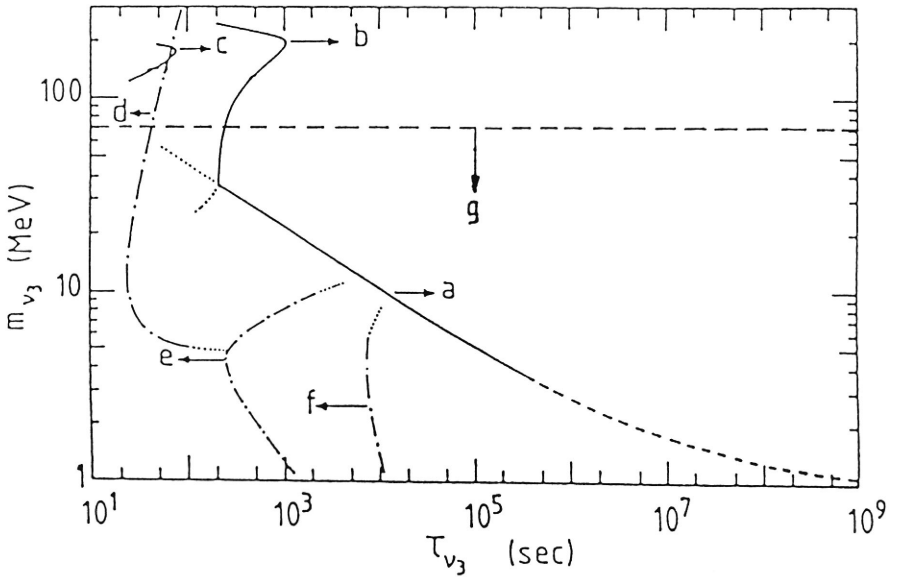


Abbildung 1.2: Grenzen für die Masse und Lebensdauer des τ-Neutrinos (Es wird angenommen, daß ν_τ mit dem Massen-Eigenzustand ν_3 identisch ist) [44]. Die jeweils erlaubte Region wird durch die Pfeile angedeutet. Die Grenzen folgen aus:
a) $\frac{\pi \to e \nu_e}{\pi \to \mu \nu_\mu}$, aus diesem Verhältnis folgen Grenzen für den Zerfall $\nu_\tau \to e^+ e^- \nu_e$,
b) Suche nach dem Zerfall $\nu_\tau \to e^+ e^- \nu_e$,
c, c') Suche nach dem Zerfall $\nu_\tau \to \mu^- e^+ \nu$,
d) Photon-induzierter Deuterium-Spaltung,
e) Primordiale Kernsysnthese,
f) 2.7 K Hintergrundstrahlung,
g) bisherige ν_τ-Massenobergrenze.

Wenn Neutrinos über eine endliche Masse verfügen, so wird erwartet, daß es zwischen den Massen der Leptonen verschiedener Generationen eine Beziehung gibt. Eine solche Beziehung wird durch den sogenannten „seesaw"-Mechanismus vorhergesagt.

1.2.2 Modelle für Neutrinomassen

Im Standardmodell taucht in der Lagrangedichte kein Massenterm für Neutrinos auf, da der Massenterm durch die Kopplung eines linkshändigen mit einem rechtshändigen Neutrino verbunden sein muß. Letzteres ist im Standardmodell jedoch nicht vorhanden. In vielen Erweiterungen des Standardmodells werden zusätzliche Felder eingeführt, wodurch ν-Massenterme in der Lagrangedichte erzeugt werden. Eine Beschreibung dieser möglichen Massenerzeugungsmechanismen ist in den Arbeit von Böhm und Vogel [45] sowie in der Arbeit von Langacker [46] zu finden.
In solchen Modellen müssen sehr kleine Massen erzeugt werden, ohne daß dadurch physikalische Größen verändert werden, die bereits gemessen worden sind und deren Messungen mit den Vorhersagen des Standardmodells im Einklang sind. Im „seesaw"-Modell (englisch: *seesaw* = Schaukel) wird diese neue Physik bei einer sehr großen Massenskala eingeführt. Aus der Kopplung mit den normalen Fermionfeldern ergeben sich dann die physikalischen Massen der Neutrinos [47,48]. Unter der Annahme, daß diese Kopplung unabhängig von der Leptonenfamilie ist, kann in diesem Modell eine Beziehung zwischen der Masse des Neutrinos ν und der des Leptons l einer jeden Generation i hergestellt werden:

$$m(\nu_i) \sim \frac{m^2(l_i)}{M}, \tag{1.29}$$

wobei M auf der Massenskala der neuen Physik zu finden ist. Mit Hilfe dieses Modells können die Massen der Neutrinos verschiedener Familien miteinander verglichen werden.

Kapitel 2

Das Experiment

Die dieser Arbeit präsentierten Analysen basieren auf Daten, die in den Jahren 1983 bis 1986 mit dem Detektor ARGUS aufgezeichnet worden sind. Dieser Detektor ist seit 1982 am e^+e^--Speicherring DORIS II des **D**eutschen **E**lektronen-**Sy**nchrotrons (DESY) in Hamburg in Betrieb. Der Name ARGUS ist aus den Herkunftsländern der beteiligten Institute hergeleitet: **A** **R**ussian- **G**erman- **U**nited-States-**S**wedish-Collaboration. Neben den im Namen aufgeführten Ländern sind nach Gründung der Kollaboration im Jahre 1978 [49] noch Institute aus Kanada und Jugoslawien hinzugekommen.

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

Der e^+e^--Speicherring DORIS (**DO**ppel-**Ri**ng-**S**peicher) wurde 1974 fertiggestellt und lieferte eine Schwerpunktsenergie im Bereich von 3 - 4 GeV. Eine Untersuchung der damals gerade neuentdeckten Charm-Resonanzen war damit möglich. Nach der Entdeckung der Υ-Resonanzen wurde DORIS umgebaut, um deren Erforschung zu ermöglichen [50,51]. Durch den Umbau entstand DORIS II, in dem jeweils ein Teilchenpaket, *bunch*, aus Elektronen und eines aus Positronen in nur noch einem Strahlrohr an zwei Wechselwirkungspunkten zur Kollision gebracht werden (parallel zum ARGUS-Detektor wurde an der anderen Wechselwirkungszone der Crystal Ball-Detektor betrieben). Nach dem Umbau lieferte der Ring die zur Untersuchung der Υ-Resonanzen nötige Schwerpunktsenergie von $E_{cms} \simeq 10$ GeV. Weitere Umbauten erfolgten im Jahre 1982 zur Erforschung $\Upsilon(4S)$-Resonanz bei einer Energie von 10.58 GeV. Nach diesen Umbauten, bei denen unter anderem die sogenannten Mini-β-Quadrupolmagnete in unmittelbare Detektornähe installiert wurden, wurden Luminositäten von $\geq 10^{31}\mathrm{cm}^{-2}\mathrm{s}^{-1}$ und maximale Strahlströme von ~ 45 mA erreicht [52]. Die Luminosität L, eine Größe abhängig von den Strahlströmen und Strahldurchmessern, definiert die Wechselwirkungsrate dN/dt für einen Prozeß mit dem Wirkungsquerschnitt σ, d.h.

$$\frac{dN}{dt} = \sigma \cdot L \,. \tag{2.1}$$

Bei einem typischen Wirkungsquerschnitt für die τ-Paar Produktion von $\sigma \simeq 1$ nb werden etwa 1000 τ-Paare pro Tag erzeugt.

Die zur Verfügung stehende Luminosität ist in etwa umgekehrt proportional zum Quadrat des Abstandes zwischen dem Mittelpunkt der Mini-β-Quadrupole und dem Wechselwirkungspunkt. Um einen möglichst kleinen Abstand zu erhalten, sind beim ARGUS-Detektor diese

Magnete in das ARGUS-Magnetsystem integriert worden (siehe Abbildung 2.1 und Seite 26). Im Bereich des ARGUS-Detektors besteht das Strahlrohr des DORIS II Speicherringes aus Aluminium und hat einen Innenradius von 4 cm und eine Wandstärke von 1 mm (dies entspricht 1.12% einer Strahlungslänge).

2.2 Der ARGUS-Detektor

Der Detektor ARGUS (siehe Abbildung 2.1) wurde als universelles Instrument zum Nachweis der Endzustände von e^+e^--Wechselwirkungen im Energiebereich der Υ-Resonanzen konzipiert [49,53]. In diesem Energiebereich kann eine Vielzahl von physikalischen Prozessen untersucht werden:

- Direkte Υ-Zerfälle sowie Übergänge zwischen deren verschiedenen S- und P-Zuständen,
- Fragmentation von Quarks und Gluonen in farbneutrale Teilchen,
- Schwache Zerfälle von B-Mesonen,
- Schwache Zerfälle von τ-Leptonen,
- Teilchenproduktion in Zwei-Photon Wechselwirkungen.

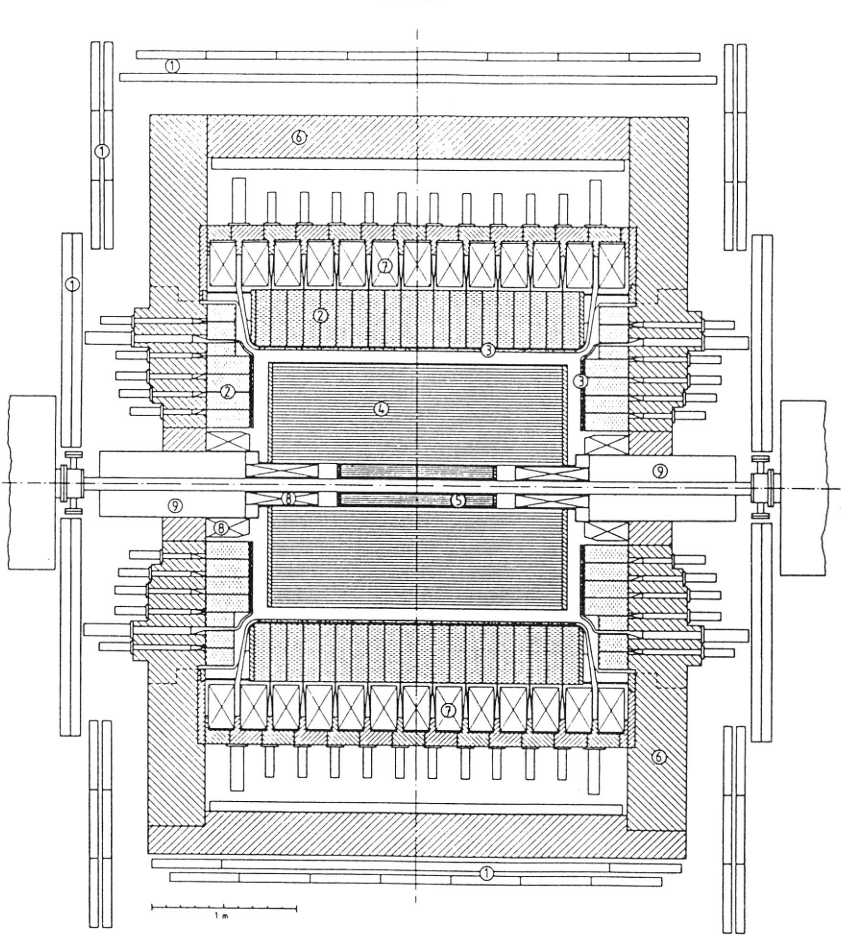
Um diese Prozesse untersuchen zu können, verfügt ARGUS über folgende Eigenschaften:

1. große räumliche Akzeptanz; es werden ca. 92% des gesamten Raumwinkelbereiches überdeckt,
2. gute Impulsauflösung für geladene und neutrale Teilchen,
3. gute Identifizierung der Teilchenart über einen großen Impulsbereich.

ARGUS ist ein magnetischer Detektor mit einer Zylindersymmetrie um die Strahlachse, die auch das im Experiment benutzte Koordinatensystem definiert. Der Ursprung liegt im Wechselwirkungspunkt, die z-Achse verläuft parallel zur Strahlachse in Richtung der auslaufenden Positronen. Die Ebene senkrecht zur z-Achse wird durch die Polarkoordinaten R und φ beschrieben. Zur Beschreibung von kinematischen Größen wird auch der Polarwinkel θ benutzt. Aufgrund dieser Zylindersymmetrie wird oft zwischen den im Zylindermantel (Barrelbereich) liegenden Regionen sowie den Endkappen unterschieden, wobei der Barrelbereich etwa 75% des Raumwinkels überdeckt.
Vom Wechselwirkungspunkt aus geordnet, können die folgenden Komponenten des ARGUS-Detektors zum Teilchennachweis verwendet werden:

- die Vertex-Driftkammer,
- die Haupt-Driftkammer,
- das Flugzeitzählersystem,
- das Kalorimeter,
- die Myon-Kammern.

Als eine weitere aktive Komponente des Detektors ist eine Mikro-Vertexkammer vorgesehen [54], deren Einbau voraussichtlich 1989 erfolgen wird.
Zur Ablenkung geladener Spuren dient das Magnetsystem des ARGUS-Detektors. Die einzelnen Komponenten des Detektors werden in den nachfolgenden Abschnitten beschrieben.



1 Myonkammern
2 Schauerzähler
3 Flugzeitzähler
4 Hauptdriftkammer
5 Vertexkammer
6 Eisenjoch
7 Hauptspulen
8 Kompensationsspulen
9 Minibeta-Quadrupole

Abbildung 2.1: Der ARGUS-Detektor.

2.2.1 Das Magnetsystem

Das Magnetsystem des ARGUS-Detektors besteht aus einer Hauptspule, den Mini-β-Quadrupolen und den Kompensationsspulen. Die Hauptspule besteht aus 13 Einzelspulen mit einem Durchmesser von 3 m. Damit wird ein Feld von etwa 0.8 T bei einer Stromstärke von 4500 A erzeugt. Zur Rückführung dieses Feldes dient das Eisenjoch. Die Mini-β-Quadrupolmagnete sind Bestandteile des Speicherringes, wurden aber aus Gründen der Luminositätserhöhung in das Magnetsystem integriert. Durch die Kompensationsspulen wird der Einfluß des Magnetfeldes auf den Strahl und auf die Mini-β-Quadrupolmagnete ausgeschaltet.

Vor Installation der übrigen Detektorkomponenten wurde das Magnetfeld vermessen und ist dadurch im Bereich der Driftkammer mit einer Genauigkeit von besser als 0.1% bekannt. Eine gute Impulsbestimmung mit Hilfe der Driftkammer wird damit möglich. Da der absolute Wert der Magnetfeldstärke aber Schwankungen unterworfen sein kann, ist eine zusätzliche Korrektur erforderlich. Daher wird bei der Analyse der Daten die Impulsmessung über die gemessene Massenverteilung des K^0_S-Mesons geeicht.

2.2.2 Die Vertex-Driftkammer

Die erst im Jahre 1984 hinzugekommene Vertex-Driftkammer (VDC) [55] dient zusammen mit der Haupt-Driftkammer dem Nachweis und der Impulsmessung geladener Teilchen. Die Kammer hat eine Länge von 1 m, der Innenradius beträgt 5 cm, der Außenradius 14 cm. Sie reicht damit bis an das Strahlrohr heran. Dadurch wird eine genaue Ortsbestimmung geladener Teilchen nahe am Wechselwirkungspunkt ermöglicht und die Nachweiswahrscheinlichkeit für Sekundärvertizes erhöht. Um den Einfluß der Vielfachstreuung zu minimieren, sind die Kammerwände aus Kohlenstoff/Epoxy Faser bei einer Dicke von 0.9 mm für die Innenwand und 1.3 mm für die Außenwand hergestellt worden.
Die Kammer verfügt über 594 Signaldrähte (goldbeschichtetes Wolfram, $\phi = 20$ μm) und 1412 Potentialdrähte (Kupfer/Beryllium, $\phi = 127$ μm), an denen eine Hochspannung von -3500 V anliegt. Aus der Anordnung der Drähte folgt eine hexagonale Struktur der Driftzellen. Alle Drähte sind parallel zur Kammerachse gespannt, so daß eine Ortsbestimmung entlang der Strahlachse nicht möglich ist. Die Vertexkammer wird im Gegensatz zur Haupt-Driftkammer nur zur Ortsbestimmung und nicht zur Messung des Ionisationsverlustes dE/dx eingesetzt. Die Kammer wird mit CO_2 bei einem Druck von 1.5 bar betrieben. Seit 1985 wird dem Gas noch eine Menge von 0.3% Wasserdampf hinzugefügt, um Alterungserscheinungen der Kammer als Folge von Ablagerungen auf den Drähten (insbesondere von Kohlenstoff) zu entgehen [53].

In der hier präsentierten Analyse wird die Vertex-Driftkammer nicht verwendet, da sie nicht in allen Datennahmeperioden vorhanden war und erst ab 1986 stabile Betriebsbedingungen vorlagen.

2.2.3 Die Haupt-Driftkammer

Die zylindrische Haupt-Driftkammer (DC) des ARGUS-Detektors [56] hat einen inneren Radius von 15 cm, einen äußeren Radius von 86 cm und eine Länge von 200 cm. Die Innenwand besteht aus 3.3 mm starker Epoxy/Kohlefaser, wodurch Wechselwirkungen von Teilchen mit

dem Detektormaterial vor Eintritt in die Driftkammer minimiert werden. Die mechanische Stabilität der Kammer wird durch die aus Aluminium bestehende, 6 mm starke Außenwand gewährleitet.
Die zwischen den beiden aus 30 mm Aluminium bestehenden Endplatten gespannten 5940 Signaldrähte (goldbeschichtetes Wolfram, $\phi = 30$ μm) und 24588 Potentialdrähte (Kupfer/Beryllium, $\phi = 76$ μm) bilden 5940 rechteckige Driftzellen mit einen Querschnitt von 18×18.8 mm^2, die in 36 Lagen konzentrisch um das Strahlrohr angeordnet sind. Im Gegensatz zur VDC liegt hier an den Signaldrähten ein Potential von +2900 V, die Felddrähte hingegen sind geerdet. Bei einer Drahtspannung von je 0.7 N für die Potentialdrähte und 1.1 N für die Signaldrähte beträgt die Kraft zwischen beiden Endplatten $\sim$ 23700 N.
Die Genaugigkeit der mit Hilfe der Kammer bestimmten Teilchenimpulse hängt auch von der exakten Kenntnis der Signaldrahtposition ab, so daß beim Zusammenbau der Kammer auf eine präzise Montage der Drahtführungen geachtet wurde, deren mechanische Toleranzen überall in der Kammer weniger als 100 μm betragen. In 18 von den 36 Lagen der Driftzellen weisen die Signaldrähte eine leichte azimutale Drehung (Stereowinkel α) auf. Die Reihenfolge der Stereowinkel (von innen nach außen) ist $0^0, +\alpha, 0^0, -\alpha \cdots$, wobei der Stereowinkel mit der Wurzel des Radius anwächst. In der zweiten Lage von innen beträgt der Stereowinkel $\alpha = 2.3^0$, in der äußersten Lage ist $\alpha = -4.6^0$.
Als Kammergas wird ein Gemisch von 97% Propan und 3% Methylal verwendet, dem seit 1984 noch 0.2% Wasserdampf hinzugefügt wird. Im Gegensatz zur Vertexkammer ist der Druck in der Haupt-Driftkammer nur etwa 20 mbar höher als der Luftdruck. Dies verhindert, daß bei eventuell auftretenden kleinen Lecks Fremdgas (N_2, O_2) in die Kammer gelangt und die Gaseigenschaften verändert werden. Die Eigenschaften von Propan erlauben eine gute Ortsbestimmung und gewährleisten so eine gute Impulsauflösung. Die Geometrie der Driftzelle ist für die Messung des Ionisationsverlustes (dE/dx) bei Verwendung von Propan optimiert. Durch Kenntnis des Ionisationsverlustes und des Impulses kann eine Hypothese für die Teilchenart aufgestellt werden. Die relative dE/dx-Auflösung beträgt im Mittel etwa 5%, woduch Pionen von Kaonen noch bis zu Impulsen von p $\sim$ 0.7 GeV/c und Pionen von Protonen noch bis ca. 1.3 GeV/c eindeutig voneinander getrennt werden können. In der hier vorgestellten Analyse wird von den Teilchen-Identifizierungsmöglichkeiten des ARGUS-Detektors jedoch kein Gebrauch gemacht.

Aus der Krümmung der Spuren geladener Teilchen und der Ortsmessung in der Driftkammer wird durch das Rekonstruktionsprogramm der Transversalimpuls p_T des jeweiligen Teilchens ermittelt. Die erreichte relative Aufösung des Transversalimpulses beträgt:

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = \sqrt{0.01^2 + \left(\frac{0.009 \cdot p_T}{(\mathrm{GeV/c})}\right)^2} \quad .$$

Der konstante Term ist auf die bei kleinen Impulsen die Auflösung dominierende Vielfachstreuung zurückzuführen. Die Messung des Polarwinkels θ wird durch die Stereodrähte der Kammer ermöglicht. Damit kann der vollständige Dreierimpulses p bestimmt werden, dessen relativer Fehler nur unwesentlich schlechter als der des Transversalimpulses ist.
Die gute Impuls- und Ortsauflösung erlaubt es auch, die invariante Massen von Teilchensystemen mit hoher Präzision zu bestimmen. Dies wird insbesondere bei der Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze von besonderer Bedeutung sein.

2.2.4 Das Flugzeitzählersystem

Das ARGUS-Flugzeitzählersystem (TOF) [57] besteht aus 160 Szintillationszählern (NE110), die die Haupt-Driftkammer umgeben. Der Barrelbereich besteht aus 64 Zählern, die beiden Endkappen sind jeweils mit 48 Zählern versehen. Im Barrelbereich sind die Zähler so montiert, daß sie entlang der Strahlachse verlaufen. Sie werden an beiden Enden von einem Photovervielfacher ausgelesen. Aus Geometriegründen können die Zähler im Endkappenbereich, in dem sie radial montiert sind, nur an einem Ende ausgelesen werden. Aufgrund des Funktionsprinzips der Photovervielfacher können diese nicht in dem starken Magnetfeld des ARGUS-Detektors betrieben werden. Um die Zähler dennoch auslesen zu können, wird das Szintillationslicht in adiabatische Lichtleiter (Plexiglas) eingekoppelt, über die das Licht durch die Magnetspule in den feldfreien Raum zwischen Spule und Eisenjoch geführt wird (siehe Abbildung 2.1). Eine mittlere Zeitauflösung von $\sigma_{TOF} = 220$ ps wird erreicht. Anhand der gemessenen Flugzeit, der Spurlänge und dem gemessenen Teilchenimpuls wird das Massenquadrat des geladenene Teilchens bestimmt. Bis hin zu Impulsen von p ~ 1 GeV/c kann mit diesem System eine gute Teilchenseparation vorgenommen werden.
In der hier vorgestellten Analyse wird das Flugzeitzählersystem jedoch nicht zur Teilchenseparation benutzt. Das Flugzeitzählersystem im Barrelbereich geht als eine der Hauptkomponenten in den schnellen Trigger ein (siehe Kapitel 2.3).

2.2.5 Das Kalorimeter

Das „elektromagnetische" Kalorimeter [58,59] des ARGUS-Detektors dient zum Nachweis von Elektronen und Photonen. Dabei wird die Energie gemessen und die Flugrichtung bestimmt. Das Kalorimeter besteht aus 1280 Schauerzählern im Barrelbereich, die in 20 Ringen zu je 64 Zählern zusammengefaßt sind, sowie aus 240 Zählern in jeder der beiden Endkappen. Die Endkappen auf jeder Seite bestehen aus 5 Ringen, die Zahl der Zähler pro Ring nimmt von 64 im äußersten Ring auf 32 im innersten Ring ab. Jeder Zähler besteht aus einem Blei/Szintillator-Stapel mit 12.5 Strahlungslängen. Die Zählerstapel bestehen aus Bleiplatten, die sich mit 5 mm starken Szintillatorplatten (ALTUSTIPE UV 15105) abwechseln. Die Bleidicke beträgt im Barrelbereich 1 mm bei 64 Platten pro Zähler, im Endkappenbereich gibt es aus Platzgründen 45 Bleiplatten mit einer Stärke von 1.5 mm.
Die Auslese des Stapels erfolgt über einen Wellenlängenwandler, der das blaue Szintillationslicht in grünes Licht umwandelt. Das Licht wird über einen adiabatischen Lichtleiter zu einem Photovervielfacher geführt, dessen Photokathode über eine dem Wellenlängenwandlerspektrum angepaßte spektrale Empfindlichkeit verfügt. Wie beim Flugzeitzählersystem muß das Licht auch hier durch die Magnetspule hindurchgeführt werden, da das Kalorimeter noch innerhalb der Spule angebracht ist. Die Menge an Material zwischen dem Wechselwirkungspunkt und den Schauerzählern im Barrelbereich entspricht nur 0.16 Strahlungslängen und erlaubt es, Photonen mit Energien bis hinunter zu $E_\gamma \sim 50$ MeV mit hoher Wahrscheinlichkeit nachzuweisen. Aufgrund der unterschiedlichen Konstruktion der Zähler des Barrel- und des Endkappenbereiches ist die in beiden Bereichen gemessene Energieauflösung verschieden:

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

Eine Orts- und Winkelbestimmung für Photonen ist aufgrund der großen Zahl der Schauerzähler mit hoher Präzision möglich. Die erreichte Winkelauflösung liegt im Mittel bei 20 mrad und ist nur schwach energieabhängig. Eine Messung der vollständigen Dreierimpulse für Photonen ist somit gewährleistet.
Das Kalorimeter kann für Impulse oberhalb von p = 0.6 GeV/c auch mit Erfolg zur Elektron/Hadron-Separation verwendet werden [59]. Zusammen mit dem Flugzeitzählersystem wird das Kalorimeter als Teil des schnellen Triggers verwendet.

2.2.6 Die Myon-Kammern

Die Myon-Kammern [60] dienen als äußerste Komponente des ARGUS-Detektors dem Nachweis von Myonen. Dabei wird ausgenutzt, daß Myonen, im Gegensatz zu Hadronen, mit Materie nur wenig wechselwirken. Jede der 218 Myon-Kammern besteht aus 8 Proportionalzählrohren mit einem Querschnitt von 56×56 mm^2, die bei einer Hochspannung von 2350 V betrieben werden. Als Kammergas wird eine Mischung aus 92% Argon und 8% Methan verwendet.
Die Kammern sind in drei Lagen gestaffelt, die erste Lage befindet sich noch innerhalb des Eisenjoches. Vom Wechselwirkungspunkt aus befinden sich insgesamt 3.3 Absorptionslängen an Detektormaterial vor der innersten Lage. Myonen müssen einen Impuls p_μ von mindestens 0.7 GeV/c haben, um diese Kammern erreichen zu können. Allerdings bedeckt diese innerste Lage konstruktionsbedingt nur etwa 43% des Raumwinkels. Die beiden äußeren Lagen überdecken dagegen jeweils 87% von 4π. Sie befinden sich außerhalb des Eisenjochs, wodurch weitere 1.8 Absorptionslängen hinzukommen, die von Teilchen durchquert werden müssen. Der Schwellenimpuls für Myonen liegt hier bei $p_\mu = 1.1$ GeV/c.

2.3 Der Trigger

Bei einer Kollisionsrate beider Teilchenpakete des DORIS II Speicherringes von 1 MHz muß die Entscheidung, ob ein Ereignis akzeptiert werden soll, in einer Zeitspanne von weniger als 1 μs getroffen werden. Beim ARGUS-Detektor wird diese Entscheidung in zwei Schritte unterteilt. Zuerst entscheidet ein schneller *Pre*-Trigger innerhalb von 300 ns, ob bei der jeweiligen *bunch*-Kollision ein Kandidat für ein Ereignis vorliegt. Wird ein solcher Kandidat gefunden, so startet dieser *Pre*-Trigger den wesentlich langsameren zweiten Schritt des Triggerprozesses (*Sekundär*-Trigger). Für den schnellen *Pre*-Trigger wird nicht die gesamte zur Verfügung stehende Detektorinformation benutzt. Es werden ausschließlich die analogen Signale des TOF-Systems und des Kalorimeters verwendet. Beide Komponenten verfügen über eine entsprechende Segmentierung in φ (Barrelbereich) und bedecken auch einen annähernd gleichen Teil des Raumwinkels. Wegen der großen Zahl der Schauerzähler ist es nicht sinnvoll, jeden Zähler einzeln als ein Triggerelement zu verwenden. Daher werden die Zähler in Gruppen zusammengefaßt und deren Summensignal in der Triggerlogik verwendet. Im Barrelbereich besteht eine solche Gruppe aus einer in φ zwei Zähler breiten Reihe, die sich über eine z-Detektorhemisphäre, einschließlich des äußeren Endkappenringes, erstreckt.
Um eine möglichst große Ansprechwahrscheinlichkeit für die verschiedenen Wechselwirkungen zu gewährleisten, werden bei der Datennahme gleichzeitig vier unterschiedliche *Pre*-Triggerklassen verwendet:

ETOT *Total Energy Trigger*

Die totale im Kalorimeter deponierte Energie in jeder der beiden z-Hemisphären ist

größer als 700 MeV. Im Gegensatz zu den anderen *Pre*-Triggerklassen werden neben den Zählern des Barrelbereiches auch die Schauerzähler in den Endkappen verwendet.

HESH *High Energy Shower Trigger*
In einer Schauerzählergruppe des Barrelbereiches wird eine Energie von mehr als $\sim$ 1 GeV deponiert. Eine solche Gruppe besteht aus 5 in φ nebeneinanderliegenden Gruppen der oben definierten Triggerelemente.

CPPT *Charged Particle Pre-Trigger*
In jeder der beiden z-Hemisphären muß mindestens ein CPPT-Element angesprochen haben. Ein CPPT-Element besteht aus drei in φ nebeneinanderliegenden Triggerelementen des Kalorimeters sowie den vier dazugehörigen Flugzeitzählern. Die Ansprechschwelle entspricht einer Energiedeposition von mindestens 50 MeV in einer Schauerzählergruppe.

CMAT *Coincidence Matrix Trigger*
Es müssen zwei CMAT-Elemente angesprochen haben, wobei ein CMAT-Element wie ein CPPT-Element definiert ist. Für das Ansprechen des CMAT-Triggers ist es jedoch ohne Belang, ob die beiden Elemente in verschiedenen z-Hemisphären zu finden sind. Hier wird nur ein Abstand in φ von mindestens 100^0 erfordert.

In den in dieser Arbeit gesuchten τ-Paar-Ereignissen spricht mit hoher Wahrscheinlichkeit der CPPT-Trigger an. Sobald eine der vier Triggerklassen angesprochen hat, wird die zweite Stufe des Triggerprozesses gestartet. Gleichzeitig wird mit der Digitalisierung der Daten begonnen. Bereits durch den *Pre*-Trigger wird die durch *bunch*-Kollisionen gegebene Rate von 1 MHz auf eine mittlere *Pre*-Triggerrate von etwa 100 Hz reduziert. In Ereignissen der physikalisch interessanten Prozesse werden meistens mehrere *Pre*-Triggerbedingungen erfüllt. Dies zeigt, daß nur ein sehr kleiner Teil dieser Reaktionen nicht durch den Trigger akzeptiert wird. Allerdings beträgt die Rate der e^+e^--Wechselwirkungen nur etwa 1 Hz. Zu diesem Zeitpunkt ist daher immer noch ein beträchtlicher Untergrundanteil zu verzeichnen. Da die elektronische Auslese des Detektors so lange dauert, daß bei einer Triggerrate von 100 Hz eine zu hohe Totzeit auftreten würde, ist eine weitere Triggerstufe unbedingt erforderlich. Andernfalls könnten viele Ereignisse aus e^+e^--Wechselwirkungen nicht aufgezeichnet werden Die zweite Stufe des Triggerprozesses wird vom sogenannten *Little Track Finder* (LTF [61]), einer programmierbaren Elektronik, durchgeführt. Der LTF vergleicht die im Ereignis gesetzten Driftkammerdrähte mit bis zu 2000 abgespeicherten Spurmasken. Eine solche Maske entspricht einem möglichen Spurkandidaten in der $R - \varphi$ Ebene des Detektors. Um einen Spurkandidaten zu akzeptieren, muß auch noch der zur Maske gehörende Flugzeitzähler angesprochen haben. Vom LTF werden 97% aller in die Barrelregion eintretenden Spuren gefunden. Die Operationszeit des LTF beträgt im Mittel etwa 20 μs, wodurch die durch den Trigger verursachte Totzeit deutlich unterhalb von 1% gehalten werden konnte. Ein Ereignis wird akzeptiert, wenn eine Mindestzahl an Spurmasken vom LTF gefunden wird. Die Zahl der erforderlichen Spurkandidaten ist abhängig von der jeweils vorliegenden *Pre*-Triggerklasse (siehe Tabelle 2.1). Wird nicht die für den relevanten *Pre*-Trigger geforderte Mindestzahl an Masken gefunden, so wird die Digitalisierung des laufenden Ereignisses gestoppt und die gesamte Elektronik wird wieder in den Ausgangszustand versetzt. Die Rate der vom LTF - und damit auch vom Trigger - akzeptierten Ereignisse beträgt im Mittel noch etwa 10 Hz, diese werden dann elektronisch ausgelesen.

Zu Test- und Kalibrationszwecken existiert seit 1986 noch ein „Zufallstrigger" (*Random*-Trigger). In Koinzidenz mit dem *bunch* Signal wird alle 10 s ein Triggersignal generiert, durch das die Datennahme ausgelöst wird. Dabei ist es ohne Belang, ob bereits ein anderer Trigger angesprochen hat. Dieser Trigger startet – wie die anderen *Pre*-Trigger – den LTF, es werden jedoch keine Anforderung an die Zahl der gefundenen Spurkandidaten gestellt. Ereignisse, die durch diesen Trigger aufgezeichnet werden, können damit zur Untergrundbestimmung verwendet werden.

2.4 Die Datenverarbeitung

Die Verarbeitung der Daten wird in mehreren Schritten durchgeführt.

1. Die Rohdatenerfassung (*Online* Datennahme).
2. Die Rekonstruktion und weitere Verarbeitung.
3. Die Analyse.

Die Analyse ist vom jeweiligen Benutzer der Daten abhängig, die ersten beiden Schritte der Datenverarbeitung dienen dazu, die für die Analyse benötigten Daten bereitzustellen.

2.4.1 Die Rohdatenerfassung

Die Informationen der einzelnen Detektorkomponenten werden mit Hilfe eines CAMAC-Systems digitalisiert und stehen somit in einer computerlesbaren Form zur Verfügung. Die Auslese des CAMAC-Systems wird von einen schnellen Mikroprozessor („CAMAC booster" oder CAB) durchgeführt, der über CAMAC mit dem *Online* Rechner, einer PDP 11/45, in Verbindung steht. Über die PDP wird die Datennahme und Teile der Detektorkalibration gesteuert. Wichtige Parameter der Datennahme werden von dort auch kontrolliert. Die PDP erhält die Einzelereignisse vom CAB und transformiert die bis dahin unsortierten Daten in ein definiertes Format.
Zur Entlastung der PDP werden die Ereignisse an einen VAX 11/780 Rechner weitergeleitet. Dort werden die zur Kontrolle der Datenqualität benötigten Informationen extrahiert. Die Daten der einzelnen Detektorkomponenten werden in Form von Histogrammen gespeichert, deren Begutachtung eine Überwachung des Detektors auf ordnungsgemäßes Arbeiten ermöglicht. Seit Mitte 1985 ist dort ein *Online*-Filterprogramm installiert, das die Menge der Untergrundereignisse noch um etwa 30% reduziert.
Von der VAX werden die Rohdaten in Blöcken zusammengefaßt und zum DESY-Zentralrechner, einer IBM 3084-Q, transferiert. Dort werden die Daten zunächst auf einer Magnetplatte akkumuliert und dann auf Magnetbändern (EXDUMP) zwischengespeichert.

Pre-Trigger	Anzahl der geforderten Spurkandidaten
Total Energy Trigger	-
High Energy Shower Trigger	1
Charged Particle Pre-Trigger	2
Coincidence Matrix Trigger	2-3

Tabelle 2.1: Anzahl der für einen *Pre*-Trigger geforderten Spurkandidaten

Um den Bestand an Magnetbändern nicht unnötig zu vergrößern, werden diese in einem weiteren Schritt noch zu sogenannten EXDATA-Bändern zusammenkopiert. Die Rekonstruktion der Daten erfolgt unabhängig von der Rohdatenerfassung.

2.4.2 Die Rekonstruktion und weitere Verarbeitung

Ziel der Rekonstruktion ist es, anhand der Rohdaten die Impulse der nachgewiesenen Teilchen zu ermitteln und diesen dann die weiteren Detektorinformationen zuzuordnen, damit eine spätere Analyse möglich wird. Die rekonstruierten Ereignisse werden auf sogenannten EXPDST-Bänder gespeichert.
Das Rekonstruktionsprogramm ist modular aufgebaut, d.h. es ist in verschiedene Prozessoren aufgeteilt, die die Rekonstruktion in getrennten Schritten durchführen. Die Aufteilung der Prozessoren ist an die einzelnen Detektorkomponenten gekoppelt. Der Aufruf der Prozessoren ist steuerbar und ermöglicht die Analyse einer Detektorkomponente, ohne die anderen Schritte der Rekonstruktion zu durchlaufen. So werden für einige Detektorkomponenten die Kalibrationskonstanten anhand der bereits rekonstruierten Daten bestimmt, wodurch eine partielle Neurekonstruktion notwendig wird.

Die Drift- und Vertexkammeranalyse

Die Rekonstruktion beginnt mit der Suche nach geladenen Spuren in der Driftkammer. In dem dabei verwendeten Verfahren (*pattern recognition*) wird eine Spur zunächst in der $R-\varphi$-Ebene gesucht. In dem annähernd homogenen Magnetfeld des ARGUS-Detektors beschreiben geladene Teilchen in guter Näherung eine Kreisbahn. Da zur Beschreibung eines Kreises mindestens drei Punkte bekannt sein müssen, werden jeweils drei nahe beieinanderliegende gesetzte Drähte zu einem Triplett zusammengefaßt. Dann wird versucht, diesem Triplett weitere Drähte zuzuordnen, die auf dem gleichen Kreisbogen liegen. Aus zwei Punkten des alten Tripletts werden mit dem neuen Draht wieder Tripletts geformt, zu denen dann weitere gesetzte Drähte gesucht werden. Unter Fortsetzung dieses Verfahrens werden die Spurkandidaten ermittelt. Kandidaten mit zu kleinem Krümmungsradius oder zu wenigen Drähten werden verworfen.
Für jeden in der $R-\varphi$-Ebene gefundenen Spurkandidaten werden anschließend die entsprechenden Stereodrähte gesucht. Die Spurparameter sind zu diesem Zeitpunkt ausreichend genau bekannt, um zu entscheiden, ob die Spur auf das Hauptvertexvolumen zeigt oder nicht. Ein Ereignis mit weniger als zwei auf den Hauptvertex zeigenden Spurkandidaten wird dann verworfen, wenn es anhand der Schauerzählerinformation nicht als QED-Reaktion der Art $e^+e^- \to e^+e^-(\gamma)$, $e^+e^- \to \gamma\gamma$ oder $e^+e^- \to \gamma\gamma\gamma$ erkannt worden ist.
Die Spurparameter werden im weiteren durch eine dreidimensionale Anpassung an die Spurkandidaten ermittelt. Dabei werden Inhomogenitäten des Magnetfeldes, Energieverluste der Teilchen, Fehler auf die gemessenen Driftstrecken und Spurabweichungen als Folge von Vielfachstreuung berücksichtigt.
Anhand der Ionisationsverluste eines Teilchens wird eine χ^2-Hypothese für die verschiedenen Teilchenarten berechnet. Dabei wird aus den gemessenen dE/dx-Werten ein sogenanntes *truncated mean* bestimmt, d.h. der Mittelwert wird nur im zentralen Bereich der Landauverteilung berechnet. Der Meßwert aus jeder Driftzelle wird einzeln betrachtet. 30% der höchsten Werte und 10% der Messungen mit den niedrigsten dE/dx-Werten werden zur Bestimmung des Mittelwertes nicht berücksichtigt.
Es besteht die Option, die Vertexkammer mit in der Spurrekonstruktion zu verwenden. Zur

späteren Analyse stehen die rekonstruierten Daten mit- und ohne Vertexkammerrekonstruktion bereit. Zuerst werden die Daten ohne Vertexkammerrekonstruktion prozessiert, da durch den modularen Aufbau des Rekonstruktionsprogramms die VDC-Rekonstruktion separat möglich ist. In dieser Arbeit werden nur Daten verwendet, in denen die Vertexkammer nicht zur Spurrekonstruktion verwendet wurde. Nachdem alle Spurkandidaten der Haupt-Driftkammer rekonstruiert worden sind, kann die Vertexkammerinformation verarbeitet werden. Dabei werden keine neuen Spurkandidaten mehr gesucht. Die in der Hauptdriftkammer rekonstruierten Spuren werden durch die Vertexkammer zurückverfolgt und in der Nähe liegende Treffer werden der Spur zugewiesen. Für die in der Vertexkammer gefundene Spur wird eine Spuranpassung vorgenommen, wobei die in der Haupt-Driftkammer gewonnenen Spurparameter als Zwangsbedingungen in die Anpassung eingehen. Die kinematischen Größen für das nachgewiesenen Teilchen sind damit endgültig bestimmt.

Die Vertexanpassung

Wenn alle Spurkandidaten vorhanden sind (es ist ohne Belang, ob die VDC berücksichtigt wurde), kann mit der Vertexanalyse begonnen werden. Jede Spur wird dabei unter Berücksichtigung des Energieverlustes im Detektormaterial in den Bereich der Wechselwirkungszone extrapoliert. Da der Energieverlust von der Masse eines Teilchens abhängt, wird in der Extrapolation die Masse des Teilchens verwendet, dessen Teilchenhypothese aufgrund der dE/dx-Analyse in der Driftkammer bevorzugt wurde. Treten dabei Mehrdeutigkeiten auf, wird die Masse des leichtesten Hadrons mit dem besten χ^2 benutzt. Zunächst wird die Hauptvertexposition durch eine Anpassungsrechung ermittelt. Dabei wird ein Punkt mit dem geringsten Abstand zu allen Spuren gesucht, wobei Spuren mit einem zu großen Abstand ($\chi^2_{VX} > 49$) nicht berücksichtigt werden. In der Anpassungsrechung wird das totale χ^2_{VX} minimiert und damit der wahrscheinlichste Ort für die Hauptvertexposition bestimmt. Für jedes in der Anpassung verwendete Teilchen wird der aus der Spurextrapolation folgende Impuls abgespeichert.
Sekundärvertizes werden mit dem gleichen Verfahren ermittelt. Hier wird nach dem gemeinsamen Ursprung zweier Teilchen außerhalb des Hauptvertex gesucht. Eine Spur kann dabei zu mehreren Vertizes beitragen, da Meßfehler und zufällige Überlappungen zweier Spuren einen Vertex hervorrufen können.

Die Flugzeitanalyse

Im nächsten Abschnitt der Rekonstruktion werden die Informationen des Flugzeitzählersystems ausgewertet. Die Flugzeit eines Teilchens wird anhand der kalibrierten TDC-Werte bestimmt. Alle geladenen Spuren, die in der Driftkammer rekonstruiert wurden, werden bis zu den Flugzeitzählern extrapoliert. Dadurch erfolgt die Zuordnung der getroffenen Zähler zu den einzelnen Spuren. In der Extraplolation wird gleichzeitig die Spurlänge für jede Spur ermittelt. Mit der Information über die Flugzeit, die extrapolierte Spurlänge und den gemessenen Impuls einer geladenen Spur wird ein χ^2 für jede Teilchenhypothese berechnet.

Die Schauerzähleranalyse

Da neben Photonen auch geladenene Teilchen Energie im elektromagnetischen Kalorimeter deponieren, müssen diese beiden Typen der Energiedeposition in der Schauerzähleranalyse voneinander unterschieden werden. Die Analyse verläuft in zwei Schritten. Zuerst werden Gruppen aus benachbarten getroffenen Zählern zu sogenannten *Clustern* zusammengefaßt und die Summe der dort deponierten Energien gebildet, wobei die gemessenen Pulshöhen anhand zählerspezifischer Kalibrationskonstanten in deponierte Energien konvertiert werden. Im nächsten Schritt werden die Spuren der bereits rekonstruierten geladenen Teilchen in das Kalorimeter extrapoliert. Die Koordinaten des Auftreffortes werden mit denen der *Cluster* verglichen. Bei einer Übereinstimmung wird die im *Cluster* gemessene Energie diesem geladenen Teilchen zugewiesen. Werden mehrere geladene Spuren einem *Cluster* zugewiesen, so werden diese für die weitere Analyse markiert, da die Information im allgemeinen nicht sinnvoll aufgeteilt werden kann.
Alle *Cluster*, denen keine geladene Spur zugewiesen werden konnte, werden als Photonen bewertet. Ihre Impulsrichtung und ihr Auftreffort werden anhand des Energieschwerpunktes des *Clusters* mittels einer Korrekturfunktion ermittelt. Dabei wird angenommen, daß das Photon vom Hauptvertex stammt. Die Photonenergie wird mit Hilfe einer von φ und θ abhängenden Korrekturfunktion aus der deponierten Schauerenergie bestimmt. Da beide Korrekturfunktionen miteinander korreliert sind, werden die endgültig abgespeicherten Werte durch eine Iteration zwischen Energie- und Winkelrekonstruktion ermittelt. Das Verfahren konvergiert bereits nach wenigen Iterationen.

Die Myonkammeranalyse

Den Abschluß der Rekonstruktion bildet die Myonkammeranalyse. Die in der Driftkammeranalyse gefundenen Spuren werden bis zu den Myonkammern verlängert. Zur Berechnung des Energieverlustes in den einzelnen Detektorkomponenten wird das Teilchen als Myon betrachtet. Der – in der Bestimmung des Durchgangspunktes durch die Kammer – auftretende Fehler ist im wesentlichen auf Vielfachstreuung zurückzuführen. Die durch Extrapolation ermittelten Durchgangspunkte werden mit in der Nähe liegenden Treffern in den Myonkammern verglichen. Können einer Spur Treffer in den Myonkammern zugewiesen werden, so wird daraus ein Wahrscheinlichkeitsmaß für die Myonhypothese berechnet.

Die weitere Verarbeitung

Die in der Rekonstruktion ermittelten Größen werden in einem definierten Datenformat abgespeichert. Jeder der dabei entstehenden Daten-Records enthält außerdem noch die Rohdateninformation, wodurch eine partielle oder auch vollständige Neurekonstruktion dieser Ereignisse jederzeit möglich ist.
In diesen Daten-Records ist für jedes nachgewiesene Teilchen eine sehr große Informationsmenge abgespeichert, die die einzelnen Schritte der Rekonstruktion wiederspiegelt. In den meisten physikalischen Analysen werden jedoch wesentlich weniger Informationen benötigt. Neben den kinematischen Größen sind hier noch die zur Teilchenidentifikation benötigten Daten zu nennen. Zur Reduktion des Platzbedarfes wurde daher ein neues Datenformat geschaffen, in dem die für die meisten Analysen benötigten Informationen in verdichteter Form enthalten sind. Gleichzeitig wurde zur Analyse dieser Daten eine Interpretersprache, genannt KAL (Kinematic Analysis Language) entwickelt [62]). Diese Spache enthält Befehle zur Teilchenidentifikation, zur Kombination von Teilchen und zur Berechnung kinematischer und

topologischer Größen. Zusätzlich wird der Aufruf externer FORTRAN-Routinen ermöglicht, denen vom Interpreter aus Parameter übergeben werden können.
Durch die Verwendung von KAL wird die Berechnung kinematischer Größen, auch derer von Mehrteilchensystemen, stark vereinfacht. Die spätere graphische Darstellung der in der Analyse gewonnenen Informationen wird durch dieses Programm vorbereitet. In Teilen dieser Arbeit wurde das KAL-Programm verwendet.

Kapitel 3

Grundlagen der Analyse

In diesem Kapitel werden Verfahren und Techniken beschrieben, die den in dieser Arbeit präsentierten Analysen zugrunde liegen. Das Verfahren zur Bestimmung oberer Grenzen wird erläutert und die zur Berechnung von Verzweigungsverhältnissen benötigten Grundlagen dargelegt. Außerdem wird die Topologie der Ereignisse und die daraus resultierende Idee zur Selektion der gesuchten Reaktionen vorgestellt.

3.1 Die Bestimmung von τ-Verzweigungsverhältnissen

Wird, wie in dieser Arbeit, die Analyse mit τ-Paaren durchgeführt, die in e^+e^--Annihilationen erzeugt werden ($e^+e^- \to \tau^+\tau^-(\gamma)$), so werden sie meistens anhand spezieller Kombinationen von Zerfällen der beiden τ-Leptonen selektiert. Ein τ-Lepton zerfällt in den gesuchten Endzustand, für das andere werden Zerfälle verlangt, deren Verzweigungsverhältnisse bereits bekannt sind. Dabei ist es unerheblich, welche Ladungen die jeweiligen τ-Leptonen tragen. Eine weitere Möglichkeit besteht darin, solche Ereignisse zu selektieren, in denen beide τ-Leptonen in denen gleichen Endzustand zerfallen (wobei nur jeweils der andere Ladungszustand vorliegen muß). Das Verzweigungsverhältnis wird damit unabhängig von der Messung anderer Zerfallskanäle bestimmt.
Das letztgenannte Verfahren ist, wenn möglich, dem anderen vorzuziehen, da hier keine Abhängigkeit von anderen Meßdaten besteht und so die systematischen Fehler minimiert werden. Allerdings ist diese Methode nur für Zerfallskanäle mit einem großen Verzweigungsverhältnis anwendbar, da die Zahl solcher Reaktionen in der Datenmenge der τ-Paare proportional zum Quadrat dieses Verzweigungsverhältnisses ist. Für die in dieser Arbeit beschriebenen Analysen liegt eine Datenmenge von $N_{\tau\tau} \sim 200\,000$ τ-Paaren zugrunde. Für den τ-Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ wird in dieser Arbeit das Verzweigungsverhältnis $BR_{5\pi} = 0.064\%$ ermittelt. Die Zahl der τ-Paare, in denen dieser Endzustand zweimal vorkommt, ist somit $N = BR_{5\pi}^2 \cdot N_{\tau\tau} = 0.082$. In diesem Fall muß eine andere Methode zur Selektion verwendet werden. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau$ beträgt 17.4% [8], womit mehr als 6000 τ-Paare vorliegen, in denen beide τ-Leptonen derart zerfallen. Die Messung kann demnach anhand dieser Kombination von τ-Zerfällen durchgeführt werden.
Zur Selektion von τ-Zerfällen mit kleinen Verzweigungsverhältnissen muß das andere τ-Lepton in Endzustände zerfallen, deren Summe der Verzweigungsverhältnisse möglichst groß ist. Weiterhin muß eine große Nachweiswahrscheinlichkeit für diese Kombination von Zerfällen gewährleistet sein. Es sei BR_S das Verzweigungsverhältnis für den gesuchten Zerfallskanal, BR_T die Summe der Verzweigungsverhältnisse für die in der Selektion zugelassenen Zer-

fallskanäle des anderen τ und BR_R das der nicht beachteten τ-Zerfälle. Somit gilt:

$$BR_S + BR_T + BR_R = 1 .$$

Dann ist die Wahrscheinlichkeit $p(BR_1 \cdot BR_2)$ für das Auftreten der verschiedenen Kombinationen von Zerfällen beider τ-Leptonen (τ_1 und τ_2) gegeben durch:

$$\begin{aligned} p(BR_1 \cdot BR_2) &= (BR_S + BR_T + BR_R) \cdot (BR_S + BR_T + BR_R) \\ &= BR_S^2 + BR_T^2 + BR_\tau^2 + 2 \cdot BR_S \cdot BR_T + 2 \cdot BR_S \cdot BR_R + 2 \cdot BR_T \cdot BR_R . \end{aligned}$$

Die Zahl der gesuchten Ereignisse N_{sel} beträgt demnach:

$$N_{sel} = 2 \cdot BR_S \cdot BR_T \cdot N_{\tau\tau} .$$

Die Zahl der schließlich beobachteten Ereignisse N_{eff} ist durch experimentelle Effekte und durch die an sie gestellten Anforderungen der Selektion noch um die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} verringert:

$$N_{eff} = N_{sel} \cdot \epsilon_{tot} .$$

Aus der beobachteten Zahl der Ereignisse kann das Verzweigungsverhältnis für den gesuchten Zerfallskanal berechnet werden:

$$BR_S = \frac{N_{eff}}{2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot BR_T \cdot \epsilon_{tot}} .$$

Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit wird mit Hilfe von Simulationsrechnungen ermittelt (siehe Kapitel 3.4). Damit alle zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses relevanten Größen zur Verfügung stehen, muß weiterhin noch die Zahl der τ-Paare bekannt sein.

3.1.1 Die Zahl der τ-Paare

Die Zahl der bei konstanter Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ durch e^+e^--Annihilationen erzeugten τ-Paare wird aus der für diese Schwerpunktsenergie vorliegenden integrierten Luminosität $\mathcal{L}$ und dem Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion $\sigma_{\tau\tau}(s)$ ermittelt:

$$N_{\tau\tau} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{\tau\tau}(s) . \tag{3.1}$$

Die integrierte Luminosität für eine Datennahmeperiode wird mit Hilfe der Zahl der in dieser Zeit registrierten Ereignisse der Bhabha-Streuung bestimmt [63,64]. Der Wirkungsquerschnitt für diese Reaktion und die daraus resultierenden Verteilungen kinematischer Größen sind sehr genau bekannt [65], so daß eine Luminositätsbestimmung mit Hilfe einer Detektor-Simulationsrechnung möglich ist. Der Fehler der so bestimmten integrierten Luminosiät ist auf die begrenzte Zahl der gefundenen Bhabha-Ereignisse und auf Fehler in der Bestimmung ihrer Nachweiswahrscheinlichkeit zurückzuführen. Der relative systematische Fehler auf die integrierte Luminosiät wird zu $\sigma_{sys}(\mathcal{L}) = 5\%$ angenommen. Der statistische Fehler wird nur durch die Zahl der gefundenen Bhabha-Ereignisse bestimmt und ist demnach von der Länge der jeweiligen Datennahmeperiode abhängig. Für die Zeitdauer der beschriebene Analyse wurde von der ARGUS-Kollaboration eine Methode zur Luminositätsbestimmung [63] verwendet, die abhängig von der Datennahmeperiode etwas zu kleine integrierte Luminositäten lieferte. Für diese Analyse lag die anhand der neuen Methode [64] bestimmte integrierte

Luminosiät noch nicht für alle relevanten Datennahmeperioden vor. Daher ist die für diese Analyse verwendete Zahl der erzeugten τ-Paare um etwa 3 – 5% zu klein und die hier ermittelten Verzweigungsverhältnisse werden um diesen Betrag zu groß angegeben. Da der Unterschied jedoch abhängig von der Datennahmeperiode ist, können die angegebenen Werte zu diesem Zeitpunkt nicht nachträglich korrigiert werden. Bei der Abschätzung des systematischen Fehlers wurde das mögliche Aufteten eines solchen Effektes bereits berücksichtigt. Damit liegt die Änderung noch innerhalb des Bereiches des angenommenen systematischen Fehlers. Von daher kann auf eine Korrektur verzichtet werden.
Zur Bestimmung der Zahl der τ-Paare $N_{\tau\tau}$ muß der Wirkungsquerschnitt für deren Erzeugung in e^+e^--Annihilationen bekannt sein. Dieser Wirkungsquerschnitt kann für die niedrigste Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^2)$ mit Hilfe der QED analytisch berechnet werden. Bei niedrigen Schwerpunktsenergien ($\sqrt{s} \lesssim 15$ GeV) können die Beiträge der schwachen Wechselwirkung vernachlässigt werden (siehe Gleichung 1.1):

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

$$\sigma_{punkt} = \frac{4\pi\alpha^2}{3s} = \frac{86.856[\mathrm{GeV}^2\mathrm{nb}]}{s} .$$

Werden Effekte höherer Ordung mit berücksichtigt, so vergrößert sich der daraus folgende Wirkungsquerschnitt. So können die einlaufenden Elektronen Bremsstrahlungsphotonen abstrahlen und so die im Vernichtungsprozeß vorhandene Schwerpunktsenergie verringern. Bei kleineren Schwerpunktsenergien ist der Wirkungsquerschnitt größer, so daß sich auch der sichtbare totale Wirkungsquerschnitt vergrößert.
Der totale Wirkungsquerschnitt in höheren Ordnungen ist analytisch nicht mehr berechenbar und muß mit Hilfe von Monte-Carlo-Programmen bestimmt werden. Die Monte-Carlo-Programme von Jadach und Was [66] sowie von Berends und Kleiss [67] berücksichtigen Terme bis zur Ordnung $\mathcal{O}(\alpha^3)$, so daß auch Beiträge der Vakuumpolarisation und der Photonabstrahlung mit berechnet werden. Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wurden beide Programme verwendet und innerhalb der statistischen Fehler jeweils das gleiche Resultat erzielt. Die Autoren geben einen relativen systematischen Fehler von 1% an, dessen Ursache in der Vernachlässigung weiterer Ordnungen liegt. Allerdings werden in der Berechnung der Vakuumpolarisation die Beiträge der Υ- und ψ-Resonanzen, die im Bereich von Schwerpunktsenergien von 10 GeV sehr wichtig sind, nicht berücksichtigt. Damit wird der systematische Fehler etwas vergrößert ($\sim 3\%$). Diese systematischen Fehler sind jedoch klein gegenüber den Fehlern der Nachweiswahrscheinlichkeit, so daß sie auf die Berechnung der Verzweigungsverhältnisse keinen nennenswerten Einfluß haben.
Zur Bestimmung der Zahl der τ-Paare muß außerdem noch die Zahl der Υ-Zerfälle in τ-Paare bekannt sein. Υ-Mesonen können resonant in der e^+e^--Annihilation erzeugt werden, wenn für die Schwerpunktsenergie gilt: $\sqrt{s}/c^2 \simeq m_\Upsilon$. Der sichtbare hadronische Wirkungsquerschnitt beträgt für die $\Upsilon(1S)$-Resonanz $\sigma_{had}(\Upsilon(1S)) = (9.1 \pm 0.2)$ nb [68]. Dieser Wirkungsquerschnitt ist – wie die Breite der Resonanz – im wesentlichen abhängig von der Unschärfe der Strahlenergie. Der Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis des $\Upsilon(1S)$ in ein τ-Paar beträgt $B_{\tau\tau} = (3.2 \pm 0.4)\%$ [8]. Unter der Annahme der Lepton-Universalität gilt $B_{\mu\mu} = B_{\tau\tau}$. $B_{\mu\mu}$ ist mit einem kleineren Fehler gemessen worden ($B_{\mu\mu} = (2.8 \pm 0.2)\%$ [8]) und ist in guter Übereinstimmung mit dem Wert von $B_{\tau\tau}$ und dem Wert von $B_{ee} = (2.8 \pm 0.3)\%$ [8]. Zur Bestimmung des totalen $\Upsilon(1S)$-Wirkungsquerschnittes $\sigma_{tot}(\Upsilon(1S))$ wird die Gültigkeit der Lepton-Universalität vorausgesetzt. Daher wird im weiteren mit $B_{\tau\tau} = B_{ee} = B_{\mu\mu} = 2.8\% =$

B_{ll} gerechnet:

$$\sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) = 3 \cdot \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) \cdot B_{ll} + \sigma_{had}(\Upsilon(1S))$$

$$\Longrightarrow \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) = \frac{\sigma_{had}(\Upsilon(1S))}{1 - 3 \cdot B_{ll}} = (9.93 \pm 0.23)\ \text{nb}\,.$$

Der Beitrag der $\Upsilon(1S)$-Resonanz zum Wirkungsquerschnitt ist demnach:

$$\sigma_{\tau\tau}(\Upsilon(1S)) = B_{ll} \cdot \sigma_{tot}(\Upsilon(1S)) = (0.278 \pm 0.023)\ \text{nb}\,.$$

Der durch die Monte-Carlo-Rechnung ermittelte Wirkungsquerschnitt σ_{MC} für die Produktion von τ-Paaren beträgt bei der Schwerpunktsenergie von $\sqrt{s} = 9.46$ GeV:

$$\sigma_{MC}(\sqrt{s} = 9.46\ \text{GeV}) = 1.12\ \text{nb}\,.$$

Zum Vergleich:

$$\sigma_{QED}(\sqrt{s} = 9.46\ \text{GeV}) = 0.963\ \text{nb} \Longrightarrow \frac{\sigma_{MC}(\sqrt{s} = 9.46\ \text{GeV})}{\sigma_{QED}(\sqrt{s} = 9.46\ \text{GeV})} = 1.16$$

und

$$\sigma_{punkt}(\sqrt{s} = 9.46\ \text{GeV}) = 0.971\ \text{nb}\,.$$

Anhand dieser Zahlen wird deutlich, daß der Wirkungsquerschnitt nicht in niedrigster Ordnung berechnet werden darf. Die $\Upsilon(1S)$-Zerfälle bewirken für diese Schwerpunktsenergie eine Erhöhung des Wirkungsquerschnittes um $\sim 25\%$ und dürfen nicht vernachlässigt werden. Für die $\Upsilon(2S)$-Resonanz wird ähnlich verfahren. Der hadronische Wirkungsquerschnitt für die $\Upsilon(2S)$-Resonanz ist mit $\sigma_{had}(\Upsilon(2S)) \sim 3.3$ nb deutlich kleiner als der für die $\Upsilon(1S)$-Resonanz, so daß bei vergleichbaren leptonischen Verzweigungsverhältnissen ein kleinerer Beitrag zum totalen τ-Paar-Wirkungsquerschnitt zu verzeichnen ist. Auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz wird eine Erhöhung von $\sigma_{\tau\tau}$ nicht beobachtet, da das $\Upsilon(4S)$ zu $\sim 100\%$ in ein B-Meson-Paar zerfällt. Da $\sigma_{had}(\Upsilon(4S))$ nur sehr klein ist ($\sigma_{had}(\Upsilon(4S)) \sim 1$ nb), wird auch von daher schon kein wesentlicher Beitrag zur τ-Paar Erzeugung erwartet.

Die Zahl der τ-Paare wird mit dem oben beschriebenen Verfahren für jede Datennahmeperiode ermittelt. In dieser Arbeit werden zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen weiterhin nur Perioden berücksichtigt, in denen alle für die Analyse wichtigen Detektorkomponenten einwandfrei funktionierten und eine hinreichend genaue Luminositätsbestimmung möglich war. Die integrierte Luminosität der selektierten Datennahmeperioden beträgt $\mathcal{L} = 197\ \text{nb}^{-1}$, für die Zahl der τ-Paare folgt[1]:

$$N_{\tau\tau} = 197\,379 \pm 570 \pm 9500\,.$$

Diese Zahl der τ-Paare wird jeder in dieser Arbeit beschriebenen Analyse zur Bestimmung von τ-Verzweigungsverhältnissen zugrunde gelegt. Bei Analysen, die nicht von der genauen Kenntnis der Luminosität abhängen, kann eine größere Datenmenge verwendet werden, für die die Zahl der τ-Paare $\sim 250\,000$ beträgt.

[1] Bei der Angabe von zwei Fehlern ist der erste als statistischer und der zweite als systematischer Fehler zu betrachten

3.2 Die Topologie von τ-Ereignissen

Für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \tau^+\tau^-$ ist der Schwerpunkt - vom Laborsystem (Detektor) aus betrachtet - in Ruhe, so daß sich die Impulse von τ^+ und τ^- gegenseitig aufheben müssen:

$$\vec{p}_{\tau^+} + \vec{p}_{\tau^-} = 0\,,$$

mit

$$E_\tau = \frac{E_{cms}}{2} \Longrightarrow E_\tau \sim 5 \text{ GeV} \Longrightarrow |\vec{p}_\tau| \sim 4.6 \text{ GeV/c}\,.$$

Photonabstrahlung im Anfangszustand ist hier als Korrektur höherer Ordnung nicht berücksichtigt. Schon bei den relativ geringen Schwerpunktsenergien von $E_{cms} \sim 10$ GeV sind die erzeugten τ-Leptonen so schnell, daß die Richtung des Impulses, $\vec{p}_i$, eines primär im τ-Zerfall entstandenen Teilchens nahezu immer einen Winkel von weniger als 90^0 mit der Flugrichtung des ursprünglichen τ-Leptons bildet:

$$\cos\theta(\vec{p}_\tau, \vec{p}_i) > 0\,.$$

Die Zerfallsprodukte beider τ-Leptonen werden demnach in entgegengesetzte Detektorhemisphären fliegen und eine für τ-Ereignisse charakteristische Topologie ausbilden. Die im Detektor sichtbaren Teilchen sind im Regelfall durch den Zerfall einer intermediären Resonanz erzeugt worden, so daß ihre Flugrichtung in Ausnahmefällen mehr als 90^0 von der Flugrichtung des τ-Leptons abweichen kann. Es kann davon ausgegangen werden, daß die mittlere Korrelation von π^+-, π^-- und π^0-Mesonen mit dem ursprünglichen τ-Lepton bis auf wenige Ausnahmen gleich ist. Da Photonen im Regelfall durch den Zerfall von π^0-Mesonen erzeugt werden, ist ihre Flugrichtung weniger als die Flugrichtung der geladenen Teilchen mit der Richtung des ursprünglichen τ-Impulses korreliert. Zur Selektion der Topologie werden daher nur die geladenen Teilchen verwendet.
Da Neutrinos im Detektor nicht nachweisbar sind, können τ-Ereignisse nicht vollständig rekonstruiert werden. Durch die sich ausbildende spezielle Topologie von τ-Paar-Ereignissen können diese von anderen Reaktionen, in denen ebenfalls Teilchen nicht nachgewiesen werden können, unterschieden werden. Zur Illustration dieser Topologie ist in Abbildung 3.1 eines der zur Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze verwendeten Ereignisse in der $R - \varphi$-Projektion zu sehen. Die Kreise geben die im Ereignis gesetzten Driftkammerdrähte an, ihr Radius symbolisiert den ermittelten Driftweg. Die durchgezogenen Linien entsprechen den rekonstruierten Spuren geladener Teilchen. Treffer im Flugzeitsystem werden durch dunkle Balken in dem segmentierten Kreis außerhalb der Driftkammer wiedergegeben. Die Schauerzähler werden als Rechteck mit einer Fläche proportional zur deponierten Energie dargestellt. Das τ-Lepton zerfällt zu $B_1 = (86.6 \pm 0.3)\%$ [12] in ein geladenes Teilchen (1-Prong -Zerfall), wobei die neutralen Teilchen nicht betrachtet werden. In $B_3 = (13.3 \pm 0.3)\%$ [12] aller Fälle tritt ein sogenannter 3-Prong auf. Damit wird in 23% aller τ-Paar Reaktionen die bekannteste Topologie, die $1 - 3$-Topologie, erzeugt, die auch in einigen der hier beschriebenen Analysen verwendet wird.

3.3 Die Multihadron-Selektion

Die Kollisionsrate der beiden Teilchenpakete im DORIS II Speicherring beträgt am ARGUS-Wechselwirkungspunkt ~ 1 MHz. Die Triggerrate (siehe Kapitel 2.3) liegt im Mittel bei etwa

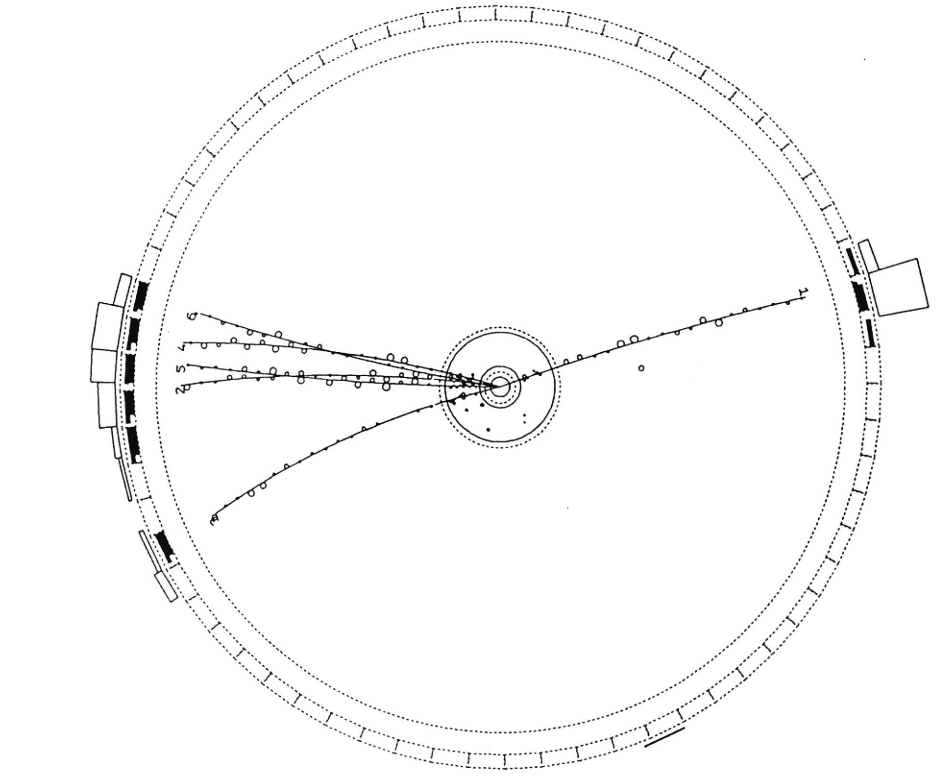


Abbildung 3.1: Darstellung eines τ-Paar Ereignisses in der $R - \varphi$-Projektion.

10 Hz, wovon $\sim$ 1 Hz auf e^+e^--Annihilationen zurückzuführen sind. Daraus ist ersichtlich, daß der Untergrundreduktion eine sehr große Bedeutung zufällt.
Durch die Anforderungen an die Zahl der Spurkandidaten (siehe Kapitel 2.4.2) werden - je nach Datennahmeperiode - zwischen 50% und 70% aller Ereignisse verworfen. Trotzdem werden auch in dieser Datenmenge noch viele Ereignisse mit kleinen Multiplizitäten von geladenen Teilchen gefunden. In der hier präsentierten Analyse werden mindestens vier geladene Spuren pro Ereignis verlangt.
Zur Erleichterung der späteren Analyse und zur weiteren Untergrundreduktion werden die Ereignisse vorselektiert. Hier unterscheidet man zwischen Zweispurereignissen (TWOPRONG) und Multihadronkandidaten (MUHA). Die in dieser Arbeit beschriebenen Analysen von τ-Zerfällen wurden ausschließlich auf der Basis von MUHA-Ereignissen durchgeführt. Diese müssen wenigstens eine der beiden folgenden Bedingungen erfüllen:

- Es wurden mindestens drei geladene Teilchen rekonstruiert, wobei die Summe der im Kalorimeter deponierten Energien größer als 1.7 GeV ist.
- Es wurde ein Hauptvertex gefunden, dem mindestens drei geladene Teilchen zugeordnet werden konnten.

Abhängig von der Datennahmeperiode werden durch diese Kriterien zwischen 5% und 30% der $2.7 \cdot 10^7$ durch das Rekonstruktionsprogramm akzeptierten Ereignisse als MUHA-Kandidaten klassifiziert, so daß für die weitere Analyse noch $\sim 2 \cdot 10^6$ Ereignisse zur Verfügung stehen.

3.4 Die Simulation der Ereignisse

Zur Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit wird in der hier vorgestellten Analyse eine Simulationsrechung (Monte-Carlo) verwendet. Dabei werden zunächst Ereignisse der gesuchten Reaktion generiert und daraufhin zur Simulation des Detektorverhaltens benutzt.
Zur Generation der Ereignisse wird das Programm MOPEK [69] verwendet, in dem zuerst die QED-Reaktion

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

simuliert wird. Im zweiten Schritt werden die gewünschten τ-Zerfälle generiert und die Vierervektoren der Zerfallsprodukte in das Laborsystem transformiert. Die in diesem Programm verwendete Näherung zur Beschreibung der e^+e^--Annihilation ($\beta_\tau = 1$) läßt eine Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit mit genügend hoher Genaugkeit zu, führt aber in der Berechnung des Wirkungsquerschnittes systematisch zu größeren Werten. Die Zahl der τ-Paare wird daher nicht mit Hilfe dieses Programms ermittelt (siehe Kapitel 3.1.1).

Das Detektorverhalten wird mit Hilfe des Programmpaketes SIMARG [70], das zum Teil auf dem Programm GEANT [71] basiert, simuliert. Die zuvor generierten Ereignisse dienen hierfür als Eingabedaten. Die erzeugten Teilchen werden schrittweise durch den Detektor geführt, wobei ihre Wechselwirkungen mit der Detektormaterie simuliert werden. In den aktiven Detektorkomponenten werden diese Wechselwirkungen dazu verwendet, die elektronische Datennahme zu simulieren. Nach Abschluß der Simulation können Monte-Carlo-Daten wie normale ARGUS-Rohdaten behandelt werden und stehen nach der Rekonstruktion der Analyse zur Verfügung.
Die Nachweiswahrscheinlichkeit wird aus dem Vergleich der nach der Selektion verbleibenden Monte-Carlo-Daten mit den generierten Ereignissen ermittelt. Um eine möglichst genaue

Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit sicherzustellen, müssen die Wechselwirkungen der Teilchen mit der Materie so genau wie möglich simuliert werden. Elektromagnetische Wechselwirkungen lassen sich sehr genau berechnen und können daher auch sehr gut simuliert werden. Als Vorlage für die Simulation der elektromagnetischen Prozesse dient die theoretische Arbeit von Crawford und Messel [72]. Hadronische Wechselwirkungen sind nicht so genau bekannt. Es können aber experimentell ermittelte Wirkungsquerschnitte zur Simulation der jeweiligen Reaktion verwendet werden, wozu das Programm GHEISHA [73] benutzt wird. Durch die Benutzung der neuesten Programmversion konnte die Wiedergabe der hadronischen Wechselwirkungen stark verbessert werden [74]. Die Triggerbedingungen sind nicht in allen Datennahmeperioden konstant geblieben, so daß der Einfluß der jeweiligen Triggerbedingungen auf die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht anhand des Simulationsprozesses bestimmt wird, der Rechenzeitbedarf ist dafür zu groß. Daher wird für die in dieser Analyse verwendeten Monte-Carlo-Daten die Einflüsse der Triggerbedingungen und des Filterprogrammes auf Basis der schon rekonstruierten Daten vorgenommen [75].

Es kann nicht davon ausgegangen werden, daß ein so komplexes Gebilde wie der ARGUS-Detektor vollständig simuliert werden kann. So verändert sich laufend die Gasverstärkung und auch die Verstärkung der Photovervielfacher des Kalorimeters. Diese Effekte werden zwar durch Kalibration der jeweiligen Detektorkomponenten wieder korrigiert, elektronische Schwellen in der Auslese der Daten werden dabei aber nicht berücksichtigt. Ein solches Verhalten kann dann von der Simulation nicht mehr genau nachvollzogen werden. Neben einer eventuell vorhandenen Fehlbeschreibung von Wechselwirkungen ist dieses ebenfalls eine Quelle von systematischen Unsicherheiten, die sich auf die ermittelte Nachweiswahrscheinlichkeit fortsetzen. Der sich daraus ergebende relative systematischer Fehler für die Nachweiswahrscheinlichkeit wird zu 10% angenommen.
In der hier beschriebenen Analyse werden auch statistische Fehler auf die Nachweiswahrscheinlichkeit angegeben. Diese Fehler resultieren aus der endlichen Zahl der simulierten Ereignisse. Wegen der nur begrenzt vorhandenen Rechenzeit konnten nicht immer so viele Ereignisse simuliert werden, daß der statistischer Fehler auf die Zahl der durch die Selektion akzeptierten Ereignisse vernachlässigbar klein wird.

3.5 Funktionsanpassung an Histogramme

Werden in einem Histogramm reine Häufigkeitsverteilungen dargestellt, so unterliegt die Anzahl der Einträge pro Histogrammkanal der Poissonverteilung:

$$P(n) = e^{-\mu} \cdot \frac{\mu^n}{n!},$$

mit

μ	:	Erwartungswert der Anzahl von Einträgen im Histogrammkanal
n	:	Anzahl der Einträge in dem Histogrammkanal (Kanalinhalt)
$P(n)$	:	Wahrscheinlichkeit, bei gegebenen Erwartungswert μ, n Einträge in dem Histogrammkanal zu finden.

Wird eine Funktion $F(x, \vec{\theta})$ an das Histogramm angepaßt, so wird der Funktionswert am Ort des Kanalmittelwertes $F(\bar{x}_i, \vec{\theta})$ als Schätzwert für den wahren Erwartungswert im Kanal i verwendet. $\vec{\theta}$ ist der zu der Funktion gehörende Satz von Parametern. Der Kanalmittelwert

$\bar{x}$ wird bestimmt durch

$$\bar{x}: \quad F(\bar{x}, \vec{\theta}) = \frac{\int_{x_1}^{x_2} F(x, \vec{\theta}) dx}{(x_2 - x_1)},$$

wobei x_1 und x_2 die untere und obere Kanalgrenze darstellen. Das Produkt der Einzelwahrscheinlichkeiten $P(n_i, \mu_i)$ für alle betrachteten Histogrammkanäle ist das Likelihood L

$$L = \prod_i e^{-\mu_i} \cdot \frac{\mu_i^{n_i}}{n_i!}, \quad \text{mit } \mu_i = F(\bar{x}_i, \vec{\theta}).$$

Die Anpassung der Funktion und damit die Bestimmung des Parametersatzes $\vec{\theta}$ gilt dann als erfolgt, wenn das Likelihood L seinen maximalen Wert annimmt. Diese Methode ist unter dem Namem „Maximum-Likelihood-Methode" bekannt.
Das Likelihood L kann sehr kleine Werte annehmem. Dies gilt besonders dann, wenn viele Einzelwahrscheinlichkeiten miteinander multipliziert werden. Deshalb ist es rechentechnisch extrem ungünstig, dieses Likelihood direkt zu maximieren. Equivalent zur Maximierung des Likelihoods ist die Minimierung des negativ genommenen Logarithmus des Likelihoods, des sogenannten LogLikelihoods:

$$\begin{aligned} logL &= -\ln L \\ &= -\textstyle\sum_i(-\mu_i + n_i \cdot \ln \mu_i - \ln n_i!) \\ &= -\textstyle\sum_i(-\mu_i + n_i \cdot \ln \mu_i - \sum_{l=1}^{n_i} \ln l). \end{aligned}$$

Da die Summe der Kanalinhalte konstant ist, braucht der letzte Term bei der Anpassung der Funktion nicht berücksichtigt zu werden. Die zu minimierende Größe reduziert sich damit zu

$$logL_M = \textstyle\sum_i (\mu_i - n_i \cdot \ln \mu_i).$$

Ein Programmpaket, das die Minimierung dieser Größe erlaubt, ist das Programmpaket MINUIT [76]. Mit Hilfe dieses Programmpaketes ist auch eine Bestimmung der Kovarianzmatrix des im Minimum des LogLikelihood vorliegenden Parametersatzes $\vec{\theta}$ möglich. Somit können Fehler auf Größen, die sich aus dem Parametersatz $\vec{\theta}$ ableiten lassen, berechnet werden.

3.6 Die obere Grenze für ein Verzweigungsverhältnis

Die in dieser Arbeit verwendete Methode zur Bestimmung der Obergrenze für ein Verzweigungsverhältnis BR geht zum Teil auf die „bayesische" Interpretation des Theorem von Bayes [77] zurück. Hierzu muß gesagt werden, daß es in der Statistik zwei Lehrmeinungen über die Interpretation dieses Theorems gibt: die „bayesische"- und die „anti-bayesische" [78]. Der „bayesische" Ansatz geht davon aus, daß die *a priori* Kenntnis über einen Parameter θ bei dessen Untersuchung mit einzufließen hat. Durch das Experiment wird diese *a priori* Wahrscheinlichkeit in eine *a posteriori* Wahrscheinlichkeit transformiert, wobei nun Aussagen über den Parameter θ aufgrund dieser *a posteriori* Wahrscheinlichkeit getroffen werden.

Im Falle der Bestimmung der oberen Grenze für ein Verzweigungsverhältnis BR ist die *a priori* Kenntnis dadurch gegeben, daß für Verzweigungsverhältnisse gilt: $0 \leq BR \leq 1$. Im Experiment wird die Likelihoodfunkion für das Verzweigungsverhältnis $L(BR)$ gemessen. Aufgrund statistischer Fluktuationen kann diese Likelihoodfunktion auch im physikalisch nicht erlaubten Bereich von BR endliche Werte annehmen. Unter Verwendung der

a priori Kenntnis über ein Verzweigungsverhältnis ($0 \leq BR \leq 1$) folgt die *a posteriori* „Likelihoodfunktion", die nur noch im Bereich von BR zwischen 0 und 1 definiert ist. Dieser „bayesische" Ansatz ist nicht unumstritten, da in vielen Fällen die *a priori* Kenntnis einen zu großen Einfluß auf die getroffenen Aussagen über den Parameter θ hat oder aber die Aussagen zu subjektiv werden können [78].

Die Bestimmung der oberen Grenze UL für ein Verzweigungsverhältnis erfolgt durch Integration der Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis $L(BR)$ über den gewünschten Konfidenzbereich CL. Demnach muß folgende Gleichung gelöst werden:

$$CL = \frac{\int_0^{UL} L(BR)dBR}{\int_0^1 L(BR)dBR} . \tag{3.2}$$

Sowohl die untere als auch die obere Grenze des Normierungsintegrales werden durch die „bayesische" Interpretation des Theorems von Bayes definiert.

3.6.1 Das Theorem von Bayes und seine Interpretation

Gegeben seien zwei nicht exklusive Mengen A und B, die aus Ereignissen X_i bestehen.

- $\mathrm{P}(A)$ ist die Wahrscheinlichkeit, daß wenigstens ein X_i in A auftaucht.
- $\mathrm{P}(A \wedge B)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, eine Menge von Ereignissen X_i in A und B wiederzufinden.

Damit läßt sich nun die bedingte Wahrscheinlichkeit $\mathrm{P}(A|B)$ definieren. Dies ist die Wahrscheinlichkeit, ein Ereignis $X_i \in B$ in A zu finden:

$$\mathrm{P}(A \wedge B) = \mathrm{P}(A|B) \cdot \mathrm{P}(B) = \mathrm{P}(B|A) \cdot \mathrm{P}(A) .$$

Bayes Theorem verknüpft $\mathrm{P}(A|B)$ nun mit $\mathrm{P}(B|A)$:

$$\mathrm{P}(A|B) = \mathrm{P}(B|A) \cdot \frac{\mathrm{P}(A)}{\mathrm{P}(B)} ,$$

wie direkt aus der Definition der bedingten Wahrscheinlichkeit folgt.

Die „bayesische" Interpretation dieses Theorems geht davon aus, daß dieses Theorem nicht nur auf Ereignismengen anwendbar ist, sondern auch für Hypothesen gültig ist. Das Theorem wird nun so geschrieben:

$$\mathrm{P}(\theta_i|X) = \mathrm{P}(X|\theta_i) \cdot \frac{\mathrm{P}(\theta_i)}{\mathrm{P}(X)} ,$$

mit

- X stellt die experimentellen Meßgrößen dar.
- θ_i sind die verschiedenen zu testenden Hypothesen.
- $\mathrm{P}(\theta_i|X)$ ist die *a posteriori* Kenntnis über den Parameter θ_i.
- $\mathrm{P}(X|\theta_i)$ ist die Wahrscheinlichkeit, unter der Hypothese θ_i die experimentellen Meßgrößen X zu erhalten. Dies ist zum Beispiel die Likelihoodfunktion.

- $P(\theta_i)$ ist die *a priori* Kenntnis über die Hypothese θ_i. Im Falle der oberen Grenze für ein Verzweigungsverhältnis ist: $P(BR) = 1$ für $0 \leq BR \leq 1$, $P(BR) = 0$ sonst.

- $P(X)$ ist die Wahrscheinlichkeit, X gemessen zu haben. Bei einer gegebenen Messung ist $P(X)$ ohne Belang und kann ignoriert werden.

Zur Bestimmung der oberen Grenze eines Verzweigungsverhältnisses kann – unter Verwendung der „bayesischen" Interpretation des Theorems von Bayes – die aus der Messung folgende Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis mit einer weiteren Likelihoodfunktion multipliziert werden, die die Vorkenntnis über diese Meßgröße beinhaltet. In der hier präsentierten Analyse geht als Vorkenntnis nur ein, daß ein Verzweigungsverhältnis weder negativ sein noch Werte oberhalb von 1 (100%) annehmen kann.

3.6.2 Bestimmung der Likelihoodfunktion

In diesem Abschnitt wird beschrieben, wie die Likelihoodfunktion für die Anzahl von Ereignissen bestimmt wird. Diese Likelihoodfunktion ist direkt aus dem Experiment zu entnehmen. Die Anzahl N_{ev} von Ereignissen, auch Signalgröße genannt, ist direkt proportional zum Verzweigungsverhältnis BR

$$BR = \frac{N_{ev}}{F}, \tag{3.3}$$

wobei der Proportionalitätsfaktor F noch mit einem Fehler behaftet sein kann. Die Transformation der Likelihoodfunktion für die Anzahl der Ereignisse in die Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis wird in einem späteren Abschnitt beschrieben (vgl. Abschnitt 3.6.3). Unter Verwendung der „bayesischen" Interpretation wird die Likelihoodfunktion nicht für negative Anzahlen von Ereignissen bestimmt. Die Likelihoodfunktion für die Anzahl der Ereignisse $L(N_{ev})$ wird hier wie folgt bestimmt:

1. Es wird davon ausgegangen, daß $L(N_{ev})$ anhand einer reinen Häufigkeitsverteilung, die in der Form eines Histogrammes vorliegt, bestimmt wird. Neben dem gesuchten Signal tritt in dieser Verteilung im Regelfall auch noch ein Untergrundanteil auf. An das gemessene Spektrum wird daher für eine gegebene Signalgröße N_{ev} eine Superposition von Signal und Untergrund angepaßt. Hierzu wird die in Kapitel 3.5 beschriebene Anpassungsmethode verwendet, durch die die zur Beschreibung des Spektrums benötigten Parameter ermittelt werden. Wie erläutert, wird aus rechentechnischen Gründen ein modifiziertes LogLikelihood $logL_M$ berechnet. Dieses LogLikelihood wird dann als Funktion der Signalgröße in die Likelihoodfunktion transformiert. Das Verfahren wird anhand der Suche nach dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ vorgestellt. Hier gilt es, die Likelihoodfunktion für die Anzahl der η-Mesonen, wie sie im $\pi^+\pi^-\pi^0$ Massenspektrum auftreten können, zu ermitteln.

2. Die nur begrenzt zur Verfügung stehende Rechenzeit bedingt, daß die Likelihoodfunktion nur für diskrete Signalgrößen bestimmt werden kann. Die dazwischenliegenden Werte werden bei Bedarf durch Interpolation ermittelt.

3. Das LogLikelihood für eine bestimmte Signalgröße wird durch seine Minimierung als Funktion der in der Anpassung noch variablen Parameter (die Anzahl der Ereignisse ist fixiert) gewonnen.

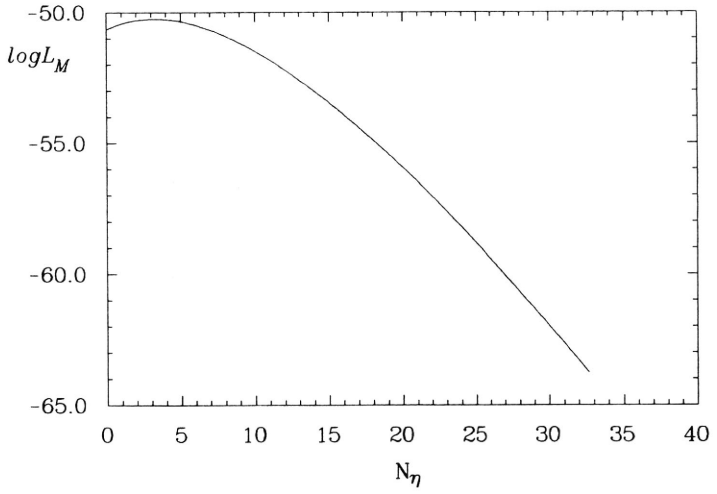


Abbildung 3.2: Die modifizierte LogLikelihoodfunktion $logL_M$ für die Zahl der η-Mesonen.

4. Beginnend mit $N_{ev} = 0$ wird nun $logL_M$ als Funktion von N_{ev} an diskreten Stützstellen ermittelt. In Abbildung 3.2 ist die so ermittelte modifizierte LogLikelihoodfunktion als Funktion der Anzahl der η-Mesonen aufgetragen. Aus rechentechnischen Gründen kann diese Funktion auch nicht für beliebig große N_{ev} bestimmt werden. Es muß daher im Einzelfall darüber entschieden werden, ob eine Fortsetzung der Funktion noch signifikante Beiträge zur Bestimmung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis liefert.

5. Die LogLikelihoodfunktion $logL_M(N_{ev})$ läßt sich in die echte Likelihoodfunktion $L(N_{ev})$ transformieren. Diese kann allerdings so kleine Werte annehmen, daß eine weitere numerische Verarbeitung sinnlos würde. Da die oberen Grenzen durch Integration bei gleichzeitiger Normierung errechnet werden, besteht die Freiheit, die Likelihoodfunktion beliebig zu normieren. Diese Faktoren gehen als additive Konstanten in die LogLikelihoodfunktion ein. Dadurch ist es möglich, die „sehr kleinen" Likelihoodwerte numerisch weiterzuverarbeiten. Die Normierung wird so gewählt, daß gilt:

$$\int_0^\infty L(N_{ev})dN_{ev} = 1\,.$$

Die so ermittelte Likelihoodfunktion für die Zahl der η-Mesonen ist in Abbildung 3.3 gezeigt.

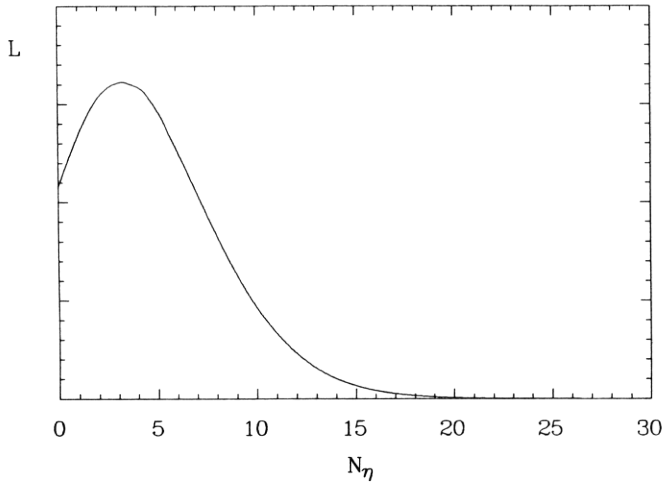


Abbildung 3.3: Normierte Likelihoodfunktion für die Zahl der η- Mesonen.

3.6.3 Bestimmung der Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis

Der in Gleichung 3.3 definierte Proportionalitätsfaktor F unterliegt jedoch im Regelfall ebenfalls einer Wahrscheinlichkeitsverteilung. Dieser Faktor setzt sich unter anderem aus dem Produkt aller eingehenden Nachweiswahrscheinlichkeiten und der Anzahl der τ-Paare zusammen. Alle Größen sind fehlerbehaftet, so daß sich dieser Fehler auf den Proportionalitätsfaktor F fortpflanzt. In dem hier verwendeten Beispiel beträgt $F = 1355.3 \pm 173.2 \pm 171$, oder bei Zusammenfassung von statistischen und systematischen Fehlern $F = 1355.3 \pm 243.4$. Für die weitere Analyse wird angenommen, daß F einer Gaußverteilung unterliegt, hier mit Mittelwert $< F >= F = 1355.3$ und Breite $\sigma_F = 243.4$.
Die Transformation von $L(N_{ev})$ in $L(BR)$ ist analytisch nicht durchführbar. Daher wird für diese Transformation ein Monte-Carlo-Verfahren verwendet:

1. Gemäß der Likelihoodfunktion für die Signalgröße wird ein Wert für die Anzahl N'_{ev} gewürfelt.

2. Der Wert F' wird gemäß einer Gaußverteilung mit Mittelwert F und Breite σ_F gewürfelt.

3. Aus diesen beiden Werten wird ein Verzweigungsverhältnis $BR' = N'_{ev}/F'$ ermittelt.

4. Dieser Vorgang wird so lange wiederholt, bis die statistischen Schwankungen in der Häufigkeitsverteilung der so ermittelten BR' vernachlässigbar werden. Es zeigt sich, daß 200 000 Ereignisse ausreichen, um diese Bedingung zu erfüllen. Abbildung 3.4 zeigt dir Häufigkeitsverteilung der BR'.

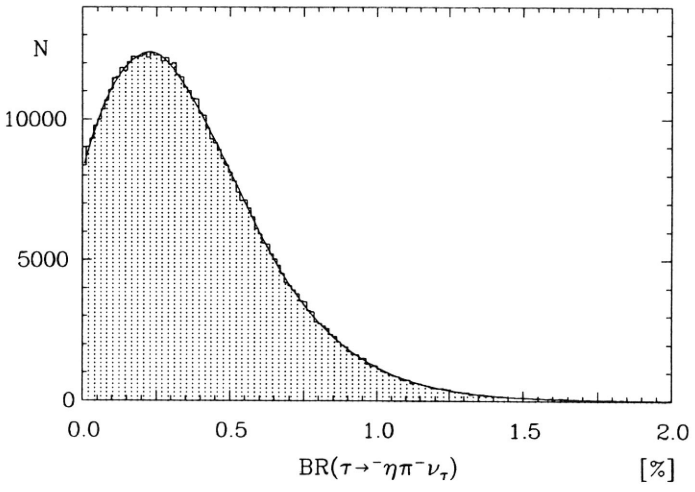


Abbildung 3.4: Generierte Häufigkeitsverteilung der Verzweigungsverhältnisse mit dem Ergebnis der Glättungsoperation.

5. Um den Einfluß statistischer Schwankungen auf die weitere Analyse weiter zu reduzieren, wird diese Verteilung einem Glättungsalgorithmus [79] unterworfen. Das Resultat dieser Operation ist ebenfalls in Abbildung 3.4 zu sehen.

6. Aus dieser geglätteten Häufigkeitsverteilung wird durch Normierung die Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis gewonnen (siehe Abbildung 3.5):

$$\int_0^1 L(BR)dBR = 1$$

7. Anhand der integrierten Likelihoodfunktion kann für den geforderten Konfidenzbereich (CL) die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis bestimmt werden. (siehe Gleichung 3.3). Wegen der Normierungsbedingung kann die obere Grenze direkt aus Abbildung 3.6 entnommen werden.

Für den hier betrachteten Fall ergibt sich als obere Grenze UL für das Verzweigungsverhältnis von $UL = 0.909$ %. Zum Vergleich: Unter der Annahme, daß der Proportionalitätsfaktor F einen nicht endlichen Fehler habe ($\sigma_F = 0$), ergibt sich als obere Grenze: $UL' = 0.845$ %.

3.7 Vorgetäuschte Photonen

Es können zufällige Signale im Schauerzählersystem auftreten, die durch elektronisches Rauschen im Photovervielfacher oder aber durch Rauschen der weiterführenden Elektronik sowie

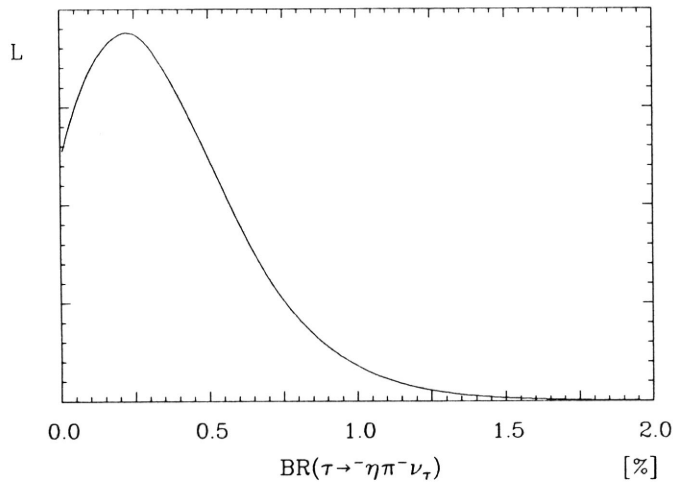


Abbildung 3.5: Normierte Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau)$.

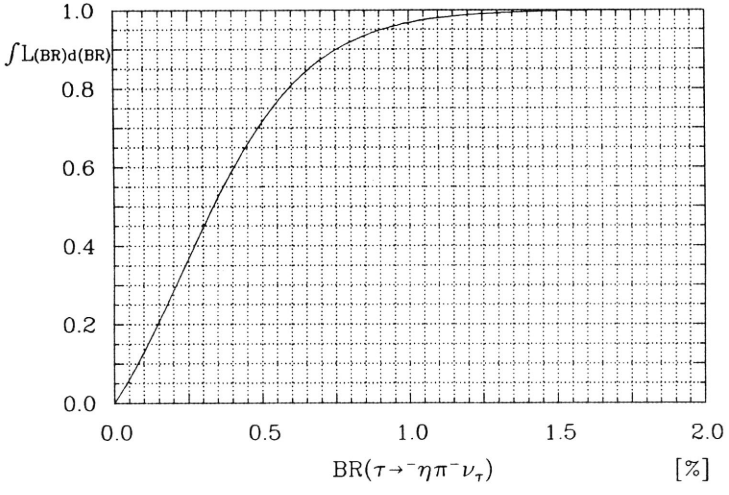


Abbildung 3.6: Integrierte Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau \to \eta\pi\ \nu_\tau)$.

durch Einkopplung von Streusignalen hervorgerufen werden und somit niederenergetische Photonen vortäuschen. Diese „Photonen" sind im Regelfall nicht von echten Energiedepositionen im Kalorimeter zu unterscheiden. Es besteht weiterhin die Möglichkeit, daß reelle Photonen, die in Untergrundreaktionen gleichzeitig erzeugt werden, ebenfalls nachgewiesen werden.
In einigen der hier beschriebenen Analysen wird die Zahl der Photonen pro Ereignis beschränkt. Um den Einfluß solcher Schnitte auf die Selektionswahrscheinlichkeit zu ermitteln, muß die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines vorgetäuschten Photons bekannt sein. Viele der Prozesse, die solche Photonen erzeugen, sind mit dem normalen Betrieb des Speicherringes und der Datennahme korreliert. Die Bestimmung der Wahrscheinlichkeit für das Auftreten solcher „Photonen" muß also mit echten Daten vorgenommen werden. Für solche Zwecke steht ein zusätzlicher Trigger, der *Random*-Trigger, zur Verfügung (siehe Kapitel 2.3). Die Analyse der durch den *Random*-Trigger akzeptierten Ereignisse erlaubt eine genaue Bestimmung der Wahrscheinlichkeit, ein vorgetäuschtes Photon zu finden. Dieser Trigger ist allerdings erst während der letzten Datennahmeperiode zum Einsatz gekommen. Da die experimentellen Bedingungen in den einzelnen Datennahmeperioden nicht konstant waren, muß ein weiteres Verfahren gefunden werden, durch das die in den anderen Datenperioden vorliegende „Rauschwahrscheinlichkeit" bestimmt werden kann. Die mit den *Random*-Trigger-Daten gewonnenen Resultate können mit den Ergebnissen dieses Verfahrens verglichen werden. Wenn beide Methoden für die letzte Datennahmeperiode das gleiche Resultat ergeben, kann das neue Verfahren auch in allen anderen Datennahmeperioden benutzt werden.
In diesem Verfahren werden Ereignisse betrachtet, in denen keine zusätzlichen Photonen erwartet werden. In e^+e^--Reaktionen können immer Bremsstrahlungsphotonen auftreten, so daß solche Ereignisse nicht verwendet werden. In Ereignissen, bei denen ein Myon aus der kosmischen Höhenstrahlung den Detektor während der normalen Datennahme durchquert und durch den Trigger als Ereignis akzeptiert worden ist, werden keine Photonen erwartet. Allerdings können auch hier Photonen vorgetäuscht werden, deren Auftreten aber stark mit dem kosmischen Myon korreliert ist. Ereignisse der Höhenstrahlung treten relativ häufig auf und erlauben damit eine Bestimmung der „Rauschwahrscheinlichkeit" mit großer Genauigkeit. Um diese Ereignisse zu selektieren, werden nur solche akzeptiert, in denen genau zwei Spuren mit entgegengesetzter Ladung auf das Vertexvolumen zeigen und die nicht vom Rekonstruktionsprogramm als Bhabha- oder μ-Paar-Ereignis gefunden worden sind. Beiden Spuren müssen vom Flugzeitsystem registriert worden sein. Da kosmische Myonen ihren Ursprung nicht im Vertexvolumen haben sondern den gesamten Detektor durchqueren, muß sich die Flugzeitdifferenz für solche Ereignisse deutlich von der der anderen Reaktionen unterscheiden. Flugzeitdifferenzen von mehreren Nanosekunden werden erwartet. Die gemessene Flugzeitdifferenz beider Spuren in den bislang selektierten Ereignissen ist in Abbildung 3.7 gezeigt. Eine deutliche Anhäufung bei Flugzeitdifferenzen von mehr als 5 ns ist zu erkennen. Zur weiteren Selektion von Ereignissen der kosmischen Höhenstrahlung werden folgende Schnitte angewandt:

- Die Flugzeitdifferenz muß mehr als 5 ns betragen.
- Beide Spuren müssen in die Barrelregion zeigen: $\cos(\theta)_i \leq 0.7$.
  Die Flugzeitmessung in der Übergangsregion zwischen der Endkappen- und der Barrelregion ist, bedingt durch große Kalibrationsfaktoren in der Rekonstruktion, mit großen Fehlern behaftet. Daher ist dieser Schnitt sinnvoll, um eventuellen Meßfehlern zu entgehen.

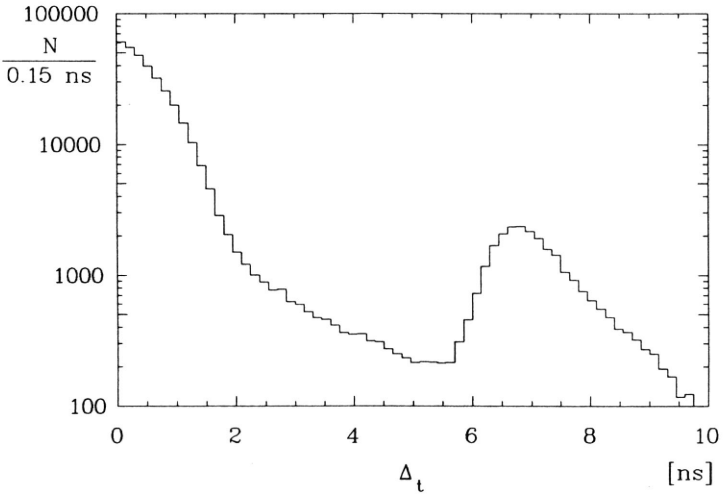


Abbildung 3.7: Flugzeitdifferenz für 2-Spur Ereignisse.

- Für den Impuls jeder Spur gilt: $p > 0.5$ GeV/c.
- Keiner Spur darf eine Energiedeposition in den Schauerzählern von mehr als 500 MeV zugeordnet worden sein.
- mindestens eine Spur muß in 3 Myonkammerlagen registriert worden sein.

Es werden allerdings auch in diesen Ereignissen noch neutrale Teilchen im Schauerzählersystem registriert. Einer der Gründe dafür ist das Auftreten von δ-Elektronen, die durch die Driftkammer nicht mehr registriert worden sind. Diese erzeugen Energiedepositionen im Kalorimeter, die räumlich sehr nahe an dem der geladenen Spur zugeordneten Treffer im Schauerzählersystem zu finden sind. Sie werden, da keine geladene Spur zu dieser Energiedeposition zeigt, vom Rekonstruktionprogramm als Photonen identifiziert. Der Öffnungswinkel zwischen dem kosmischen Myon und diesem Photon ist dann sehr klein. Um diese Effekte zu berücksichtigen, wird nur ein Teil des Raumwinkelbereiches zur Bestimmung der „Rauschwahrscheinlichkeit" benutzt. Der nicht benutzte Bereich des Raumwinkels wird durch jeweils einen Kegel mit dem Öffnungswinkel θ um die beiden Spuren herum definiert. Es werden nur solche Photonen betrachtet, die sich außerhalb dieser Kegel befinden. Durch Variation des Öffnungswinkels θ kann der Einfluß von neutralen Spuren, die korreliert mit dem kosmischen Myon auftreten eliminiert werden.
Durch Rauscheffekte erzeugte vorgetäuschte Photonen sind gemäß ihrer Herkunftsart statistisch über das gesamte Kalorimetersystem verteilt. Wäre das Kalorimeter auf einer Kugeloberfläche angebracht, dann sollte die Häufigkeitsverteilung dieser „Photonen" als Funktion des Cosinus des Öffnungswinkel θ flach sein. In guter Näherung ist dieses auch für die hier vorliegende Zylinderoberfläche der Fall. In Abbildung 3.8 ist die Wahrscheinlichkeit, außerhalb des definierten Kegelbereiches kein Photon mit einer minimalen Energie von

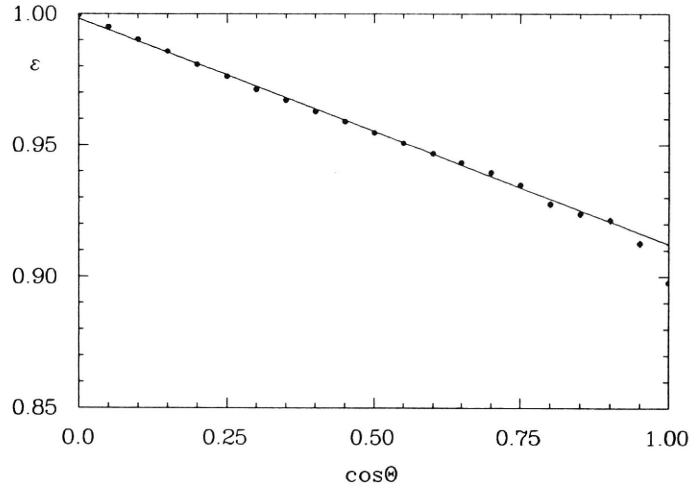


Abbildung 3.8: Wahrscheinlichkeit, kein Rauschphoton zu finden, als Funktion des Kegelwinkels θ ($E_\gamma \geq 80$ MeV).

80 MeV zu finden, als Funktion von $\cos(\theta)$ für eine Datennahmeperiode (1986) dargestellt. Der erwartete lineare Zusammenhang ist deutlich zu erkennen. Abweichungen aufgrund der mit den kosmischen Myonen korrelierten Prozesse sind für kleine Winkel zu beobachten.
Im Bereich $0.1 \leq \cos(\theta) \leq 0.8$ wird eine Gerade an die Werte angepaßt. Die Extrapolation dieser Gerade hin zu $\cos(\theta) = 1$ liefert die Wahrscheinlichkeit ϵ_{Rausch} , kein „Rauschphoton" zu finden. Die „Rauschwahrscheinlichkeit" p_{Rausch} ist dadurch ebenfalls bestimmt: $p_{Rausch} = 1 - \epsilon_{Rausch}$.

Die Ergebnisse dieses Verfahrens werden mit denen verglichen, die unter Verwendung von *Random*-Trigger-Ereignissen erzielt worden sind. Bei einer minimalen Photonenergie von 50 MeV wird für *Random*-Trigger-Ereignisse ϵ_{Rausch} bestimmt zu :

$$\epsilon_{Rausch} = 0.797 \pm 0.002 .$$

Die Bestimmung von ϵ_{Rausch} mit Hilfe von kosmischen Myonen ergibt für die gleiche Datennahmeperiode:

$$\epsilon_{Rausch} = 0.794 \pm 0.010 .$$

Damit ist nun die Möglichkeit gegeben, den Einfluß dieser „Rauschphotonen" für alle Datennahmeperioden zu untersuchen.

Kapitel 4

Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$

In diesem Kapitel wird die Suche nach dem τ-Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ beschrieben. Ziel dieser Analyse ist es, diesen Zerfallskanal zu finden, das Verzweigungsverhältnis zu ermitteln und anhand dieser Daten eine τ-Neutrinomassengrenze zu bestimmen. Die Existenz dieses Zerfalls wurde bereits von anderen Experimenten bewiesen. Im Jahre 1986 betrug der Weltmittelwert für das Verzweigungsverhältnis $(0.07 \pm 0.03)\%$ [8]. Obwohl für die Analyse etwa 250 000 τ-Paare zur Verfügung stehen, ist die Zahl der Ereignisse, in denen dieser Zerfall auftritt, nur sehr klein[†]. Unter Verwendung des Weltmittelwertes für das Verzweigungsverhältnis werden ~ 350 solcher Ereignisse unter den $\sim 250\,000$ τ-Paaren erwartet. Bei typischen Nachweiswahrscheinlichkeiten von $\epsilon_{tot} \sim 1 - 10\%$ verbleiben nur sehr wenig Ereignisse, die zur Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze verwendet werden können. Diese Daten müssen allerdings aus einer Menge von mehr als $2 \cdot 10^6$ Ereignissen selektiert werden. Daraus wird ersichtlich, daß der genauen Kenntnis der Untergrundquellen eine sehr große Bedeutung zukommt. Je mehr Ereignisse durch die Selektion akzeptiert werden, desto aussagekäftiger sind die aus deren Analyse folgende Resultate zur ν_τ-Masse. Die Selektionskriterien müssen daher so ausgelegt sein, daß bei einer großen Nachweiswahrscheinlichkeit für den gesuchten Zerfall der Untergrund möglichst vollständig verworfen wird.
Die bisher beste Massenobergrenze von $m(\nu_\tau) \leq 70$ MeV/c^2 ist von der ARGUS-Kollaboration im Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ ermittelt worden [43], wobei keine Evidenz für eine endliche Neutrinomasse gefunden wurde. Daher wird auch aus der hier beschriebenen Analyse keine Bestimmung der ν_τ-Masse hervorgehen können, so daß ebenfalls nur eine obere Grenze angegeben werden kann.

4.1 Die Selektion der gesuchten Ereignisse

In diesem Abschnitt wird das Verfahren zur Selektion von τ-Paaren beschrieben, von denen eines der τ-Leptonen in 5 geladene Pionen ($\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$) und das andere in genau ein geladenes Teilchen zerfällt. Folgende Zerfallskanäle wurden für die Selektion verwendet:

$$\begin{aligned} e^+e^- &\longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau \\ &\quad\;\; \big\lfloor\!\!\longrightarrow e^+\nu_e\,\overline{\nu}_\tau\,,\;\; \mu^+\nu_\mu\,\overline{\nu}_\tau\,,\;\; \pi^+\,\overline{\nu}_\tau \;\text{ oder }\; \mathrm{K}^+\,\overline{\nu}_\tau \end{aligned} \tag{4.1}$$

[†]Zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses wird eine etwas kleinere Datenmenge verwendet, der etwa $\sim 200\,000$ τ-Paare zugrunde liegen (siehe Kapitel 3.1.1)

In den gesuchten Ereignissen treten genau 6 geladene Teilchen auf. τ-Zerfälle auf der 1-Prong Seite, in denen Photonen auftreten (z.B. $\tau^- \to \rho^- \nu_\tau$, $\rho^- \to \pi^- \pi^0$), werden nicht zugelassen, da der Untergrund aus hadronischen Ereignissen hierfür sehr stark ansteigt.

Unter etwa 250 000 produzierten τ-Paaren erwartet man — bei Vernachlässigung der Nachweiswahrscheinlichkeit — etwa 160 Ereignisse, in denen die geforderte Kombination von Zerfällen vorliegt. Die gesuchten Reaktionen müssen aus aus der Menge der 2 014 667 Mulithadronkandidaten (siehe Kapitel 3.3) selektiert werden. Die Zahl dieser Ereignisse kann durch eine Vorselektion, die nur die direkt aus der gesuchten Kombination von Zerfällen folgenden Bedingungen (Zahl der Spuren, Topologie, keine Photonen) berücksichtigt, stark reduziert werden.

4.1.1 Die Vorselektion

Ziel der Vorselektion ist es, die Datenmenge soweit zu reduzieren, daß eine detaillierte Studie des Untergrundanteiles in den verbleibenden Ereignissen möglich wird, um somit die Grundlage für die Wahl weiterer Schnitte zu schaffen.
Aus der Wahl der jeweiligen Zerfallskanäle resultieren die folgenden Vorselektionsbedingungen:

- Es müssen in jedem Ereignis genau 6 geladene Spuren gefunden worden sein. Spuren, die nicht in Richtung der Strahlachse zeigen und keinem Sekundärvertex zugeordnet werden können (z.B. Rückstreuteilchen aus den Schauerzählern), werden nicht berücksichtigt. Von jeder Spur müssen die folgenden Bedingungen erfüllt werden:

  1. Die Spur zeigt auf den Primärvertex, wobei für das χ^2 des geringsten Abstandes der Spur zum Vertex gilt :

  $$\chi^2_{VX} \leq 64 .$$

  2. Um eine gute Nachweiswahrscheinlichkeit und Impulsauflösung zu gewährleisten, muß für die Impulskomponente p_T senkrecht zur Strahlachse gelten:

  $$p_T > 0.06 \text{ GeV/c} .$$

- Die Ladungsbilanz muß ausgeglichen sein:

$$\sum_{i=1}^{6} q_i = 0 .$$

- Es darf kein Photon mit einer im Kalorimeter gemessenen Energie von mehr als 80 MeV auftreten.

- Es muß eine 1 – 5-Topologie vorliegen. Die 1-5 Topologie wird durch den Winkel θ_{1i} zwischen einem Teilchen und den verbleibenden 5 anderen definiert. Für diesen Winkel muß gelten:

$$\cos\theta_{1i, i=1\ldots5} < -0.3 .$$

Jedes Teilchen im 5-Spur-System, oder auch 5-Prong genannt, wird als Pion betrachtet. Die Möglichkeit zur Teilchenidentifizierung wird nicht genutzt, da in die Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} für ein Ereignis die Pionidentifizierungswahrscheinlichkeit ϵ_π mit der 5-ten Potenz eingeht und somit ϵ_{tot} stark reduziert wird. (z.B. $\epsilon_\pi = 0.9 => \epsilon_{\mathrm{tot}}(\epsilon_\pi = 0.9) = \epsilon_{\mathrm{tot}}(\epsilon_\pi = 1) \cdot 0.59$)

Durch die Schnitte dieser Vorselektion wird die Datenmenge auf 224 Ereignisse reduziert. Da weitere Schnitte nur noch der Untergrundreduktion und nicht mehr der Datenselektion dienen, ist eine genaue Kenntnis der möglichen Untergrundreaktionen unerläßlich.

4.2 Untersuchung und Reduktion des Untergrundes

Als Untergrundreaktionen zu den gesuchten τ-Paar-Zerfällen kommen folgende Prozesse in Frage:

- Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Wechselwirkungen.
  Dies sind Wechselwirkungen der Elektronen bzw. Positronen mit den Atomkernen des Restgases im Strahrohr oder mit den Atomkernen des Materiales der Strahlrohrwand.

- Doppelt radiative Bhabha-Ereignisse, in denen beide Photonen in ein e^+e^--Paar konvertieren:

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^-\gamma\gamma \longrightarrow e^+e^-$$
$$\qquad\qquad\qquad\quad \hookrightarrow e^+e^-$$

- $\gamma\gamma$-Ereignisse.

- Annihilationsprozesse der Art (hadronische Ereignisse):

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$$
$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S), \Upsilon(2S) \rightarrow ggg, gg\gamma$$
$$e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}.$$

- τ-Paare, in denen eines der τ-Leptonen in drei geladene sowie in ein oder mehrere neutrale Pionen zerfällt (z.B. $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$) und ein π^0 ein e^+e^--Paar erzeugt, entweder durch einen Dalitz-Zerfall (interne Konversion eines Photons) oder aber durch Konversion eines seiner Zerfallsphotonen. Die verbleibenden Photonen werden nicht nachgewiesen. Somit kann auch ein $3\pi^\pm$-Zerfall des τ-Leptons ein 5-Spur-System erzeugen.

Die Rejektion von Ereignissen, in denen konvertierte Photonen auftreten, wird somit für die Wahl weiterer Schnitte von großer Bedeutung sein.
In Abbildung 4.1 ist die Verteilung der Summe aus den Impulsen der 6 Spuren sowie deren im Kalorimeter deponierten Energien (normiert auf die doppelte Schwerpunktsenergie), die Größe $(E + P)_n$, für die verbliebenden Ereignisse gezeigt. Deutlich ist die Signatur der verschiedenen Prozesse zu erkennen. Typisch für Ereignisse aus Strahl-Wand-, Strahl-Gas- und Zwei-Photon-Wechselwirkungen sind kleine Werte von $(E + P)_n$ (bis etwa 0.3), wohingegen Bhabha-Ereignisse bei sehr großen Werten (> 0.7) zu finden sind, da Elektronen ihre gesamte

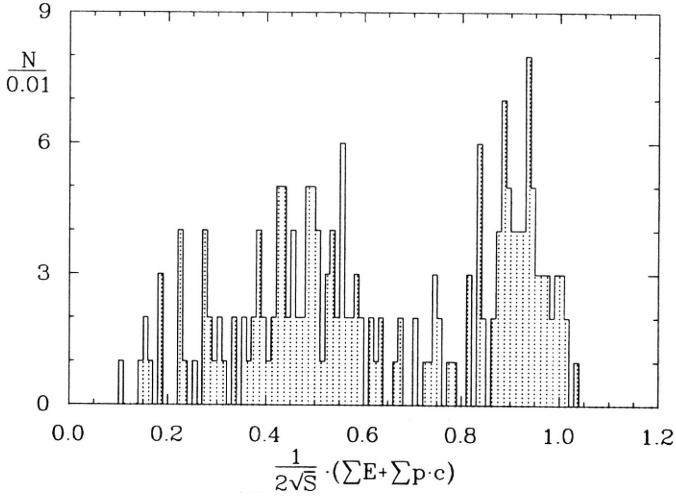


Abbildung 4.1: Summe aus den Impulsen aller 6 Spuren sowie deren im Kalorimeter deponierten Energien (normiert auf die doppelte Schwerpunktsenergie).

Energie im Kalorimeter deponieren können. Alle anderen Ereignisse, auch die τ-Paare, nehmen im wesentlichen den dazwischenliegenden Wertebereich ein. Weiterhin läßt sich anhand dieser Verteilung erkennen, daß Bhabha-Reaktionen eine Hauptuntergrundquelle in den vorselektierten Daten darstellen. Wie im folgenden Abschnitt gezeigt wird, können Ereignisse aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen vernachlässigt werden.

4.2.1 Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen

Da die Kinematik von Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen gleich ist, werden beiden Untergrundquellen nicht voneinander getrennt behandelt. Der Anteil des Untergrundes aus solchen Reaktionen kann direkt aus den Daten ermittelt werden. Hierzu wird eine Multihadron-Selektion auf Basis der EXPDST-Daten (siehe Kapitel 3.3), in der die Anforderungen an die Vertexposition invertiert werden, durchgeführt. Der radiale Abstand des Vertex zum nominellen Wechselwirkungspunkt r_{VX} muß demnach größer sein als 1.5 cm oder der Abstand entlang der Strahlachse $|z_{VX}|$ muß mehr als 6 cm betragen. Der Vertex von Ereignissen aus e^+e^--Wechselwirkungen kann nur durch Rekonstruktionsfehler in diesem Bereich gefunden werden. Es kann daher davon ausgegangen werden, daß durch die inversen Vertexanforderungen fast nur Ereignisse aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen akzeptiert werden. Durch die „inverse" Multihadronselektion werden aus einer Datenmenge von 636 957 Ereignissen 24 641 „falsche" Multihadronereignisse selektiert. In der gleichen Datenmenge befanden sich 192 561 der „echten" Ereignisse.
Die Verteilung der rekonstruierten Vertexposition in der Ebene senkrecht zur Strahlachse ist in Abbildung 4.2 zu sehen. Deutlich ist bei einem radialen Abstand von 4 cm die Lage des Strahlrohres zu erkennen. Die Anhäufung am Ursprung ist auf Strahl-Gas-Wechselwir-

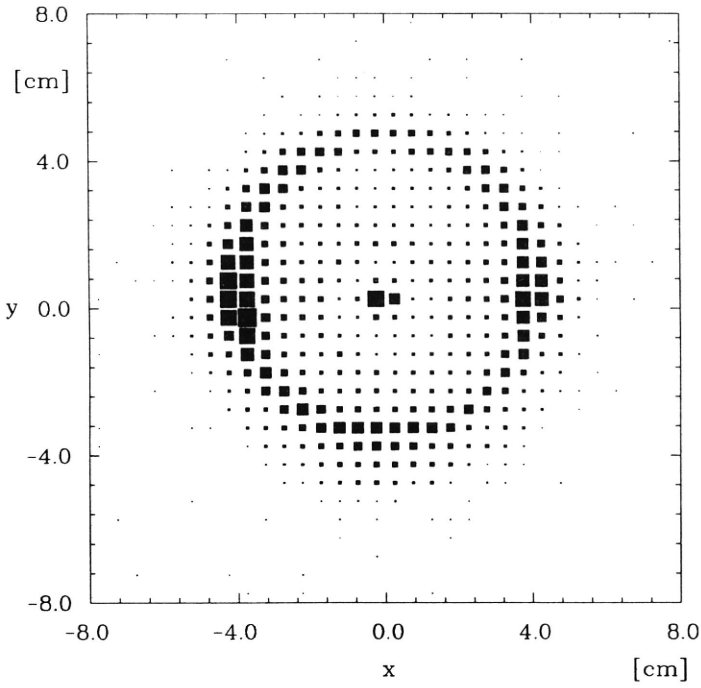


Abbildung 4.2: Vertexverteilung von Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen in der Ebene senkrecht zur Strahlachse.

kungen zurückzuführen. Die radiale Vertexverteilung für Ereignisse mit $|z_{VX}| > 6$ cm ist in Abbildung 4.3 gezeigt; die Verteilung der Vertexposition entlang der Strahlachse für Ereignisse mit $r_{VX} < 1.5$ cm kann Abbildung 4.4 entnommen werden. Die Extrapolation auf das „echte" Vertexvolumen ergibt eine Zahl von 3057 ± 108 Ereignissen aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen unter den „echten" 192 561 Multihadronkandidaten dieser Datennahmeperiode, was einem Untergrundanteil von $1.6 \pm 0.1\%$ entspricht. Diese Untergrundrate ist allerdings nicht für alle Datennahmeperioden gleich. Die Schwankungen sind jedoch nicht sehr groß, so daß dieser Anteil deutlich unter 3% liegt. Es befinden sich also weniger als 65000 Ereignisse aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen in der gesamten „echten" Multihadron-Datenmenge. Im Gegensatz zu Ereignissen aus der e^+e^--Vernichtung zeichnen sich diese Untergrundereignisse durch eine im Mittel positive Gesamtladung aus, da die Ladungsbilanz im Anfangszustand nicht ausgeglichen ist. Die Wahrscheinlichkeit, eine ausgeglichene Ladungsbilanz vorzufinden, ist relativ klein, wie der Abbildung 4.5 entnommen werden kann. Die Bestimmung des Untergrundes aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen in den selektierten 224 Ereignissen wurde auf einer Basis von 70 466 „falschen" Multihadronereignissen vorgenommen. Diese Zahl ist mit der ermittelten oberen Grenze von

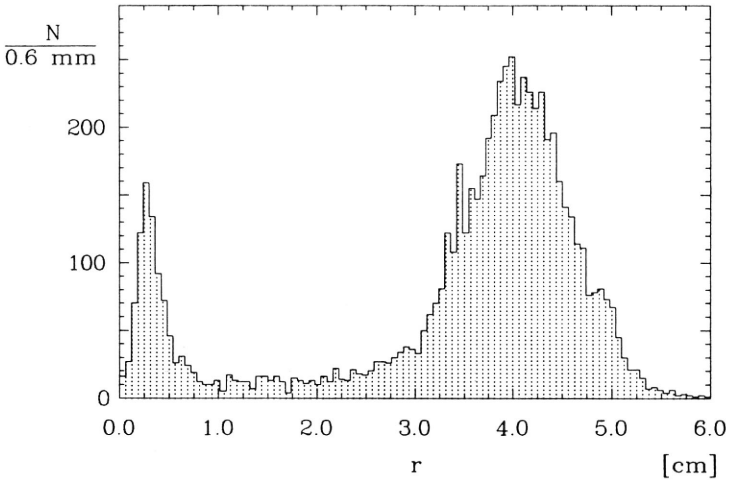


Abbildung 4.3: Radiale Vertexverteilung von Ereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen mit $|z_{VX}| > 6$ cm.

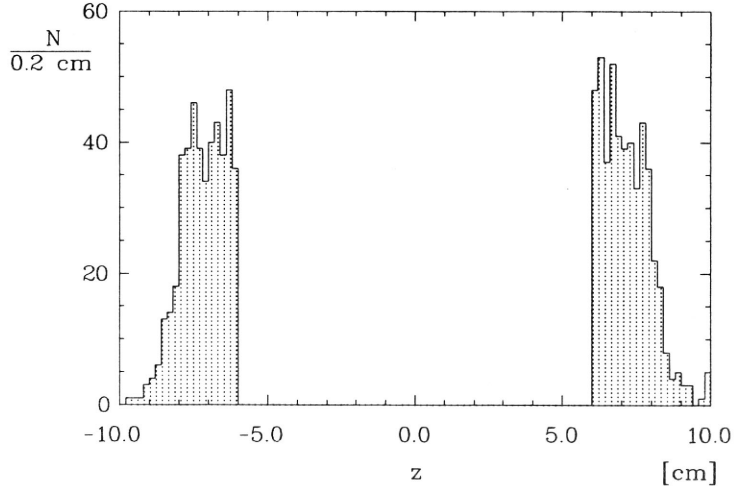


Abbildung 4.4: Vertexverteilung entlang der Strahlachse von Ereignissen aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen mit $r_{VX} < 1.5$ cm.

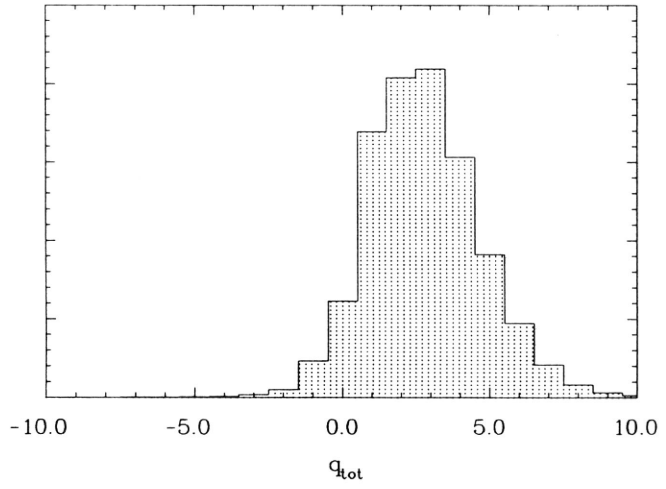


Abbildung 4.5: Normierte Geamtladungsverteilung für Ereignisse aus Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen.

65 000 dieser Untergrundereignisse in der „echten" Multihadron-Datenmenge zu vergleichen. Keines dieser Ereignisse passierte die in Kapitel 4.1.1 beschriebenen Vorselektionsschnitte. Der Untergrund an Strahl-Gas- und Strahl-Wand-Reaktionen kann somit vernachlässigt werden.

4.2.2 Der Untergrund aus Bhabha-Ereignissen und Schnitte gegen konvertierte Photonen

Wie aus Abbildung 4.1 zu entnehmen ist, stammt nahezu die Hälfte der 224 Ereignisse in der vorselektierten Datenmenge aus Bhabha-Wechselwirkungen, die damit die Hauptuntergrundquelle darstellen. In solchen Bhabha-Ereignissen treten zwei konvertierte Photonen auf. Da aber auch in anderen Untergrundereignissen konvertierte Photonen zu finden sind, tragen Schnitte gegen ihr Auftreten wesentlich zur Untergrundreduktion insgesamt bei. Die Wahrscheinlichkeit, ein konvertiertes Photon zu verwerfen, muß für die verschiedenen Reaktionstypen getrennt bestimmt werden, da sich die Signatur konvertierter Photonen, die in Ereignissen aus Bhabha-Reaktionen beobachtet werden, von der in anderen Ereignissen auftretenden unterscheidet. Dieser Unterschied ist darin zu finden, daß es Elektronen möglich ist, beim Durchgang von Materie (Strahlrohr, Driftkammerwand) Bremsstrahlungsphotonen zu erzeugen, die daraufhin konvertieren können. Der Ort der Erzeugung dieser e^+e^--Paare ist im Mittel weiter vom Wechselwirkungspunkt entfernt als bei konvertierten Photonen aus Multihadronereignissen. Weiterhin zeigt die Flugrichtung der Photonen nicht mehr notwendigerweise auf den Hauptvertex, so daß sich auch hier ein Unterschied zu Multihadronereignissen ergibt. Da die Vorselektionsbedingungen (siehe Kapitel 4.1.1) verlangen, daß alle Spuren auf den Hauptvertex zeigen, wird eine Korrelation zwischen der rekonstruierten Masse

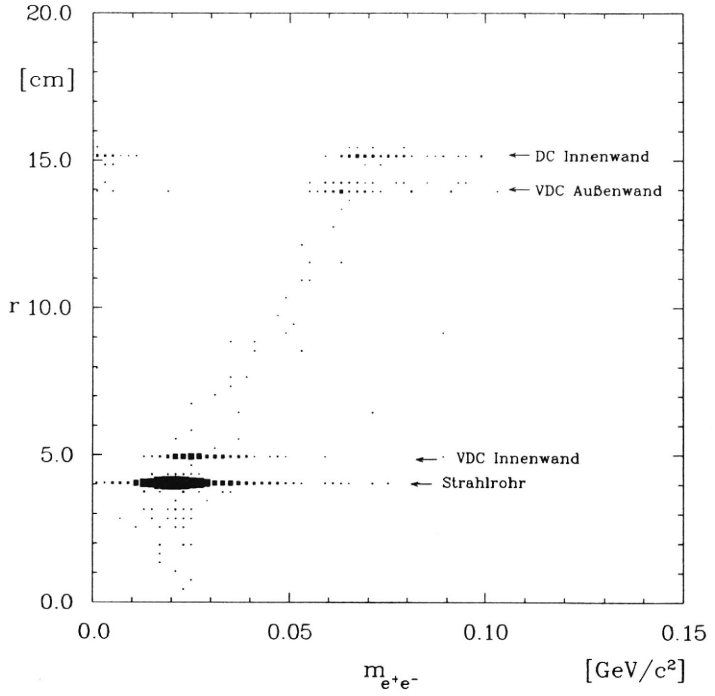


Abbildung 4.6: Radialer Abstand des Erzeugungsortes konvertierter Photonen vs. deren rekonstruierte e^+e^--Masse für simulierte Ereignisse.

eines konvertierten Photons und dem radialen Abstand des Konversionpunktes zum Vertex bewirkt, wonach mit wachsendem Abstand des Konversionsortes vom Hauptvertex immer größere invariante e^+e^--Massen rekonstruiert werden (Abbildung 4.6).
Die wahre Masse eines konvertierten Photons ist im allgemeinen sehr klein und wird nur durch den Impulsübertrag auf den bei der Konversion beteiligten Atomkern bestimmt. Obwohl Meßfehler und die beobachtete Korrelation dazu führen, daß konvertierte Photonen mit einer zu großen Masse rekonstruiert werden können, ist diese dennoch sehr klein. Sie können demnach durch einen Schnitt auf die invariante Masse — unabhängig vom Ereignistyp — wirkungsvoll verworfen werden. Die Häufigkeitsverteilung der jeweils kleinsten invarianten Masse, $m_{\min}(e^+e^-)$, zweier entgegengesetzt geladener Teilchen des 5-Prong-Systems, denen die Elektronmasse zugewiesen wurde, ist für die verbliebenen 224 Ereignisse in Abbildung 4.7 dargestellt. Eine deutliche Anhäufung für Massen unterhalb von 0.1 GeV/c^2 ist zu erkennen. Aus Abbildung 4.8 ist zu entnehmen, daß diese kleinen Massen stark mit dem Wert von $(E + \mathrm{P})_n$ für das jeweilige Ereignis korreliert sind. Außerdem ist zu erkennen, daß nicht alle Ereignisse, in denen $m_{\min}(e^+e^-)$ sehr klein ist, aus Bhabha-Reaktionen stammen, woraus geschlossen werden kann, daß in den verbliebenen 224 Ereignissen nicht nur in Bhabha-

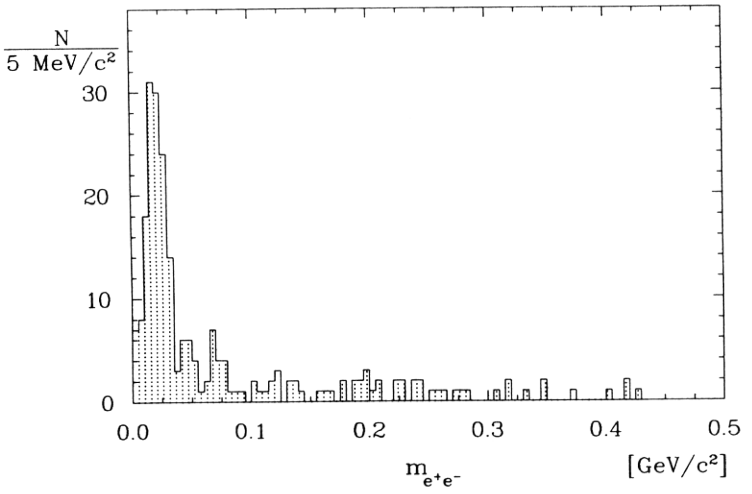


Abbildung 4.7: Häufigkeitsverteilung von $m_{\min}(e^+e^-)$.

Reaktionen konvertierte Photonen auftreten.

Schnitte gegen konvertierte Photonen

Um Schnitte gegen konvertierte Photonen zu entwickeln und deren Wirksamkeit bestimmen zu können, werden zunächst Bhabha-Ereignisse selektiert, in denen konvertierte Photonen zu finden sind, womit auch die speziellen Eigenschaften dieser konvertierten Photonen berücksichtigt werden können. Allerdings darf dieser Datensatz nicht durch Selektionsbedingungen erzeugt werden, die die Eigenschaften der im Detektor auftretenden konvertierten Photonen berücksichtigen.
Einfach radiative Bhabha-Ereignisse, in denen das Bremsstrahlungsphoton konvertiert,

$$e^+e^- \longrightarrow e^+e^-\gamma \\ \qquad\qquad\quad \hookrightarrow e^+e^- \quad ,$$

können aufgrund ihrer Ereignisstruktur unabhängig von den physikalischen Eigenschaften konvertierter Photonen selektiert werden:

- Es müssen genau 4 geladene Spuren gefunden worden sein. Für jede Spur gilt (vgl. Kapitel 4.1.1):

  1. $\chi^2_{VX} \leq 64$,
  2. $p_T > 0.06$ GeV/c.

  Diese Bedingungen müssen von jeder Spur erfüllt werden, damit der Vergleich mit den 6-Prong-Ereignissen möglich ist.

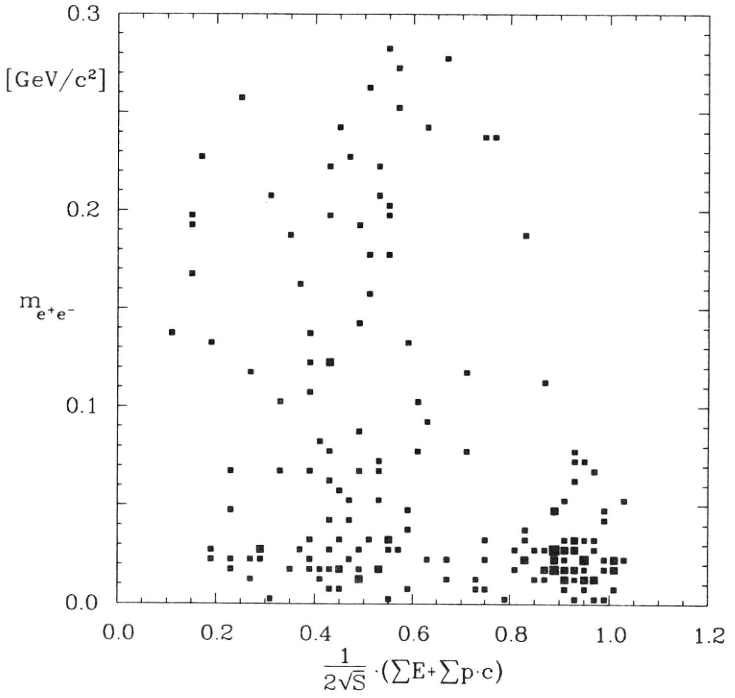


Abbildung 4.8: $m_{\min}(e^+e^-)$ vs. $(E + \mathrm{P})_n$.

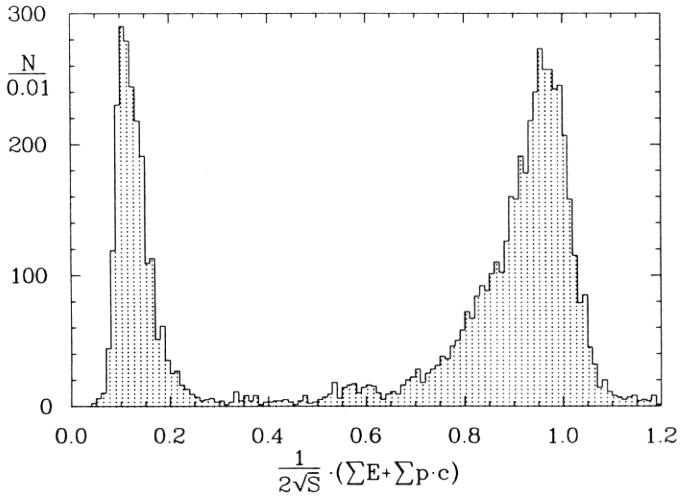


Abbildung 4.9: $(E + \mathrm{P})_n$ für 4-Spur Ereignisse mit kleinem totalen Transversalimpuls.

- Die Ladungsbilanz muß ausgeglichen sein:

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

- Es darf kein Photon mit einer Energie von mehr als 80 MeV im Kalorimeter registriert worden sein.

- Weiterhin soll das Ereignis möglichst vollständig rekonstruiert worden sein, so daß der totale Transversalimpuls des Ereignisses $\mathrm{P_T}$ klein ist:

$$\mathrm{P_T} = |\sum_{i=1}^{4} \vec{p}_{\mathrm{Ti}}| \leq 0.5 \text{ GeV/c} .$$

- Die auf die doppelte Schwerpunktsenergie normierte Summe der Impulse der 4 geladenen Teilchen sowie deren im Kalorimeter deponierten Energien, die Größe $(E + \mathrm{P})_n$, ist für Ereignisse, die durch die vorangegangenen Schnitte selektiert worden sind, in Abbildung 4.9 gezeigt. Deutlich sind die Ereignisse der Bhabha-Wechselwirkungen für Werte von $(E + \mathrm{P})_n \geq 0.7$ zu erkennen. Auch ist zu erkennen, daß Beiträge aus anderen Reaktionen kaum noch zu diesem Wertebereich beitragen, während im Bereich kleiner Werte von $(E + \mathrm{P})_n$ Ereignisse aus Zwei-Photon-Wechselwirkungen zu finden sind. Zur Selektion von radiativen Bhabha-Ereignissen soll $(E + \mathrm{P})_n$ mindestens 0.7 betragen:

$$(E + \mathrm{P})_n = \frac{1}{2 \cdot E_{cms}} \cdot \sum_{i=1}^{4} (\mathrm{p}_i + E_i^{sh}) \geq 0.7 .$$

Wegen der großen Zahl dieser Reaktionen wird nicht die gesamte zur Verfügung stehende Datenmenge für die Untergrundstudie herangezogen. Durch diese Selektionsbedingungen werden aus 409 844 Multihadronereignissen 4529 Ereignisse akzeptiert. Der Anteil an Ereignissen, die nicht durch Bhabha-Wechselwirkungen erzeugt worden sind, ist sehr klein (vgl. Abbildung 4.9). Dennoch führt auch ein nur kleiner Beitrag an solchen „Untergrundereignissen" zu einer Unterschätzung der Wahrscheinlichkeit, daß die in Bhabha-Ereignissen auftretenden konvertierten Photonen durch die nun folgenden Schnitte verworfen werden.
Ein großer Teil aller konvertierten Photonen wird vom Rekonstruktionsprogramm anhand des entstehenden besonderen Sekundärvertex erkannt. Da die e^+e^--Paare mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel relativ zueinander erzeugt werden, kann vom Rekonstruktionsprogramm häufig kein gemeinsamer Schnittpunkt dieser beiden Spuren gefunden werden. Es werden aber Spurpaare gefunden, in denen die beiden Spuren am Orte ihrer kleinsten Annäherung parallel verlaufen. Solche Sekundärvertizes, bei denen auch noch beide dazugehörigen Spuren zum Hauptvertex zeigen dürfen, sind typisch für konvertierte Photonen, die daran vom Rekonstruktionsprogramm als solche erkannt werden.

1. **Schnitt:** Es darf kein vom Rekonstruktionsprogramm gefundenes konvertiertes Photon auftreten.

Die Wirksamkeit dieses Schnittes wird durch Anwendung auf die 4529 selektierten einfach radiativen Bhabha-Ereignisse überprüft, woraufhin noch 342 Ereignisse verbleiben. Da nicht alle dieser Ereignisse aus Bhabha-Wechselwirkungen stammen, ist die aus diesen Zahlen folgende Wahrscheinlichkeit, ein in Bhabha-Ereignissen auftretendes konvertiertes Photon dennoch zu akzeptieren, $\epsilon_{akz} = 7.55 \pm 0.4\%$, sicherlich etwas zu hoch. Sie verringert sich zu $\epsilon_{akz} = 7.26 \pm 0.4\%$, wenn die Anforderungen an χ^2_{VX} für jede Spur auf $\chi^2_{VX} \leq 36$ erhöht wird, wie es bei der Suche nach η-Mesonen der Fall sein wird (siehe Kapitel 5 und Kapitel 6). Da nicht alle konvertierten Photonen bereits durch das Rekonstruktionsprogramm als solche erkannt und damit durch den vorhergehenden Schnitt verworden werden, wird ein weiterer Schnitt angewendet. Dabei wird ausgenutzt, daß die rekonstruierte Masse konvertierter Photonen im Regelfall klein ist.

2. **Schnitt:** Die invariante Masse $m_{e^+e^-}$ zweier entgegengesetzt geladener Teilchen, von denen angenommen wird, daß es sich um Konversionselektronen handelt, darf 100 MeV/c^2 nicht unterschreiten:

$$m_{e^+e^-} > 100 \text{ MeV/c}^2 .$$

Die Wirksamkeit dieses Schnittes in Hinblick auf die Verwerfung konvertierter Photonen aus Bhabha-Wechselwirkungen wird durch ihre Anwendung auf die 342, nach dem vorherigen Schnitt verbleibenden, selektierten einfach radiativen Bhabha-Ereignisse bestimmt. Es werden noch 160 Ereignisse akzeptiert, woraus für die Wahrscheinlichkeit, solche konvertierten Photonen nach Anwendung beider Schnitte dennoch zu akzeptieren, folgt: $\epsilon_{akz} = 4.0 \pm 0.3\%$. Der verbleibende Untergrund führt wiederum zu einer Überschätzung dieser Wahrscheinlichkeit.
Die Wirksamkeit dieser Schnitte gegen konvertierte Photonen, die nicht in Bhabha-Reaktionen erzeugt worden sind, wird mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt. Die in der Simulation auftretenden Spuren müssen zunächst die in der Selektion beschriebenen

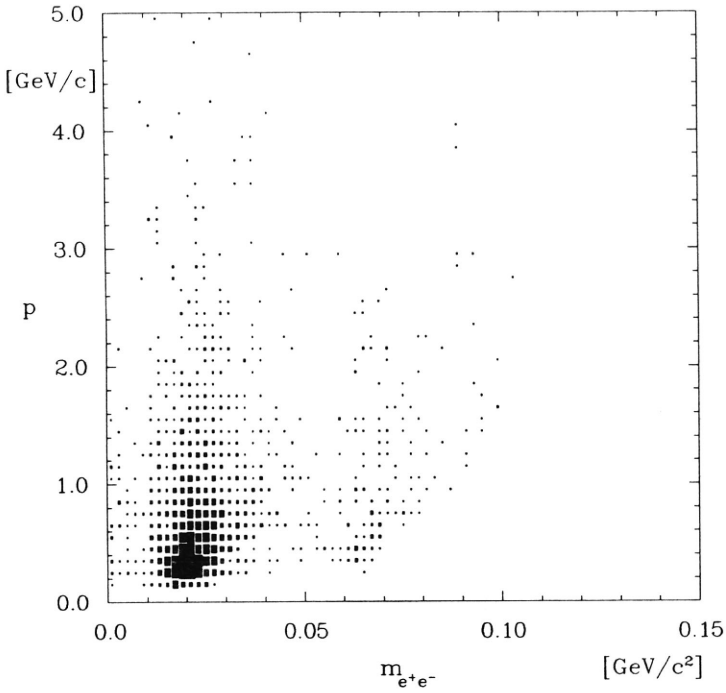


Abbildung 4.10: P vs. e^+e^--Masse für simulierte konvertierte Photonen.

Bedingungen erfüllen, wobei jedes Teilchen zuerst als Pion betrachtet wird. Den akzeptierten Spuren wird daraufhin die Elektronmasse zugewiesen. In Abbildung 4.10 ist für simulierte konvertierte Photonen der gemessene Impuls gegen deren rekonstruierte invariante e^+e^--Masse aufgetragen. Wie aus dieser Abbildung hervorgeht, wird die e^+e^--Masse von konvertierten Photonen weitestgehend unabhängig von ihrem gemessenen Impuls rekonstruiert. Da die rekonstruierte Masse konvertierter Photonen impulsunabhängig ist, kann die Wahrscheinlichkeit, sie durch die bislang beschriebenen Schnitte zu verwerfen, direkt aus den Monte-Carlo-Daten bestimmt werden. Von 603 konvertierten Photonen, bei denen das e^+e^--Paar im Detektor nachweisbar war, werden 597 durch die beiden Schnitte verworfen. Die Wahrscheinlichkeit, ein konvertiertes Photon, dessen Zerfallsprodukte im Detektor nachgewiesen wurden, zu akzeptieren, beträgt $\epsilon_{akz} = 1.0 \pm 0.4\%$.

Weitere Reduktion der Bhabha-Ereignisse

Bremsstrahlungsphotonen, die durch die Wechselwirkung von Elektronen (Bhabha-Ereignisse) mit dem Detektormaterial entstehen, werden unter sehr kleinen Winkeln abgestrahlt. Da das aus diesen Photonen durch Konversion erzeugte e^+e^--Paar ebenfalls nur

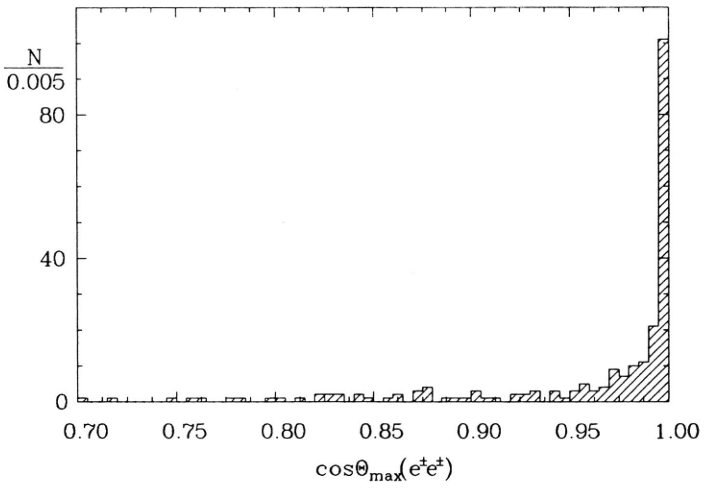


Abbildung 4.11: Häufigkeitsverteilung von $\cos\theta_{max}(e^{\pm}e^{\pm})$.

einen sehr kleinen Öffnungswinkel aufweist, ist die Wahrscheinlichkeit, daß in diesen Ereignissen gleichgeladene Teilchenpaare mit einem sehr kleinen Öffnungswinkel θ beobachtet werden, sehr groß. In Abbildung 4.11 ist für die 224 vorselektierten Ereignisse die Häufigkeitsverteilung des maximalen Wertes des Kosinus des Winkels zweier gleichgeladener Teilchen, $\cos_{max}\theta(e^{\pm}e^{\pm})$, auf der 5-Prong-Seite eines jeden Ereignisses dargestellt. Eine deutliche Anhäufung bei großen Werten von $\cos_{max}\theta(e^{\pm}e^{\pm})$ ist zu beobachten. Um den Untergrund aus radiativen Bhabha-Ereignisse noch weiter zu verkleinern, darf der Kosinus dieses Winkels einen Wert von 0.996 nicht überschreiten, was einem minimalen Öffungswinkel von $\sim 5^0$ entspricht:

$$\cos\theta(e^{\pm}e^{\pm}) \leq 0.996\,.$$

Allerdings läßt sich die Wirksamkeit dieses Schnittes gegen doppelt radiative Bhabha-Ereignisse nicht mit Hilfe der selektierten einfach radiativen Bhabha-Ereignisse bestimmen, da der Anteil an Photonen, die aus der Wechselwirkung der Elektronen mit dem Detektormaterial erzeugt wurden, nicht bekannt ist.
Durch die Anforderungen an die Ereignistopologie wird das Auftreten von solchen — später konvertierenden — Bremsstrahlungsphotonen gefördert, da sie unter kleinen Winkeln abgestrahlt werden. Dieser Schnitt hat einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die Selektionswahrscheinlichkeit echter τ-Ereignisse.

Die Schnitte gegen konvertierte Photonen und radiative Bhabha-Ereignisse

Die zuvor entwickelten Schnitte gegen konvertierte Photonen und radiative Bhabha-Ereignisse werden jetzt auf die Datenmenge angewendet, die aus der Vorselektion hervorgegangen ist.

- Es darf kein vom Rekonstruktionsprogramm gefundenes konvertiertes Photon auftreten.

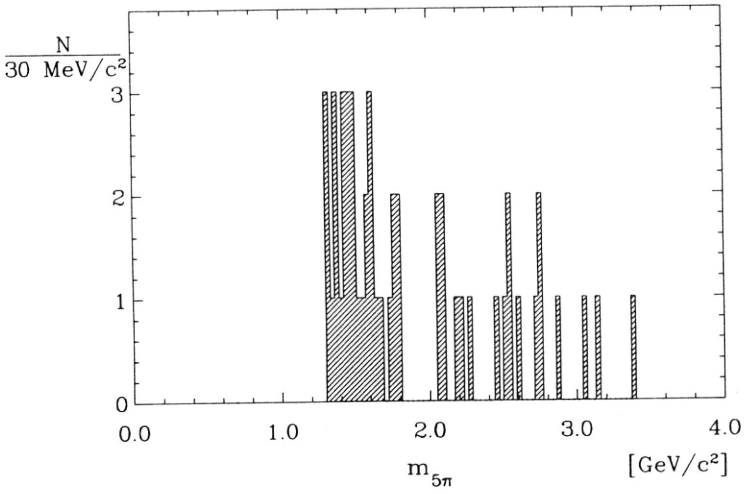


Abbildung 4.12: Invariantes 5-Prong-Massenspektrum nach der Bhabha-Rejektion.

- Auf der 5-Prong-Seite darf die Masse zweier entgegengesetzt geladener Teilchen $m_{e^+e^-}$ — es wird dabei angenommen, daß es sich um Konversionselektronen handelt — 100 MeV/c^2 nicht unterschreiten:

$$m_{e^+e^-} > 100 \text{ MeV/c}^2 .$$

- Für den Winkel zwischen zwei gleichgeladenen Teilchen auf der 5-Prong-Seite $\theta(e^\pm e^\pm)$ muß gelten:

$$\cos\theta(e^\pm e^\pm) \leq 0.996 .$$

Durch Anwendung dieser Schnitte werden 174 der 224 Ereignisse verworfen. Das invariante Massenspektrum des 5-Prongs — die Teilchen werden wieder als Pionen betrachtet — ist für die 50 akzeptierten Ereignisse in Abbildung 4.12 dargestellt. Die Einträge oberhalb der Masse des τ-Leptons weisen auf immer noch vorhandenen Untergrund hin. Weitere Schnitte zu dessen Reduktion sind daher erforderlich.

Abschätzung der Zahl der restlichen Bhabha-Ereignisse

Der noch verbleibende Untergrund an Bhabha-Wechselwirkungen kann anhand der zuvor bestimmten Wahrscheinlichkeit, ein in solchen Ereignissen auftretendes konvertiertes Photon noch zu akzeptieren, abgeschätzt werden. Aus den oben genannten Gründen ist nur eine Überschätzung dieses Untegrundes möglich, zumal dabei auch der Einfluß des Schnittes auf den Winkel zwischen zwei gleichgeladenen Teilchen nicht berücksichtigt wird:

- Die Wahrscheinlichkeit, daß ein in Bhabha-Reaktionen erzeugtes, konvertiertes Photon akzeptiert wird, beträgt:

$$\epsilon_{akz} = 4.0 \pm 0.3\% .$$

- Die Zahl der Bhabha-Ereignisse unter den 224 selektierten Ereignissen ist unbekannt, so daß zur Abschätzung dieses Untergrundes die Maximalzahl von 224 Ereignissen verwendet wird.

Die Zahl der Untergrundereignisse aus Bhabha-Reaktionen N_{Bhabha} beträgt nach Anwendung der Schnitte:

$$N_{Bhabha} \leq 224 \cdot 0.04^2 = 0.36 \pm 0.03 .$$

Diese konservative Abschätzung zeigt, daß der Untergrund aus zweifach radiativen Bhabha-Ereignissen für die weitere Analyse vernachlässigbar ist, da außerdem auch noch die in den folgenden Kapiteln beschriebenen Schnitte gegen weitere Untergrundreaktionen eine Erhöhung der Wahrscheinlichkeit, ein Bhabha-Ereignis zu verwerfen, bewirken.

4.2.3 Weitere Schnitte zur Untergrundreduktion

In Ereignissen der τ-Paar-Produktion werden die Zerfallsprodukte der beiden τ-Leptonen unabhängig voneinander produziert, so daß ihre kinematischen Größen ausschließlich durch die sich ausbildende Topologie korreliert sind. Weitere Korrelationen können nur aus den Bedingungen der Selektion folgen. In Abbildung 4.13a ist für die verbleibenden 50 Ereignisse der Impuls des 1-Prongs p_1 gegen die gemessene invariante 5π-Masse aufgetragen. Für einen Teil dieser Ereignisse ist eine Korrelation zu beobachten, wonach große invariante Massen nur bei kleinen 1-Prong-Impulsen registriert werden. Eine solches Verhalten wird bei simulierten τ-Ereignissen auch nach Anwendung aller beschriebenen Schnitte nicht beobachtet (Abbildung 4.13b). Das Auftreten eines solchen Verhaltens in den Daten erlaubt es, einen großen Teil der Untergrundereignisse durch den folgenden Schnitt zu verwerfen, ohne daß die Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesuchten τ-Ereignisse nachhaltig beeinflußt wird:

$$p_1 < (-2.5 \cdot m_{5\pi} \cdot c + 7.5)\ [\mathrm{GeV/c}] .$$

Dieser Schnitt wird durch die in Abbildung 4.13 zu erkennende Linie graphisch dargestellt; Ereignisse mit Einträgen oberhalb dieser Linie werden verworfen. Die simulierten τ-Ereignisse werden durch diesen Schnitt fast vollständig akzeptiert. Nach Anwendung dieses Schnittes verbleiben 30 Ereignisse. Der Abbildung 4.13a ist zu entnehmen, daß es immer noch Ereignisse gibt, in denen eine deutlich oberhalb der τ-Masse liegende 5π-Masse rekonstruiert wird. Damit liegt auch nach diesem Schnitt keine reine Datenmenge aus τ-Paar-Ereignissen vor.

Um den nach diesem Schnitt verbleibenden Untergrund bestimmen zu können, müssen die für die zu beobachtende Korrelation verantwortliche Untergrundquellen bekannt sein. Da diese Korrelation nicht durch Untergrund aus anderen τ-Zerfällen hervorgerufen werden kann, kommen nur die folgende Untergrundprozesse als Ursache für ihr Auftreten in Frage:

- $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)$.
- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1S), \Upsilon(2S) \rightarrow ggg, gg\gamma$.
- $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(4S) \rightarrow B\overline{B}$.
- Zwei-Photon-Prozesse.

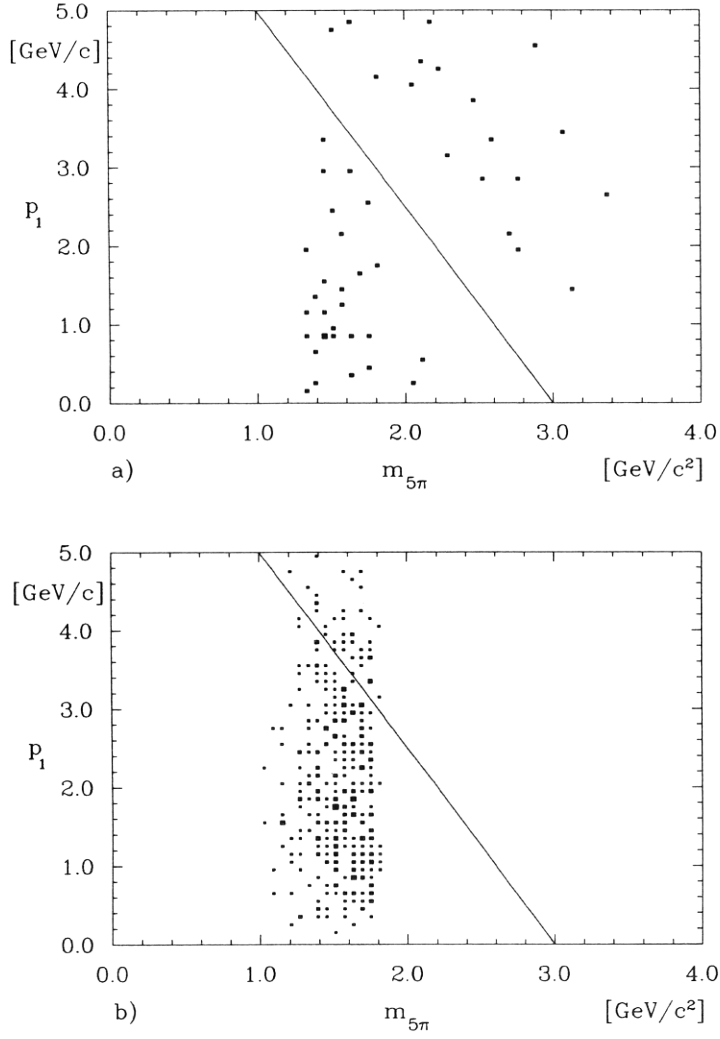


Abbildung 4.13: p_1 vs. $m_{5\pi}$ für a) Daten und b) simulierte τ-Ereignisse. Ereignisse oberhalb der Linie werden verworfen.

Untergrundreaktionen, in denen konvertierte Photonen auftreten, können aufgrund der hohen Wahrscheinlichkeit, solche Ereignisse zu verwerfen, in diesem Stadium der Analyse noch vernachlässigt werden. Υ-Zerfälle in drei Gluonen werden ebenfalls nicht von großer Bedeutung als Untergrundquelle sein, da in solchen Ereignissen die Teilchen im wesentlichen isotrop verteilt sind, so daß die geforderte Topologie nur sehr selten auftreten kann [80]. Diese Erwartung wird durch eine Simulationsrechnung bestätigt. Von 321 346 mit dem Lund-Monte-Carlo [81] simulierten Υ-Zerfällen in drei Gluonen konnten nach dem Schnitt gegen Bhabha-Ereignisse und konvertierte Photonen nur noch drei Ereignisse wiedergefunden werden. Die Zahl der simulierten Zerfälle ist mit der Zahl der in der hier betrachteten Datenmenge vorhandenen Ereignisse in etwa vergleichbar. Da Υ-Zerfälle in ein Photon und zwei Gluonen sehr stark unterdrückt sind [82], ist ein solcher Beitrag zum Untergrund auszuschließen.
$\Upsilon(4S)$-Mesonen zerfallen zu 100% in ein Paar von B-Mesonen, die nahezu in Ruhe erzeugt werden. Beide B-Mesonen zerfallen unabhängig voneinander und verursachen demnach keine ausgeprägte Ereignistopologie. Auch hier zeigt eine Monte-Carlo-Simulation von $\Upsilon(4S)$-Zerfällen, daß der Untergrund aus solchen Reaktionen vernachlässigbar ist. Von 200 277 simulierten Reaktionen verbleiben nur noch drei Ereignisse nach den Schnitten gegen Bhabha-Wechselwirkungen und konvertierte Photonen. Diese werden durch den obigen Schnitt verworfen. In der echten Datenmenge liegen weniger als 100 000 $\Upsilon(4S)$-Zerfälle vor. Demnach wird dieser Prozeß nicht mehr als mögliche Untergrundquelle in Betracht gezogen. Somit können nur noch $q\bar{q}$-Ereignisse und Zwei-Photon-Wechselwirkungen zum Untergrund beitragen.

Der Untergrund an $q\bar{q}$-Ereignissen

In $q\bar{q}$-Prozessen ist eine Korrelation zwischen dem Impuls des 1-Prongs und der invarianten $m_{5\pi}$-Masse möglich, da die beiden entstandenen Quarks durch das sie verbindende Farbfeld nicht mehr unabhängig voneinander zur Teilchenproduktion beitragen. Der Untergrund aus diesen Prozessen wird ebenfalls durch eine Simulationsrechnung abgeschätzt, wobei zur Generation der Ereignisse das LUND-Monte-Carlo-Programm verwendet wird [81]. Mit den benutzte Programmversionen LUND 6.2 und LUND 6.3 werden auch Ereignisse generiert, in denen ein Bremsstrahlungsphoton von den einlaufenden Elektronen abgestrahlt wird. Die generierten Ereignisse werden anschließend der vollständigen Detektorsimulation unterworfen. Die Zahl der insgesamt generierten Ereignisse von 2 308 110 übertrifft die Menge der in den Daten vorliegenden $q\bar{q}$-Ereignisse annähernd um das Vierfache. Die Schwerpunktsenergien für die generierten Ereignisse liegen im Bereich von $E_{cms} \simeq 10$ GeV und entsprechen somit den für die Daten vorliegenden Energien.
Nach den Schnitten gegen Bhabha-Reaktionen und konvertierte Photonen liegen noch 27 Ereignisse vor, für die in Abbildung 4.14 p_1 gegen die gemessene 5π-Masse aufgetragen ist. Die Ereignisse liegen erwartungsgemäß mehrheitlich oberhalb der Linie, die den Schnitt symbolisiert. Es werden aber nicht alle Ereignisse verworfen, woraus die Notwendigkeit weiterer Schnitte gegen den Untergrund aus $q\bar{q}$-Ereignisses deutlich wird.
An dieser Stelle sei hier noch einmal auf die Detektorsimulation eingegangen. In der vollständigen Simulation der Ereignisse werden die hadronischen Wechselwirkungen im elektromagnetischen Kalorimeter des ARGUS-Detektors unter Verwendung des Programmpaketes GHEISHA [73] berücksichtigt. Die hadronischen Wechselwirkungen von Mesonen und Baryonen mit dem Detektormaterial und auch die damit verbundenen Energiedepositionen werden mit Hilfe dieses Programmpaketes zufriedenstellend beschrieben [74]. Demnach können auch neutrale, langlebige Hadronen wie das K_L^0-Meson oder das Neutron, die in der Drift-

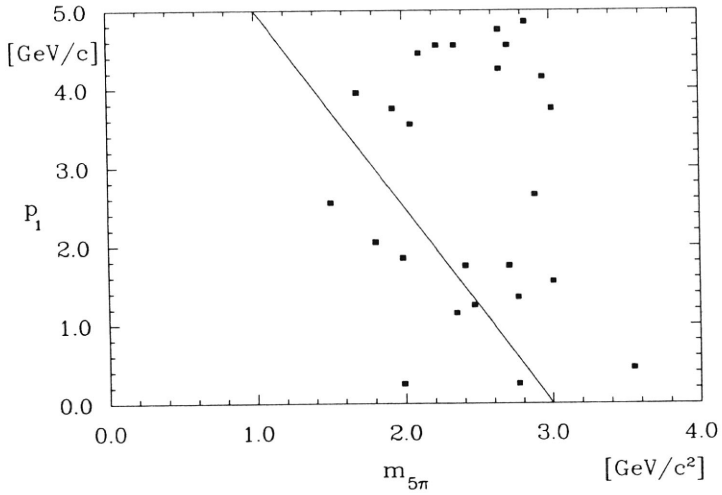


Abbildung 4.14: p_1 vs. $m_{5\pi}$ für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse.

kammer nicht nachgewiesen werden können, im Kalorimeter Energie deponieren und werden dadurch als Photonen rekonstruiert. Da durch die Selektionsbedingungen Ereignisse, in denen Photonen mit einer rekonstruierten Energie von mehr als $E_\gamma = 80$ MeV auftreten, verworfen werden, ist eine gute Beschreibung dieser hadronischen Wechselwirkungen durch das Simulationsprogramm von Bedeutung. Dabei ist weniger entscheidend, daß die Ortsverteilung der Energiedeposition richtig wiedergegeben wird sondern ob genügend Energie deponiert wird, um ein Teilchen durch das Rekonstruktionprogramm als Photon zu erkennen.
Eine Möglichkeit, die Auswirkungen einer falschen Beschreibung der hadronischen Wechselwirkungen auf die Selektion der $q\bar{q}$-Ereignisse zu ermitteln, besteht in der Simulation dieses Untergrundes ohne Berücksichtigung der hadronischen Wechselwirkungen. Da diese simulierten Ereignisse nicht mehr durch den Schnitt gegen das Auftreten von Photonen verworfen werden, passieren wesentlich mehr Ereignisse die Schnitte der Selektion. Für die nun selektierten 107 Ereignisse ist p_1 gegen die 5π-Masse in Abbildung 4.15a aufgetragen. Das in den Daten beobachtete Verhalten ist für die simulierten Ereignisse nicht mehr feststellbar. Wird aber maximal ein neutrales langlebiges Hadron pro Ereignis gefordert, tritt wieder ein Verhalten auf, wie es auch in den Daten zu beobachten ist (Abbildung 4.15b). Die simulierten Ereignisse sind fast alle oberhalb der gezeigten Linie zu finden und werden durch den Schnitt verworfen. Nur in solchen Ereignissen und in denjenigen, zu deren Simulation die hadronischen Wechselwirkungen berücksichtigt wurden, tritt damit das in den Daten beobachtete Verhalten auf, und es kann davon ausgegangen werden, daß die hadronischen Wechselwirkungen durch das Simulationsprogramm im zufriedenstellenden Umfang wiedergegeben werden.
Zur Bestimmung des verbleibenden Untergrundes aus $q\bar{q}$-Prozessen werden daher die Ereignisse verwendet, in deren Simulation die hadronischen Wechselwirkungen mit einbezogen

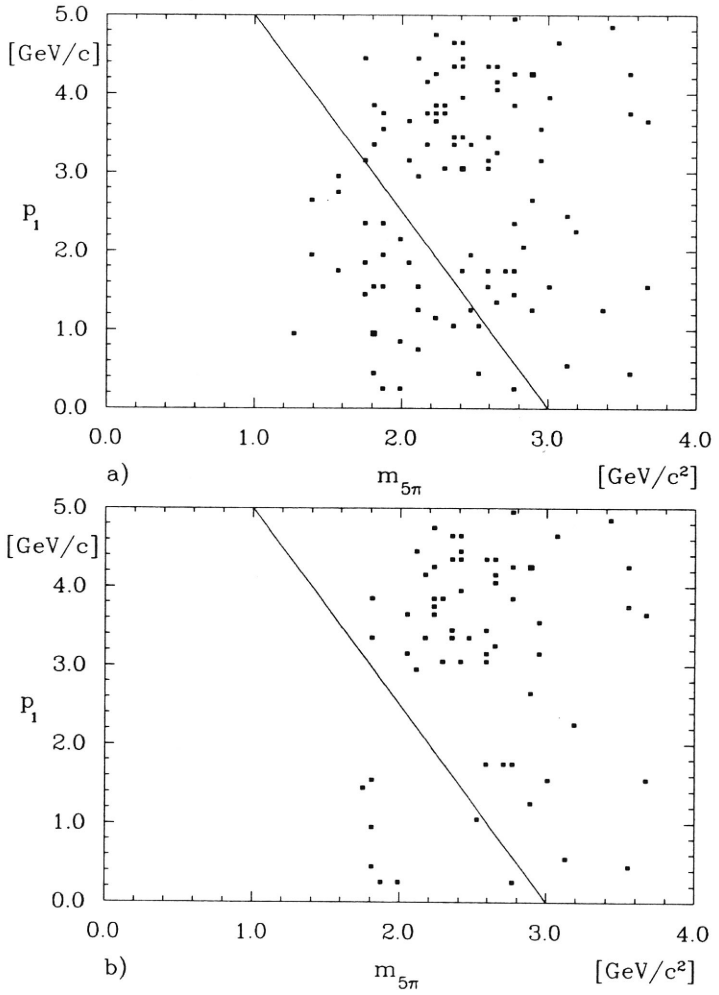


Abbildung 4.15: p_1 vs. $m_{5\pi}$ für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse, in denen hadronische Wechselwirkungen nicht betrachtet werden.
a) Anzahl der neutralen, langlebigen Hadronen ist beliebig
b) Maximal ein neutrales, langlebiges Hadron pro Ereignis

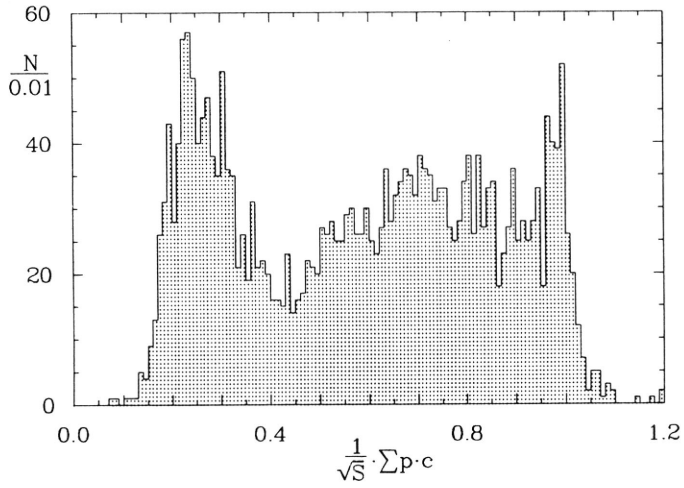


Abbildung 4.16: P_n für 6-Spur Ereignisse, in denen keine Photonen registriert wurden.

wurden. Von den 27 nach den Schnitten gegen Bhabha-Reaktionen und konvertierte Photonen vorliegenden Ereignissen werden durch den Schnitt in der Ebene, die durch p_1 und $m_{5\pi}$ aufgespannt wird, noch 7 Ereignisse akzeptiert. Um eine reine Menge an τ-Ereignissen zu erhalten, sind weitere Schnitte gegen diesen Untergrund notwendig (siehe Kapitel 4.2.3.1).

Der Untergrund aus Zwei-Photon-Wechselwirkungen

Ob die beobachtete Korrelation zwischen dem 1-Prong-Impuls und der Masse des 5-Pion-Systems auch in $\gamma\gamma$-Ereignissen auftritt, läßt sich nur anhand von Simulationsrechnungen ermitteln. Im Gegensatz zu Elektron-Positron-Vernichtungsreaktionen ist der Wirkungsquerschnitt für mögliche Untergrundreaktionen hier nicht bekannt. Um dennoch eine Bestimmung dieses Untergrundanteiles an den Daten vornehmen zu können, muß ein Weg gefunden werden, die Zahl der simulierten Ereignisse auf die Daten zu normieren. Hierzu wird die Verteilung der Summe aller Impulse normiert auf die Schwerpunktsenergie, die Größe $P_n = \sum_{i=1}^{6} |\vec{p}_i| / E_{cms}$, für Ereignisse betrachtet, die die Vorselektionsbedingungen bis auf die Anforderung an die Ereignistopologie erfüllt haben (siehe Kapitel 4.1.1). Die Häufigkeitsverteilung von P_n ist in Abbildung 4.16 dargestellt. In Ereignissen aus $\gamma\gamma$-Wechselwirkungen werden bevorzugt sehr kleine Werte von P_n registriert, da die an der Reaktion beteiligten Elektronen im Regelfall aufgrund der kleinen Streuwinkel nicht nachgewiesen werden. Es ist zu erkennen, daß Ereignisse aus Zwei-Photon-Reaktionen bei kleinen Werten von P_n — deutlich separiert von den Ereignissen aus anderen Prozessen — aufzufinden sind. Als Normierungsbereich wird der Bereich $0.2 \leq P_n \leq 0.3$ gewählt, in dem sich 435 Ereignisse befinden. In der Simulation

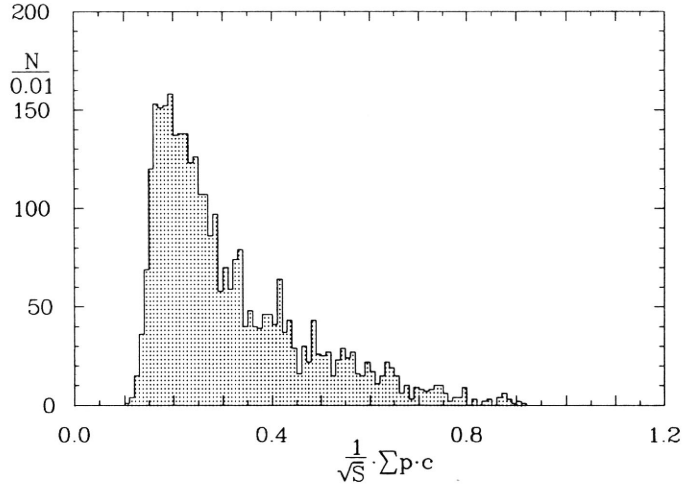


Abbildung 4.17: Verteilung der Größe P_n für simulierte $\gamma\gamma$-Ereignisse mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$.

wurden folgende Zwei-Photon-Prozesse berücksichtigt:

$$e^+e^- \longrightarrow \gamma\gamma\ e^+e^- \begin{cases} \longrightarrow 3\pi^+3\pi^-, 3\pi^+3\pi^-\pi^0, 2\pi^+2\pi^-, 2\pi^+2\pi^-\pi^0 \\ \longrightarrow K^+\ 2\pi^+3\pi^-K^0_L, 2\pi^+2\pi^-\ K^0_S\ K^0_L\ , \end{cases}$$

wobei der Prozeß mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$ als Hauptuntergrundquelle in Frage kommt. Die jeweiligen Endzustände wurden gemäß einer Phasenraumverteilung erzeugt. Bei der Beschreibung der eigentlichen $\gamma\gamma$-Reaktion wurde das von Budnev et al.[83] angegebene Matrixelement verwendet. Weiterhin wurden verschiedene Parametrisierungen der Abhängigkeit des Wirkungsquerschnittes von der in der Reaktion zur Verfügung stehenden Schwerpunktsenergie benutzt [84]. Die unterschiedlichen Parametrisierungen des Wirkungsquerschnittes haben auf die Resultate der Untergrundbestimmung allerdings keinen nennenswerten Einfluß. In Abbildung 4.17 ist die Verteilung der Größe P_n für simulierte $\gamma\gamma$-Ereignisse mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$ gezeigt. Man erkennt, daß auch die Daten-Verteilung im Normierungsbereich durch Ereignisse der Zwei-Photon-Wechselwirkungen dominiert wird. Die generierten Ereignisse werden ebenfalls den beschriebenen Selektionsbedingungen unterworfen. Nach den Schnitten gegen Bhabha-Ereignisse und konvertierte Photonen ist für die verbleibenden simulierten Ereignisse ebenfalls eine Korrelation zwischen p_1 und der 5-Pion-Masse feststellbar, wie aus Abbildung 4.18 entnommen werden kann, in die nur Ereignisse mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$ eingegangen sind. Einträge im Bereich oberhalb der den Schnitt symbolisierenden Linie sind auf Ereignisse zurückzuführen, in denen ein einlaufendes Elektron oder Positron mit einem so großen Winkel gestreut wurde, daß es im Detektor nachgewiesen werden konnte. Anhand der

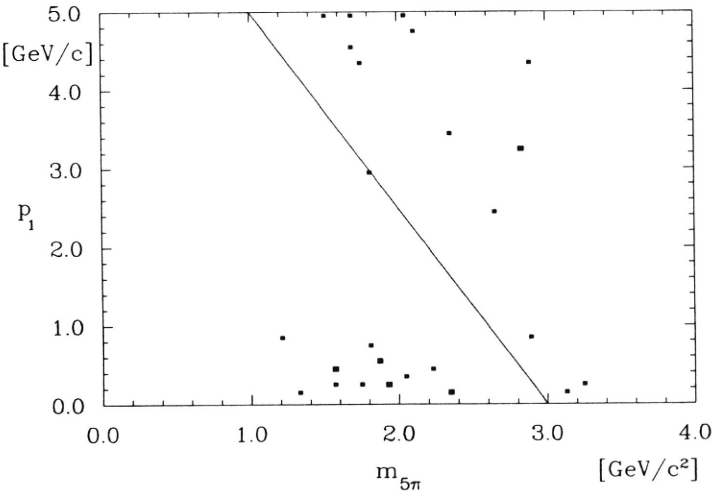


Abbildung 4.18: p_1 vs. $m_{5\pi}$ für simulierte $\gamma\gamma$-Ereignisse mit dem Endzustand $3\pi^+3\pi^-$.

Simulationsrechnung für den Endzustand $3\pi^+3\pi^-$ wird nun der Untergrund aus Zwei-Photon-Prozessen abgeschätzt. Im Normierungsbereich werden 1117 simulierte Ereignisse gefunden, von denen noch 33 nach den Schnitten gegen Bhabha-Reaktionen und konvertierte Photonen vorliegen. Demnach befinden sich etwa 10 Untergrundereignisse aus $\gamma\gamma$-Wechselwirkungen in der aus 50 Ereignissen bestehenden Datenmenge, wie sie nach den Schnitten gegen den Untergrund aus Bhabha-Reaktionen selektiert wurde.
Durch den in Abbildung 4.18 dargestellten Schnitt werden 15 der simulierten Ereignisse akzeptiert. In der Menge der 30 nach diesem Schnitt verbleibenden Daten-Ereignisse sind demnach etwa 5 auf Zwei-Photon-Wechselwirkungen zurückzuführen. Es müssen also nicht nur weitere Schnitte gegen den Untergrund aus hadronischen Wechselwirkungen entwickelt werden sondern auch gegen Untergrund aus $\gamma\gamma$-Prozessen. Die Abschätzung des totalen Untergrundanteiles in den verbleibenden 30 Ereignissen ergibt, daß noch ungefähr 10 Untergrundereignisse vorhanden sind.

4.2.3.1 Die endgültigen Schnitte zur Untergrundreduktion

Die in τ-Zerfällen erzeugten Neutrinos können nicht im Detektor nachgewiesen werden. Die in e^+e^--Wechselwirkungen erzeugten τ-Paare produzieren bei ihrem Zerfall mindestens zwei Neutrinos. Die Zahl der Neutrinos wird bei Auftreten von leptonischen τ-Zerfällen noch vergrößert. In den gesuchten Ereignissen ist der Anteil der leptonischen τ-Zerfälle aufgrund der geforderten Ereignistopologie besonders hoch, so daß die Impulsbilanz in diesen Ereignissen nicht mehr ausgeglichen sein kann. Die Impulsbilanz wird durch den Betrag des Gesamt-

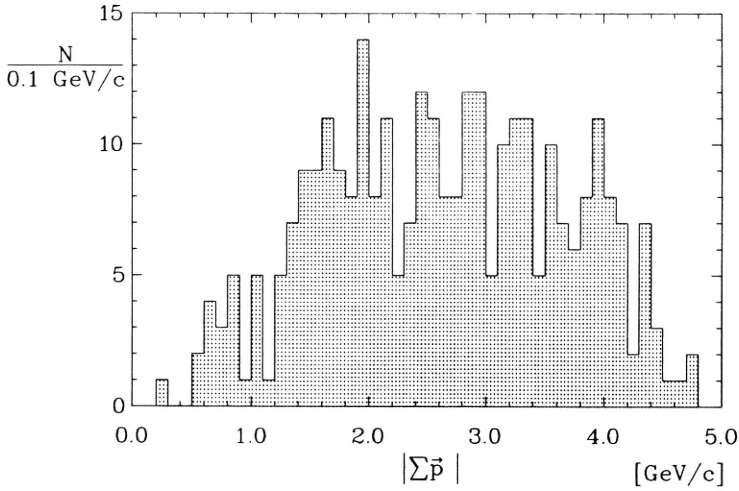


Abbildung 4.19: P_6 für simulierte τ-Paar-Ereignisse.

impulses eines Ereignisses, der Größe P_6 beschrieben:

$$P_6 = |\vec{P}| = |\sum_{i=1}^{6} \vec{p}_i| \,.$$

Der im Detektor meßbare Gesamtimpuls simulierter τ-Paar-Ereignisse ist in Abbildung 4.19 dargestellt. In fast allen Ereignissen werden Gesamtimpulse von $P_6 > 1$ GeV/c gemessen. Allerdings kann auch in den Untergrundereignissen ein großer Gesamtimpuls gemessen werden. In Zwei-Photon Prozessen werden in vielen Fällen ebenfalls Teilchen vom Detektor nicht nachgewiesen (z.B. die am Streuprozeß beteiligten Elektronen), da sie durch die Strahlröhre entkommen können. In solchen Fällen kann ein großer Gesamtimpuls gemessen werden, dessen Richtung aber durch die Lage der Strahlröhre bestimmt wird, wodurch der Absolutbetrag des Kosinus seines Polarwinkels $|\cos\theta(P_6)|$ große Werte annimmt.
Da die von den einlaufenden Elektronen abgestrahlten Bremsstrahlungsphotonen bevorzugt unter sehr kleinen Winkeln erzeugt werden, kann in $q\bar{q}$-Ereignissen der gemessene Gesamtimpulse ebenfalls in Richtung der Strahlröhre zeigen. Bremsstrahlungsphotonen können auch in der τ-Paar-Erzeugung abgestrahlt werden. Durch die Forderung an die Ereignistopologie werden solche Ereignisse unterdrückt. Tritt in $q\bar{q}$-Ereignissen kein neutrales, langlebiges Hadron auf, können solche Ereignisse vollständig rekonstruiert werden, wenn kein Teilchen durch die Strahlröhre entweicht. Dabei werden kleine Gesamtimpulse registriert. Große Gesamtimpulse ergeben sich nur, wenn Teilchen nicht nachgewiesen werden. Sie zeigen somit im Regelfall in Richtung der Strahlröhre. In Abbildung 4.20 ist für die bislang selektierten Daten $|\cos\theta(P_6)|$ gegen die invariante Masse des 5-Pion-Systems aufgetragen. Eine Anhäufung von Ereignissen bei großen Werten von $|\cos\theta(P_6)|$ ist zu verzeichnen. Zu diesen Ereignissen gehören auch diejenigen, in denen eine deutlich oberhalb der τ-Masse liegende 5π-Masse gemessen wird. Es ergeben sich somit die endgültigen Schnitte zur Reduktion des Untergrundes:

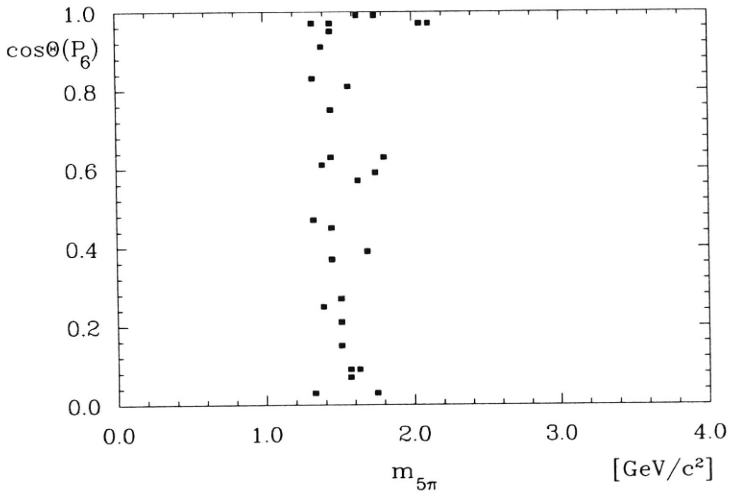


Abbildung 4.20: $|\cos\theta(P_6)|$ vs. $m_{5\pi}$.

- Für den Gesamtimpuls P_6 eines jedes Ereignisses muß gelten:

$$P_6 \geq 1.7 \text{ GeV/c}\,.$$

- Die Richtung des Gesamtimpulses darf nicht in den Bereich der Strahlröhre zeigen:

$$|\cos\theta(P_6)| \leq 0.8\,.$$

Der Transversalimpuls eines jeden Ereignisses muß gemäß dieser Schnitte mindestens $P_T \geq 1$ GeV/c betragen. Wie aus Abbildung 4.17 ersichtlich ist, kann eine weitere Reduktion von Ereignissen aus Zwei-Photon-Prozessen durch einen Schnitt in der Größe P_n erzielt werden:

$$P_n \geq 0.4\,.$$

Nach Anwendung der bisherigen Schnitte wird jedoch kein Ereignis aufgefunden, in dem ein unterhalb dieser Forderung liegender Wert für P_n gemessen wird. Es kann damit auf einen solchen Schnitt verzichtet werden. Für die endgültige Abschätzung des Untergrundes aus $\gamma\gamma$-Wechselwirkungen wird er jedoch implizit Verwendung finden.
Nach diesen Schnitten werden noch 12 Ereignisse akzeptiert, deren invariantes Massenspektrum in Abbildung 4.21 dargestellt ist. Eine invariante 5π-Masse oberhalb der Masse des τ-Leptons wird nur einmal registriert ($m_{5\pi} = 1.805$ GeV/c^2, siehe Tabelle 4.4). Im Rahmen der experimentell bedingten Auflösung für die 5π-Masse sind alle gemessenen Massen mit einem unterhalb der τ-Masse liegenden Wert verträglich (siehe Kapitel 4.4.3). Die Kenntnis über den noch vorhandene möglichen Untergrund ist von großer Bedeutung, da zur Bestimmung der oberen Grenze der Masse des τ-Neutrinos die dazu verwendete Datenmenge an τ-Ereignissen besonders rein sein muß.

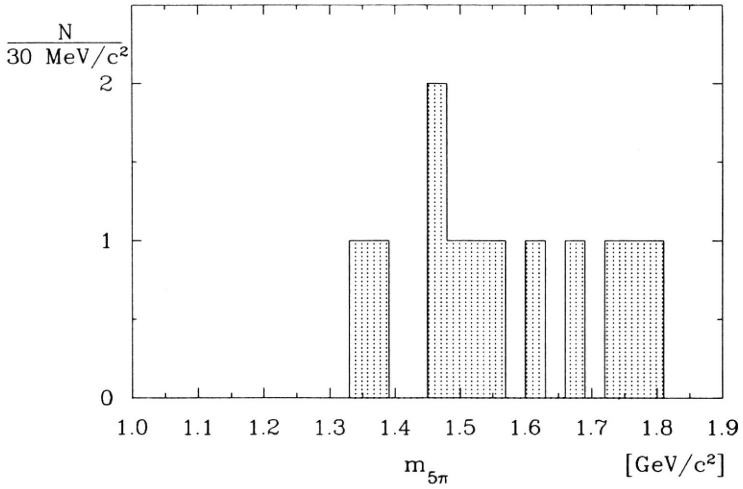


Abbildung 4.21: Invariantes 5π-Massenspektrum nach allen Schnitten.

4.2.4 Der Untergrund nach der endgültigen Selektion

In diesem Abschnitt wird der Untergrund aus den zuvor beschriebenen Quellen behandelt. Außerdem wird auf den Untergrund aus τ-Ereignissen eingegangen, in denen das 5-Prong-System nicht durch den gesuchten Zerfallskanal erzeugt wird. Der Untergrund aus hadronischen Ereignissen wird wieder auf Basis der im vorigen Kapitel beschriebenen Simulationsrechnungen betrachtet. Nach den endgültigen Schnitten verbleiben noch drei Ereignisse, in denen jedoch eine Masse des 5π-Systems gemessen wird, die um mehr als 500 MeV/c^2 oberhalb der Masse des τ-Leptons liegt. Diese Ereignisse sind aus einer simulierten Datenmenge selektiert worden, die viermal größer als die in den „echten" Daten vorliegende Menge an $q\bar{q}$-Ereignissen ist. Da außerdem in den 12 verbleibenden Ereignissen keine derart große 5π-Masse registriert wird, kann davon ausgegangen werden, daß der Untergrund aus $q\bar{q}$-Ereignissen vernachlässigbar ist.
Betrachtet man die enorm hohe Reduktionsrate der simulierten $q\bar{q}$-Ereignisse, nur drei von $2.3 \cdot 10^6$ generierten Ereignissen werden akzeptiert, so taucht die Frage auf, ob die Resultate der Simlulationsrechnung in dem Maße glaubwürdig sind, wie es hier erforderlich ist. Es besteht allerdings keine Möglichkeit, die Simulationsrechnung in dieser Hinsicht zu überprüfen. Durch sie wird die Korrelation zwischen p_1 und der 5π-Masse aber noch richtig wiedergegeben. Die folgenden Schnitte reduzieren die Zahl der verbleibenden simulierten Ereignisse nur noch um einen Faktor von ungefähr 10. Es kann davon ausgegangen werden, daß der Einfluß dieser letzten Schnitte auf den hadronischen Untergrund durch die Simulationsrechnungen annähernd richtig beschrieben wird. Die darauf basierende Abschätzung des verbleibenden Untergrundes wird daher im wesentlichen stimmen. Das Auftreten eines Untergrundereignisses kann dennoch nicht vollständig ausgeschlossen werden. Aufgrund dieser Überlegungen wird zur Bestimmung der Obergrenze der Masse des τ-Neutrinos ein Ereignis verworfen, da

Endzustand	N_{gen}	N_{Norm}	N_{akz}	N_{P_n}
$3\pi^+3\pi^-$	102989	1946	4	0
$3\pi^+3\pi^-\pi^0$	100144	238	2	0
$2\pi^+2\pi^-K_L^0K_S^0$	112327	784	0	0
$K^+2\pi^+3\pi^-K_L^0$	97578	3940	11	0

Tabelle 4.1: Tabelle der akzeptierten Ereignisse nach verschiedenen Schnitten der Selektion für simulierte $\gamma\gamma$-Prozesse

diese Grenze besonders sensitiv auf das Vorhandensein von Untergrundereignissen ist. Die Simulationsrechnungen zeigen, daß in $q\bar{q}$-Ereignissen vorzugsweise große 5-Pion-Massen auftreten. Daher wird das Ereignis mit der größten gemessenen 5π-Masse für diese Analyse nicht berücksichtigt.
Mit Hilfe der beschriebenen Simulationsrechnungen zum Untergrund aus Zwei-Photon-Prozessen wird der verbleibende Anteil von Ereignissen aus diesen Reaktionen in der selektierten Datenmenge bestimmt. In Tabelle 4.1 sind für verschiedene Endzustände der $\gamma\gamma$-Wechselwirkung die Anzahl der generierten Ereignisse N_{gen}, die Zahl der Ereignisse im Normierungsbereich N_{Norm}, die Anzahl der nach den endgültigen Schnitten akzeptierten Ereignisse N_{akz} sowie die Anzahl der Ereignisse N_{P_n}, in denen eine normierte Impulssumme von $P_n \geq 0.4$ registriert wird, zusammengefaßt. Es ist ersichtlich, daß Untergrund aus diesen Reaktionen in den 12 selektierten Ereignissen nicht mehr vorhanden ist.

Zwei-Photon-Prozesse, in denen eigentlich nur vier geladene Teilchen im Endzustand auftreten, werden nur dann als 6-Spur-Ereignis akzeptiert, wenn beide an der Wechselwirkung beteiligten Elektronen unter so großen Winkeln gestreut werden, daß sie im Detektor sichtbar werden. Damit werden aber sehr große Werte der normierten Impulssumme gemessem, so daß die Verwendung des Normierungsbereiches $0.2 \leq P_n \leq 0.3$ keinen Sinn mehr macht. Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten so großer Streuwinkel ist jedoch sehr klein. So zeigt eine Monte-Carlo-Rechnung für den Endzustand $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$, daß nur 0.2% der generierten Ereignisse 6 Spuren vorweisen, die die Spurbedingungen der Vorselektion erfüllen. Durch die Schnitte werden Zwei-Photon-Ereignisse, in denen 4 geladene Teilchen im Endzustand auftreten, verworfen, wie anhand möglicher Reaktionen als nächstes gezeigt wird:

$2\pi^+2\pi^-$: Diese Ereignisse müssen vollständig rekonstruiert werden, um als 6-Spur-Ereignis selektiert zu werden. Damit wird der gemessene Gesamtimpuls P_6 nur durch die Auflösung bestimmt und ist zu klein, um durch den Schnitt $P_6 \geq 1.7$ GeV/c akzeptiert zu werden. Untergrund aus dieser Reaktion ist in der endgültigen Datenmenge nicht mehr vorhanden.

$2\pi^+2\pi^-\pi^0$: Um die Vorselektionsbedingungen zu erfüllen, müssen hier beide Photonen aus dem Zerfall des π^0 verloren gehen. Außerdem muß das π^0-Meson einen Impuls von $p_{\pi^0} \geq 1.7$ GeV/c vorweisen, damit dieses Ereignis durch den Schnitt auf den Gesamtimpuls akzeptiert werden kann. Weiterhin darf das π^0 nicht durch die Strahlröhre entkommen, da sonst der Schnitt auf die Richtung des Gesamtimpulses dieses Ereignis verwerfen würde. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für Photonen mit großen Impulsen, die das Kalorimeter erreichen, ist sehr hoch, so daß auch diese Untergrundprozesse vollständig durch die Schnitte der Selektion verworfen werden.

$2\pi^+2\pi^- + n\pi^0$: Je mehr neutrale Teilchen im Endzustand auftreten, desto größer ist die Wahrscheinlichkeit, ein solches Ereignis durch den Schnitt gegen das Vorkommen von Photonen zu verwerfen. Ansonsten gilt auch hier die für den vorangehenden Endzustand aufgestellte Argumentation, so daß auch kein Untergrund aus solchen Endzuständen mehr verbleiben kann.

Die Zurückweisung solcher Kanäle wurde in Simulationsrechnungen überprüft. Dabei wird davon ausgegangen, daß der Wirkungsquerschnitt für diese Prozesse mit dem Wirkungsquerschnitt für die Produktion der in Tabelle 4.1 angegebenen Endzustände vergleichbar ist. Bei einer jeweils gleichen Anzahl generierter Ereignisse ($N_{gen} \sim 10^5$) wird – wie erwartet– keines mehr nach den Schnitten der Selektion beobachtet.
Damit ist gezeigt, daß der Untergrund aus Reaktionen, in denen keine τ-Paare erzeugt werden, vernachlässigbar ist. Eine weitere mögliche Untergrundquelle ist in τ-Paar-Ereignissen zu suchen, in denen kein τ-Zerfall in genau 5 geladene Pionen vorliegt. Dazu kommen folgende τ-Zerfallskanäle in Frage:

- $\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+\pi^0\nu_\tau$, in dem das π^0-Meson nicht nachgewiesen wird. Das von der HRS-Kollaboration gemessene Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfallskanal beträgt $BR(\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+\pi^0\nu_\tau) = 0.05 \pm 0.02\%$ [85]. Eine Monte-Carlo-Simulationsrechnung zeigt, daß die Zahl der zu erwartenden Untergrundereignisse aus solchen τ-Zerfällen $N(\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+\pi^0\nu_\tau)$ nicht unbedingt vernachlässigbar ist:

  $$N(\tau^- \rightarrow 3\pi^-2\pi^+\pi^0\nu_\tau) = 1 \pm 1\,.$$

  Dieser Untergrund hat jedoch keinen Einfluß auf die Bestimmung der oberen Grenze der Masse des τ-Neutrinos, da die invariante Masse des 5π-Systems in diesen Zerfällen aufgrund des fehlenden π^0-Mesons deutlich unterhalb der Masse des τ-Leptons liegt. Die Bestimmung der Massenobergrenze wird aber nur durch Ereignisse beeinflußt, in denen eine 5π-Masse nahe der τ-Masse gemessen wird (siehe Kapitel 4.4.1). Dieser Untergrund wird daher nur bei der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau)$ berücksichtigt.

- $\tau^- \rightarrow \mathrm{K^0_S K^0_S \pi^- \nu_\tau}$
  Dieser Zerfall ist noch nicht direkt beobachtet worden, so daß eine Untergrundabschätzung für diesen Kanal nur indirekt vorgenommen werden kann.
  Von der DELCO-Kollaboration ist der Zerfall $\tau^- \rightarrow \mathrm{K^+K^-\pi^-\nu_\tau}$ nachgewiesen worden [86], dessen Verzweigungsverhältnis zu $BR(\tau^- \rightarrow \mathrm{K^+K^-\pi^-\nu_\tau}) = 0.22^{+0.17}_{-0.11}\%$ bestimmt wurde. Es wird angenommen, daß dieser Endzustand durch den Zerfall $\tau^- \rightarrow \mathrm{K^{*0}K^-\nu_\tau}$ entsteht. Aufgrund der Isospininvarianz der starken Wechselwirkung wird der Zerfall $\tau^- \rightarrow \mathrm{K^{*-}K^0\nu_\tau}$ ebenso häufig vorkommen. Das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \mathrm{K^*K\nu_\tau})$ beträgt demnach $BR = 0.67^{+0.51}_{-0.33}\%$, woraus für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \mathrm{K^0_S K^0_S \pi^- \nu_\tau}$ folgt: $BR(\tau^- \rightarrow \mathrm{K^0_S K^0_S \pi^- \nu_\tau}) = 0.055^{+0.042}_{-0.027}\%$.
  Der Untergrund aus diesen Zerfällen wurde wiederum mit einer Monte-Carlo-Simulationsrechnung bestimmt, wonach sich 0.14 ± 0.14 Ereignisse aus diesem Zerfallskanal in der endgültigen Datenmenge befinden. Auch dieser mögliche Untergrundbeitrag hat keinen Einfluß auf die obere Grenze der τ-Neutrinomasse, da es sich hier um vollständig rekonstruierte τ-Zerfälle handelt.

- $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\pi^0\nu_\tau$, in dem über den Zerfall des π^0-Mesons ein e^+e^--Paar erzeugt wird. Das geschieht entweder direkt durch einen Dalitz-Zerfall oder aber indirekt durch

Konversion eines der durch den Zerfall entstandenen Photonen. Das andere Photon wird dabei nicht nachgewiesen. Das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfallskanal beträgt $BR = 5.0 \pm 0.5\%$ [12]. Mit einer mittleren Konversionwahrscheinlichkeit $\epsilon_{con}(\gamma) \simeq 3\%$ für Photonen, der Wahrscheinlichkeit ein konvertiertes Photon zu akzeptieren $\epsilon_{akz}(\gamma) \simeq 1\%$ (siehe Kapitel 4.2.2), der Wahrscheinlichkeit $\epsilon_{ver}(\gamma) \simeq 30\%$ ein Photon aus diesem Zerfall zu verlieren und durch die auf einer Monte-Carlo-Rechnung basierenden Kenntnis, daß aufgrund der kleinen Impulse der Elektronen die Selektionswahrscheinlichkeit für solche Ereignisse nur halb so groß ist wie die der gesuchten 5π-Zerfälle, läßt sich der Untergrund N_U aus diesen Zerfällen ermitteln:

$$N_U = \frac{12 \cdot BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau) \cdot 0.5 \cdot \epsilon_{con}(\gamma) \cdot \epsilon_{akz}(\gamma) \cdot 2 \cdot \epsilon_{ver}(\gamma)}{BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau)} = 0.08 \pm 0.04\,.$$

Für das Verzweigungsverhältnis des gesuchten 5π-Zerfalls $BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau)$ wird dabei der aus dieser Analyse folgende Wert von 0.064% verwendet (siehe Kapitel 4.3). Zur Simulation dieses Untergrundes wurden 20 000 dieser Zerfälle generiert, bei denen das andere τ-Lepton in einen Endzustand mit einem geladenen Teilchen zerfiel. Diese Zahl ist mit der Zahl solcher Ereignisse in der Menge der Meßdaten vergleichbar. Durch die Schnitte der Selektion wurde keines dieser Ereignisse akzeptiert, wodurch das Ergebnis der obigen Abschätzung verifiziert wird. Der Untergrund aus dieser Quelle ist somit vernachlässigbar.

Die Untersuchung der möglichen Untergrundquellen ist damit abgeschlossen. Im Rahmen der zu Verfügung stehenden Genauigkeit der Simulationsrechnungen ist ein Untergrundbeitrag an den 12 verbleibenden Ereignissen, der nicht auf τ-Zerfälle mit 5 geladenen Teilchen im Endzustand zurückzuführen ist, auszuschließen. Da aber, wie gezeigt, die Zuverlässigkeit der Simulationsrechnungen nicht genau bekannt ist, wird zur Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze ein Ereignis nicht berücksichtigt.

4.3 Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$

Um das Verzweigungsverhältnis für diesen Zerfallskanal bestimmen zu können, muß die Selektionswahrscheinlichkeit nach Anwendung aller Schnitte für die gesuchte Ereignistopologie bekannt sein. Die Selektionswahrscheinlichkeit wird mit Hilfe einer Simulationsrechnung ermittelt (siehe Kapitel 3.4). Zur Generation der Ereignisse wurde wieder das Programmpaket MOPEK [69] benutzt. Um Rechenzeit zu sparen, wurden nur die gesuchten Zerfallskanäle generiert, so daß jeweils ein τ-Lepton in den gesuchten 5-Pion-Endzustand und das andere in einen Endzustand mit einem geladenen Teilchen zerfällt. In Tabelle 4.2 sind die Zerfallskanäle und deren Verzweigungsverhältnisse, wie sie in der Monte-Carlo-Rechnung zur Simulation der Endzustände mit einem geladenen Teilchen benutzt worden sind, aufgeführt. 2344 Ereignisse dieses Typs wurden generiert. Die Vorselektionsbedingungen wurden von 586 Ereignissen erfüllt, von denen noch 344 nach den Schnitten gegen Bhabha-Wechselwirkungen und konvertierte Photonen vorlagen. Der Schnitt in der durch den Impuls des 1-Prong und der gemessenen 5π-Masse aufgespannten Ebene verwirft nur wenig Ereignisse, wie schon aus Abbildung 4.13b zu erkennen war. Es verbleiben nach diesem Schnitt noch 303 τ-Paar-Zerfälle. Nach den Schnitten zur endgültigen Untergrundreduktion werden davon noch 215 Ereignisse

akzeptiert. Die Triggerbedingungen werden von $(95.2 \pm 1.5)\%$ der Ereignisse erfüllt (siehe Kapitel 2.3 und 3.4):

$$\epsilon_{trg} = 0.952 \pm 0.015 \,.$$

Die Anforderungen der Multihadron-Selektion (siehe Kapitel 3.3) werden von allen nach der Selektion noch vorhandenen Ereignissen erfüllt:

$$\epsilon_{muha} = 1 \,,$$

womit dieser Faktor in der weiteren Analyse keine Beachtung mehr findet. In Abbildung 4.22 ist die Nachweiswahrscheinlichkeit $\epsilon_{sel}(m_{5\pi})$ für diese Ereignisse in Abhängigkeit von der 5π-Masse dargestellt. Die zu kleineren 5π-Massen hin abnehmende Nachweiswahrscheinlichkeit ist auf die Schnitte gegen konvertierte Photonen zurückzuführen. Zusätzlich ist auch noch die zur Anpassung des Massenspektrums verwendete Parametrisierung dieser Nachweiswahrscheinlichkeit dargestellt (siehe Kapitel 4.4.1). Eines der 12 Ereignisse wird nicht zur Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses herangezogen, da es in einem Zeitraum der Datennahme gemessen wurde, für den die integrierte Luminosität nicht genau bestimmt werden konnte. Die mittlere Nachweiswahrscheinlichkeit $< \epsilon_{sel} >$ für die zur Ermittlung des Verzweigungsverhältnisses benutzten Ereignisse beträgt:

$$< \epsilon_{sel} > = 0.091 \pm 0.0063 \pm 0.009$$

und errechnet sich durch Mittelung über die massenabhängigen Nachweiswahrscheinlichkeiten für die jeweiligen Ereignisse, wodurch sich auch der statistische Fehler ergibt. Der zweite Fehler beschreibt die systematischen Abweichungen (siehe Kapitel 3.4).
Die hier angegebene Nachweiswahrscheinlichkeit bezieht sich nur auf die generierten Ereignisse und muß noch auf das 1-Prong Verzweigungsverhältnis korrigiert werden. Der Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ hat von allen τ-Zerfällen das größte Verzweigungsverhältnis: $BR(\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau) = 21.8 \pm 2.0\%$ [8][†]. Da das ρ-Meson zu 100% in zwei π-Mesonen zerfällt, besteht die Möglichkeit, daß im Falle des ρ^- das entstehende π^0 nicht nachgewiesen wird. Der Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \rho^- \nu_\tau$ trägt dann auch zu den in dieser Analyse gesuchten 1-Prong Zerfällen bei. Wie eine Monte-Carlo-Simulation dieser Zerfälle zeigt, werden in $(14.2 \pm 1.0)\%$ aller Fälle beide Photonen aus dem π^0-Zerfall nicht nachgewiesen. Das effektive Verzweigungsverhältnis für τ-Zerfälle in ein geladenes Teilchen, in denen kein Photon auftritt, BR_1 erhöht sich damit von $(45.77 \pm 1.36)\%$ (siehe Tabelle 4.2) auf $(48.9 \pm 1.4)\%$.
Bei der gegebenen Definition eines Photons (vgl. Kapitel 4.1.1) wird in $91.6 \pm 1.0\%$ der

[†]Dieser Wert wird in der hier beschriebenen Analyse verwendet

Zerfallskanal	Verzweigungsverhältnis [8]
$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	17.4%
$\tau^- \rightarrow \mu^- \bar{\nu}_\mu \nu_\tau$	17.6%
$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	10.1%
$\tau^- \rightarrow \mathrm{K}^- \nu_\tau$	0.67%
	$\sum = 45.77\%$

Tabelle 4.2: Die in der Simulationrechnung verwendeten 1-Prong Verzweigungsverhältnisse.

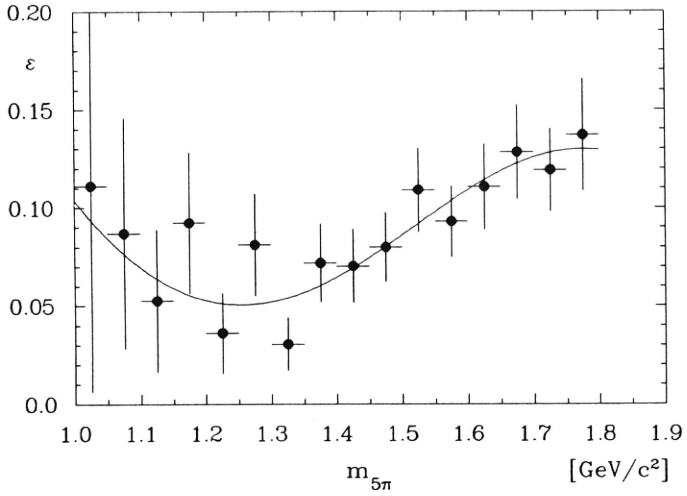


Abbildung 4.22: Nachweiswahrscheinlichkeit simulierter τ-Ereignisse ϵ_{sel} als Funktion der 5-Pion-Masse. Die Kurve beschreibt die zur Anpassung des 5π-Massenspektrums verwendete Parametrisierung.

Fälle kein durch Rauschen in den Schauerzählern vorgetäuschtes Photon aufgefunden (siehe Kapitel 3.7). Die restlichen Ereignisse werden durch den Schnitt gegen das Auftreten von Photonen verworfen, wodurch die effektive Nachweiswahrscheinlichkeit um den Faktor

$$\epsilon_{Rausch} = 0.916 \pm 0.010$$

reduziert wird. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} ergibt sich somit zu:

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{Rausch} \cdot \epsilon_{trg} \cdot BR_1 = 0.039 \pm 0.003\,.$$

Da die Möglichkeit besteht, daß das Defizit in der Summe der exklusiv gemessenen Verzweigungsverhältnisse für 1-Prong-τ-Zerfälle auf Meßfehler zurückzuführen ist, können sich auch die Verzweigungsverhältnisse der in dieser Analyse verwendeten 1-Prong-Zerfallskanäle aufgrund neuer Messungen verändern. Daher wird hier die totale Nachweiswahrscheinlichkeit als Funktion der exklusiven 1-Prong-Verzweigungsverhältnisse angegeben:

$$\begin{aligned}\epsilon_{tot} \;=\; & \epsilon_{e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau} BR(\tau^- \to e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau) + \epsilon_{\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau} BR(\tau^- \to \mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau) + \epsilon_{\pi^-\nu_\tau} BR(\tau^- \to \pi^-\nu_\tau) + \\ & \epsilon_{\mathrm{K}^-\nu_\tau} BR(\tau^- \to \mathrm{K}^-\nu_\tau) + \epsilon_{\rho^-\nu_\tau} BR(\tau^- \to \rho^-\nu_\tau)\,,\end{aligned}$$

mit

$$\begin{aligned}\epsilon_{e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau} &= 0.085 \pm 0.0087 \\ \epsilon_{\mu^-\bar{\nu}_\mu\nu_\tau} &= 0.089 \pm 0.0091 \\ \epsilon_{\pi^-\nu_\tau} &= 0.055 \pm 0.0094 \\ \epsilon_{\mathrm{K}^-\nu_\tau} &= 0.055 \pm 0.0094 \\ \epsilon_{\rho^-\nu_\tau} &= 0.011 \pm 0.0008\,.\end{aligned}$$

Die zur Ermittlung des Verzweigungsverhältnisses eingehende Zahl an Ereignissen N_{BR} ergibt sich aus der Zahl der 11 hier verwendeten gemessenen Ereignisse[1], von denen der in Kapitel 4.2.4 bestimmte Untergrund aus anderen τ-Zerfällen subtrahiert wird.

$$N_{BR} = 11 - 1 - 0.14 = 9.86 \pm 3.46 .$$

Mit Hilfe der Zahl der in den benutzen Datenperioden vorhandenen τ-Paare $N_{\tau\tau}$ (siehe Kapitel 3.1.1):

$$N_{\tau\tau} = 197\,279 \pm 570 \pm 9500$$

läßt sich nun das Verzweigungsverhältnis gemäß der in Kapitel 3.1 beschriebenen Vorschrift

$$BR(\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau) = \frac{N_{BR}}{2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot \epsilon_{tot}}$$

angeben. Unter Einbeziehung aller angegebenen statistischen und systematischen Fehler ergibt sich als Wert für dieses Verzweigungsverhältnis :

$$BR(\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau) = (0.064 \pm 0.023 \pm 0.010)\% .$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit dem bislang bekannten Weltmittelwert von $BR(\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau) = (0.07 \pm 0.03)\%$ [8] und dem zuletzt von der HRS-Kollaboration angegebenen Wert von $(0.051 \pm 0.02)\%$ [85]. Da die anderen e^+e^--Experimente, die diesen Zerfallskanal bislang beobachtet haben, bei einer wesentlich höheren Schwerpunktsenergie (z.B. PEP-Speicherring: $E_{cms} = 29$ GeV) messen, ist die Art der möglichen Untergrundreaktionen dort völlig anders. Die gute Übereinstimmung für den Wert des Verzweigungsverhältnisses ist auch als Indiz zu werten, daß der Untergrundanteil an den selektierten Ereignissen vernachlässigbar klein ist.

4.4 Die obere Grenze für die Masse des τ-Neutrinos

In diesem Kapitel wird die Bestimmung der oberen Grenze der τ-Neutrinomasse anhand der selektierten Ereignisse beschrieben. Obere Grenzen der τ-Neutrinomasse sind bislang schon von verschiedenen Experimenten angegeben worden. Der zu Beginn dieser Analyse niedrigste bekannte Wert für diese Grenze ist ebenfalls von der ARGUS-Kollaboration bestimmt worden und beträgt $m(\nu_\tau) < 70\ \mathrm{MeV}/c^2$ bei einem Konfidenzintervall CL von 95% [43]. In Tabelle 4.3 sind die aus den anderen Messungen hervorgehenden Grenzen sowie der jeweils verwendete τ-Zerfallskanal angegeben. Wie aus dieser Tabelle außerdem noch hervorgeht, gibt es zwei Methoden, die Massenobergrenze zu bestimmen:

1. Bestimmung im invarianten Massenspektrum des hadronischen Systems:
   Hierbei handelt es sich im wesentlichen um eine Endpunktsbestimmung des Massenspektrums, bei der die Ereignisse mit der größten Masse den Hauptbeitrag zu der aus dem Spektrum abgeleiteten Massengrenze bilden. Die Form des Massenspektrums hat dabei nur einen kleinen Einfluß auf das Resultat der Analyse. Eine solche Art der Analyse ist nur dann sinnvoll, wenn das invariante Massenspektrum nicht durch eine Resonanz dominiert wird, deren Masse im Vergleich zur τ-Masse klein ist. So ist der

[1] Ein Ereignis wurde in einer Datennahmeperiode gemessen, die nicht zur Bestimmung von Verzweigungsverhältnissen verwendet wird

Experiment	Jahr	Zerfallskanal	Grenze (95% CL)
DELCO [87]	1979	$\tau^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\tau$	< 250 MeV/c^2 [a]
MARK II [88]	1982	$\tau^- \rightarrow \pi^- \nu_\tau$	< 250 MeV/c^2 [a]
MARK II [89]	1984	$\tau^- \rightarrow 3\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	< 164 MeV/c^2 [b]
DELCO [86]	1985	$\tau^- \rightarrow \mathrm{K}^+\mathrm{K}^-\pi^-\nu_\tau$	< 157 MeV/c^2 [b]
MARK II [90]	1985	$\tau^- \rightarrow 3\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	< 143 MeV/c^2 [b]
MARK II [91]	1985	$\tau^- \rightarrow 5\pi^\pm \nu_\tau$	< 125 MeV/c^2 [b]
CLEO [92]	1987	$\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$	< 85 MeV/c^2 [a]
HRS [93]	1986	$\tau^- \rightarrow 5\pi^\pm \nu_\tau, 5\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	< 84 MeV/c^2 [b]
HRS [94]	1987	$\tau^- \rightarrow 5\pi^\pm \nu_\tau, 5\pi^\pm \pi^0 \nu_\tau$	< 76 MeV/c^2 [b]
ARGUS [43]	1985	$\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$	< 70 MeV/c^2 [a]

[a] Grenze wurde aus dem Energie/Impulsspektrum der nachgewiesenen Teichen ermittelt
[b] Grenze wurde aus dem invarianten Massenspektrum des hadronischen Systems ermittelt

Tabelle 4.3: ν_τ-Massenobergrenzen verschiedener Experimente

Zerfall des τ in drei geladene Pionen durch die a_1-Resonanz dominiert, wodurch das Maximum des invarianten 3π-Massenspektrums bei $m_{3\pi} \sim 1.1$ GeV/c^2 zu finden ist. Ereignisse mit einer Masse nahe der τ-Masse sind sehr selten und können nicht mehr von Untergrundereignissen unterschieden werden.

2. Eine Bestimmung im Energie- oder Impulsspektrum der nachweisbaren Zerfallsteilchen: In den beiden frühen Arbeiten [87,88] wird der Einfluß einer endlichen τ-Neutrinomasse auf die Form des 1-Prong-Impulsspektrums untersucht. In den anderen Arbeiten [92, 43] wird der Endpunkt des ν_τ-Energiespektrums im Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ ermittelt. Die Neutrinoenergie wird aus der Subtraktion der Energie des 3π-Systems von der Strahlenergie E_{Strahl} bestimmt:

$$E_{\nu_\tau} = E_{Strahl} - \sum_{i=1}^{3} E_i \,.$$

Der Endpunkt des Energiespektrums bei kleinen Neutrinoenergien ist hier sensitiv auf die Masse des τ-Neutrinos. Allerdings treten bei Verwendung dieser Methode systematische Unsicherheiten in der Energiemessung auf, die bei der Messung des Endpunktes des invarianten Massenspektrums nicht zu verzeichnen sind. Hier sei besonders die Unsicherheit in der Kenntnis der Strahlenergie zu nennen, die beim DORIS II Speicherring $\sigma(E_{Strahl}) \sim 8$ MeV beträgt. Da der Mittelwert ebenfalls nicht genau bekannt ist, treten weitere systematische Unsicherheiten auf. Außerdem kann die effektive Schwerpunktsenergie für die Erzeugung der τ-Paare in der e^+e^--Annihilation durch Abstrahlung von Bremsstrahlungsphotonen erniedrigt werden, wodurch das Energie- oder Impulsspektrum des hadronischen Endzustandes verzerrt wird. Daraus resultieren weitere Unsicherheiten in der Kenntnis des Spektrums, die die Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze erschweren.

Aus dem Vergleich dieser beiden Methoden läßt sich entscheiden, ob eine Endpunktbestimmung im invarianten 5π-Massenspektrum oder im ν_τ-Energiespektrum vorgenommen werden soll. Die experimentelle Auflösung ist bei der Bestimmung des Endpunktes eines Spek-

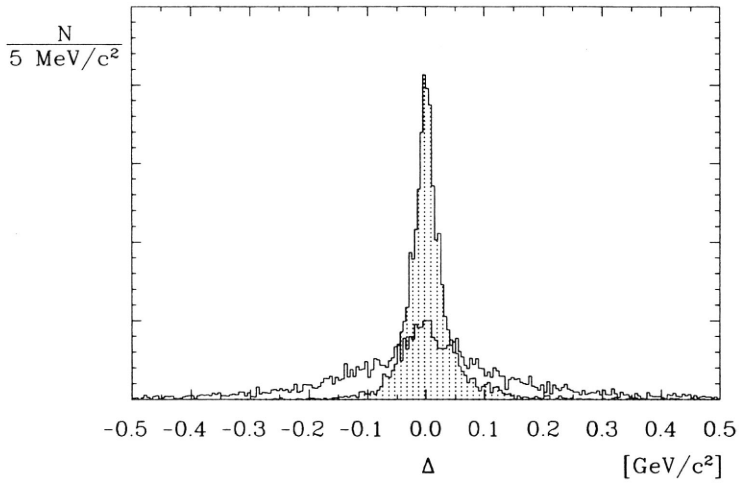


Abbildung 4.23: $\Delta(E_{\nu_\tau}/c^2)$ und $\Delta(m_{5\pi})$(schattiertes Histogramm) für simulierte τ-Zerfälle in 5 geladene Pionen.

trums von entscheidender Bedeutung. Je besser die Auflösung der entprechenden physikalischen Größe ist, desto besser kann der Endpunkt des Spektrums und damit auch die obere Grenze ermittelt werden. In Abbildung 4.23 ist für simulierte τ-Zerfälle in 5 geladene Pionen die Häufigkeitsverteilung der Abweichung der rekonstruierten von der generierten 5π-Masse, $\Delta(m_{5\pi})$), im Vergleich mit der entsprechenden Abweichung der gemessenen von der wahren ν_τ-Energie, $\Delta(E_{\nu_\tau})$, zu sehen. Die Verteilung von $\Delta(m_{5\pi})$ ist wesentlich schmaler als die Verteilung von $\Delta(E_{\nu_\tau})$. Dieses Verhalten wird auch in den 12 gemessenen 5π-Ereignisse beoachtet, wie der Tabelle 4.4 auf Seite 98 zu entnehmen ist. In dieser Tabelle sind die invarianten 5π-Massen und die jeweiligen ν_τ-Energien sowie deren entsprechende Fehler zusammengefaßt. Es geht daraus hervor, daß in beiden Fällen Ereignisse in der Nähe des für $m(\nu_\tau) = 0$ MeV/c^2 erwarteten Endpunktes aufzufinden sind. Erwartungsgemäß (vgl. Abbildung 4.23) werden wesentlich größere Fehler für die ν_τ-Energie beobachtet. Die Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze wird daher anhand des invarianten 5π-Massenspektrums durchgeführt, da hier der Endpunkt des Spektrums wesentlich genauer ermittelt werden kann.

4.4.1 Die Anpassung an das 5π-Massenspektrum

In diesem Abschnitt wird die zur Bestimmung der ν_τ-Massenobergrenze verwendete Methode vorgestellt. Wie aus den obigen Überlegungen hervorgeht, erhält man den besten Wert für diese Grenze aus der Analyse des gemessenen invarianten 5-Pion-Massenspektrums. In einer Anpassungsrechnung wird mit Hilfe einer Likelihoodmethode das gemessenen invariante 5π-Massenspektrum durch das theoretisch erwartete Massenspektrum $d\Gamma/dm_{5\pi}$ in Abhängigkeit von der Masse des τ-Neutrinos beschrieben. Anhand der aus dieser Rechnung folgenden Likelihoodfunktion $L(m(\nu_\tau))$ kann die obere Grenze für die Masse des τ-Neutrinos durch

Integration im gewünschten Konfidenzintervall ermittelt werden. Um die Likelihoodfunktion zu konstruieren, muß zunächst die Wahrscheinlichkeit $P(m_{5\pi}, m_i(5\pi), m(\nu_\tau))$ bekannt sein, ein Ereignis, das mit einer 5-Pion-Masse $m_{5\pi}$ erzeugt wurde, bei der Masse $m_i(5\pi)$ zu messen:

$$P(m_{5\pi}, m_i(5\pi), m(\nu_\tau)) = \frac{d\Gamma(m_{5\pi}, m(\nu_\tau))/dm_{5\pi}}{\Gamma^{tot}(m(\nu_\tau))} \cdot Res(m_{5\pi}, m_i(5\pi)) \cdot \epsilon(m_{5\pi}), \qquad (4.2)$$

wobei $d\Gamma(m_{5\pi}, m(\nu_\tau))/dm_{5\pi}$ die partielle Zerfallsbreite für den Zerfall $\tau^- \to \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ ist und damit das theoretisch erwartete invariante Massenspektrum beschreibt (siehe Kapitel 4.4.2). $\Gamma^{tot}(m(\nu_\tau))$ ist demnach die totale Zerfallsbreite und wird zur korrekten Normierung benötigt. $Res(m_{5\pi}, m_i(5\pi))$ beschreibt die Auflösungsfunktion für jedes Ereignis i mit der gemessenen Masse $m_i(5\pi)$ (siehe Kapitel 4.4.3). Die Auflösungsfunktion wird durch eine Gaußverteilung mit einer typischen Breite von $\sigma(m_{5\pi}) \sim 20$ MeV/c^2 gut wiedergeben (vgl. Tabelle 4.4 auf Seite 98). $\epsilon(m_{5\pi})$ ist die massenabhängige Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesuchten Ereignisse, die durch eine Monte-Carlo-Simulation ermittelt wurde (siehe Kapitel 4.3). Für die Anpassung wird die in Abbildung 4.22 (Seite 84) dargestellte Parametrisierung der Nachweiswahrscheinlichkeit verwendet. Obwohl $\epsilon(m_{5\pi})$ über den gesamten Massenbereich stark variiert, ist die ν_τ-Massenobergrenze nur sehr schwach davon abhängig, da durch den Einfluß von $\epsilon(m_{5\pi})$ nur die effektive Form des theoretisch erwarteten Massenspektrums verändert wird. Die Form des Massenspektrums hat jedoch kaum Einfluß auf den Wert der Massenobergrenze, da der Endpunkt des Massenspektrums im wesentlichen von der experimentellen Auflösung bestimmt wird. Der genaue Ausdruck zur Beschreibung der Parametrisierung von $\epsilon(m_{5\pi})$ ist hier daher ohne Belang.

Das Likelihood für ein Ereignis $L_i(m(\nu_\tau))$ wird durch Integration der Wahrscheinlichkeit $P(m_{5\pi}, m_i(5\pi), m(\nu_\tau))$ über die Variable $m_{5\pi}$ ermittelt:

$$L_i(m(\nu_\tau)) = \int_{5m_\pi}^{m_\tau} P(m_{5\pi}, m_i(5\pi), m(\nu_\tau)) dm_{5\pi} \,. \qquad (4.3)$$

Durch diese Integration wird die experimentelle Auflösungsfunktion berücksichtigt. Hier ist zu erkennen, wie stark die experimentelle Auflösung die Bestimmung des Endpunktes des Massenspektrums beeinflußt. Auch wenn Ereignisse mit einer 5π-Masse oberhalb des Endpunktes gemessen werden, liefern sie immer noch einen endlichen Beitrag zur Likelihoodfunktion, der in diesem Fall fast ausschließlich durch die Auflösungsfunktion bestimmt wird.
Die eigentliche Likelihoodfunktion $L(m(\nu_\tau))$ wird aus dem Produkt der einzelnen Likelihoods $L_i(m(\nu_\tau))$ gebildet:

$$L(m(\nu_\tau)) = \prod_{i=1}^{12} L_i(m(\nu_\tau)) \,. \qquad (4.4)$$

Zur Beschreibung des theoretisch erwarteten invarianten Massenspektrums wird ein reines Phasenraumspektrum verwendet. Wie in Kapitel 4.4.2 gezeigt wird, entspricht dies einer konservativen Bestimmung des Endpunktes. In die Likelihoodfunktion selber gehen folgende systematische Unsicherheiten nicht ein:

1. Die Masse des τ-Leptons m_τ ist nicht exakt bekannt. Der Fehler $\sigma(m_\tau)$ beträgt [8]:

$$\sigma(m_\tau) = 3.2 \text{ MeV/c}^2 \,.$$

2. Die Impulsmessung mit dem ARGUS-Detektor wird durch die Analyse der rekonstruierten Masse von K^0_S-Mesonen kalibriert. Die Masse des K^0_S ist sehr genau bekannt:

$m_{K_S^0} = 497.72 \pm 0.07$ MeV/c^2 [8]. Die Impulsmessung wird über den Vergleich der rekonstruierten Masse von K_S^0-Mesonen mit dem bekannten Wert für diese Masse geeicht. Aufgrund statistischer Fluktuationen und der Unkenntnis der genauen K_S^0-Masse ergibt sich eine systematische Unsicherheit der Massenskala, die unterhalb von 0.2% liegt [53]. Der systematische Fehler bei der Bestimmung der 5π-Masse $\sigma_{sys}(m_{5\pi})$ ist damit

$$\sigma_{sys}(m_{5\pi}) \leq 3.6 \text{ MeV/c}^2 .$$

3. Unsicherheiten in der Bestimmung der Breite der Auflösungsfunktion für ein Ereignis: Wie aus Kapitel 4.4.3 hervorgeht, ist dieser Fehler $\sigma(\sigma_{MC}(m_{5\pi}))$ klein:

$$\sigma(\sigma_{MC}(m_{5\pi})) \leq 1 \text{ MeV/c}^2 .$$

Durch diese Unsicherheiten wird die aus der Likelihoodfunktion abzuleitenden ν_τ-Massenobergrenze noch einmal geändert.

4.4.2 Das invariante 5π-Massenspektrum

In diesem Abschnitt werden die zur Beschreibung des invarianten 5π-Massenspektrums verwendeten Modellvorhersagen vorgestellt. Es ist bislang nicht bekannt, ob der 5-Pion-Endzustand durch den Zerfall einer Resonanz erzeugt wird. Es besteht auch die Möglichkeit, daß dieser Endzustand aus dem Zerfall mehrere Resonanzen entsteht oder daß keine intermediäre Resonanz zum Auftreten dieses Endzustandes beiträgt.
Die kleine vorhandene Datenmenge läßt auch keine Aussage über das Vorhandensein einer intermediären Resonanz zu. Da aber fast alle Endzustände mit mehreren Pionen über den Zerfall einer Resonanz erzeugt werden, ist es wiederum sehr wahrscheinlich, daß dies auch für den 5π-Endzustand zutrifft. Aufgrund der ungeraden Anzahl von Pionen kann dieser Endzustand nur durch den Axialvektorstrom erzeugt werden. Eine in 5-Pionen stark zerfallende Resonanz, die auch in τ-Zerfällen auftreten könnte, ist bislang nicht bekannt, da die hohe Zahl an Pionen den experimentellen Nachweis eines solchen Zerfalls erschwert. Weiterhin kann die a_1-Resonanz nicht an diesem Zerfall beteiligt sein, da die gemessenen invarianten 5π-Massen dafür zu groß sind (siehe Abbildung 4.21).
Es kann also nur der Zerfall einer schwereren Resonanz — wenn eine auftritt — zu diesem Endzustand führen. Es ist davon auszugehen, daß eine solche Resonanz (z.B. ein radial angeregter Zustand des a_1-Mesons) sehr kurzlebig ist. Das invariante Massenspektrum wird dann aber nicht mehr durch sie dominiert, weil die Einflüsse des zur Verfügung stehenden Phasenraums und der V-A-Kopplung mit zunehmender Masse immer größer werden. Das 5π invariante Massenspektrum $d\Gamma/dm_{5\pi}$ kann daher durch einen 5π-Phasenraumfaktor $\rho_{5\pi\nu_\tau}$, multipliziert mit dem Matrixelememt der schwachen Wechselwirkung $|\overline{\mathcal{M}}|$ (vgl. Kapitel 1.1.2), beschrieben werden [14,95,93] :

$$\frac{d\Gamma}{dm_{5\pi}} \sim \rho_{5\pi\nu_\tau} \cdot m_{5\pi} \cdot \left[\left(m_\tau^2 - m_{5\pi}^2\right) \left(m_\tau^2 + 2m_{5\pi}^2\right) - m(\nu_\tau)^2 \cdot \left(2m_\tau^2 - m_{5\pi}^2 - m_{5\pi}^2\right) \right] \qquad (4.5)$$

In Abbildung 4.24 ist sowohl dieses erwartete Spektrum für eine τ-Neutrinomasse von $m(\nu_\tau) = 0$ MeV/c^2 als auch ein reines 5-Pionen-Phasenraumspektrum im Vergleich mit dem gemessenen Spektrum dargestellt. Zum Vergleich ist außerdem das erwartete Phasenraumspektrum für die bislang beste $m(\nu_\tau)$-Obergrenze von $m(\nu_\tau) = 70$ MeV/c^2 dargestellt.

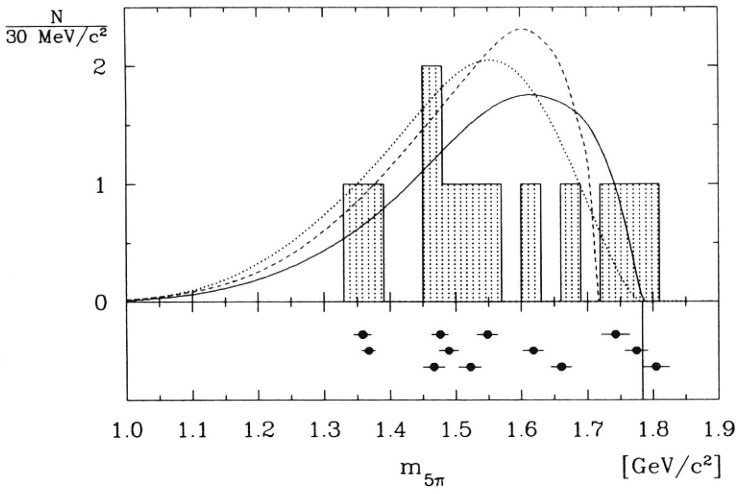


Abbildung 4.24: Modellvorhersagen für das invariante 5π-Massenspektrum im Vergleich mit den Daten. Die durchgezogene Linie beschreibt den reinen Phasenraum, die gepunktete Line entspricht dem durch die V-A-Kopplung gewichteten Phasenraumspektrum ($m(\nu_\tau) = 0$). Das reine Phasenraumspektrum für $m(\nu_\tau) = 70$ MeV/c^2 ist in Form der gestrichelten Linie dagestellt. Im unteren Teil der Abbildung ist für jedes Ereignis die Masse und ihr ermittelter Fehler zu sehen. Die senkrechte Linie symbolisiert die τ-Masse.

Da keine der oben aufgestellten Annahmen letztendlich beweisbar ist, wird als konservativer Ansatz das reine Phasenraumspektrum verwendet. Wie aus Abbildung 4.24 hervorgeht, verschiebt sich das Maximum der Phasenraumverteilung unter dem Einfluß des schwachen Matrixelementes zu kleineren 5-Pion-Massen, wodurch sich für die Grenze auf die Masse des τ-Neutrinos ein kleinerer Wert erzielen läßt. Die Form des verwendeten Massenspektrums hat einen um so größeren Einfluß auf den Wert der Massenobergrenze, je weniger Ereignisse nahe der τ-Masse gefunden werden. Wird kein Ereignis mit einer 5π-Masse $m_{5\pi} \sim m_\tau$ registriert, dann wird der Wert für die ν_τ-Massenobergrenze stark durch das Maximum der zur Anpassung benutzten Verteilungsfunktion bestimmt. Es ist daher angebracht, zur Beschreibung des gemessenen invarianten 5π-Massenspektrums die reine Phasenraumverteilung zu verwenden und daraus dann eine konservative obere Grenze für die Masse des τ-Neutrinos abzuleiten.
Wie aber ebenfalls aus Abbildung 4.24 hervorgeht, werden in der hier zur Verfügung stehenden Datenmenge Ereignisse registriert, in denen 5π-Massen nahe der Masse des τ-Leptons gemessen werden. Damit wird der anhand dieser Daten bestimmte Wert für die ν_τ-Massenobergrenze unabhängig von der Wahl der zur Beschreibung des Spektrums verwendeten Verteilungsfunktion. Es handelt sich dann im wesentlichen um eine Endpunktbestimmung des invarianten Massenspektrums, wobei der Endpunkt durch die Subtraktion der Masse des τ-Neutrinos von der Masse des τ-Leptons definiert wird. Für eine Endpunktbestimmung des Massenspektrums sind jedoch die Unsicherheiten in der Kenntnis der Masse von wesentlicher Bedeutung. In Abbildung 4.24 sind daher noch die Fehler auf die Massen der einzelnen Ereignisse dargestellt.

4.4.3 Die Massenauflösung

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung der Auflösungsfunktion für die 5π-Massen beschrieben. Der Verlauf dieser Auflösungsfunktion muß für jedes Ereignis genau bekannt sein, da die aus diesen Daten ermittelte obere Grenze der τ-Neutrinomasse sehr stark von der verwendeten experimentelle Massenauflösungsfunktion abhängt (siehe Kapitel 4.4.1). Um die Auflösungsfunktion zu erhalten, werden zwei Ansätze verfolgt, die gegenseitig auf Konsistenz überprüft werden.
Der erste Ansatz benutzt die vom Rekonstruktionsprogramm ermittelten Fehler auf die Spurparameter, um daraus einen Fehler auf die jeweilige 5π-Masse zu bestimmen. Die Auflösungsfunktion wird dann als Gaußverteilung angenommen.
Vom Rekonstruktionsprogramm wird zunächst der Impuls des Teilchens, wie er beim Eintritt in die Driftkammer vorliegt, bestimmt. Der Impuls eines Teilchens am Ort seiner Erzeugung, hier am Vertex, ist jedoch größer, da das Teilchen beim Durchgang durch die innerhalb der Driftkammer befindliche Materie (Strahlrohr, Kammerwand) einen Teil seiner Energie verliert. Im Rekonstruktionsprogramm wird die nötige Korrektur für eine aus der dE/dx-Analyse folgende Teilchenhypothese durchgeführt. Stimmt die im Rekonstruktionsprogramm verwendete Teilchenhypothese nicht mit der in der Analyse gewählten überein, so muß eine nachträgliche Impulskorrektur vorgenommen werden. Die daraus folgenden Korrekturfaktoren werden bei der Beschreibung der Herleitung des Fehlers auf die invariante Masse nicht berücksichtigt. Die vom Rekonstruktionsprogramm ermittelten, für die Berechnung invarianter Massen relevanten Spurparameter sind:

- Die Spurkrümmung κ, deren Vorzeichen die Ladung q des Teilchens angibt. Der Absolutbetrag der Spurkrümmung ist umgekehrt proportional dem Transversalimpuls des

Teilchens,

$$p_T = \frac{q}{\kappa}.$$

- Der Kotangens des Polarwinkels für die Spur, $\cot\theta$.
- Der Azimutwinkel φ.

Die Kovarianzmatrix dieser Größen $\tilde{V}_{RC}$, die zur Berechnung des Fehlers auf die invariante Massen benötigt wird, ist ebenfalls ein Resultat der Spuranpassung:

$$\tilde{V}_{RC} = \begin{pmatrix} \sigma^2(\kappa,\kappa) & \sigma^2(\kappa,\cot\theta) & \sigma^2(\kappa,\varphi) \\ \sigma^2(\kappa,\cot\theta) & \sigma^2(\cot\theta,\cot\theta) & \sigma^2(\cot\theta,\varphi) \\ \sigma^2(\kappa,\varphi) & \sigma^2(\cot\theta,\varphi) & \sigma^2(\varphi,\varphi) \end{pmatrix}.$$

Die Berechnung der invarianten Masse erfolgt auf Basis der im kartesischen Koordinatensystem vorliegenden Impulskomponenten p_x, p_y, p_z :

$$\begin{aligned} p_x &= q \cdot \frac{\cos\varphi}{\kappa} \\ p_y &= q \cdot \frac{\sin\varphi}{\kappa} \\ p_z &= q \cdot \frac{\cot\theta}{\kappa}. \end{aligned}$$

Die Kovarianzmatrix für diese Impulskomponenten $\tilde{V}_{PC}$ wird durch folgende Variablentransformation berechnet:

$$\tilde{V}_{PC} = \begin{pmatrix} \frac{\partial p_x}{\partial\kappa} & \frac{\partial p_x}{\partial\cot\theta} & \frac{\partial p_x}{\partial\varphi} \\ \frac{\partial p_y}{\partial\kappa} & \frac{\partial p_y}{\partial\cot\theta} & \frac{\partial p_y}{\partial\varphi} \\ \frac{\partial p_z}{\partial\kappa} & \frac{\partial p_z}{\partial\cot\theta} & \frac{\partial p_z}{\partial\varphi} \end{pmatrix} \tilde{V}_{RC} \begin{pmatrix} \frac{\partial p_x}{\partial\kappa} & \frac{\partial p_y}{\partial\kappa} & \frac{\partial p_z}{\partial\kappa} \\ \frac{\partial p_x}{\partial\cot\theta} & \frac{\partial p_y}{\partial\cot\theta} & \frac{\partial p_z}{\partial\cot\theta} \\ \frac{\partial p_x}{\partial\varphi} & \frac{\partial p_y}{\partial\varphi} & \frac{\partial p_z}{\partial\varphi} \end{pmatrix}.$$

Dieser Audruck vereinfacht sich zu:

$$\tilde{V}_{PC} = \begin{pmatrix} \sigma^2(p_x,p_x) & \sigma^2(p_x,p_y) & \sigma^2(p_x,p_z) \\ \sigma^2(p_x,p_y) & \sigma^2(p_y,p_y) & \sigma^2(p_y,p_z) \\ \sigma^2(p_x,p_z) & \sigma^2(p_y,p_z) & \sigma^2(p_z,p_z) \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} -p_x \cdot p_T \cdot q & 0 & p_y \\ -p_y \cdot p_T \cdot q & 0 & -p_x \\ -p_z \cdot p_T \cdot q & p_T & 0 \end{pmatrix} \tilde{V}_{RC} \begin{pmatrix} -p_x \cdot p_T \cdot q & -p_y \cdot p_T \cdot q & -p_z \cdot p_T \cdot q \\ 0 & 0 & p_T \\ p_y & -p_x & 0 \end{pmatrix}.$$

Analog dazu wird nun die Kovarianzmatrix $\tilde{V}_4$ für den Vierervektor $P^\mu = (E, p_x, p_y, p_z)$ berechnet. Da jedes Teilchen als Pion betrachtet wird gilt:

$$E = \sqrt{m_\pi^2 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$$

und mit

$$\frac{\partial E}{\partial p_{x,y,z}} = \frac{p_{x,y,z}}{E}$$

folgt für die Kovarianzmatrix $\tilde{V}_4$:

$$\tilde{V}_4 = \begin{pmatrix} \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{E}) & \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{p_x}) & \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{p_y}) & \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{p_z}) \\ \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{p_x}) & \sigma^2(\mathrm{p_x},\mathrm{p_x}) & \sigma^2(\mathrm{p_x},\mathrm{p_y}) & \sigma^2(\mathrm{p_x},\mathrm{p_z}) \\ \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{p_y}) & \sigma^2(\mathrm{p_x},\mathrm{p_y}) & \sigma^2(\mathrm{p_y},\mathrm{p_y}) & \sigma^2(\mathrm{p_y},\mathrm{p_z}) \\ \sigma^2(\mathrm{E},\mathrm{p_z}) & \sigma^2(\mathrm{p_x},\mathrm{p_z}) & \sigma^2(\mathrm{p_y},\mathrm{p_z}) & \sigma^2(\mathrm{p_z},\mathrm{p_z}) \end{pmatrix}$$

$$= \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \mathrm{p_x}} & \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \mathrm{p_y}} & \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \mathrm{p_z}} \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \tilde{V}_{PC} \begin{pmatrix} \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \mathrm{p_x}} & 1 & 0 & 0 \\ \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \mathrm{p_y}} & 0 & 1 & 0 \\ \frac{\partial \mathrm{E}}{\partial \mathrm{p_y}} & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

$$= \frac{1}{\mathrm{E}^2} \begin{pmatrix} \mathrm{p_x} & \mathrm{p_y} & \mathrm{p_z} \\ \mathrm{E} & 0 & 0 \\ 0 & \mathrm{E} & 0 \\ 0 & 0 & \mathrm{E} \end{pmatrix} \tilde{V}_{PC} \begin{pmatrix} \mathrm{p_x} & \mathrm{E} & 0 & 0 \\ \mathrm{p_y} & 0 & \mathrm{E} & 0 \\ \mathrm{p_z} & 0 & 0 & \mathrm{E} \end{pmatrix} .$$

Der Vierervektor des 5π-Systems wird aus der Summe der 5 Vierervektoren gebildet:

$$P^{\mu}_{5\pi} = (\mathbf{E}, \mathbf{p_x}, \mathbf{p_y}, \mathbf{p_z}) = \sum_{i=1}^{5} P^{\mu}_{i} .$$

Die Kovarianzmatrix für die Komponenten des 5π-Vierervektors $\tilde{V}_{5\pi}$ wird demnach auch durch Summation der einzelnen Kovarianzmatrizen $\tilde{V}_{4_i}$ bestimmt,

$$\tilde{V}_{5\pi} = \sum_{i=1}^{5} \tilde{V}_{4_i} .$$

Die invariante Masse des 5π-Systems errechnet sich aus

$$m_{5\pi} = \sqrt{\mathbf{E}^2 - \mathbf{p_x}^2 - \mathbf{p_y}^2 - \mathbf{p_z}^2} .$$

Die Varianz für die 5π-Masse $\sigma^2(m_{5\pi})$ ergibt sich durch folgende Transformation der Kovarianzmatrix für $P^{\mu}_{5\pi}$:

$$\sigma^2(m_{5\pi}) = \vec{D}^T \tilde{V}_{5\pi} \vec{D} ,$$

mit dem Vektor der Ableitungen $\vec{D}$:

$$\begin{aligned} \vec{D}^T &= \left(\frac{\partial m_{5\pi}}{\partial \mathbf{E}}, \frac{\partial m_{5\pi}}{\partial \mathbf{p_x}}, \frac{\partial m_{5\pi}}{\partial \mathbf{p_y}}, \frac{\partial m_{5\pi}}{\partial \mathbf{p_z}} \right) \\ &= \frac{1}{m_{5\pi}} (\mathbf{E}, \mathbf{p_x}, \mathbf{p_y}, \mathbf{p_z}) . \end{aligned}$$

Für den genauen Ausdruck zur Berechnung der Varianz der 5π-Masse folgt:

$$\begin{aligned} \sigma^2(m_{5\pi}) = \; & m_{5\pi}^{-2} \cdot (\sigma^2(\mathbf{E},\mathbf{E}) \cdot \mathbf{E}^2 + \sigma^2(\mathbf{p_x},\mathbf{p_x}) \cdot \mathbf{p_x}^2 + \sigma^2(\mathbf{p_y},\mathbf{p_y}) \cdot \mathbf{p_y}^2 + \sigma^2(\mathbf{p_z},\mathbf{p_z}) \cdot \mathbf{p_z}^2 \\ & + 2 \cdot (\mathbf{p_x} \cdot (\sigma^2(\mathbf{p_x},\mathbf{p_y}) \cdot \mathbf{p_y} + \sigma^2(\mathbf{p_x},\mathbf{p_z}) \cdot \mathbf{p_z} - \sigma^2(\mathbf{E},\mathbf{p_x}) \cdot \mathbf{E}) \\ & + \mathbf{p_y} \cdot (\sigma^2(\mathbf{p_y},\mathbf{p_z}) \cdot \mathbf{p_z} - \sigma^2(\mathbf{E},\mathbf{p_y}) \cdot \mathbf{E}) \\ & - \mathbf{p_z} \cdot \sigma^2(\mathbf{E},\mathbf{p_z}) \cdot \mathbf{E})) \end{aligned}$$

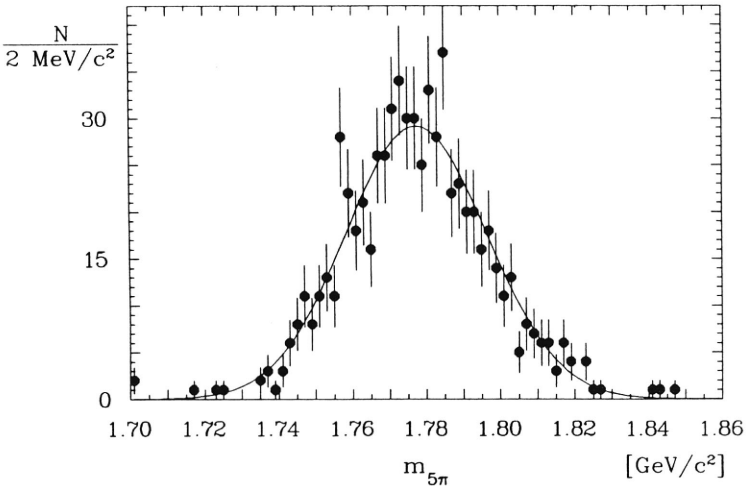


Abbildung 4.25: Generierte Auflösungsfunktion für ein Ereignis mit einer angepaßten Gaußverteilung.

Damit ist die Möglichkeit gegeben, den Fehler auf die invariante Masse des 5π - Systems zu ermitteln, der jedoch nur ein Schätzwert für den wahren Fehler ist. Der errechnete Fehler wird zur Überprüfung der Resultate des anderen Verfahrens benutzt.

Der zweite Ansatz beruht auf einer Monte-Carlo-Methode. Die gemessenen Spuren eines jeden 5π-Systems dienen dabei als Eingabedaten für das Detektorsimulationsprogramm (siehe Kapitel 3.4). Nach der Rekonstruktion der simulierten Ereignisse wird wieder die invariante 5π-Masse ermittelt. Für jedes der 12 Ereignisse wird durch mehrfache Wiederholung dieser Prozedur die Häufigkeitsverteilung der rekonstruierten 5π-Massen bestimmt, die damit die Massenauflösungsfunktion für jedes Ereignis darstellt. In Abbildung 4.25 ist diese Häufigkeitsverteilung für ein Ereignis dargestellt. Man erkennt, daß sie in guter Näherung durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Das Resultat der Anpassung einer Gaußverteilung an dieses Spektrum ist ebenfalls in dieser Abbildung zu erkennen. Es zeigt sich, daß die rekonstruierten 5π-Massen für jedes der 12 Ereignisse gaußverteilt sind.

Zum Test der generierten Auflösungsfunktionen stehen zwei Möglichkeiten zur Verfügung:

1. Die Abweichungen der rekonstruierten von der ursprünglichen 5π-Masse eines jeden Ereignisses müssen durch die errechneten Fehler auf die rekonstruierte 5π-Masse $\sigma(m_{5\pi})$ im Mittel wiedergegeben werden. Die zur Berechnung dieses Fehlers verwendeten Fehler der Spurparameter eines Teilchens werden durch die Kenntnis der verschiedenen Meßfehler (Driftzeit-Orts-Beziehung, Vielfachstreuung) wesentlich beeinflußt. Für jedes simulierte Ereignis wird die 5π-Masse $m'_{5\pi}$ und der Fehler auf diese Masse $\sigma(m'_{5\pi})$ errechnet. Die Masse $m_{5\pi}$ des in der Simulation verwendeten Ereignisses ist bekannt.

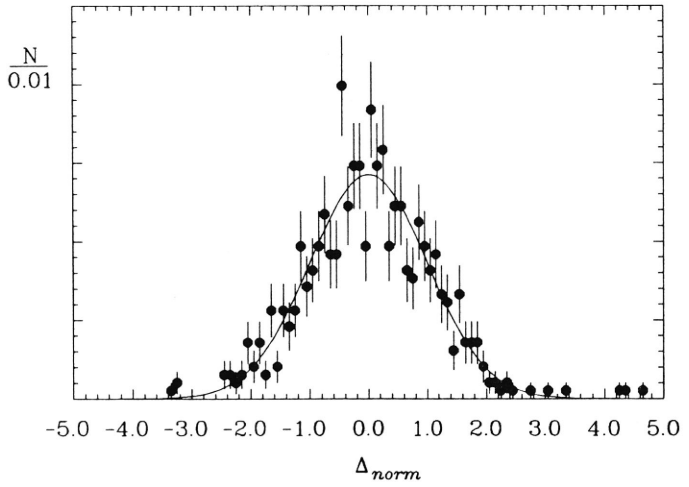


Abbildung 4.26: Auf den rekonstruierten Meßfehler normierte Massendifferenz simulierter Ereignisse. Die Kurve stellt eine Normalverteilung dar. Das Integral beider Verteilungen ist auf 1 normiert worden.

Wenn die simulierte Auflösungsfunktion konsistent mit den jeweiligen errechneten Fehler auf die invariante Masse des 5π-Systems sein soll, muß die Größe Δ_{norm} einer Normalverteilung $N(0,1)$ mit Mittelwert $\mu = 0$ und Breite $\sigma = 1$ unterliegen. Δ_{norm} ist die auf den errechneten Fehler normierte Massendifferenz zwischen der gemessenen und simulierten 5π-Masse:

$$\Delta_{norm} = \frac{(m_{5\pi} - m'_{5\pi})}{\sigma(m'_{5\pi})} .$$

Für die in Abbildung 4.25 dargestellte Auflösungsfunktion ist die normierte Häufigkeitsverteilung von Δ_{norm} in Abbildung 4.26 zusammen mit einer Normalverteilung gezeigt. Es ist zu erkennen, daß auch diese Verteilungsfunktion der erwarteten Normalverteilung entspricht. Damit ist gezeigt, daß die Form der ermittelten Auflösungsfunktion mit der Form der wahren Auflösungsfunktion übereinstimmt und somit durch eine Gaußverteilung beschrieben werden kann. Die Breite der Auflösungsfunktion muß noch auf eine andere Weise überprüft werden, da die errechneten Fehler auf die $m_{5\pi}$-Massen der simulierten Ereignisse nicht vollkommmen unabhängig von der Simulation sind.

2. Im Vergleich simulierter Ereignisse mit echten Daten kann getestet werden, ob die Breite der durch Simulation gewonnenen Auflösungsfunktion der Breite der wahren Auflösungsfunktion entspricht. Das gemessene Massenspektrum von K^0_S-Mesonen eignet sich besonders gut für einen solchen Vergleich:

   - Das K^0_S-Meson ist sehr langlebig: $\tau(K^0_S) = (0.8923 \pm 0.0022) \cdot 10^{-10}$ s [8]. Die daraus resultierende natürliche Breite des K^0_S-Mesons ist so klein ($\Gamma(K^0_S) \simeq 7.6 \cdot$

10^{-6} eV), daß sie im Vergleich zur gemessenen Breite vollkommen vernachlässigt werden kann.

- Für diese Analyse werden K_S^0-Mesonen durch ihren Zerfall in zwei geladene Pionen nachgewiesen: $K_S^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$. Die große Lebensdauer der K_S^0 bewirkt, daß ein großer Teil der K_S^0 nicht am Wechselwirkungspunkt zerfällt. Anhand der damit entstehenden Sekundärvertizes können diese Zerfälle nachgewiesen werden, so daß der Untergrundanteil an der gemessenen Massenverteilung sehr klein ist.

Die Häufigkeitsverteilung der invarianten Masse von $\pi^+\pi^-$-Paaren, die die Bedingung der K_S^0-Selektion erfüllen ist, für Daten und Monte-Carlo-Ereignisse in Abbildung 4.27 dargestellt. Das K_S^0-Signal ist deutlich zu erkennen. Zur Bestimmung der Breite dieser Verteilungen wird eine Gaußverteilung an das Signal angepaßt. Der Untergrund wird durch eine Konstante, die ebenfalls ein freier Parameter in der Anpassungsrechnung ist, beschrieben. Für die Breite der Verteilung in den echten Daten $\sigma(K_S^0)$ liefert die Anpassungsrechnung folgenden Wert:

$$\sigma(K_S^0) = 4.95 \pm 0.06 \text{ MeV/c}^2 .$$

Dieser Wert ist mit dem Wert für die Breite der Verteilung in simulierten Ereignisse $\sigma_{MC}(K_S^0)$ zu vergleichen:

$$\sigma_{MC}(K_S^0) = 4.85 \pm 0.08 \text{ MeV/c}^2 .$$

Innerhalb der Fehler stimmen beide Werte gut miteinander überein. Demnach wird also auch die Breite der Auflösungsfunktion für die $m_{5\pi}$-Ereignisse durch die Simulation korrekt wiedergegeben. Die relativen Abweichungen der simulierten Breite zur wahren Breite ist deutlich kleiner als 10%, so daß systematische Unsicherheiten in der Bestimmung der Auflösungsfunktion für die 5π-Massen weitestgehend auszuschließen sind.

Als Ergebnis dieses Tests zeigt sich, daß die durch Simulation gewonnenen Auflösungsfunktionen der 5π-Massen die wahre Massenauflösung beschreiben. In Tabelle 4.4 ist die Masse $m_{5\pi}$, der errechnete Fehler auf die Masse $\sigma_{RC}(m_{5\pi})$ [MeV/c^2] und die Breite der Auflösungsfunktion der 5π-Masse $\sigma_{MC}(m_{5\pi})$ [MeV/c^2] für jedes der 12 Ereignisse gezeigt. Der statistische Fehler der Breite der durch Simulation gewonnenen Auflösungsfunktion ist kleiner als 1 MeV/c^2. Weiterhin ist in dieser Tabelle die τ-Neutrinoenergie und der dazu errechnete Fehler angegeben (siehe Seite 86). Zur Illustration dieser Resultate sind in Abbildung 4.24 für jedes Ereignis die Masse und der durch die Simulationrechnung ermittelte Fehler auf die Masse zu sehen.
Die relativen Abweichungen zur Breite der wahren Auflösungsfunktion betragen weniger als 10%. Innerhalb der Meßfehler sind relative Abweichungen von 5% bei der Bestimmung der Breite nicht auszuschließen, so daß der totale Fehler auf die Breite der jeweiligen Auflösungsfunktion $\sigma(\sigma_{MC})$ den Wert von $\sigma(\sigma_{MC}) = 1$ MeV/c^2 nicht überschreitet.

4.4.4 Die Resultate der Anpassung

In diesem Abschnitt werden die Resultate der Anpassung an das invariante 5π-Massenspektrum beschrieben und diskutiert. In Abbildung 4.28 ist das durch Gleichung 4.4 definierte Likelihood $L(m(\nu_\tau))$ als Funktion der τ-Neutrinomasse dargestellt. Das Maximum dieser

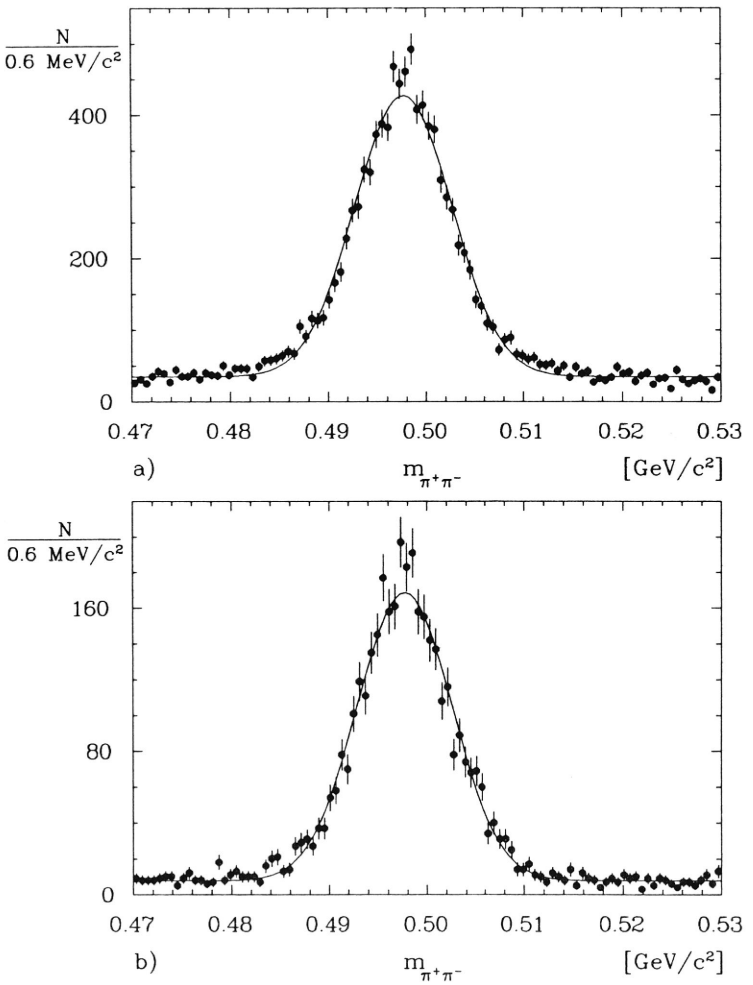


Abbildung 4.27: $\pi^+\pi^-$-Massenspektren für K^0_S-Kandidaten. Das Resultat der Anpassungsrechnug ist als Kurve dargestellt.
a) Daten
b) Monte-Carlo-Ereignisse

$m_{5\pi}$ [GeV/c^2]	$\sigma_{RC}(m_{5\pi})$ [MeV/c^2]	$\sigma_{MC}(m_{5\pi})$ [MeV/c^2]	E_{ν_τ} [MeV]	$\sigma_{RC}(E_{\nu_\tau})$ [MeV]
1.6185	11.91	16.66	549.2	47.6
1.6608	14.92	18.68	378.1	33.3
1.3584	8.841	12.74	261.2	23.3
1.5225	15.92	16.91	-123.9	77.0
1.4764	14.97	13.04	1238	47.7
1.7750	19.92	18.40	156.8	93.9
1.4895	8.631	13.85	1392	19.9
1.7429	13.05	22.32	17.05	42.0
1.3675	6.261	9.13	1889	10.0
1.8048	15.24	22.46	122.8	41.4
1.5487	10.43	15.94	332.3	32.1
1.4666	10.86	13.66	476.5	23.1

Tabelle 4.4: Tabelle der Massen, errechneten und simulierten Breiten der Auflösungsfunktion für die $m_{5\pi}$-Ereignisse. Zusätzlich ist noch die zugehörige ν_τ-Energie E_{ν_τ} und der errechnete Fehler $\sigma_{RC}(E_{\nu_\tau})$ eingetragen.

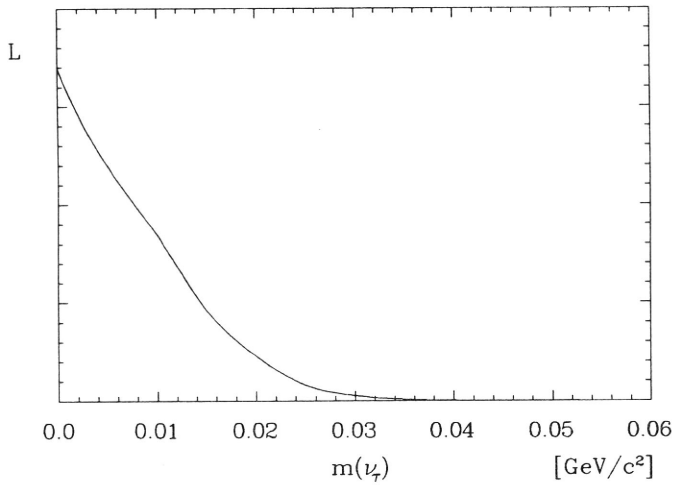


Abbildung 4.28: $L(m(\nu_\tau))$ für alle 12 Ereignisse.

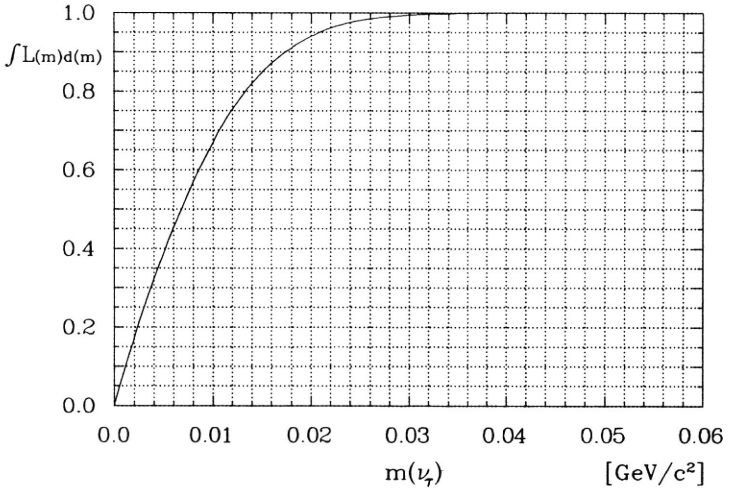


Abbildung 4.29: Integrierte Likelihoodfunktion für alle 12 Ereignisse.

Funktion und damit der wahrscheinlichste Wert für die Masse des τ-Neutrinos ist bei $m(\nu_\tau) = 0$ MeV/c^2 zu finden. Die Likelihoodfunktion ist so normiert, daß gilt:

$$\int_{m(\nu_\tau)=0}^{m(\nu_\tau)=m_\tau-5m_\pi} L(q)dq = 1\,.$$

Es ist zu erkennen, daß oberhalb von $m(\nu_\tau) = 40$ MeV/c^2 die Likelihoodfunktion nur noch vernachlässigbare Werte annimmt. Anhand der integrierten Likelihoodfunktion $L_{int}(m(\nu_\tau)$ (Abbildung 4.29):

$$L_{int}(m(\nu_\tau)) = \int_0^{m(\nu_\tau)} L(q)dq \tag{4.6}$$

kann für einen bestimmten Konfidenzbereich CL eine ν_τ-Massenobergrenze $UL(m(\nu_\tau))$ abgeleitet werden:

$$CL = L_{int}(UL(m(\nu_\tau)))\,. \tag{4.7}$$

Bei einem Konfidenzbereich von $CL = 95\%$ folgt eine ν_τ-Massenobergrenze von $m(\nu_\tau) < UL(m(\nu_\tau)) = 21.7$ MeV/c^2. Die in Abschnitt 4.4.1 (Seite 88) aufgeführten systematischen Unsicherheiten sind in diesem Wert nicht berücksichtigt. Die Massenobergrenze muß auf diese Unsicherheiten hin korrigiert werden. Es besteht die Möglichkeit, die Likelihoodfunktion mit einem Verfahren, wie es in Kapitel 3.6.2 beschrieben wird, unter Hinzunahme dieser Unsicherheiten zu transformieren und daraus die endgültige Massenobergrenze zu ermitteln. Da aber auch die Unsicherheit in der Kenntnis der Masse des τ-Leptons mit in die Analyse eingeht, müssen auch die jeweils erwarteten invarianten Massenspektren in jedem Schritt der Monte-Carlo-Rechnung neu bestimmt werden. Die 5-Pion-Phasenraumverteilung ist analytisch nicht rechenbar und muß mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung ermittelt werden. Es wird nur eine kleine Änderung der Massenobergrenze erwartet, da die zu berücksichtigenden

Unsicherheiten im Vergleich zu der aus der Analyse folgenden Grenze relativ klein sind. Aufgrund des sehr großen Rechenzeitbedarfs wurde daher auf die Verwendung dieses Verfahrens verzichtet.
Wegen des kleinen Fehlers der τ-Masse wird die Massenobergrenze für das τ-Neutrino linear von Abweichungen der τ-Masse abhängen. Auch die Fehler in der 5π-Massenskala bedingen nur lineare Abhängigkeiten der Massenobergrenze, da der Endpunkt des Spektrums im wesentlichen aus der Differenz der größten 5π-Masse zur Masse des τ-Leptons beeinflußt wird. Änderungen in der Breite der Auflösungsfunktion gehen in guter Näherung auch nur linear in die Verschiebung der Massenobergrenze ein, da der Endpunkt des Spektrums hauptsächlich durch das Ereignis mit der größten 5π-Masse bestimmt wird. Der Verlauf der Likelihoodfunktion ähnelt dem einer Gaußverteilung. Daher kann zur Bestimmung der endgültigen ν_τ-Massenobergrenze mit einer normalen Fehlerfortpflanzung gerechnet werden. Ein Konfidenzbereich von $CL = 95\%$ wird bei einer Gaußverteilung durch eine Abweichung vom zentralen Wert um 1.96 Standardabweichungen erreicht:

$$0.95 = \frac{2}{\sqrt{2\pi}} \int_0^x e^{-\frac{y^2}{2}} dy \quad \Rightarrow x = 1.96\,.$$

Die endgültige ν_τ-Massenobergrenze $UL_{korr}(m(\nu_\tau))$ folgt aus der Fehlerfortpflanzung:

$$UL_{korr}(m(\nu_\tau)) = 1.96 \cdot \sqrt{\left(\frac{UL(m(\nu_\tau))}{1.96}\right)^2 + \sigma^2_{sys}(m_{5\pi}) + \sigma^2(m_\tau) + \sigma^2(\sigma_{MC}(m_{5\pi}))} \qquad (4.8)$$

$$UL_{korr}(m(\nu_\tau)) = 23.3\ \frac{\mathrm{MeV}}{\mathrm{c}^2}$$

Diese Grenze ist deutlich unterhalb der besten bislang bekannten Grenze von $m(\nu_\tau) < 70\ \mathrm{MeV/c^2}$ [43]. Sie kann jedoch nur dann gelten, wenn es kein Untergrundereignis unter den 12 Ereignissen gibt. Wie schon in Kapitel 4.2.4 deutlich wird, ist die Berechnung des verbleibenden Untergrundes sehr auf Monte-Carlo-Simulationsrechnungen angewiesen. Immerhin müssen sehr große Rejektionraten ($\sim 10^6$) durch die Simulation korrekt wiedergegeben werden.
Mögliche Fehler der Simulationsrechnungen können Änderungen in der Untergrundbestimmung bewirken. Diese Änderungen können jedoch nicht sehr groß sein, da die diversen Verteilungen vor den endgültigen Schnitten gegen den Untergrund (siehe Kapitel 4.2.3.1) durch die Simulationsrechnungen richtig wiedergeben werden (siehe Kapitel 4.2.3).
Um unabhängig von einer möglichen Änderung der Untergrundabschätzung zu sein, wird ein Ereignis bei der Berechnung der Likelihoodfunktion verworfen. Das Ereignis mit der größten 5π-Masse hat auch den größten Anteil bei der Berechnung der Obergrenze. Wie aus Tabelle 4.4 zu entnehmen ist, wird in diesem Ereignis eine oberhalb der τ-Masse liegende invariante 5π-Masse registriert, die aber im Rahmen der experimentellen Auflösung mit einen Wert von $m_{5\pi} \leq m_\tau$ gut verträglich ist.
Im Falle der Simulation des hadronischen Untergrundes aus $q\bar{q}$-Reaktionen werden nicht alle Ereignisse durch die Schnitte der Selektion verworfen. Bei den verbleibenden Ereignissen werden nur oberhalb der τ-Masse liegende 5π-Massen registriert (siehe Kapitel 4.2.4). Sollte es unter den 12 Ereignissen doch noch ein Untergrundereignis aus $q\bar{q}$-Wechselwirkungen geben, so ist es wahrscheinlich, daß dieses eine große invariante 5π-Masse vorweist. Daher wird das Ereignis mit der größten gemessenen invarianten 5π-Masse in der weiteren Analyse verworfen. Die daraus resultierende effektive Likelihoodfunktion $L_{eff}(m(\nu_\tau))$ ist in Abbildung 4.30

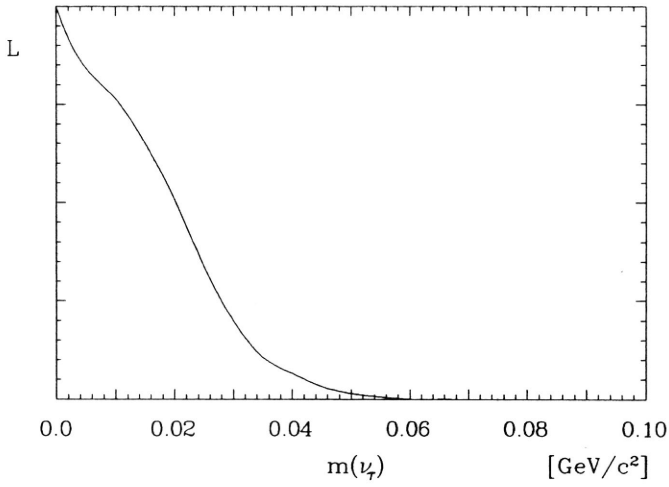


Abbildung 4.30: Effektive Likelihoodfunktion $L_{eff}(m(\nu_\tau))$ bei Verwerfen des Ereignisses mit der größten 5π-Masse.

dargestellt. Auch in diesem Fall ist der wahrscheinlichste Wert für die Masse des τ-Neutrinos $m(\nu_\tau) = 0$ MeV/c^2. Allerdings ist nicht ein so schneller Abfall wie für die Likelihoodfunktion der 12 Ereignisse (Abbildung 4.28) zu beobachten, woraus ersichtlich wird, wie sehr die ν_τ-Massenobergrenze von Einzelereignissen abhängt. Aus der in Abbildung 4.31 dargestellten integrierten effektiven Likelihoodfunktion wird wie im vorhergehenden Fall die unkorrigierte Grenze für die ν_τ-Masse ermittelt. Die Grenze beträgt:

$$m(\nu_\tau) < 34 \text{ MeV/c}^2 ,$$

bei einem Konfidenzbereich von $CL = 95\%$. Die Korrektur auf die systematischen Unsicherheiten, die wie in Gleichung 4.8 erfolgt, liefert für die Masse des τ-Neutrinos:

$$m(\nu_\tau) < 35.3 \text{ MeV/c}^2 \text{ mit } 95\% \ CL .$$

Diese Grenze stellt eine deutliche Verbesserung (Faktor 2) gegenüber der bisher bekannten niedrigsten Grenze [43] von $m(\nu_\tau) < 70$ MeV/c^2 bei 95% CL dar.

4.4.5 Diskussion der ν_τ-Massenobergrenze und Ausblick

Wie in Kapitel 1.2.1 gezeigt wird, ist erst eine ν_τ-Massenobergrenze im Bereich von $\mathcal{O}(1$ MeV/c$^2)$ sensitiv genug, um neue, für die Kosmologie relevante Aussagen machen zu können. Die verbesserte ν_τ-Massenobergrenze von $m(\nu_\tau) < 35$ MeV/c^2 kann eine solche Sensitivität nicht erreichen. Sie läßt aber Schlüsse in Bezug auf mögliche Zerfälle des ν_τ zu. ν_τ-Zerfälle, in denen μ-Leptonen auftreten:

$$\nu_\tau \rightarrow \mu^- e^+ \nu_e$$

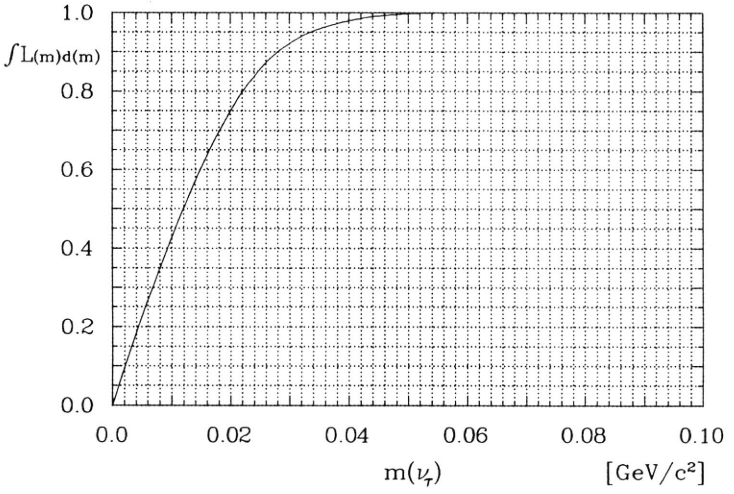


Abbildung 4.31: Integrierte effektive Likelihoodfunktion für die Masse des τ-Neutrinos.

wurden schon durch die alte Grenze ausgeschlossen. Nimmt man an, daß auch für diesen Fall die Likelihoodfunktion in etwa einer Gaußverteilung gleicht, so beträgt die Wahrscheinlichkeit, daß das ν_τ doch schwerer als das μ-Lepton ist ($m_\mu = 105.65916$ MeV/c^2) [8] und somit ein solcher Zerfall möglich wäre, bei der alten Grenze immer noch 0.3%. Bei der hier bestimmten neuen ν_τ-Massenobergrenze ist diese Wahrscheinlichkeit wesentlich geringer ($2 \cdot 10^{-7}$%), so daß solche Zerfälle mit Sicherheit auszuschließen sind.

Der wahrscheinlichste Wert für die Masse des ν_τ liegt bei $m(\nu_\tau) = 0$ MeV/c^2, wie aus dem Verlauf der effektiven Likelihoodfunktion zu erkennen ist (Abbildung 4.30). Somit stellt sich die Frage, ob eine noch geringere ν_τ-Massengrenze ermittelt werden kann. Da schon durch das Verwerfen eines Ereignisses die ν_τ-Massenobergrenze deutlich verändert wird, besteht die Möglichkeit, daß durch das Auffinden weiterer Ereignisse mit 5π-Massen nahe der Masse des τ-Leptons die Massengrenze noch deutlich gesenkt werden kann. Im Juli 1988 wurde mit einer weiteren Datennahmeperiode des ARGUS-Detektors begonnen, wodurch die Zahl der einer späteren Analyse zu Verfügung stehenden τ-Paar-Ereignisse noch einmal vergrößert wird. Damit besteht die Wahrscheinlichkeit, weitere dieser Ereignisse zu finden.
Da die experimentelle Auflösungsfunktion sehr stark in das Ergebnis der Massenobergrenzenbestimmung eingeht, kann eine Verbesserung der Massenobergrenze wohl nur durch eine Endpunktbestimmung im invarianten Massenspektrum möglich sein. Der hadronische Endzustand eines für dieses Analyse zu verwendenden τ-Zerfalls darf aber nicht durch eine Resonanz mit geringer Masse dominiert werden, da in diesem Fall nur eine sehr kleine Wahrscheinlichkeit besteht, ein Ereignis in der Nähe der Phasenraumgrenze zu finden und damit der Untergrundanteil in dieser Massenregion vergrößert wird. Der Untergrund aus anderen Reaktionen muß klein und genau berechenbar sein. Die postulierten Zerfallskanäle $\tau^- \rightarrow K^{*-}K^0\nu_\tau$ und

$\tau^- \rightarrow K^{*0}K^-\nu_\tau$ können die hier genannten Bedingungen erfüllen, wobei zur Analyse nur die hadronischen Endzustände verwendet werden, in denen ausschließlich geladene Teilchen auftreten. Dies sind die Endzustände $K^+K^-\pi^-$ und $K^0_S K^0_S \pi^-$ mit $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\nu_\tau$ ist auch als Kandidat zu nennen, da das Verzweigungsverhältnis hierfür mit $BR = 5.5\%$ [12] sehr groß ist und die durch das Auftreten eines π^0 bewirkte schlechtere experimentelle Auflösung kompensiert werden kann.
Auch wenn solche Ereignisse und Zerfallskanäle gefunden werden können, ist es dennoch nicht möglich, die ν_τ-Massenobergrenze wesentlich zu verbessern. Die hier beschriebenen systematischen Unsicherheiten tragen umso stärker bei, je geringer die unkorrigierte ν_τ-Massenobergrenze ist. Bedingt durch diese systematischen Unsicherheiten, von denen die nicht exakte Kenntnis der τ-Lepton-Masse ($\sigma(m_\tau) = 3.2$ MeV/c^2) besonders hervorzuheben ist, kann bei den gegenwärtig vorhandenen experimentellen Bedingungen keine Grenze unterhalb von $m(\nu_\tau) = 10$ MeV/c^2 angegeben werden. Die hier ermittelte Grenze von $m(\nu_\tau) < 35$ MeV/c^2 ist somit sehr nahe an diesem kleinsten möglichen bestimmbaren Wert.

Die ν_τ-Massenobergrenze soll nun mit den bislang bekannten Massenobergrenzen für das ν_e und das ν_μ verglichen werden. In Tabelle 4.5 sind Massengrenzen für diese Neutrinos gezeigt. Die Grenze von $m(\nu_\tau) < 35$ MeV/c^2 erreicht auf der absoluten Massenskala bei weitem

17 eV/c^2 $< m(\nu_e) <$ 40 eV/c^2	ITEP [96]
$m(\nu_e) <$ 18 eV/c^2	Zürich/SIN [97]
$m(\nu_e) <$ 27 eV/c^2	Los Alamaos [98]
$m(\nu_e) <$ 32 eV/c^2	INS-Tokyo [99]
$m(\nu_\mu) <$ 250 keV/c^2	SIN [100]

Tabelle 4.5: Massengrenzen für das ν_e und das ν_μ

nicht die Sensitivität der Grenzen für die Massen der anderen Neutrinos. Dies ist aufgrund der geringen Zahl an Ereignissen und den beschriebenen systematischen Unsicherheiten auch nicht zu erwarten gewesen. Wird dieser Vergleich im Rahmen eines einfachen „seesaw"-Modells (siehe Abschnitt 1.2.2) durchgeführt, so erwartet man für das Verhältnis der Leptonen verschiedener Generationen folgende Relationen:

$$\frac{m(\nu_\tau)}{m(\nu_e)} = \frac{m^2(\tau)}{m^2(e)}$$

und

$$\frac{m(\nu_\tau)}{m(\nu_\mu)} = \frac{m^2(\tau)}{m^2(\mu)}\,.$$

Eine ν_τ-Masse von $m(\nu_\tau) = 35$ MeV/c^2 entspricht damit einer ν_e-Masse von $m(\nu_e) \sim 3$ eV/c^2 und einer ν_μ-Masse von $m(\nu_\mu) \sim 125$ keV/c^2. Diese Werte zeigen, daß im Rahmen des verwendeten Modells die Massenobergrenzen für die bekannten Neutrinos alle über die gleiche Sensitivität und physikalische Aussagekraft verfügen.

Da Neutrinos im Rahmen des Standardmodells Elementarteilchen sind, ist es sehr wichtig, ihre genauen physikalischen Eigenschaften zu kennen. Die zur Zeit vorhandenen experimentellen Bedingungen gestatten es leider nicht, sehr kleine ν_τ-Massen zu bestimmen, so daß

man auf möglichst genaue Massengrenzen angewiesen ist. Daher stellt die Verbesserung des ν_τ-Massenobergrenze einen wichtigen Beitrag zur Kenntnis der physikalischen Eigenschaften des τ-Neutrinos dar.

Kapitel 5

Die Suche nach dem Zerfall $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$

Im Frühjahr 1987 berichtete die HRS-Kollaboration über die Existenz dieses Zerfallskanals [101] und gab ein Verzweigungsverhältnis von $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau) = (5.1 \pm 1.5)\%$ an. Wie aus Kapitel 1.1.3 hervorgeht, ist ein so großes Verzweigungsverhältnis nicht mit den Vorhersagen des Standardmodells verträglich, da es nur auf Ströme 2. Art zurückzuführen ist. Hingegen könnte das Defizit in der Summe der exklusiv gemessenen 1-Prong-Verzweigungsverhältnisse (siehe Kapitel 1.1.5) durch diesen Zerfallskanal aufgehoben werden. Daher ist es von entscheidender Bedeutung, dieses Resultat entweder zu bestätigen oder aber zu widerlegen. Die dadurch motivierte sofortige Suche anderer Experimente nach diesem Zerfall hatte keine Bestätigung der Existenz dieses Zerfalls zur Folge. Es wurden vielmehr obere Grenzen für das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls ermittelt, die im starken Widerspruch zu dem von der HRS-Kollaboration angegebenen Wert stehen. Die ARGUS-Kollaboration hatte diesen Zerfall ebenfalls nicht beobachtet und gab daraufhin — als erstes der an der Suche beteiligten Experimente — eine obere Grenze von $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau) < 1.3\%$ bei 95% CL an [102].
In diesem Kapitel wird die Suche nach diesem Zerfallskanal beschrieben, wobei durch die detailliertere Betrachtung der vorkommenden Meßfehler die bereits existierende — von der ARGUS-Kollaboration angegebene — obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau)$ noch verbessert wird. Das η-Meson ($m_\eta = 548.8$ MeV/c^2 [8]) soll hier durch seinen Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ nachgewiesen werden. Das Verzweigungsverhältnis des η-Mesons in diesen Kanal beträgt $(23.7 \pm 0.5)\%$ [8] und erlaubt damit eine genügend hohe Nachweiswahrscheinlichkeit dieses τ-Zerfalls. Da in den gesuchten Zerfällen drei geladene Teilchen auftreten, wird in dieser Analyse die 1 – 3-Toplogie von τ-Paar-Ereignissen selektiert (siehe Kapitel 3.2), wobei die folgenden Kombinationen von τ-Paar-Zerfällen betrachtet werden:

$$
\begin{array}{l}
e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow \eta\pi^-\nu_\tau \\
\qquad\qquad\qquad\quad\;\; \hookrightarrow \pi^+\pi^-\pi^0 \\
\qquad\quad \hookrightarrow e^+\nu_e\overline{\nu}_\tau\,,\;\; \mu^+\nu_\mu\overline{\nu}_\tau\,,\;\; \pi^+\overline{\nu}_\tau \quad \text{oder} \quad K^+\overline{\nu}_\tau\,.
\end{array}
\qquad (5.1)
$$

Durch den Zerfall des π^0-Mesons in zwei Photonen sind in solchen Ereignissen neutrale Teilchen vorzufinden, die mit dem 3-Prong korreliert auftreten.

5.1 Die Selektion der gesuchten Ereignisse

Aus der Wahl der Ereignistypen resultieren folgende Selektionsbedingungen:

- Es werden nur Ereignisse aus Datennahmeperioden akzeptiert, in denen der Detektor einwandfrei funktionierte, was nahezu immer der Fall war.
- Es müssen genau 4 geladene Spuren gefunden worden sein. Für jede Spur gilt (vgl. Kapitel 4.1):
  1. $\chi^2_{VX} \leq 36$,
  2. $p_T > 0.06$ GeV/c.
- Die Ladungsbilanz muß ausgeglichen sein:

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

- Es darf keinen vom Rekonstruktionsprogramm gefundenen Sekundärvertex geben, der mit einem konvertierten Photon verträglich ist. Es wird nicht auf die invariante Masse einer Kombination von zwei entgegengesetzt geladenen Teilchen geschnitten, da die beiden geladenen π-Mesonen aus dem η-Zerfall ebenfalls kleine invariante Massen bilden und damit die Nachweiswahrscheinlichkeit für den gesuchten Zerfallskanal zu klein würde.
- Es müssen genau zwei Photonen mit einer Minimalenergie von jeweils 80 MeV vom Kalorimeter registriert worden sein, wobei die laterale Form der Schauerenergieverteilung nicht auf einen Mehrfachtreffer für den entsprechenden *Cluster* hinweisen darf [103]. In Abbildung 5.1 ist die $\gamma\gamma$- Massenverteilung für Ereignisse mit genau zwei nachgewiesenen Photonen dargestellt. Man erkennt, daß eine große Zahl von π^0 zu dieser Verteilung beitragen. Die Kombination beider Photonen muß einen π^0-Kandidaten formen:

  π^0- Kandidat: Die invariante Masse der Kombination $m_{\gamma\gamma}$ darf nicht mehr als ± 100 MeV/c^2 von der nominellen π^0-Masse abweichen ($m_{\pi^0} = 134.96$ MeV/c^2 [8]) und muß zusätzlich

$$\chi^2 = \left(\frac{m_{\gamma\gamma} - m_{\pi^0}}{\sigma(m_{\gamma\gamma})} \right)^2 \leq 9$$

  erfüllen. Innerhalb der Fehler auf Impuls und Richtung der Kombination werden diese variiert, so daß $m_{\gamma\gamma} = m_{\pi^0}$ erfüllt wird (1C-Fit).

- Für die Ereignistopologie muß gelten:

  Topologie: Es darf nur ein geladenes Teilchen geben, das einen Winkel von mehr als 90^0 mit allen anderen im Ereignis auftretenden Spuren bildet. Hier werden auch die beiden Photonen berücksichtigt

$$\cos\theta_{1i, i=2..6} < 0 .$$

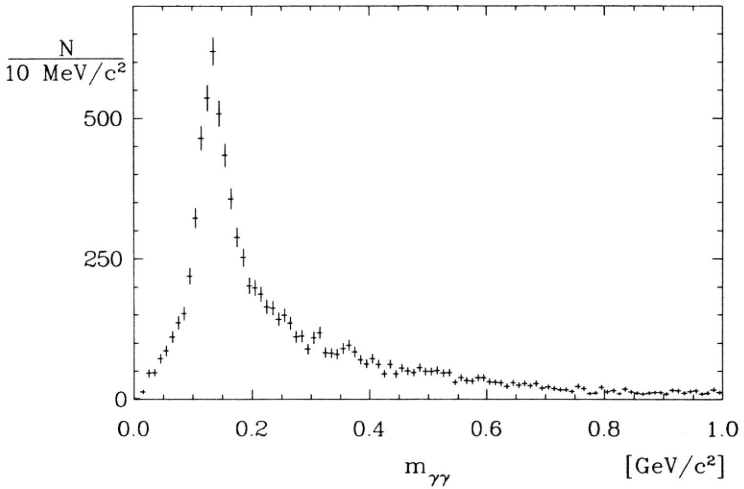


Abbildung 5.1: Die $\gamma\gamma$-Massenverteilung für Ereignisse, in denen genau zwei Photonen auftreten.

1162 der 2 014 667 Multihadron-Ereignisse erfüllen diese Bedingungen. In dieser Datenmenge ist noch ein großer Anteil an Untergrundereignissen enthalten, wie aus Abbildung 5.2 zu entnehmen ist. Dort ist $P_T = |\sum \vec{p}_{Ti}|$, der Betrag des Gesamtimpulses senkrecht zur Strahlachse, gegen $P_{tot}/\sqrt{s}$ aufgetragen. $P_{tot}/\sqrt{s}$ ist die Summe der Impulse aller im Ereignis auftretenden Teilchen, $P_{tot} = \sum |\vec{p}_i|$, normiert auf die Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$. Betrachtet man nur kleine Transversalimpulse, so treten bei kleinen Summenimpulsen Ereignisse aus Zwei-Photon-Reaktionen auf, wohingegen bei großen Summenimpulsen vollständig rekonstruierte Ereignisse aufzufinden sind. Vollständig rekonstruierte Ereignisse stammen aus Untergrundreaktionen ($q\bar{q}$), da τ-Paare immer bei ihrem Zerfall Neutrinos erzeugen, die nicht registriert werden. In Abbildung 5.2 ist weiterhin eine Parabel gezeigt, die den Schnitt gegen solche Prozesse darstellt. Es werden nur Ereignisse akzeptiert, die oberhalb der Parabel zu finden sind:

$$P_T > \left(8 \cdot (\frac{c \cdot P_{tot}}{\sqrt{s}} - 0.7)^2 + 0.2\right) \frac{GeV}{c} .$$

Nach diesem Schnitt werden 772 Ereignisse akzeptiert. Die Verteilung der invarianten Masse des dem 1-Prong gegenüberliegenden 4π-Systems ist in Abbildung 5.3 dargestellt. Nur ein geringer Teil der Einträge in diesem Histogramm ist für 4π-Massen oberhalb der τ-Masse zu finden. Die letzte Bedingung, die ein Ereignis erfüllen muß , um akzeptiert zu werden, ist folgende Forderung an die invariante Masse des 4π-Systems:

$$m_{4\pi} \leq 1.8 \text{ GeV}/c^2 .$$

Nach allen Schnitten liegt noch eine Datenmenge von 712 Ereignissen vor.

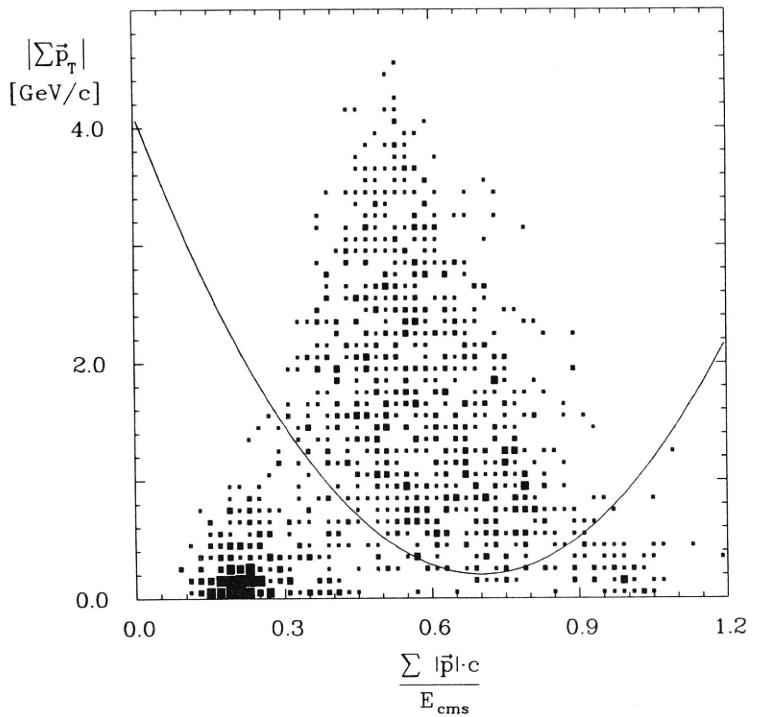


Abbildung 5.2: P_T gegen $P_{tot}/\sqrt{s}$. Ereignisse unterhalb der ebenfalls gezeigten Kurve werden verworfen.

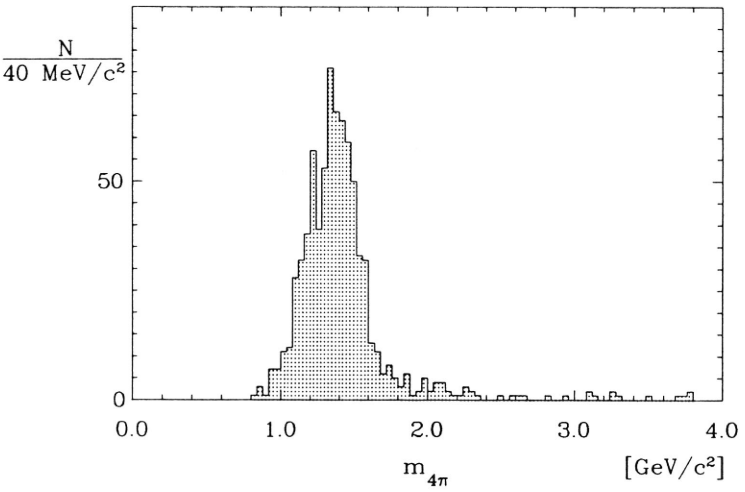


Abbildung 5.3: Die 4π-Massenverteilung der selektierten Ereignisse.

5.2 Das $\pi^+\pi^-\pi^0$-Massenspektrum

Das η-Meson soll durch den Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ nachgewiesen werden. Es gibt zwei Möglichkeiten, Kombinationen dieser drei Pionen in dem geladenen 4π-System zu finden. Die in Abbildung 5.4 dargestellte Massenverteilung enthält zwei Einträge pro Ereignis. Ein Signal bei der Masse des η ist nicht zu erkennen. Ein deutliches Signal tritt dagegen bei der Masse der $\omega(783)$-Resonanz auf. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau$ ist von der ARGUS-Kollaboration im Jahr 1986 entdeckt worden. Das Verzweigungsverhältnis für diesen τ-Zerfall wurde zu $(1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$ bestimmt [24].

5.2.1 Die Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeit

Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Rechnung bestimmt (siehe Abschnitt 3.4). Zur Erzeugung der Ereignisse wurde wieder das Programmpaket MOPEK verwendet.
Da nicht bekannt ist, ob der $\eta\pi$-Endzustand in τ-Zerfällen auf den Zerfall einer Resonanz zurückzuführen ist oder ob das τ-Lepton direkt in diesen Endzustand zerfällt, müssen beide Möglichkeiten bei der Generation der Ereignisse berücksichtigt werden. Die einzige bekannte Resonanz, die in τ- Zerfällen auftreten könnte und die in den $\eta\pi$-Endzustand übergeht, ist das $a_0(980)$.
Die Monte-Carlo-Rechnungen wurden demnach für 2 verschiedene τ^-- Zerfälle durchgeführt:

1. $\tau^- \rightarrow \nu_\tau a_0^-(980) \rightarrow \eta\pi^-$
2. $\tau^- \rightarrow \nu_\tau \eta\pi^-$, wobei dieser Zerfall nur durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum beschrieben wird.

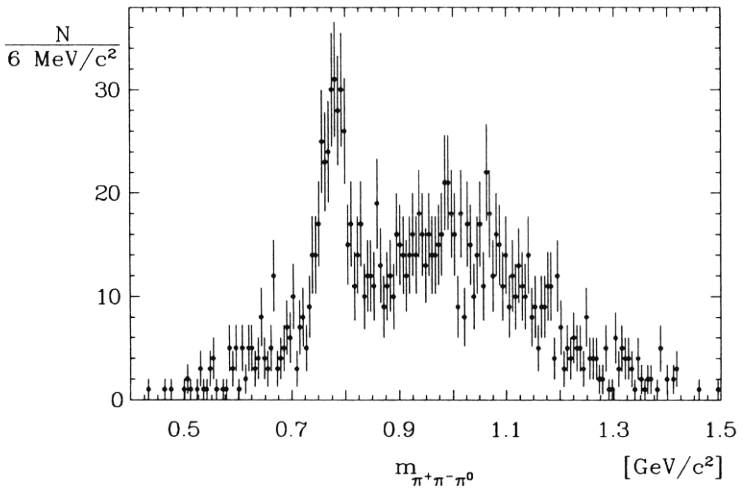


Abbildung 5.4: Die $\pi^-\pi^+\pi^0$-Massenverteilung. Es ist nur ein ω- aber kein η-Signal zu erkennen.

Die Selektionswahrscheinlichkeiten ϵ^i_{sel} für beide Fälle betragen:

1. $\epsilon^1_{sel} = (0.47 \pm 0.06 \pm 0.05)\%$,
2. $\epsilon^2_{sel} = (0.51 \pm 0.06 \pm 0.05)\%$.

Alle in den gesuchten Ereignissen vorkommenden Verzweigungsverhältnisse sind hierbei schon berücksichtigt worden. Diese Selektionswahrscheinlichkeiten beziehen sich nur auf die beschriebenen Schnitte. Sie beinhalten nicht die Triggerakzeptanz und Verluste durch vorgetäuschte Photonen. Beide Selektionswahrscheinlichkeiten stimmen im Rahmen der Fehler überein, so daß für die weitere Analyse die Werte miteinander kombiniert verwendet werden:

$$\epsilon_{sel} = (0.49 \pm 0.04 \pm 0.05)\% .$$

Der systematische Fehler von 10% auf die Nachweiswahrscheinlichkeit bleibt erhalten.
Da das Vorhandensein von genau zwei Photonen mit einer Minimalenergie von $E_\gamma = 80$ MeV gefordert wird, reduziert sich die Nachweiswahrscheinlichkeit auf (siehe Kapitel 3.7)

$$\epsilon_{sel} = (0.45 \pm 0.04 \pm 0.05)\% .$$

$(91 \pm 3)\%$ der simulierten Ereignissen erfüllten die Triggerbedingungen und wurden durch die Multihadron-Selektion akzeptiert:

$$\epsilon_{sel} = (0.41 \pm 0.04 \pm 0.04)\% .$$

In Abbildung 5.5 ist die Massenverteilung der vom Rekonstruktionsprogramm nach allen Schnitten wiedergefundenen η-Mesonen dargestellt. Der Verteilung liegt eine Datenmenge

von 198 Ereignissen zugrunde. Es ist zu erkennen, daß nicht alle Einträge in der Nähe der η- Masse zu finden sind. Im Massenbereich $0.525\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_{3\pi} \leq 0.575\ \mathrm{GeV/c^2}$ wurde eine Gaußverteilung an diese Daten angepaßt. Die Anpassungsrechnung (siehe Kapitel 3.5) liefert folgende Werte für die Signalparameter:

- Die Anzahl der η-Mesonen beträgt $N_\eta = 166 \pm 13$.
- Die Masse wird zu $m_\eta = (552.0 \pm 0.8)\ \mathrm{MeV/c^2}$ bestimmt.
- Die Breite der Verteilung ist $\sigma_\eta = (9.40 \pm 0.64)\ \mathrm{MeV/c^2}$.

Das Resultat der Anpassungsrechnung ist ebenfalls in Abbildung 5.5 zu sehen. Durch die Anpassungsrechnung werden nicht alle η-Mesonen wiedergefunden, da ihre rekonstruierte Masse nicht in den relevanten Massenbereich fällt. Eine der Ursachen hierfür sind Wechselwirkungen der Teilchen mit dem Detektormaterial, die eine Fehlrekonstruktion zur Folge haben können. Damit verringert sich die totale Nachweiswahrscheinlichkeit ϵ_{tot} gegenüber der Selektionswahrscheinlichkeit ϵ_{sel}:

$$\epsilon_{tot}(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau) = \epsilon_{sel} \cdot \frac{166}{198} = (0.34 \pm 0.04 \pm 0.04)\% .$$

Zum Vergleich sei hier die totale Nachweiswahrscheinlichkeit für den Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ angegeben. Sie beträgt für die beschriebenen Selektionskriterien:

$$\epsilon_{tot}(\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau) = (2.97 \pm 0.28 \pm 0.30)\% .$$

Der große Unterschied zwischen beiden Nachweiswahrscheinlichkeiten ist zum Teil auf die unterschiedlichen Verzweigungsverhältnisse in $\pi^+\pi^-\pi^0$ zurückzuführen ($BR(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) = 89.6\%$, $BR(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) = 23.7\%$). Das π^0-Impulsspektrum aus beiden Zerfällen ist unterschiedlich. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für π^0-Mesonen ist stark abhängig vom Impuls [103], wodurch ein weiterer Unterschied in der totalen Nachweiswahrscheinlichkeit beider Kanäle verursacht wird.

5.2.2 Die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$

Wie aus Abbildung 5.4 zu erkennen ist, tritt kein Signal bei der $\eta(550)$-Masse auf. Weiterhin sind in diesem Bereich nur sehr wenig Einträge zu verzeichnen. Die Beschreibung des Massenspektrums in diesem Bereich kann daher nicht durch eine Funktionsanpassung über einen großen Massenbereich hinweg erfolgen, da die Form des Untergrundes in der η-Region ebenfalls unbekannt ist. Die Funktionsanpassung wurde mit der in Kapitel 3.5 beschriebenen Methode im Massenbereich $0.45\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_{3\pi} \leq 0.65\ \mathrm{GeV/c^2}$ vorgenommenen. Der nichtresonante Untergrund $U(m_{3\pi})$ wird durch ein Polynom 2. Grades, multipliziert mit einen Faktor, der die kinematische Schwelle berücksichtigt, parametrisiert:

$$U(m_{3\pi}) = (m_{3\pi} - 0.414\ \mathrm{GeV/c^2}) \cdot (a_0 + m_{3\pi} \cdot (a_1 + m_{3\pi} \cdot a_2)) .$$

Die freien Parameter für den Untergrund sind a_0, a_1 und a_2. Das η-Signal $S(m_{3\pi})$ wird durch eine Gaußverteilung parametrisiert:

$$S(m_{3\pi}) = N_\eta \cdot \frac{1}{\sigma_\eta\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(m_{3\pi} - m_\eta)^2}{2\sigma_\eta^2}\right) .$$

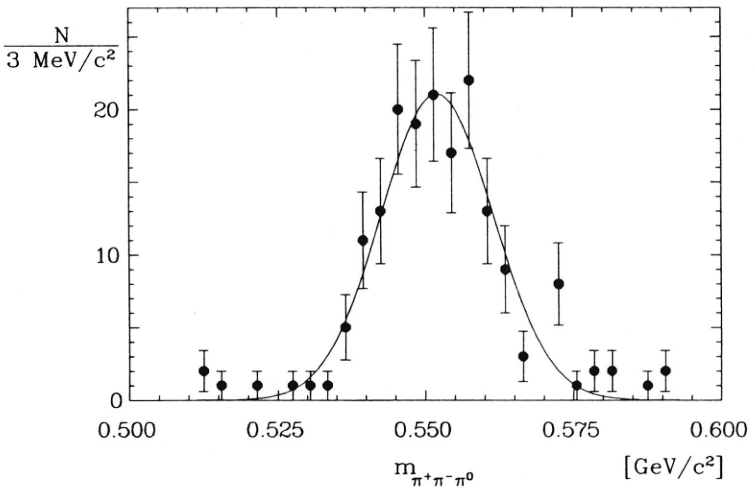


Abbildung 5.5: Massenverteilung rekonstruierter η-Mesonen mit dem Ergebnis der Anpassungsrechnung.

Freie Parameter für das η-Signal sind hier die Zahl der η-Mesonen N_η und die Masse des η-Mesons m_η. Die Breite der Gaußverteilung σ_η wurde auf den in der Monte-Carlo-Rechnung gefundenen Wert $\sigma_\eta = 9.4$ MeV/c^2 fixiert. Der für m_η erlaubte Bereich wurde auf $0.540\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_\eta \leq 0.564\ \mathrm{GeV/c^2}$ beschränkt. Angepaßt wird die Summe von Untergrund und Signal.
Die mit Hilfe der Anpassungsrechnung bestimmten Signalparameter sind:

$$\begin{aligned} m_\eta &= (0.545 \pm 0.014)\ \mathrm{GeV/c^2}, \\ N_\eta &= 3.14 \pm 4.34 \quad . \end{aligned}$$

Es ist somit keine Indikation für das Vorhandensein eines η-Signales im $\pi^+\pi^-\pi^0$-Massenspektrum gegeben und eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau)$ kann ermittelt werden. Die Zahl der η-Mesonen wird mit Hilfe des Umrechnungsfaktors F in ein Verzweigungsverhältnis BR konvertiert:

$$BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau) = \frac{N_\eta}{F},$$

mit (vgl. Kapitel 3.1)

$$F = 2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot \epsilon_{tot} = 1355.3 \pm 173.2 \pm 171.0\,.$$

Zur Bestimmung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau)$ wird die in Kapitel 3.6 beschriebene Methode benutzt. Dort wird das Verfahren am Beispiel der Bestimmung dieser Grenze vorgestellt, womit gerade deren Herleitung im Detail beschrieben

Grenze	CL [%]	Methode	Experiment
$< 2.5\%$	90	$\eta \to \gamma\gamma, \pi^+\pi^-\pi^0$	MARK III [104]
$< 2.1\%$	95	$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	HRS [105]
$< 1.8\%$	95	$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	CLEO [106]
$< 1.7\%$	95	$\eta \to \gamma\gamma, \pi^+\pi^-\pi^0$	CELLO [107]
$< 1.3\%$	95	$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	ARGUS [102]
$< 1.0\%$	95	$\eta \to \gamma\gamma$	MARK II [108]
$< 0.9\%$	95	$\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$	diese Arbeit
$< 0.3\%$	95	$\eta \to \gamma\gamma$	Crystal Ball [a] [109]
$< 1.3\%$	95	$\tau^- \to \mathrm{K}^-\mathrm{K}^0\nu_\tau$ [b]	TPC [110]

[a] Vorläufiges Resultat
[b] Grenze wird über SU(3) Flavour-Symmetrie aus diesem Kanal hergeleitet

Tabelle 5.1: Obere Grenzen für $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau)$

wird. Bei einem Konfidenzbereich CL von 95% ergibt sich als obere Grenze für die Anzahl der η-Mesonen:

$$N_\eta \leq 11.45\,.$$

Dieser Wert entspricht einem Verzweigungsverhältnis von $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau) = 0.845\%$. Unter Verwendung des parabolischen Fehlers auf die Anzahl der η-Mesonen, d.h. als Likelihoodfunktion wird eine Gaußverteilung mit Mittelwert $N_\eta = 3.14$ und Breite $\sigma = 4.34$ angenommen, wird bei 95% Konfidenzbereich eine obere Grenze von $N_\eta \leq 10.82$ bestimmt. Diese vielfach benutzte Methode liefert demnach, im Vergleich zu dem Ergebnis der hier benutzten sehr aufwendigen Methode, einen zu kleinen Wert, da die Fehler auf die Parameter einer so geringen Zahl von Ereignissen nicht mehr einer Gaußverteilung unterliegen.

Werden die Fehler auf den Umrechnungsfaktor F berücksichtigt, so ergibt sich als obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis bei einem Konfidenzbereich von $CL = 95\%$:

$$BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau) \leq 0.91\%\,.$$

Das Vorhandensein von Strömen 2. Art in einem Umfang, wie er von der HRS-Kollaboration bestimmt worden ist [101], kann damit ausgeschlossen werden. Aufgrund der großen Bedeutung einer solchen Beobachtung wurde von verschiedenen anderen Gruppen nach diesem Zerfallskanal gesucht, wobei allerdings kein Experiment das Resultat der HRS-Kollaboration bestätigen konnte. In Tabelle 5.1 ist das Resultat dieser Analyse im Vergleich mit den oberen Grenzen der anderen Experimente und deren Methoden dargestellt. Sieht man einmal von dem vorläufigen Resultat der Crystal-Ball-Gruppe ab, entspricht die hier ermittelte obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau) < 0.9\%$ der deutlichsten Beschränkung für das Auftreten dieses Zerfalls. Wie ebenfalls aus dieser Tabelle entnommem werden kann, hat die HRS-Kollaboration in einer anderen Analyse auch keine Evidenz für die Existenz dieses Zerfalls mehr beobachtet und gibt auch nur noch eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis an.

Nachdem bereits kein Hinweis auf Axialvektorströme 2. Art in τ-Zerfällen beobachtet worden ist [24], wird aufgrund der hier vorgestellten Resultate auch keine Evidenz für Vektorströme

2. Art beobachtet. Der Zerfall $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ wird allgemein als der aussichtsreichste Kandidat für die Beobachtung von Vektorströmen 2. Art gehalten [23,26,27]. Damit kann ein nennenswerter Beitrag von Vektorströmen 2. Art in τ-Zerfällen mit hoher Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen werden.

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

Die Bestimmung dieses Verzweigungsverhältnisses soll dazu dienen, die hier ermittelten Werte mit bereits gemessenen Resultaten zu vergleichen. Die Nachweiswahrscheinlichkeiten für beide Zerfallskanäle ($\tau^- \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$) sind mit ähnlichen Methoden ermittelt worden. Durch den Vergleich des Verzweigungsverhältnisses $\tau^- \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau$ mit bereits bekannten Werten kann die Methode zur Ermittelung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ getestet werden. Um die Zahl der ω-Mesonen zu bestimmen, wird an das $\pi^+\pi^-\pi^0$ Massenspektrum auch hier wieder eine Funktion der Form

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

mit der in Kapitel 3.5 beschriebenen Methode im Massenbereich $0.45 \leq m_{3\pi} \leq 1.2$ GeV/c^2 angepaßt. Der nichtresonante Untergrund $U(m_{3\pi})$ wird durch zwei Gaußverteilungen, multipliziert mit einen Faktor, der die kinematische Schwelle berücksichtigt, parametrisiert [111]:

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

Das ω-Signal $S(m_{3\pi})$ wird durch eine Gaußverteilung parametrisiert:

$$S(m_{3\pi}) = N_\omega \cdot \frac{1}{\sigma_\omega\sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(m_{3\pi} - m_\omega)^2}{2\sigma_\omega^2}\right).$$

Die mit Hilfe der Anpassungsrechnung bestimmten Signalparameter sind:

$$\begin{array}{rcrcl} m_\omega & = & (778.0 & \pm & 2.5)\ \mathrm{MeV/c^2} \\ \sigma_\omega & = & (20.5 & \pm & 2.4)\ \mathrm{MeV/c^2} \\ N_\omega & = & 181 & \pm & 22\quad . \end{array}$$

Die Breite des Signales stimmt sehr gut mit der in der Simulationsrechnung bestimmten Breite überein: $\sigma_\omega(MC) = (20.5 \pm 1.5)$ MeV/c^2. Das Resultat dieser Anpassungsrechnung ist in Abbildung 5.6 gezeigt. Die Zahl der ω-Mesonen wird mit Hilfe des Umrechnungsfaktors $F = 2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot \epsilon_{tot} = 11705 \pm 1106 \pm 1311$ in das Verzweigungsverhältnis BR konvertiert:

$$BR(\tau^- \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau) = \frac{N_\omega}{F} = (1.54 \pm 0.24 \pm 0.17)\%\,.$$

Dieses Ergebnis ist in hervorragende Übereinstimmung mit dem von der ARGUS-Kollaboration auf der Basis einer kleineren Datenmenge bestimmten Verzweigungsverhältnisses für diesen Zerfallskanal $BR(\tau^- \rightarrow \omega\pi^-\nu_\tau) = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$ [24]. Die in dieser Arbeit verwendete Methode zur Bestimmung der oberen Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau)$ erweist sich somit als zuverlässig.

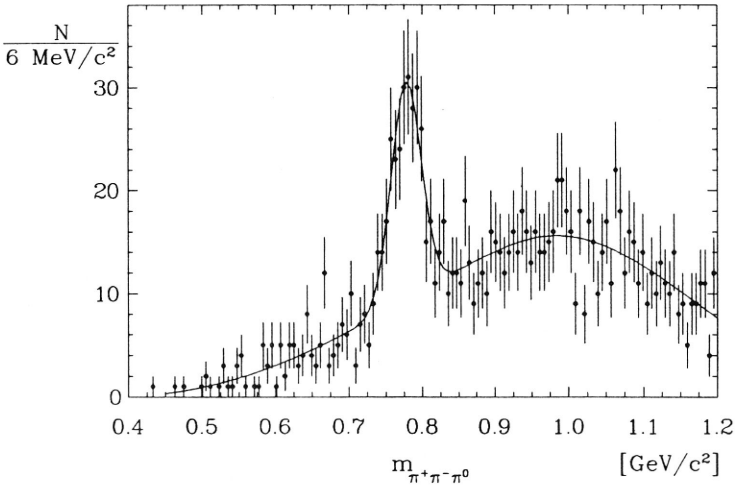


Abbildung 5.6: Die $\pi^-\pi^+\pi^0$ Massenverteilung zusammen mit dem Resultat der Anpassungsrechnung zur Bestimmung der Zahl der ω Mesonen.

Kapitel 6

Inklusive Produktion von η-Mesonen in τ-Zerfällen

Es ist mehrfach versucht worden, das beobachtete Defizit zwischen der Summe der exklusiven 1-Prong-Verzweigungsverhältnisse und den inklusiv gewonnenen topologischen 1-Prong-Verzweigungsverhältnissen (siehe Kapitel 1.1.5) durch das Auftreten von η-Mesonen in τ-Zerfällen zu erklären [6,7]. Etwa 70% aller η-Mesonen zerfallen in neutrale Teilchen [8], so daß hier ein Beitrag zu den 1-Prong-Zerfallskanälen zu suchen ist. Da aber auch etwa 30% der η-Mesonen in zwei geladene Pionen und weitere neutrale Teilchen zerfallen:

$$\begin{aligned} BR(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) &= (23.7 \pm 0.5)\% \\ BR(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma) &= (4.91 \pm 0.13)\%, \end{aligned} \tag{6.1}$$

müssen τ-Zerfälle in η-Mesonen auch in den 3-Prong-Zerfallskanälen zu finden sein. In der hier durchgeführten Analyse werden 3-Prong τ-Zerfälle verwendet, um nach der Produktion von η-Mesonen zu suchen. Von verschiedenen Gruppen ist die η-Produktion in τ-Zerfällen bereits publiziert worden. So hat die HRS-Kollaboration im Jahre 1987 über die Entdeckung des τ-Zerfalls $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$ berichtet und hierfür ein Verzweigungsverhältnis von $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau) = (5.1 \pm 1.5)\%$ ermittelt [101]. Wie schon aus Kapitel 5 zu entnehmen ist, wurde dieses Ergebnis aber durch weitere unabhängige Messungen widerlegt.
Auch von der Crystal Ball-Kollaboration wurde über die Produktion von η-Mesonen in τ-Zerfällen berichtet [112]. Aufgrund der verwendeten Selektionskriterien konnte allerdings der Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$ ausgeschlossen werden. Unter der Annahme, daß nur der Endzustand $\eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$ zu der beobachteten η-Produktion beiträgt, folgt danach für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau) = (7.5 \pm 1.2 \pm 2.5)\%$. Das Defizit der exklusiv bekannten 1-Prong-Verzweigungsverhältnisse hätte damit erklärt werden können. Allerdings konnte auch diese Messung nicht bestätigt werden. Eine neue Analyse der Crystal Ball-Kollaboration konnte dieses Ergebnis ebenfalls nicht bestätigen [109].
Um diese Situation zu klären, ist eine Suche nach der inklusiven Produktion von η-Mesonen notwendig. In diesem Kapitel wird diese Suche und die daraus hervorgehenden Resultate beschrieben, wobei zunächst auf die im Rahmen des Standardmodells erwarteten Produktionsraten eingegangen wird.

6.1 Erwartete η-Produktion in τ-Zerfällen

In diesem Abschnitt werden für verschiedene τ-Zerfallskanäle, in denen η-Mesonen auftreten können, die erwarteten Verzweigungsverhältnisse angegeben. Die Anzahl der geladenen Teilchen (Pionen), die zusätzlich erzeugt werden, soll hier auf $N_\pi = 1$ beschränkt sein. Aus Gründen der Ladungserhaltung kann nur eine ungerade Zahl von geladenen Teilchen in τ-Zerfällen erzeugt werden. Wie im weiteren beschrieben wird, lassen sich Zerfälle mit drei weiteren geladenen Teilchen auf die gemessenen 5-Prong-Verzweigungsverhältnisse abbilden. Weiterhin kann man davon ausgehen, daß als geladenes Teilchen nur ein Pion einen nennenswerten Beitrag dazu liefern kann, da das Auftreten eines Kaons stark unterdrückt ist.

Die möglichen Zerfallkanäle werden im einzelnen besprochen, wobei die Argumentation im wesentlichen der von F.J. Gilman [113] folgt:

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

Wie aus Kapitel 5 zu entnehmen ist, ist dieser Zerfall im Rahmen des Standardmodells zu vernachlässigen und wird auch nicht beobachtet. Daher wird an dieser Stelle nicht näher auf diesen Zerfallskanal eingegangen.

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

Im Vergleich zum vorhergehenden Zerfall ist hier nur ein Pion hinzugefügt worden. Die G-Parität dieses Zustandes ist positiv, womit der Zerfall durch den Vektoranteil des schwachen hadronischen Stroms hervorgerufen wird. Unter Verwendung der CVC-Hypothese (siehe Abschnitt 1.1.2.1) läßt sich die folgende Beziehung herleiten [113]:

$$\frac{\Gamma(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau)}{\Gamma(\tau^- \rightarrow e^-\bar{\nu}_e\nu_\tau)} = \cos^2\theta_c \frac{3}{2\pi\alpha^2 m_\tau^8} \int_0^{m_\tau^2} dq^2 q^2 \left(m_\tau^2 - q^2\right)^2 \left(m_\tau^2 + 2q^2\right) \sigma_{e^+e^-\rightarrow\eta\pi^+\pi^-}\left(q^2\right) \tag{6.2}$$

mit

θ_c : Cabibbo-Winkel
q^2 : Quadrat des Impulsübertrages.

Der Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $e^+e^- \rightarrow \eta\pi^+\pi^-$ ist in Abhängigkeit der Schwerpunktsenergie $\sqrt{s}$ gemessen worden. Am VEPP-2M Speicherring in Novosibirsk [114] wurde er im Bereich von $1.05\ \text{GeV} \leq \sqrt{s} \leq 1.4\ \text{GeV}$ gemessen. Wie aus Abbildung 6.1 entnommen werden kann, ist bis zu Schwerpunktsenergien von $\sqrt{s} \sim 1.35$ GeV dieser Wirkungsquerschnitt mit $\sigma \simeq 0$ nb verträglich. Oberhalb dieser Energie steigt der Wirkungsquerschnitt an, wie die ebenfalls in Abbildung 6.1 gezeigten Messungen am DCI-Speicherring in Orsay zeigen [115]. Beide Messungen sind gut miteinander verträglich. Werden diese Meßwerte bei der Integration von Gleichung 6.2 verwendet, ergibt sich für das erwartete Verzweigungsverhältnis: $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau) = 0.15\%$, dessen obere Grenze zu 0.24% bestimmt wird. Das 1-Prong-Defizit kann damit nicht durch die Existenz dieses Zerfalls erklärt werden.

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

Da dieser Zerfall über den Axialvektoranteil des schwachen hadronischen Stroms verläuft, kann hier nicht, wie im zuvor diskutierten Zerfall, das erwartete Verzweigungsverhältnis auf

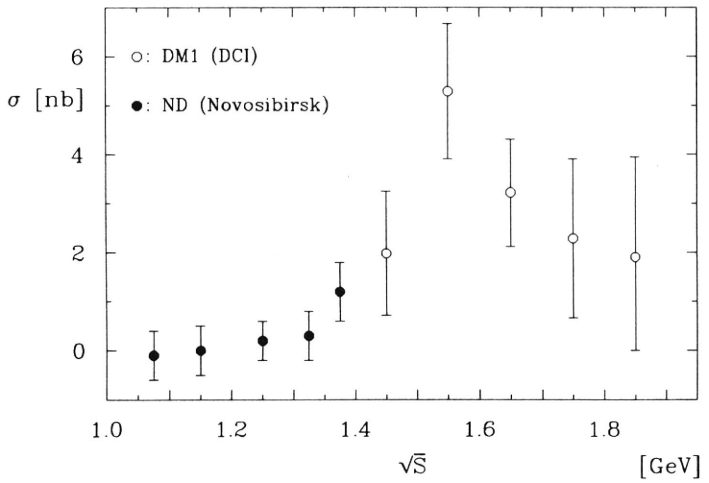


Abbildung 6.1: Gemessener Wirkungsquerschnitt $\sigma(\sqrt{s})$ für die Reaktion $e^+e^- \to \eta\pi^+\pi^-$.

Meßdaten der e^+e^--Vernichtung bezogen werden. Da der Endzustand mit einem Isospin von $I = 1$ erzeugt werden muß, folgt [113]:

$$\Gamma(\tau^- \to \eta\pi^-\pi^-\pi^+\nu_\tau) \geq \Gamma(\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau)\,.$$

Mit Hilfe der η-Zerfälle $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ und $\eta \to \pi^+\pi^-\gamma$, die zusammen etwa 29% aller η-Zerfälle ausmachen [8], kann man das Verzweigungsverhältnis auf die gemessenen Verzweigungsverhältnisse für τ-Zerfälle in 5 geladene und weitere neutrale Teilchen beziehen. Unter Verwendung dieser Daten wird die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau)$ zu 0.3% bestimmt [113]. Auch durch diesen Zerfallskanal wird eine Klärung des 1-Prong-Problems nicht erwartet.

- $\tau^- \to \eta\eta\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to \eta\eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$

Diese Zerfallskanäle sind ebenfalls in den 5-Prong-Zerfällen von τ-Leptonen wiederzufinden. Für jeden dieser Zerfallkanäle läßt sich damit eine obere Grenze von $BR < 0.5\%$ angeben [105], so daß auch hier kein nennenswerter Beitrag zum 1-Prong-Verzweigungsverhältnis erwartet wird.
Weitere Zerfallskanäle werden hier nicht betrachtet, da dann eine noch größere Zahl von Teilchen im Endzustand auftaucht, wodurch der zu Verfügung stehende Phasenraum sehr klein wird und solche Zerfälle schon von daher unterdrückt sind.

Zusammenfassend kann man sagen, daß für die Summe aller Verzweigungsverhältnisse von τ-Zerfällen, an denen η-Mesonen beteiligt sind, ein Wert unterhalb von 2% erwartet wird. Im Rahmen des Standardmodells wird nicht erwartet, daß diese Zerfälle die fehlenden exklusiven 1-Prong-Zerfallskanäle erklären können.

6.2 Die verwendete Methode zum Nachweis der η-Mesonen

Wie bereits erwähnt, soll das η-Mesonen anhand seiner Zerfälle in zwei geladene Pionen und zusätzliche neutrale Teilchen (siehe Seite 116) nachgewiesen werden. Der dabei dominierende Zerfall ist $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$. Der Beitrag aus dem anderen möglichen Zerfall dieser Art $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ ist nur von untergeordneter Bedeutung. Die Nachweiswahrscheinlichkeit für η-Mesonen ist sehr gering, wenn der Endzustand $\pi^+\pi^-\pi^0$ vollständig rekonstruiert werden soll. Da schon in Kapitel 5 gezeigt wurde, daß der Zerfall $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ nicht nachgewiesen werden kann, müssen also noch zusätzliche neutrale Teilchen in den relevanten τ-Zerfällen vorkommen (siehe Kapitel 6.1) und erschweren dadurch den vollständigen Nachweis der jeweiligen τ-Zerfallskanäle. Weiterhin steigt durch die dann auftretende hohe Zahl an $\gamma\gamma$-Kombinationen, die zur π^0-Rekonstruktion benötigt werden, der Untergrund im invarianten $\pi^+\pi^-\pi^0$-Massenspektrum stark an [103], wodurch der Nachweis der η-Mesonen noch zusätzlich erschwert wird.

Die Möglichkeit, das η-Meson anhand seines Zerfalls in zwei Photonen ($BR(\eta \rightarrow \gamma\gamma) = (38.9 \pm 0.4)\%$ nachzuweisen, wurde aufgrund dieses kombinatorischen Untergrundes verworfen.

Einer Idee der HRS-Kollaboration folgend [101], soll der Nachweis der η-Mesonen über die Analyse des invarianten $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums durchgeführt werden. Die Masse des η-Mesons, $m_\eta = 548.8 \pm 0.6$ MeV/c^2 [8], ist so klein, daß der dem $\pi^+\pi^-$-System zur Verfügung stehende Phasenraum stark eingeschränkt ist. Das erwartete invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum für η-Zerfälle ist in Abbildung 6.2 dargestellt. Es wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulationsrechnung erzeugt, in der die gemessenen Verzweigungsverhältnisse berücksichtigt wurden (siehe Seite 116). Bei der Simulation des Zerfalls $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ wurde das von Layter et al. [116] gemessene Matrixelement verwendet. Die in dieser Abbildung gezeigte Verteilung beinhaltet auch schon die Einflüsse der in den folgenden Kapiteln beschriebenen Selektion. Für den dominierenden Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ ist das Spektrum aus Phasenraumgründen auf den Massenbereich $0.28\ \text{GeV/c}^2 \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0.41\ \text{GeV/c}^2$ beschränkt. Einträge oberhalb von $m_{\pi^+\pi^-} = m_\eta - m_{\pi^0} = 0.41\ \text{GeV/c}^2$ sind ausschließlich dem Zerfall $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$ zuzuordnen. Durch die relativ schmale Struktur im Massenbereich $0.28\ \text{GeV/c}^2 \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0.41\ \text{GeV/c}^2$ können η-Mesonen über die Analyse des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums gut nachgewiesen werden.
Damit ist gezeigt, daß die Zahl der vorkommenden η-Mesonen ermittelt werden kann, ohne daß sie vollständig rekonstruiert worden sind. Da allerdings nur sehr kleine invariante $\pi^+\pi^-$-Massen beim Nachweis der η-Mesonen eine Rolle spielen, müssen die Bedingungen der Selektion der gesuchten Reaktionen dahingehend angepaßt werden.

6.3 Die Selektion der gesuchten Ereignisse

In diesem Abschnitt wird die Selektion der τ-Paar Ereignisse beschrieben, in denen nach der inklusiven η-Produktion gesucht werden soll. Die gesuchten Reaktionen sollen durch die

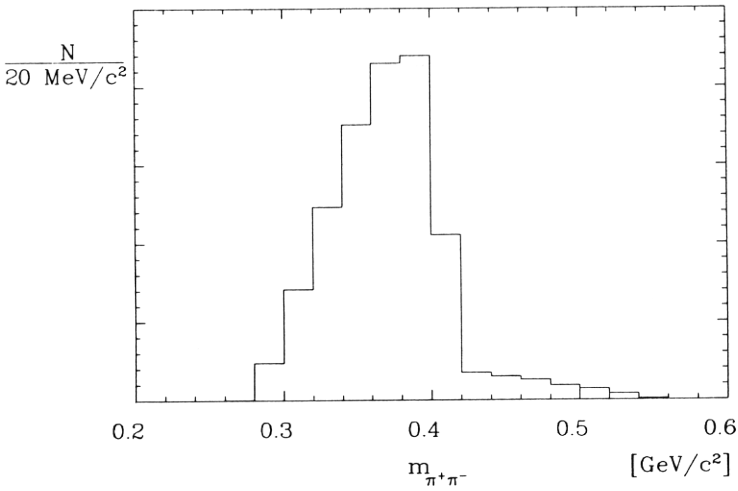


Abbildung 6.2: Simuliertes $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum aus den η-Zerfällen $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ und $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$.

folgende Kombination von τ-Zerfällen nachgewiesen werden:

$$e^+e^- \longrightarrow \tau^+\tau^- \longrightarrow \eta X^-\nu_\tau$$
$$\hookrightarrow e^+\nu_e\bar{\nu}_\tau\,,\ \mu^+\nu_\mu\bar{\nu}_\tau\,,\ \pi^+ n\gamma\bar{\nu}_\tau \text{ oder } K^+ n\gamma\bar{\nu}_\tau, n \geq 0\,, \quad (6.3)$$

mit den η-Zerfällen :

$$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0,\ \pi^+\pi^-\gamma\,.$$

Diese Kombination von τ-Zerfällen führt wiederum zu der 1 – 3-Topologie. Um die Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhöhen, ist in diesem Fall jeder 1-Prong-Zerfallskanal zugelassen. Da das Defizit in der Summe der bekannten 1-Prong-Verzweigungsverhältnisse möglicherweise auf Fehler in der Messung der exklusiven Zerfallskanäle beruht, wird somit ein daraus folgender systematische Fehler ausgeschlossen. Die der Analyse zugrunde liegenden Datenmenge ist auch in diesem Fall die Menge der $2 \cdot 10^6$ Multihadronereignisse, die bis zu diesem Zeitpunkt mit dem ARGUS-Detektor aufgezeichnet worden sind (siehe Kapitel 3.3).

6.3.1 Die Vorselektion

Zunächst müssen die Ereignisse durch die Bedingungen einer Vorselektion akzeptiert werden, die so ausgelegt sind, daß eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit für die gesuchten Ereignistypen vorhanden ist:

- Es müssen genau 4 geladene Spuren gefunden werden, die alle innerhalb von $\chi^2_{VX} \leq 36$ dem Hauptvertex zugeordnet werden können.

- Die Ladungsbilanz muß ausgeglichen sein:

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

Diese beiden Bedingungen zur Selektion von 4-Spur-Ereignissen werden noch von 151 125 Ereignissen erfüllt.

- Die für τ-Paar Ereignisse charakteristische Topologie wird durch folgende Anforderungen selektiert:

$$\cos\theta(\vec{p}_1, \vec{p}_i) < 0 \qquad i = 2,3,4$$

und

$$\cos\theta(\vec{p}_1, \sum_{i=2}^{4} \vec{p}_i) < -0.5 ,$$

wobei $\vec{p}_1$ den Impuls des 1-Prong und $\vec{p}_i$ die Impulse der Teilchen auf der 3-Prong Seite darstellen.

Von den 151 125 4-Spur-Ereignissen verbleiben noch 100 314, die durch Anforderung an die 1 - 3-Topologie selektiert werden.

- Auch in dieser Datenmenge sind noch radiative QED Ereignisse zu finden, in denen ein Photon konvertiert. Daher werden alle Ereignisse verworfen, in denen bereits vom Rekonstruktionsprogramm ein konvertiertes Photon gefunden wurde (vgl. Kapitel 4.2.2). Wie schon in Kapitel 5 erläutert wurde, dürfen Ereignisse, in denen konvertierte Photonen auftreten, nicht durch einen Schnitt auf die invariante Masse zweier entgegengesetzt geladener Teilchen oder gegen den von ihnen gebildeten Öffnungswinkel verworfen werden, da in dieser Analyse kleine invariante $\pi^+\pi^-$-Massen zum η-Nachweis verwendet werden. Allerdings werden nicht alle konvertierte Photonen durch das Rekonstruktionsprogramm gefunden (siehe Kapitel 4.2.2), so daß insbesondere radiative Bhabha-Ereignisse noch durch weitere Schnitte verworfen werden müssen.

Nach diesem Schnitt verbleiben noch 65 309 Ereignisse für die weitere Analyse.

- Eine Reduktion des verbleibenden Untergrundes aus radiativen QED-Ereignissen, Zwei-Photon-Prozessen und aus hadronischen Endzuständen kann durch den in Abbildung 6.3 angedeuteten Schnitt (siehe Kapitel 5)

$$|\sum_{i=1}^{n} \vec{p}_{Ti}| > (4 \cdot (\sum_{i=1}^{n} |\vec{p}_i|/E_{cms} - 0.65)^2 + 0.1) \text{ GeV/c}$$

bewirkt werden. Analog zu dem in Kapitel 5 beschriebenen Schnitt werden auch hier alle im Ereignis vorkommenden Teilchen bei der Summenbildung berücksichtigt. Aufgrund der anderen Ereignistopologie hat die hier zum Schnitt verwendete Parabel eine etwas andere Form.

Wie aus der Abbildung 6.3 ebenfalls zu entnehmen ist, werden durch diesen Schnitt $\gamma\gamma$-Ereignisse wirkungsvoll verworfen. 41 388 Ereignisse werden noch akzeptiert.

- Zusätzlich wird noch verlangt, daß die Ereignisse aus Datennahmeperioden stammen, in denen ein einwandfreies Funktionieren des Detektors und eine präzise Bestimmung der integrierten Luminosität gewährleistet war.

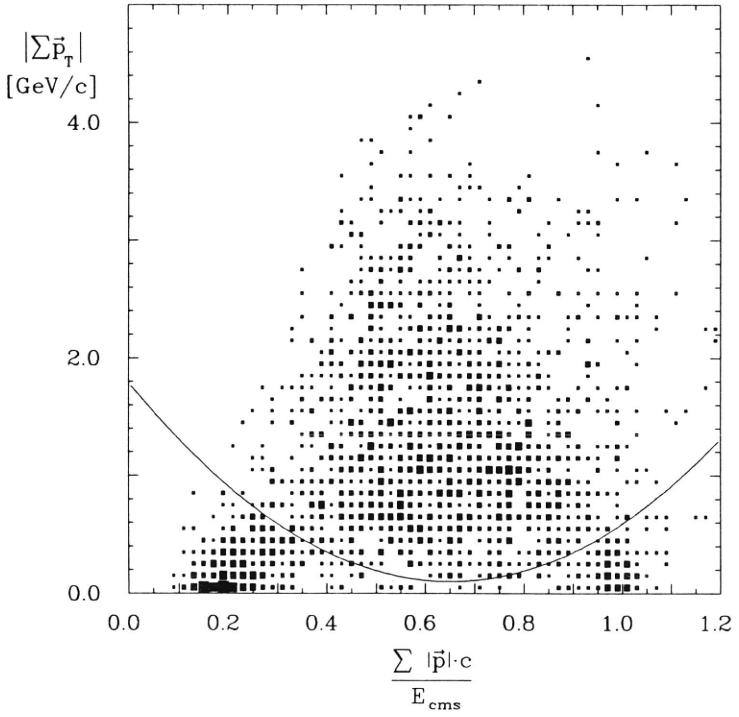


Abbildung 6.3: Transversalimpuls eines Ereignisses gegen die normierte Impulssumme aller Teilchen. Ereignisse unterhalb der ebenfalls gezeigten Kurve werden verworfen.

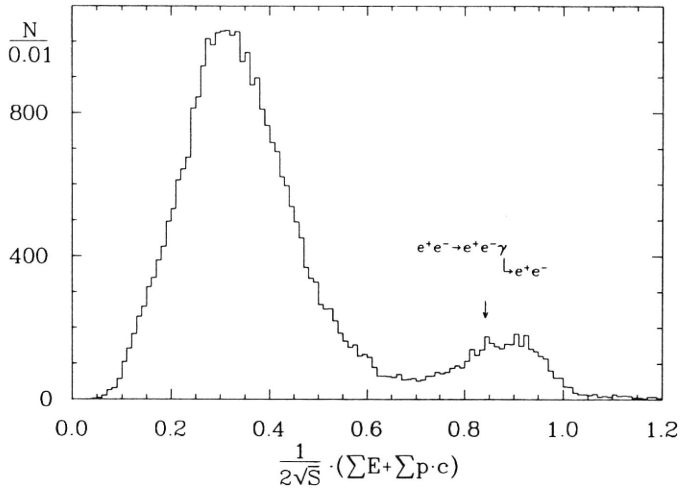


Abbildung 6.4: $(E + \mathrm{P})_n$ nach der Vorselektion.

Mit diesen Schnitten ist die Vorselektion abgeschlossen. Es verbleiben 32 365 Ereignisse. Keiner der bislang angewendeten Schnitte bewirkt eine Veränderung der Form des invarianten $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums. Auch der Verlauf des invarianten Massenspektrum gleichgeladener Pion-Paare, das $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum, wird durch die Schnitte der Vorselektion nicht beeinflußt.

Allerdings ist immer noch eine großer Untergrundanteil in der durch die Schnitte der Vorselektion erhaltenen Datenmenge zu verzeichnen. In Abbildung 6.4 ist die Häufigkeitsverteilung der auf die doppelte Schwerpunktsenergie normierte Summe der Impulse und der im Kalorimeter deponierten Energien für die 4 geladenen Teilchen pro Ereignis dargestellt. Der Untergrund aus den QED-Reaktionen tritt hier deutlich hervor. Es ist außerdem zu erkennen, daß Untergrund aus $\gamma\gamma$-Prozessen zwar noch vorhanden aber klein im Vergleich zu Beiträgen aus anderen Untergrundquellen ist. In der Verteilung des invarianten 3-Prong-Massenspektrums (Abbildung 6.5), wobei jedes Teilchen als Pion betrachtet wird, ist eine Deformation bei kleinen invarianten 3π-Massen zu erkennen. Zusammen mit den Einträgen oberhalb der τ-Masse deutet dies auf weiteren noch vorhandenen Untergrund hin, wobei besonders der hadronische Untergrund zu erwähnen ist. Durch die Anhäufung des Untergrundes bei kleinen invarianten 3π-Massen wird das $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum im relevanten $m_{\pi^+\pi^-}$-Massenbereich durch diesen Untergrund beeinflußt. Da in den QED-Reaktionen aufgrund der Selektionsbedingungen noch konvertierte Photonen zu finden sind, wird gerade in solchen Ereignissen eine Anhäufung bei kleinen $m_{\pi^+\pi^-}$- und $m_{3\pi}$-Massen erwartet. Der Nachweis von η-Mesonen anhand des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums wird bedingt durch die große Zahl solcher Untergrundreaktionen enorm erschwert. Eine weitere Untergrundreduktion ist daher unbedingt erforderlich.

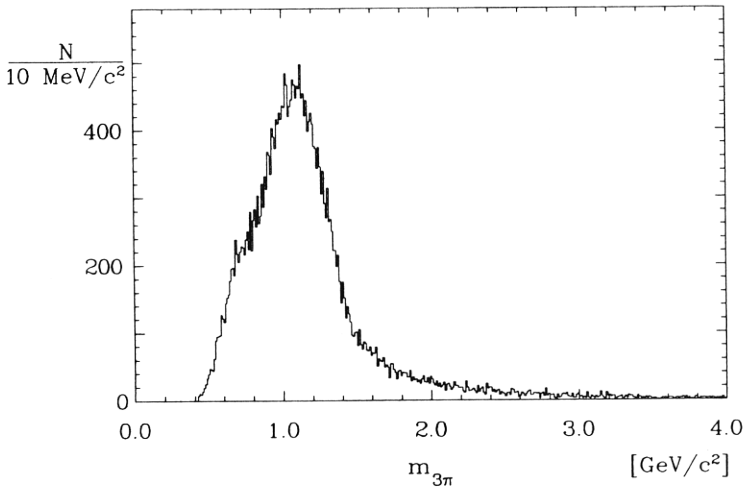


Abbildung 6.5: $m_{3\pi}$ nach der Vorselektion.

6.3.2 Die weiteren Schnitte zur Untergrundreduktion

In diesem Abschnitt wird die weitere Untergrundreduktion beschrieben. Die Schnitte dafür müssen so gewählt werden, daß besonders die Untergrundereignisse verworfen werden, in denen häufig sehr kleine invariante $\pi^+\pi^-$-Massen registriert werden. Die Schnitte der weiteren Selektion richten sich damit im wesentlichen gegen die radiativen QED-Ereignisse:

- Für den Impuls jedes geladenen Teilchens $|\vec{p}_i|$ muß gelten:

$$|\vec{p}_i| < 4 \text{ GeV/c} .$$

- Sowohl die von dem geladenen Teilchen auf der 1-Prong-Seite im Kalorimeter deponierte Energie als auch die Summe der von den geladenen Teilchen der 3-Prong-Seite im Kalorimeter deponierten Energien dürfen den Wert von 4 GeV nicht überschreiten:

$$E^1_{Schauer} < 4 \text{ GeV und } \sum_{i=2}^{4} E^i_{Schauer} < 4 \text{ GeV} .$$

Der Untergrund aus Zwei-Photon-Prozessen wird durch einen Schnitt auf die Summe der Impulse der geladenen Teilchen verringert:

$$\sum_{i=1}^{4} |\vec{p}_i| > 2.7 \text{ GeV/c} .$$

Da in den gesuchten Ereignissen auf jeden Fall Photonen auf der 3-Prong-Seite entstehen, werden schließlich nur die Ereignisse akzeptiert, in denen mindestens ein Photon mit einer gemessenen Minimalenergie von $E_\gamma \geq 50$ MeV auf der 3-Prong-Seite nachgewiesen wird:

$$\cos\theta(\vec{p}_1, \vec{p}_\gamma) < 0 .$$

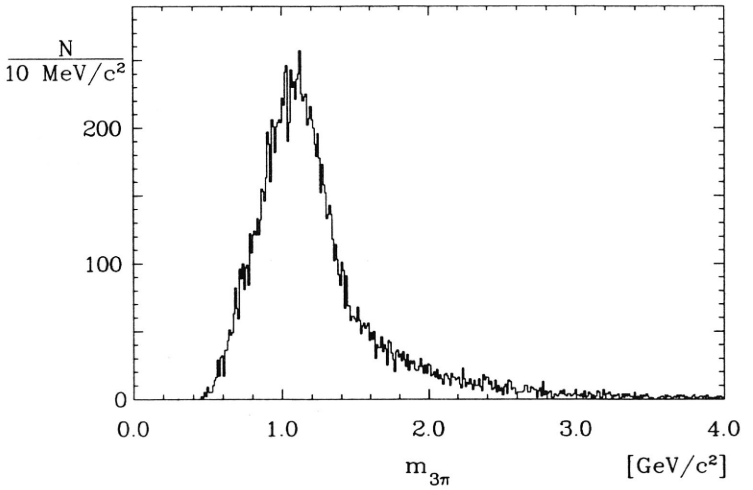


Abbildung 6.6: Invariantes 3π-Massenspektrum nach der Selektion.

Durch diese letzten Schnitte wird die nach der Vorselektion vorliegende Datenmenge von 32 365 auf 16 129 Ereignisse reduziert, von denen in 14 388 eine 3π-Masse $m_{3\pi}$ von weniger als 1.8 GeV/c^2 auftritt. Wie auch aus Abbildung 6.6, in der das nach der Selektion gemessene invariante 3π-Massenspektrum dargestellt ist, entnommen werden kann, ist der Untergrundanteil noch relativ hoch. Um eine möglichst hohe Nachweiswahrscheinlichkeit zu erhalten, wird der Untergrundanteil nicht durch weitere Schnitte reduziert. Vielmehr wird zunächst der genaue Untergrundanteil ermittelt und dessen Beitrag zum invarianten 3π-Massenspektrum untersucht.

6.4 Die Bestimmung des Untergrundes

In diesem Abschnitt wird die Bestimmung des nach den Schnitten der Selektion verbliebenen Untergrundes beschrieben. Dabei wird analog zu der im Falle des τ-Zerfalls in $5\pi\nu_\tau$ durchgeführten Analyse vorgegangen (siehe Kapitel 4.2.3). Der Untergrund aus Strahl-Wand- und Strahl-Gas-Wechselwirkungen ist vernachlässigbar, wie aus einer Untersuchung „falscher" Multihadronereignisse (vgl. Kapitel 4.2.1) folgt. Zur Bestimmung der Zahl der aus $\gamma\gamma$-Wechselwirkungen stammenden Ereignisse wird ebenfalls wieder mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationsrechungen ermittelt. Im Gegensatz zu der in Kapitel 4.2.3 beschriebenen Bestimmung dieser Zahl werden in diesem Fall die echten und die simulierten Daten auf der Basis der Ereignisse aufeinander normiert, die die Anforderungen an die endgültige Ereignistopologie erfüllen. Es werden hier die Endzustände $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-$, $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0$ und $\pi^+\pi^+\pi^-\pi^-\pi^0\pi^0$ als Haupterzeugungsquellen für den nach der Selektion noch verbleibenden Untergrund aus $\gamma\gamma$-Wechselwirkungen betrachtet und simuliert. Auf der Basis dieser Rechnungen wird der Untergrund aus Zwei-Photon-Wechselwirkungen abgeschätzt. Demnach befinden sich nicht

mehr als 60 solcher Ereignisse in der selektierten Datenmenge. Der Untergrund aus Zwei-Photon-Prozessen kann daher vernachlässigt werden.
In den nachfolgenden Kapiteln (6.4.1 und 6.4.2) wird die Bestimmung des Untergrundes aus Bhabha-Reaktionen sowie aus hadronischen Wechselwirkungen beschrieben. Wie daraus ersichtlich wird, sind auch die Bhabha-Wechselwirkungen als Untergrundquelle zu vernachlässigen. Damit ist nur noch der hadronische Untergrund von Bedeutung. Um den Untergrundanteil zu minimieren, werden in der weiteren Analyse nur noch die Ereignisse verwendet, in denen eine 3-Prong-Masse unterhalb von $m_{3\pi} = 1.8$ GeV/c^2 registriert wird. Die ermittelte Zahl dieser Untergrundereignisse beträgt 6029 ± 264 (siehe Kapitel 6.4.2). Da damit $\approx 42\%$ der selektierten Ereignisse mit $m_{3\pi} < 1.8$ GeV/c^2 aus Untergrundreaktionen stammen, muß deren Einfluß auf den Nachweis der η-Mesonen genau bekannt sein.

6.4.1 Der Untergrund aus Bhabha-Ereignissen

Die Bestimmung des Untergrundes aus Bhabha-Ereignissen nach allen Schnitten wird analog zu der in Kapitel 4.2.2 beschriebenen Methode durchgeführt. Um hier eine „reine" Datenmenge aus Bhabha-Reaktionen zu erhalten, wird der Schnitt gegen konvertierte Photonen invertiert, womit nur Ereignisse akzeptiert werden, in denen vom Rekonstruktionprogramm ein konvertiertes Photon gefunden worden ist. Durch diesen Schnitt werden neben Bhabha-Ereignissen auch $q\bar{q}$- und τ-Ereignisse selektiert, in denen konvertierte Photonen auftreten. Der Untergrund aus Bhabha-Ereignissen wird daher etwas überschätzt. Dieser Schnitt auf die konvertierten Photonen wird auf die Ereignisse angewendet, die durch den Schnitt auf die $1-3$-Topologie akzeptiert worden sind. Von 100 314 Ereignissen werden damit 35 005 selektiert. Die auf die doppelte Schwerpunktsenergie normierte Verteilung der Summe der im Kalorimeter deponierten Energien und der Impulse aller 4 geladenen Spuren ist für diese Ereignisse in Abbildung 6.7 dargestellt. Der hohe Anteil von Bhabha-Reaktionen in der Datenmenge ist an der Anhäufung bei großen Werten in dieser Verteilung zu erkennen. Weiterhin erkennt man, daß andere Reaktionen ebenfalls auftreten. Diese bevölkern vorzugsweise den Bereich kleinerer Werte in dieser Verteilung.
Die den Bhabha-Ereignissen zuzuordnende 3-Prong-Masse $m_{3\pi}$ zeigt eine deutliche Tendenz zu kleinen Werten hin, wie aus Abbildung 6.8 zu entnehmen ist. Demnach sind diese Ereignisse für die Deformation des in Abbildung 6.5 dargestellten 3-Prong-Massenspektrums verantwortlich.
Die Polarwinkelverteilungen für die Elektronen und Positronen aus Bhabha-Reaktionen sind extrem asymmetrisch, da die Leptonen vorzugsweise in der Richtung des jeweiligen einlaufenden Strahles aufzufinden sind. Das Produkt von Ladung q und Kosinus des Polarwinkels muß für beide Teilchenarten die gleiche Verteilung ergeben (Beiträge der schwachen Wechselwirkung sind bei den verwendeten Schwerpunktsenergien zu vernachlässigen). Die Verteilung dieser Meßgröße ist für den 1-Prong der selektierten „Bhabha"-Ereignisse in Abbildung 6.9 gezeigt. Die erwartete Asymmetrie ist deutlich zu erkennen. Es werden keinerlei Schnitte auf diese Meßgröße angewandt. Somit liegt hier eine weitere Möglichkeit vor, um die Effizienz der Schnitte der Selektion in Bezug auf die Unterdrückung von Bhabha-Ereignissen zu überprüfen.
Nach Anwendung der in Kapitel 6.3.2 beschriebenen Schnitte auf die hier selektierte Datenmenge aus „Bhabha"-Ereignissen verbleiben noch 4.5% aller Ereignisse. Da die Zahl der Bhabha-Reaktionen in dieser so entstandenen Datenmenge nicht genau bekannt ist, wird die Untergrundabschätzung bei Verwendung dieser Daten einen zu hohen Wert liefern. Aller-

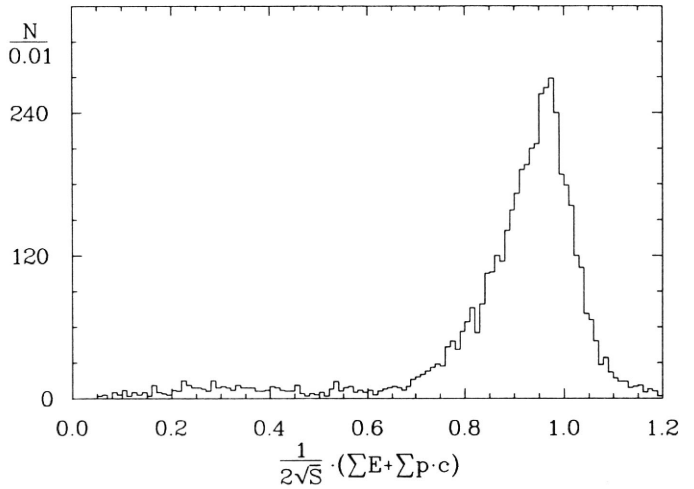


Abbildung 6.7: $(E + \mathrm{P})_n$ für selektierte „Bhabha"-Ereignisse.

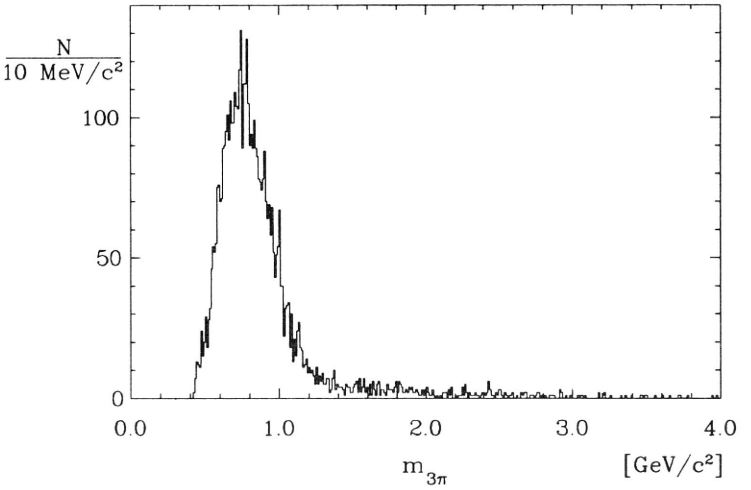


Abbildung 6.8: 3-Prong-Massenspektrum für selektierte „Bhabha"-Ereignisse.

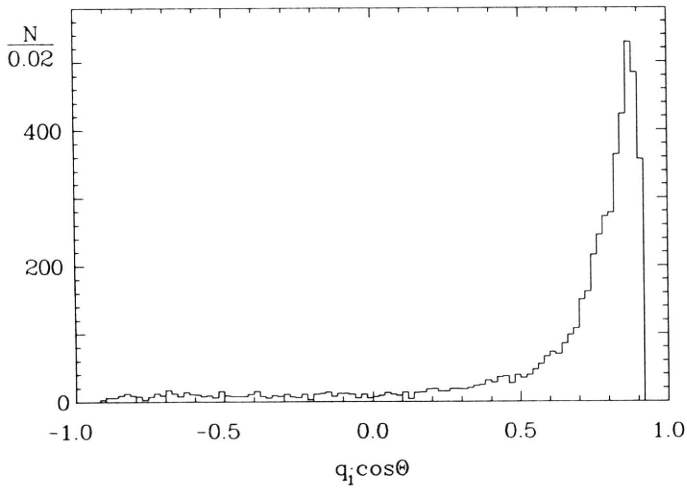


Abbildung 6.9: q · cos(θ) des 1-Prongs für „Bhabha"-Ereignisse vor weiteren Schnitten.

dings zeigt sich in der Verteilung von Produkt aus Ladung und Kosinus des Polarwinkels für den 1-Prong, daß nach allen Schnitten der Anteil an Bhabha-Ereignissen minimal ist, wie aus Abbildung 6.10 zu entnehmen ist. Die in Abbildung 6.9 zu erkennende Asymmetrie ist nicht mehr vorhanden. Gleichzeitig ist die Verteilung für Ereignisse zu sehen, auf die noch nicht alle in Kapitel 6.3.2 beschriebenen Schnitte angewendet worden sind. Hier wurde nur noch verlangt, daß sich mindestens ein Photon auf der 3-Prong-Seite befinden muß. Die Asymmetrie ist für diese Ereignisse noch deutlich zu erkennen.
Bei der Abschätzung des Untergrundes an Bhabha-Reaktionen werden jedoch alle diese Ereignisse als Bhabha-Wechselwirkungen betrachtet. Wie in Kapitel 4.2.2 beschrieben wird, liegt die Wahrscheinlichkeit, daß ein konvertiertes Photon nicht vom Rekonstruktionsprogramm gefunden wird, bei etwa 7.5%. Aus den oben angegebenen Gründen ist auch dieser Wert etwas zu groß. Demzufolge sind etwa 40 000 Bhabha-Ereignisse unter den 100 314 durch den Schnitt auf die 1 – 3-Topologie akzeptierten Ereignissen zu finden. Berücksichtigt man nur noch die „guten" Datennahmeperioden, erhält man als obere Abschätzung 175 Bhabha-Ereignisse in der „echten" Datenmenge, die nach allen Schnitten verblieben sind. Die wahre Zahl jedoch ist kleiner, da die Wahrscheinlichkeit, ein Bhabha-Ereignis zu verwerfen, unterschätzt worden ist. Der Untergrund aus Bhabha-Reaktionen ist demnach zu vernachlässigen.

6.4.2 Bestimmung des hadronischen Untergrundes

In diesem Abschnitt soll die Bestimmung des Anteiles an hadronischen Untergrundereignissen in der selektierten Datenmenge beschrieben werden. Die Kenntnis dieses Anteiles ist von besonderer Bedeutung, da der hadronische Untergrund nicht vollständing zurückgewiesen werden kann. Wie aus Abbildung 6.6 zu ersehen ist, werden in einem Teil der Daten invariante 3-Pion-Massen oberhalb der τ-Masse beobachtet. Da der Beitrag aus anderen Reaktionen

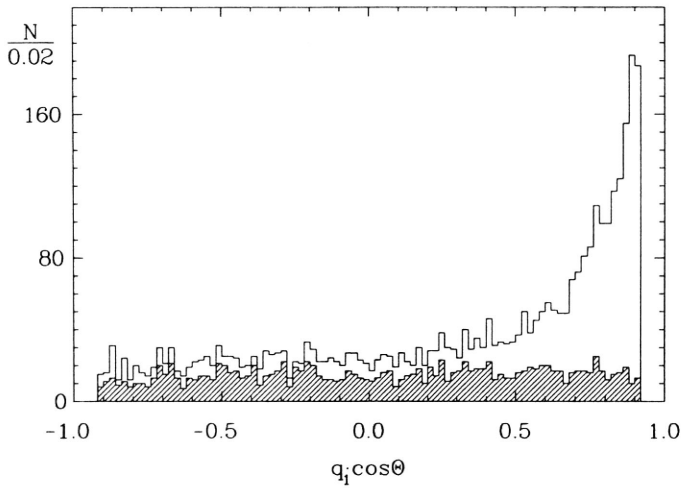


Abbildung 6.10: $q \cdot \cos(\theta)$ des 1-Prongs für „Bhabha"-Ereignisse nach weiteren Schnitten. Das schraffierte Histogramm zeigt die Verteilung nach allen Schnitten, das andere Histogramm zeigt die Verteilung nach einem Teil der Schnitte (siehe Text).

vernachlässigt werden kann, sind solche Ereignisse ausschließlich auf hadronische Untergrundreaktionen zurückzuführen. Durch einen Vergleich des gemessenen 3-Prong-Massenspektrums oberhalb der τ-Masse mit dem entsprechenden Spektrum simulierter hadronischer Ereignisse kann der hadronische Untergrund für den Bereich unterhalb der Masse des τ-Leptons bestimmt werden. Als Untergrundquellen sind hier zu nennen:

- Die Annihilation von e^+e^--Paaren zu Quark-Antiquark-Paaren. In diesen Reaktionen können auch noch Bremsstrahlungsphotonen produziert werden:

$$e^+e^- \rightarrow q\bar{q}(\gamma)\,.$$

- Υ-Zerfälle in drei Gluonen oder Υ-Zerfälle in zwei Gluonen und ein Photon, wobei letztere Reaktion stark unterdrückt ist [82]:

$$\Upsilon \rightarrow ggg \text{ und } \Upsilon \rightarrow gg\gamma\,.$$

- $\Upsilon(4S)$-Zerfälle in ein B-Meson-Paar. Dieser Untergrund ist jedoch aufgrund der besonderen Topologie dieser Ereignisse zu vernachlässigen. Eine Simulationsrechnung für diese Reaktion ergibt, daß sich weniger als 60 Ereignisse mit einer 3π-Masse unterhalb der Masse des τ-Leptons in der selektierten Datenmenge befinden.

Es werden im weiteren Verlauf der Analyse nur noch $q\bar{q}(\gamma)$-Ereignisse und Υ-Zerfälle in drei Gluonen bei der Bestimmung des hadronischen Untergrundes betrachtet. Demnach werden die Meßdaten, die auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz aufgezeichnet wurden, als Kontinuumsereignisse

betrachtet. Zunächst wird eine grobe Abschätzung des Anteiles an 3-Gluon-Zerfällen von Υ-Mesonen an den 16129 nach der Selektion verbliebenen Ereignissen vorgenommen, zu der die folgenden Annahmen gemacht werden:

- Daten, die auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz genommen worden sind, entsprechen denen aus Kontinuumsereignissen.
- Der Wirkungsquerschnitt zur Erzeugung von $q\bar{q}$-Ereignissen hat die gleiche Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie ($\sqrt{s}$) wie der Wirkungsquerschnitt (σ) zur Erzeugung von τ-Paaren.
- Der Wirkungsquerschnitt sei proportional zu s^{-1}:

$$\sigma \sim \frac{1}{s}.$$

- Auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz wird bedingt durch die Vakuumpolarisation der Wirkungsquerschnitt um etwa 30% erhöht.

In Tabelle 6.1 sind die integrierten Luminositäten, Schwerpunktsenergien und die selektierten Ereigniszahlen für die verschiedenen Resonanzen zusammengefaßt. In der folgenden Abschätzung werden Daten, die nicht auf einer der Resonanzen aufgezeichnet wurden, nicht berücksichtigt, da für sie geringere integrierte Luminositäten bei wechselnden Schwerpunktsenergien vorliegen. Die erwartete Zahl von Kontinuumsereignissen auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz,

Resonanz	$\int L\,dt\ [pb^{-1}]$	N	$\sqrt{s}$ [GeV]	s [GeV^2]
$\Upsilon(1S)$	28.6	4374	9.46	89.49
$\Upsilon(2S)$	33.1	3266	10.023	100.05
$\Upsilon(4S)$	94.9	7800	10.57	111.72

Tabelle 6.1: Integrierte Luminositäten und Ereigniszahlen N für verschiedene Resonanzen

$N_{kont}(\Upsilon(1S))$, wird gemäß obiger Annahmen anhand der Ereigniszahl auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz, $N(\Upsilon(4S))$, ermittelt:

$$N_{kont}(\Upsilon(1S)) = 1.3 \cdot N(\Upsilon(4S)) \cdot \frac{s(\Upsilon(4S))}{s(\Upsilon(1S))} \cdot \frac{\int L(\Upsilon(1S))\,dt}{\int L(\Upsilon(4S))\,dt} = 3814.$$

Da auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz 4374 Ereignisse registriert werden, müssen ungefähr 550 Ereignisse aus 3-Gluon-Zerfällen stammen. Für die $\Upsilon(2S)$-Resonanz ergibt sich eine Zahl von ungefähr 200 3-Gluon-Zerfällen. Es werden keine Fehler auf diese Zahlen angegeben, da hier nur einer grobe Abschätzung der zu erwartenden Anzahl von Ereignissen aus 3-Gluon-Zerfällen in der selektierten Datenmenge vorgenommen wurde. Diese Zahlen können aber mit aus Simulationsrechnungen folgenden Werten verglichen werden. Anhand dieser groben Abschätzung ist bereits zu erkennen, daß 3-Gluon-Zerfälle nur einen kleinen Teil des totalen Untergrundes ausmachen, da in den selektierten Daten deutlich mehr Ereignisse eine 3π-Masse oberhalb der Masse des τ-Leptons aufweisen.

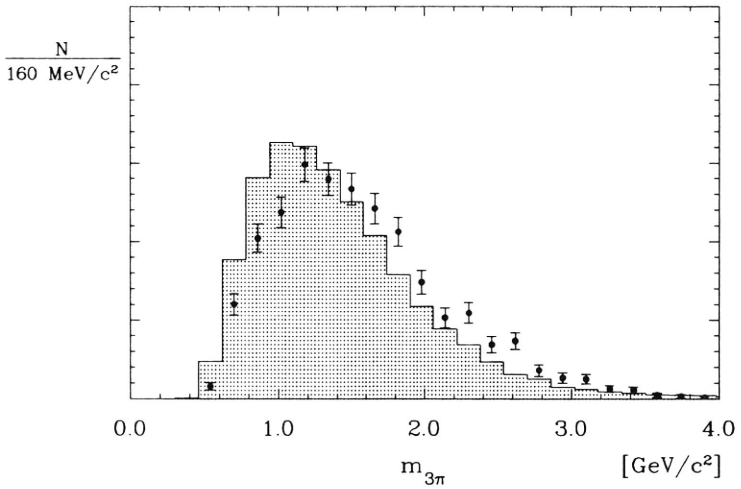


Abbildung 6.11: Normierte 3π-Massenverteilungen für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse (schattiertes Histogramm) und für simulierte 3-Gluon-Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz, wie sie nach allen Schnitten der Selektion vorliegen.

Zur Bestimmung des gesamten Untergrundes ist es vorteilhaft, so wenig wie möglich auf Simulationsrechnungen angewiesen zu sein, da nicht immer davon ausgegangen werden kann, daß durch die Simulation alle Verteilungsfunktionen korrekt wiedergegeben werden. In diesem Fall wird nur das invariante 3π-Massenspektrum als Referenzspektrum benutzt. 3-Gluon-Zerfälle der $\Upsilon(1S)$-Resonanz sowie $q\bar{q}$-Ereignisse wurden simuliert und der in Kapitel 6.3 beschriebenen Analyse unterworfen. Zur Generation der Ereignisse wurde das LUND-Monte-Carlo-Programm [81] (Versionen 6.2 und 6.3) verwendet. Die resultierenden invarianten 3π-Massenspektren für beide Fälle sind in Abbildung 6.11 dargestellt. Wie zu erkennen ist, werden in 3-Gluon Zerfällen im Mittel etwas größere 3π-Massen erzeugt. In den Daten tritt ebenfalls ein Unterschied zwischen dem auf der $\Upsilon(1S)$- und dem auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz gemessenen 3π-Massenspektrum auf, wie aus Abbildung 6.12 entnommen werden kann. Dieser Unterschied ist allerdings nicht sehr groß, was wegen der oben abgeschätzten, geringen Zahl von 3-Gluon-Zerfällen auch erwartet wird.
Die auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz gemessene 3π-Massenverteilung wird ebenso wie das simulierte 3π-Massenspektrum aus 3-Gluon-Zerfällen einem Glättungsalgorithmus [79] unterworfen. Dadurch werden die statistischen Schwankungen in den beiden Spektren minimiert. Daraufhin werden diese Spektren so normiert, daß die Summe aller Kanalinhalte in den dabei entstandenen Histogrammen den Wert 1 annimmmt. Die Abzisse beider Histogramme ist in Hinblick auf deren Kanaldefinitionen identisch. Um die Zahl der Ereignisse aus 3-Gluon-Zerfällen der $\Upsilon(1S)$-Resonanz zu bestimmen, wird an das auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz gemessene 3π-Massenspektrum, dessen Kanaldefinition mit denen der zuvor erzeugten Histogramme ebenfalls übereinstimmt, die Summe beider Verteilungen angepaßt. Das Kontinuum aus $q\bar{q}$-

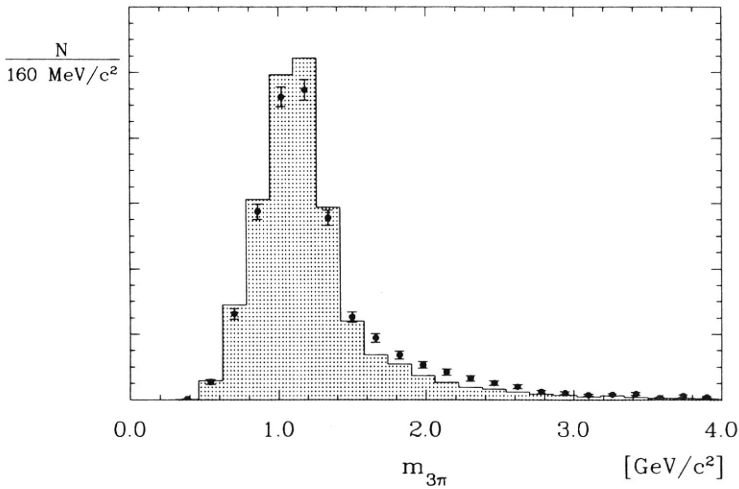


Abbildung 6.12: Vergleich der 3π-Massenspektren, gemessen auf der $\Upsilon(1S)$- und auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz (schraffiertes Histogramm). Beide Verteilungen sind auf die gleiche Anzahl von Ereignissen normiert.

Ereignissen wird dabei durch die auf der $\Upsilon(4S)$-Resonanz gemessenen Daten beschrieben. Freie Parameter der Anpassung sind nur die jeweiligen Normierungsgrößen:

$$m_{3\pi}(\Upsilon(1S)) = N_{ggg} \cdot m_{3\pi}(ggg) + N_{\Upsilon(4S)} \cdot m_{3\pi}(\Upsilon(4S)),$$

mit

N_{ggg}	:	Anzahl der Ereignisse aus 3-Gluon-Zerfällen,
$m_{3\pi}(ggg)$	:	Normiertes $m_{3\pi}$-Spektrum aus simulierten 3-Gluon-Zerfällen,
$N_{\Upsilon(4S)}$	:	Anzahl der „Kontinuumsereignisse",
$m_{3\pi}(\Upsilon(4S))$	:	Auf dem $\Upsilon(4S)$ gemessenes normiertes $m_{3\pi}$-Spektrum.

Es sei noch einmal darauf hingewiesen, daß bei der hier verwendeten Anpassung keine Funktionen an ein Histogramm angepaßt worden sind, sondern daß hier eine Anpassung von Histogrammen an ein Histogramm vorgenommen worden ist. Das $m_{3\pi}$-Spektrum auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz ist in Abbildung 6.13 zusammen mit dem Resultat dieser Anpassung dargestellt. Durch Superposition beider Verteilungen kann das auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz gemessenen $m_{3\pi}$-Spektrum sehr gut wiedergeben werden. Aus dieser Anpassung folgt für die Zahl der Ereignisse aus 3-Gluon Zerfällen $N_{ggg}(\Upsilon(1S))$ in den auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz gemessenen Daten:

$$N_{ggg}(\Upsilon(1S)) = 726 \pm 74.$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit der Zahl von $\sim$ 550 Ereignissen, die aus der groben Abschätzung bestimmt wurde.

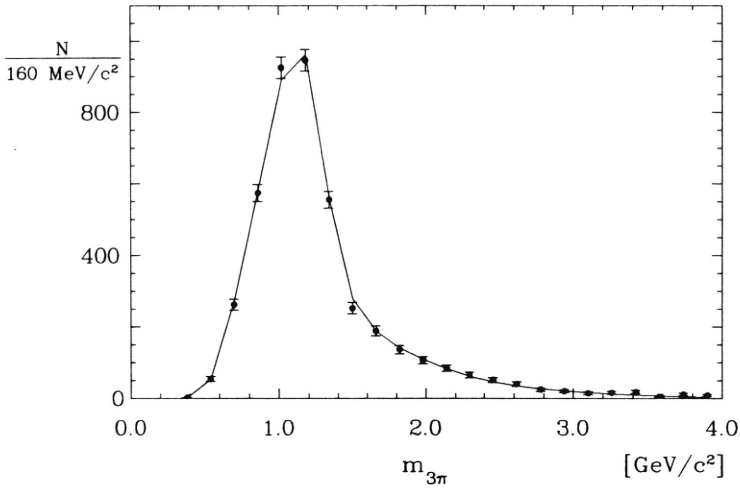


Abbildung 6.13: 3π-Massenspektrum auf der $\Upsilon(1S)$-Resonanz mit dem Resultat der Anpassung.

Die Anpassung an die Daten der $\Upsilon(2S)$-Resonanz ergibt für die Zahl der dort aus 3-Gluon-Zerfällen stammenden Ereignisse $N_{ggg}(\Upsilon(2S))$:

$$N_{ggg}(\Upsilon(2S)) = 163 \pm 59\,.$$

Auch diese Zahl ist in guter Übereinstimmung mit dem abgeschätzten Wert von etwa 200 Ereignissen dieses Typs.
Der totale Untergrund aus 3-Gluon-Zerfällen an der selektierten Datenmenge, $N_{ggg}(tot)$, beträgt demnach $N_{ggg}(tot) = 889 \pm 95$ Ereignisse, von denen 627 ± 68 eine 3-Pion-Masse unterhalb von $m_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c^2 aufweisen. In der weiteren Analyse wird außerdem noch die Zahl der Ereignisse mit einer 3-Pion-Masse von 2 GeV/c$^2 \leq m_{3\pi} \leq 4$ GeV/c^2 verwendet. Für dieses Massenintervall wird eine Zahl von 187 ± 22 Ereignissen bestimmt.
Nachdem die Anzahl der Ereignisse aus 3-Gluon-Zerfällen in der selektierten Datenmenge bestimmt worden ist, kann der Anteil von Ereignissen aus $q\bar{q}$-Reaktion ermittelt werden. Zum Vergleich der simulierten Ereignisse mit den selektierten Daten wird die Zahl derjenigen Ereignisse benutzt, in denen eine 3π-Masse im Bereich 2 GeV/c$^2 \leq m_{3\pi} \leq 4$ GeV/c^2 registriert worden ist. Von den 16129 Ereignissen der selektierten Datenmenge werden 1163 mit 3π-Massen in diesem Massenintervall gefunden. Da davon ausgegangen werden kann, daß nur der hadronische Untergrund zu so großen 3π-Massen führen kann, ist in diesem Massenbereich ein direkter Vergleich der Daten mit den simulierten Ereignissen möglich.
Wie ermittelt, befinden sich 187 ± 22 Ereignisse aus 3-Gluon-Zerfällen in diesem Massenintervall, wonach 976 ± 22 $q\bar{q}$-Ereignisse in diesem Massenbereich vorliegen. In Tabelle 6.2 sind für die selektierte Daten, $q\bar{q}$- und 3-Gluon-Monte-Carlo die Ereigniszahlen in verschiedenen Massenbereichen von $m_{3\pi}$ zusammengefaßt. Unter Benutzung der in Tabelle 6.2 angegebe-

nen Werte wird eine Zahl von 6896 ± 325 Ereignissen aus $q\bar{q}$-Reaktionen in der selektierten Datenmenge berechnet, von denen 5402 ± 256 eine 3π-Masse von $m_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c^2 aufweisen. Der totale hadronische Untergrund wird durch die Summe der ermittelten Ereignisse aus $q\bar{q}$-Wechselwirkungen und aus 3-Gluon-Zerfällen bestimmt. Unter den 16129 selektierten Ereignissen befinden sich damit 7785 ± 339 hadronische Untergrundereignisse, von denen 6029 ± 264 eine 3π-Masse unterhalb von $m_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c^2 aufweisen. Damit liegen 8359 ± 264 τ-Paar-Ereignisse in der selektierten Datenmenge vor.
In Abbildung 6.14 ist das gemessene 3π-Massenspektrum im Vergleich mit dem aus dieser Analyse folgendem Massenspektrum des gesamten hadronischen Untergrundes gezeigt. Obwohl zur Bestimmung des hadronischen Untergrundes die Form des 3π-Massenspektrums nur bei der Berechnung des Anteiles aus 3-Gluon-Zerfällen Verwendung fand, ist eine sehr gute Übereinstimmung der beiden Spektren im Massenbereich $m_{3\pi} > m_\tau$ zu erkennen. Damit kann auch davon ausgegangen werden, daß das 3-Pion-Massenspektrum des hadronischen Untergrundes im gesamten Massenbereich von $m_{3\pi}$ durch die Simulationsrechnungen beschrieben wird, womit die hier beschriebene Art der Bestimmung der Größe dieses Untergrundes bestätigt wird. In der Analyse finden Ereignisse, in denen 3π-Massen oberhalb von 1.8 GeV/c^2 gemessen wurde, keine weitere Verwendung, so daß die Suche nach η-Mesonen auf Basis der 14388 Ereignisse (siehe Tabelle 6.2) durchgeführt wird. Der relative Anteil an Untergrundereignissen an dieser Datenmenge ist mit $\sim 42\%$ sehr hoch, so daß der Einfluß dieses Untergrundes auf die Resultate der weiteren Analyse sehr genau untersucht werden muß (vgl. Kapitel 6.5.1.3).

6.5 Das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum

In diesem Abschnitt wird das Verfahren beschrieben, mit dessen Hilfe die Likelihoodfunktion für die Zahl der in der selektierten Datenmenge aufzufindenden η-Mesonen ermittelt wird (siehe Kapitel 3.6). In dieser Analyse werden nur solche Ereignisse verwendet, in denen eine 3π-Masse unterhalb von $m_{3\pi} = 1.8$ GeV/c^2 gemessen wurde. Das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum für die verbleibenden 14388 Ereignisse ist in Abbildung 6.15 zusammen mit dem invarianten Massenspektrum zweier Pionen mit gleicher Ladung ($\pi^\pm\pi^\pm$) gezeigt. Auf der 3-Prong-Seite treten jeweils zwei Kombinationen von Teilchenpaaren mit entgegengesetzter Ladung und nur eine von Teilchen mit gleicher Ladung auf. Ein η-Signal ist nicht zu erkennen. Um anhand des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum die Zahl der η-Mesonen ermitteln zu können, muß dieses Spektrum in seiner Form vollständig beschrieben werden. Wie auch aus Abbildung 6.15 hervorgeht, tragen verschiedene Resonanzen zum Verlauf des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums bei. Im Spektrum sind das K^0_S- und das ρ^0-Meson deutlich zu erkennen. Die große Zahl der ρ^0-Mesonen ist hauptsächlich auf den τ-Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ zurückzuführen, wobei das a_1^--Meson in $\rho^0\pi^-$ zerfällt. Auch wenn in diesem Zerfall kein Photon auf der 3-Prong-Seite erwartet wird, können solche Ereignisse dennoch die Selektionsbedingungen erfüllen:

Massenbereich	$0 \leq m_{3\pi} \leq \infty$ [GeV/c^2]	$0 \leq m_{3\pi} \leq 1.8$ [GeV/c^2]	$2 \leq m_{3\pi} \leq 4$ [GeV/c^2]
Daten	16129	14388	1163
$q\bar{q}$-MC	16380	12831	2319
$\Upsilon(1S) \rightarrow ggg$-MC	1605	1132	337

Tabelle 6.2: Vergleich der Ereigniszahlen von Daten mit simulierten Ereignissen für verschiedene Massenbereiche von $m_{3\pi}$

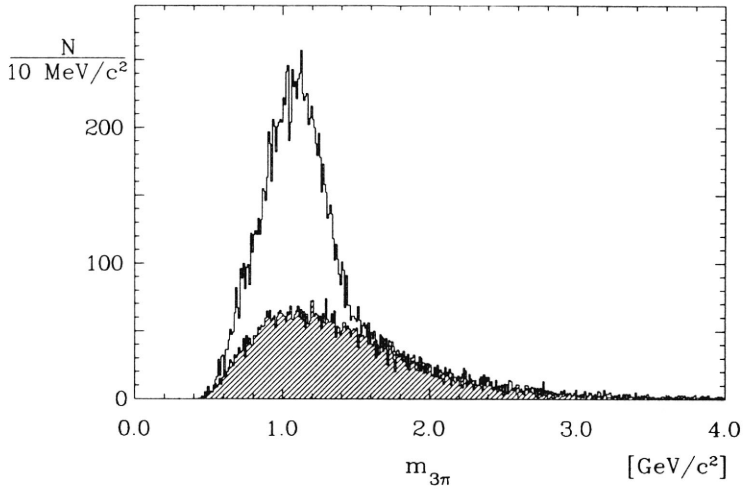


Abbildung 6.14: 3π-Massenspektrum der Daten zusammen mit dem erwarteten $m_{3\pi}$-Spektrum des hadronischen Untergrundes (schraffiertes Histogramm).

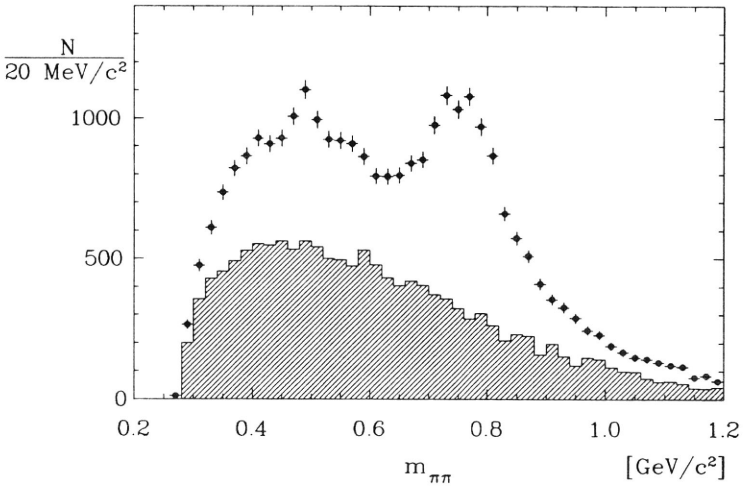


Abbildung 6.15: Invariantes $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum (Zwei Einträge pro Ereignis). Das schraffierte Histogramm zeigt das $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum.

- Auf der 1-Prong-Seite werden Photonen erzeugt, die dann einen Winkel von mehr als 90^0 mit dem 1-Prong bilden können.

- Durch Rauschen im elektromagnetischen Kalorimeter wird das Auftreten von Photonen auf der 3-Prong-Seite vorgetäuscht (siehe Kapitel 3.7).

Auch das ω-Meson sollte in diesem Massenspektrum wegen seines Zerfalls $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$, dessen Verzweigungsverhältnis 89.6% [8] beträgt, analog zum gesuchten η-Meson zu finden sein. Die Masse des ω-Mesons ist mit $m_\omega = 782.6$ GeV/c^2 [8] jedoch so groß, daß die Verteilung der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse wesentlich breiter ist als dieses Spektrum im Falle des η-Zerfalls in $\pi^+\pi^-\pi^0$ (siehe Abbildung 6.16), wodurch diese Struktur im gemessenen $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum nicht besonders auffällig ist.

Für τ-Zerfälle, in denen eine der beiden $\pi^+\pi^-$-Kombinationen aus dem Zerfall einer Resonanz (z.B. ω,ρ^0,η) stammt, ist die Verteilung der invarianten Masse des anderen $\pi^+\pi^-$-Paares (das nichtresonant erzeugte Paar) identisch mit der Verteilung der invarianten Masse der beiden gleichgeladenen Pionen. Allerdings kann dieses Verhalten durch die Schnitte einer Selektion verändert werden. Um das zu verhindern, wurden die Schnitte der Selektion so ausgelegt, daß sie auf beide Spektren die gleichen Auswirkungen haben. Ein Schnitt gegen konvertierte Photonen im invarianten Massenspektrum zweier entgegengesetzt geladener Teilchen würde das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum stark verzerren und den Nachweis von η-Mesonen durch die in dieser Analyse verwendeten Methode unmöglich machen. Da aber solche Schnitte in der Selektion nicht appliziert worden sind, kann bei der später folgenden Anpassung des gemessenen $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums zur Beschreibung des nichtresonanten Anteils das gemessene $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$-Spektrum verwendet werden.
In den folgenden Kapiteln wird für die τ-Zerfälle in $\omega\pi^-\nu_\tau$ und $a_1\nu_\tau$ gezeigt, daß der nichtresonante Anteil des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums durch das $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum beschrieben werden kann. Dieses Verhalten wird für den Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^-\nu_\tau$ anhand der zu Verfügung stehenden Daten gezeigt, da dieser Kanal ohne einen nennenswerten Untergrundanteil selektiert werden kann [117]. Für den τ-Zerfall in $\omega\pi^-\nu_\tau$ wird dieses Verhalten mit Hilfe einer Simulationsrechnung demonstriert. Weiterhin werden die zur Beschreibung des gemessenen $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums benutzten Verteilungsfunktionen vorgestellt.

6.5.1 Die Beschreibung des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums

Insgesamt gehen fünf verschiedene Verteilungsfunktionen in die Beschreibung des invarianten $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums ein. Neben dem gemessenen $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum sind hier die $m_{\pi^+\pi^-}$-Massenspektren aus den folgenden Zerfällen zu nennen:

- $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$ und $\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$. Dieses Spektrum wird durch die in Kapitel 6.2 beschriebenen Simulationsrechnung ermittelt und ist in Abbildung 6.2 dargestellt.

- $\omega \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0$

- $\rho^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$

- $K^0_S \rightarrow \pi^+\pi^-$. Dieses Spektrum wird anhand einer Monte-Carlo-Rechnung analog zu der in Kapitel 4.4.3 beschriebenen Simulation ermittelt. Daher wird hier nicht weiter auf das Verfahren zur Gewinnung dieses Spektrums eingegangen.

In den folgenden Kapiteln wird gezeigt werden, daß diese fünf Verteilungen vollkommen ausreichen, um das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum zu beschreiben. Die freien Parameter der Anpassungsrechnung sind dann die Anteile der einzelnen Teilchenkombinationen am $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum. Der Beitrag des hadronischen Untergrundes wird in dieser Rechnung nicht explizit berücksichtigt. Das K^0_S-Signal in dieser Massenverteilung ist zum großen Teil auf Untergrundereignisse zurückzuführen, so daß der hadronische Untergrund nur anhand des K^0_S-Massenspektrums in die Anpassung miteingeht. Im Kapitel 6.5.1.3 wird jedoch gezeigt werden, daß das $\pi^+\pi^-$-Untergrund-Massenspektrum ebenfalls durch die invariante $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenverteilung beschrieben werden kann. Damit ist auch die Möglichkeit gegeben, die Ergebnisse der Anpassungsprozedur auf ihre Selbstkonsistenz zu überprüfen, da der Untergrundanteil bereits bekannt ist.

6.5.1.1 Das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum aus dem ω-Zerfall

Das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum aus dem Zerfall des ω-Mesons wird mit Hilfe einer Simulationsrechnung erzeugt, in der zunächst der Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ generiert wird. Das ω-Meson zerfällt daraufhin in $\pi^+\pi^-\pi^0$. Die so erzeugten Ereignisse müssen die kinematischen Schnitte der Selektion erfüllen, damit deren Einflüsse auf den Verlauf der Massenspektren berücksichtigt werden können.
Der Spin-Paritätszustand des ω ist $J^{PC}(\omega) = 1^{--}$. Das beim Zerfall eines 1^{--}-Teilchens in drei Pionen auftretende Matrixelement (siehe [15,118]) wird in der Monte-Carlo-Rechnung zur korrekten Wiedergabe der jeweiligen Verteilungen berücksichtigt. Da in dieser Zerfallskette drei geladene Pionen im Endzustand vorliegen, kann durch diese Simulationsrechung auch gezeigt werden, daß das Massenspektrum der nichtresonant erzeugten $\pi^+\pi^-$-Paare identisch mit dem der $\pi^\pm\pi^\pm$-Paare ist. In Abbildung 6.16a ist die Häufigkeitsverteilung der invarianten $\pi^+\pi^-$-Masse im Vergleich mit der Verteilung der $\pi^\pm\pi^\pm$-Masse gezeigt. Oberhalb von $m_{\pi\pi} = 0.65\ \mathrm{GeV}/c^2$ können nur noch die nichtresonanten $\pi^+\pi^-$-Kombinationen beitragen. In diesem Bereich ist eine sehr gute Übereinstimmung beider Spektren zu verzeichnen. Wird das $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$-Spektrum von dem $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum subtrahiert, so sollte die so gewonnene Verteilung dem Massenspektrum der aus ω-Zerfällen stammenden $\pi^+\pi^-$-Paare entsprechen. Wie aus Abbildung 6.16b entnommem werden kann, ist das durch die Subtraktion gewonnene Spektrum im Rahmen der Fehler mit der $m_{\pi^+\pi^-}$-Verteilung aus ω-Zerfällen identisch. Damit ist gezeigt, daß die Verteilungen der nichtresonant erzeugten $\pi^+\pi^-$-Paare von denen der $\pi^\pm\pi^\pm$-Paare wiedergegeben werden. Die beiden aus dem Resonanzzerfall stammenden geladenen Pionen bilden mit dem weiteren im τ-Zerfall produzierten geladenen Pionen jeweils eine „nichtresonante" Kombination. Dieses Pion wird in der Simulation vollkommen unabhängig von den anderen beiden erzeugt, so daß sich diese beiden Kombinationen im Mittel nur durch ihre Gesamtladung unterscheiden. Das hier beobachtete Verhalten entspricht somit der Erwartung. Es ist aber auch gezeigt, daß die Schnitte der Selektion dieses Verhalten nicht beeinträchtigen.

6.5.1.2 Das ρ^0-Massenspektrum aus dem Zerfall $\tau^- \to a_1\nu_\tau$

Im Endzustand $\pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ wird für τ-Zerfälle bei einem Konfidenzintervall von 95% in mehr als 90% aller Fälle ein $\rho^0\pi^-$ System beobachtet [117], dessen Auftreten auf den Zerfall eines a_1^--Mesons zurückzuführen ist. Bedingt durch die große Breite des a_1-Mesons und den durch die τ-Masse nach oben begrenzten Phasenraum werden auch sehr kleine 3π-Massen erzeugt. Daher wird die Form des ρ^0-Massenspektrums stark verzerrt, wodurch in der Anpassung des

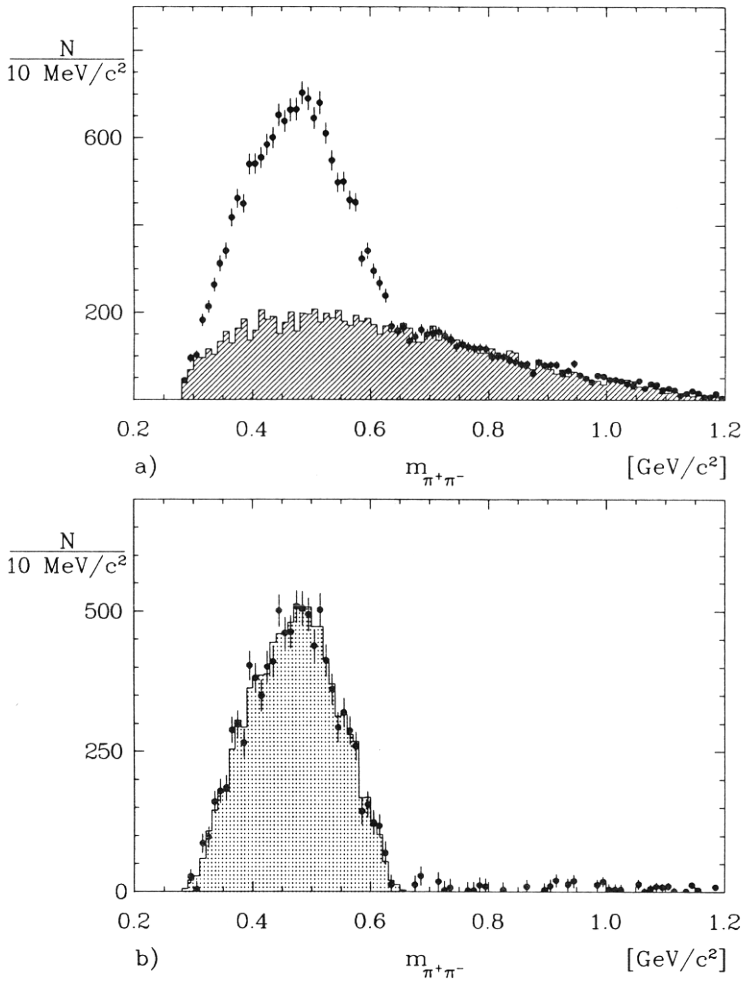


Abbildung 6.16: $m_{\pi\pi}$-Spektren für simulierte Zerfälle $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$:
a) $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum im Vergleich mit dem $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$-Spektrum (Histogramm).
b) ($m_{\pi^+\pi^-} - m_{\pi^\pm\pi^\pm}$)-Spektrum Vergleich mit dem resonanten $m_{\pi^+\pi^-}(\omega)$-Spektrum (Histogramm).

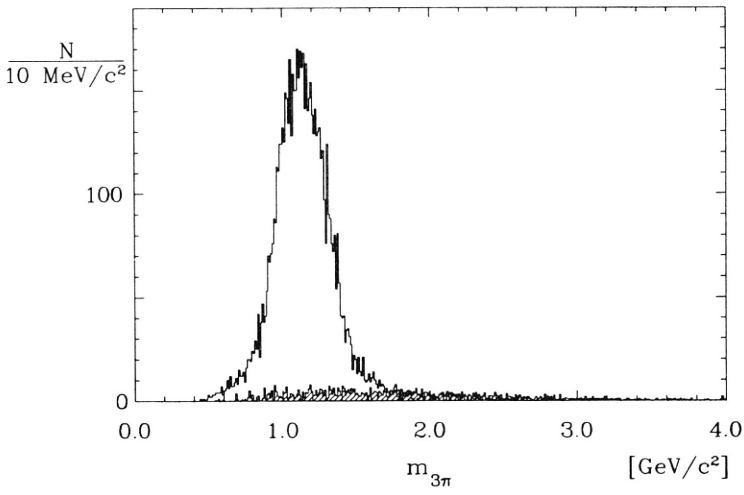


Abbildung 6.17: Invariantes 3π-Spektrum für Ereignisse, in denen kein Photon auf der 3-Prong-Seite auftritt. Das schraffierte Histogramm zeigt die erwartete Untergrundverteilung.

gemessenen $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums eine normale Breit-Wigner-Verteilung zur Parametrisierung des ρ^0-Signales nicht mehr verwendet werden kann. Eine exakte Simulation dieser Signalform ist ebenfalls nur sehr schwer durchführbar. Es ist jedoch möglich, dieses Spektrum aus der zur Verfügung stehenden Datenmenge zu extrahieren, da der Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ mit einer nur relativ geringen Untergrundbeimischung selektierbar ist.
Die Selektionskriterien für diesen Zerfall sind bis auf eine Bedingung identisch mit denjenigen, die zur Suche nach der inklusiven Produktion von η-Mesonen in τ-Zerfällen verwendet werden. Es wird nur eine andere Forderung an das Auftreten von Photonen auf der 3-Prong Seite gestellt (siehe Kapitel 6.3.2). Es darf jetzt kein Photon mit einer Minimalenergie von $E_\gamma = 50$ MeV auf der 3-Prong-Seite gefunden werden:

$$\cos\theta(\vec{p}_1, \vec{p}_\gamma) > 0 \quad \forall\, \gamma \text{ mit } E_\gamma \geq 50 \text{ MeV}\,.$$

Durch diese Forderung werden 7295 Ereignisse selektiert, von denen in 7091 eine 3π-Masse unterhalb von $m_{3\pi} = 1.8$ GeV/c^2 gemessen wird. Das invariante $m_{3\pi}$-Spektrum ist in Abbildung 6.17 dargestellt. Gleichzeitig ist auch noch das erwartete Spektrum des hadronischen Untergrundes gezeigt. Der Anteil des hadronischen Untergrundes wurde analog zu dem in Kapitel 6.4.2 vorgestellten Verfahren ermittelt. Weniger als 10% der selektierten Ereignisse sind danach dem Untergrund zuzuordnen, wie auch anhand der wenigen Einträge im $m_{3\pi}$-Spektrum oberhalb der τ-Masse zu erkennen ist.
Weiterhin ist auch der Anteil von Ereignissen aus anderen möglichen Untergrundprozessen vernachlässigbar klein. In der Analyse der $\pi\pi$-Massenspektren werden auch hier nur die 7091 Ereignisse mit 3-Prong-Massen unterhalb von $m_{3\pi} = 1.8$ GeV/c^2 verwendet. Die $\pi^+\pi^-$- und

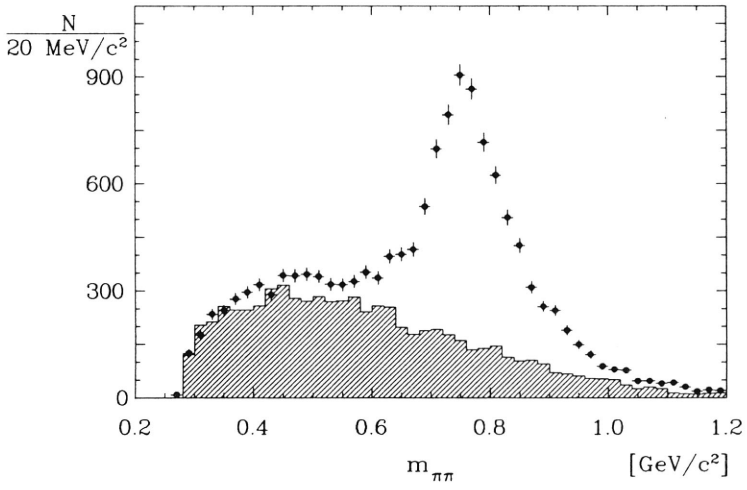


Abbildung 6.18: Invariantes $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum für a_1-Zerfälle. Das schraffierte Histogramm zeigt das $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum.

$\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektren dieser Ereignisse sind in Abbildung 6.18 dargestellt. Das ρ^0-Meson ist deutlich zu erkennen. Auch hier stimmt die Verteilung für die Paare gleichgeladener Pionen mit der für nichtresonante $\pi^+\pi^-$-Kombinationen im wesentlichen überein. Durch Subtraktion des $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$- vom $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum wird das Spektrum der resonant erzeugten $\pi^+\pi^-$-Paare gewonnen. Diese Verteilung ist in Abbildung 6.19 dargestellt. Gemäß der obigen Annahmen muß die Form dieses Spektrums fast ausschließlich durch das ρ^0-Meson bestimmt werden. Die beobachtete Verteilung weicht deutlich von der normalerweise zur Beschreibung eines ρ^0-Signales verwendeten Breit-Wigner-Verteilung ab, die ebenfalls in Abbildung 6.19 gezeigt ist. Eine Breit-Wigner-Verteilung $BW(m)$ wird analytisch beschrieben durch [119,120]:

$$BW(m) = \frac{m m_0 \Gamma(m)}{(m_0^2 - m^2)^2 + (m_0\Gamma(m))^2} ,$$

mit

$$\Gamma(m) = \Gamma_0 \left(\frac{q}{q_0}\right)^{2l+1} \frac{2q_0^2}{q^2 + q_0^2} ,$$

wobei q den Impulsübertrag auf ein Zerfallsteilchen darstellt, für den Zerfall $\rho^0 \to \pi^+\pi^-$ also:

$$q = \frac{\sqrt{m^2 - 4m_\pi^2}}{2} .$$

l ist der relative Drehimpuls zwischen den Zerfallsteilchen (aus Gründen der Drehimpulserhaltung ist für den ρ^0-Zerfall $l = 1$), m_0 und Γ_0 sind Masse und Breite des ρ^0 ($m_0 = 770$ MeV/c^2 und $\Gamma_0 = 153$ MeV/c^2 [8]).

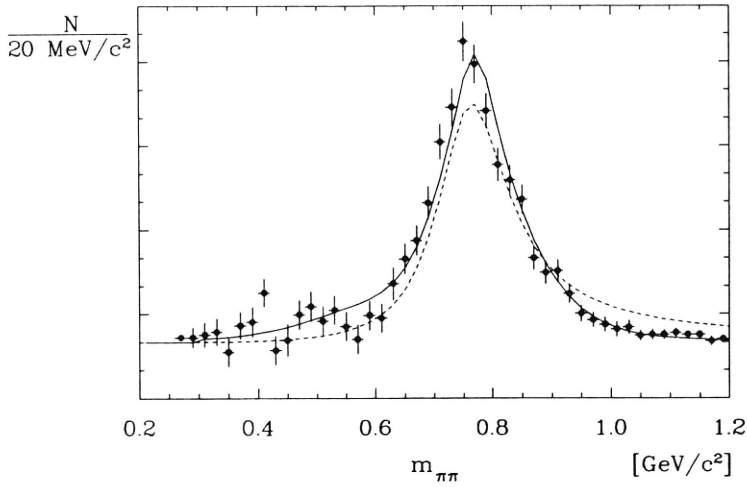


Abbildung 6.19: Das ρ^0-Massenspektrum für den Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$. Die mit Fehlerbalken versehen Punkte stellen die durch Subtraktion des $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$- vom $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum erhaltene Verteilung dar. Die durchgezogene Linie zeigt das Resultat der Modellrechnung (siehe Text). Die gestrichelte Linie zeigt die Breit-Wigner Verteilung für die ρ-Masse.

Eine Abweichung beider Spektren voneinander wird jedoch erwartet, da teilweise sehr kleine 3π-Massen auftreten (siehe Abbildung 6.17) und das ρ^0-Spektrum verzerren. Die beobachtete Form der ρ^0-Massenverteilung soll nun durch eine Simulationsrechnung beschrieben werden, in der zunächst der Zerfall $\tau^- \rightarrow a_1^- \nu_\tau$ simuliert wird. Die Massenverteilung für das a_1^--Meson wird durch eine Breit-Wigner-Verteilung generiert, wobei auch noch das schwache Matrixelement und der von der jeweiligen a_1-Masse abhängige Phasenraumfaktor mit berücksichtigt werden (vgl. Kapitel 1.1.2). In der Simulation wird für die Masse des a_1-Meson ein Wert von $m_{a_1} = 1.18\ \mathrm{GeV/c^2}$ verwendet, die Breite beträgt $\Gamma_{a_1} = 465\ \mathrm{MeV/c^2}$. Das invariante 3π-Massenspektrum kann dadurch zufriedenstellend beschrieben werden. Für jedes so generierte a_1^--Meson wird der Zerfall $a_1^- \rightarrow \rho^0\pi^-$ simuliert. Innerhalb der kinematischen Grenzen wird die Masse des ρ^0-Meson gemäß der oben beschriebenen Breit-Wigner-Verteilung gewürfelt, wobei auch hier wieder die entsprechenden Zwei-Körper-Phasenraumfaktoren berücksichtigt werden. Durch die hier beschriebene Simulation der ρ^0-Massenverteilung für diesen τ-Zerfall kann das Massenspektrum allerdings nur annähernd wiedergegeben werden, da ihr nur sehr einfache Modellannahmen zugrunde liegen. Das so gewonnene normierte Massenspektrum ist ebenfalls in Abbildung 6.19 gezeigt. Der Verlauf des aus den Daten erhaltenen ρ^0-Massenspektrums wird durch dieses einfache Modell im wesentlichen wiedergegeben. Dadurch wird aber auch die Hypothese bestätigt, daß der nichtresonante Anteil des $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums durch das invariante Massenspektrum der gleichgeladenen Pion-Paare beschrieben werden kann.

6.5.1.3 Das invariante Massenspektrum gleichgeladener Pion-Paare

In den vorhergehenden Kapiteln ist bereits gezeigt worden, daß für τ-Ereignisse das $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$-Spektrum identisch mit dem der nichtresonant erzeugten $\pi^+\pi^-$-Paare ist. In diesem Abschnitt soll gezeigt werden, daß dies auch für den hadronischen Untergrund der Fall ist. Immerhin werden mehr als 40% der gemessenen Ereignisse in Untergrundreaktionen erzeugt (siehe Kapitel 6.4.2). Ein möglicher Einfluß auf die Resultate der Analyse könnte durch Bose-Einstein-Korrelationen hervorgerufen werden.
Bose-Einstein-Korrelationen sind seit 1960 experimentell bekannt [121] und sind ein quantenmechanische Effekt, der sich in bosonischen Vielteilchensystemen beobachten läßt. Diese Korrelationen führen hier dazu, daß zwei identische Bosonen, also Pionen mit gleicher Ladung, im Vergleich zu denen mit entgegengesetzter Ladung, häufiger kleine invariante Massen bilden. Das Massenspektrum gleichgeladener Pionen wird jedoch benutzt, um sowohl den nichtresonanten Anteil als auch den $q\bar{q}$-Anteil am $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum zu beschreiben. Wenn diese Korrelationen dazu führen, daß sich das Massenspektrum zweier gleichgeladener Pionen im Bereich der Anpassung für $q\bar{q}$-Ereignisse von dem aus τ-Zerfällen unterscheidet, ist diese Anpassung an die Daten nicht mehr möglich.
Ziel der hier beschriebenen Analyse ist es, aus den Daten die $\pi^+\pi^-$ und $\pi^\pm\pi^\pm$ invarianten Massenspektren, sowohl aus hadronischen Untergrundereignissen als auch aus τ-Zerfällen, zu extrahieren und auf Unterschiede, unter besonderer Berücksichtigung des Einflusses von Bose-Einstein-Korrelationen, hin zu untersuchen. Eine solche Extraktion der verschiedenen Ereignistypen (τ-Zerfälle bzw. hadronischer Untergrund) ist dann möglich, wenn eine Methode gefunden wird, durch die ein Reaktionstyp in einer Datenmenge an- oder abgereichert werden kann. Die dafür benötigten Schnitte werden anhand von Simulationsrechnungen ermittelt. Da der hadronische Untergrund hauptsächlich aus $q\bar{q}$-Ereignissen besteht, werden diese Schnitte nur anhand simulierter $q\bar{q}$-Ereignisse bestimmt.
In Abbildung 6.20 ist für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse der Kosinus des Polarwinkels des gemessenen Gesamtimpules gegen den Gesamtimpuls $P_{ges} = |\sum \vec{p}|$ dargestellt. Eine deutliche Anhäufung bei kleinen Gesamtimpulsen und kleinen Winkeln bezüglich der Strahlachse ist festzustellen. Eine Unterdrückung des $q\bar{q}$-Anteiles an den Daten ist durch folgende Schnitte zu erreichen:

- der Gesamtimpuls P_{ges} eines Ereignisses muß größer sein als 1.5 GeV/c.
- für den Kosinus des Polarwinkels dieses Impulses muß gelten: $|\cos\theta(\sum \vec{p}, \hat{z})| \leq 0.9$.

Nach Anwendung dieser Schnitte auf die Daten verbleiben 8336 Ereignisse, von denen 7587 eine 3-Prong-Masse von weniger als 1.8 GeV/c^2 aufweisen. Im Bereich 2 GeV/$c^2 \leq m_{3\pi} \leq 4$ GeV/c^2, dem Normierungsbereich, sind 501 Ereignisse vorzufinden.
Zudem wird duch Anwendung der inversen Schnitte ein weiterer Datensatz gewonnen, in dem die $q\bar{q}$-Ereignisse angereichert worden sind. In diesem Fall verbleiben 7791 Ereignisse, von denen 6801 im Massenbereich unterhalb von $m_{3\pi} = 1.8$ GeV/c^2 zu finden sind. Im Normierungsbereich befinden sich 662 Ereignisse.
In Abbildung 6.21 sind die 3-Prong-Massenverteilungen für beide Datensätze gezeigt. Ein Unterschied in der Form, inbesondere für das Verhältnis der Häufigkeiten der Ereignisse oberhalb und unterhalb der τ-Masse, ist zu erkennen. Die $q\bar{q}$-Simulationsrechnung ergibt weiterhin, daß die Selektionswahrscheinlichkeit in beiden Fällen nicht von der der 3-Prong-Masse abhängt. Da, wie schon gezeigt, neben τ-Ereignissen im wesentlichen nur hadronische Untergrundereignisse nach allen Schnitten verbleiben, können 3-Prong-Massen oberhalb von

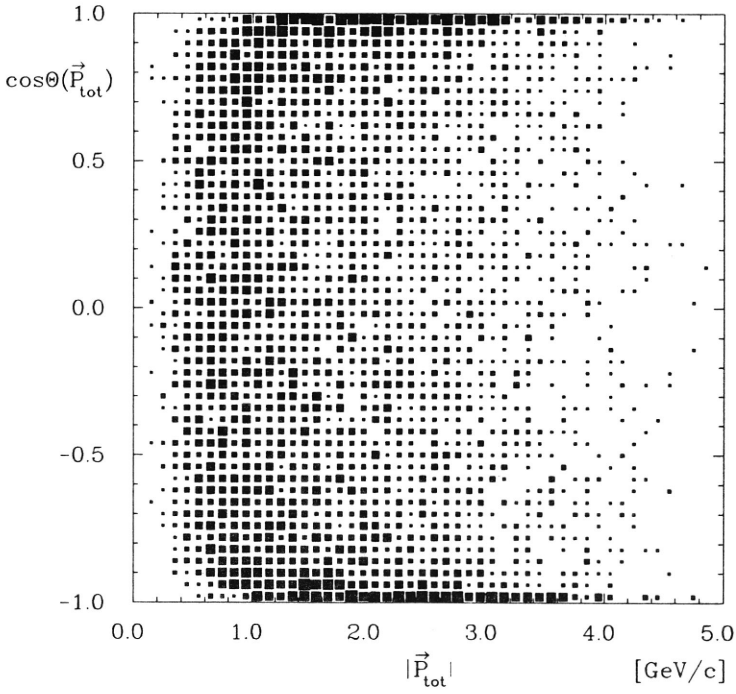


Abbildung 6.20: $\cos\theta$ des Gesamtimpulses gegen den Gesamtimpuls für simulierte $q\bar{q}$-Ereignisse.

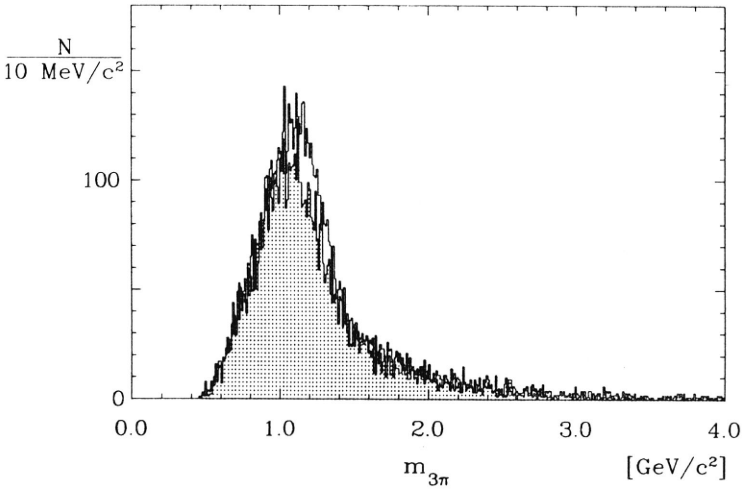


Abbildung 6.21: $m_{3\pi}$ für Ereignisse mit durch den im Text beschriebenen Schnitt verringertem (normales Histogramm) und erhöhtem Untergrundanteil (schattiertes Histogramm).

m_τ nur aus solchen Reaktionen stammen. Die Anteile an diesem Untergrund in beiden Datensätzen können über die Zahl der jeweils im Normierungsbereich gefunden Ereignisse aufeinander abgeglichen werden. Die Verteilungen, die aus der durch den Schnitt entstandenen Datenmenge mit verringertem Untergrundanteil erhalten werden, müssen demnach mit dem Faktor F=662/501=1.3214 multipliziert werden, damit der gleiche Anteil an hadronischem Untergrund vorliegt, wie er in den entsprechenen Verteilungen registriert wird, die aus der anderen Datenmenge hervorgehen. Die nach dieser Normierung vorliegenden Verteilungen der 3-Prong-Masse beider Datenmengen sind in Abbildung 6.22 dargestellt. Der Überschuß an τ-Zerfällen ist in der durch die Normierung erhaltenen Verteilung deutlich zu erkennen. Durch Subtraktion dieser Verteilungen voneinander wird der Anteil des hadronischen Untergrundes eliminiert und man erhält Verteilungen reiner τ-Ereignisse. Das so gewonnene 3-Prong-Massenspektrum ist in Abbildung 6.23 gezeigt. Es sind keine statistisch signifikanten Einträge oberhalb der τ-Masse mehr zu erkennen. Ebenso lassen sich die $\pi\pi$-Massenverteilungen für gleich- ($\pi^\pm\pi^\pm$) und entgegengesetzt ($\pi^+\pi^-$) geladene Kombinationen auf der 3-Prong-Seite ermitteln (siehe Abbildung 6.24), wobei nur Ereignisse mit $m_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c^2 betrachtet werden.
Um die Spektren für den hadronischen Untergrund zu erhalten, muß der Anteil aus τ-Ereignissen eliminiert werden. Hierzu wird mit Hilfe der in Kapitel 6.4.2 beschriebenen Methode die Zahl der hadronischen Untergrundereignisse in beiden Datenmengen bestimmt. Für den Datensatz mit erhöhten Untergrundanteil werden 4431 $\pm$ 223 Ereignisse aus hadronischem Untergrundreaktionen ermittelt, von denen 3432 $\pm$ 174 im Bereich unterhalb von $m_{3\pi} \leq 1.8$ GeV/c^2 zu finden sind. Die Zahl der τ-Paare beläuft sich hier auf 3369 $\mp$ 174. Im anderen Fall ergeben sich Zahlen von 3354 $\pm$ 172 beziehungsweise 2597 $\pm$ 143 Untergrunder-

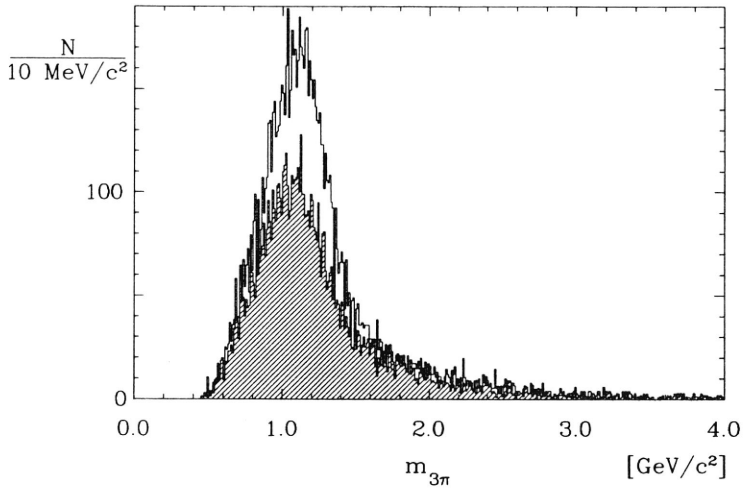


Abbildung 6.22: $m_{3\pi}$ für Ereignisse mit durch den im Text beschriebenen Schnitt verringertem (normales Histogramm) und erhöhtem Untergrundanteil (schattiertes Histogramm). Das Spektrum mit verringertem Untergrundanteil wurde so normiert, daß in beiden Verteilung die gleiche Menge an hadronischem Untergrund vorliegt.

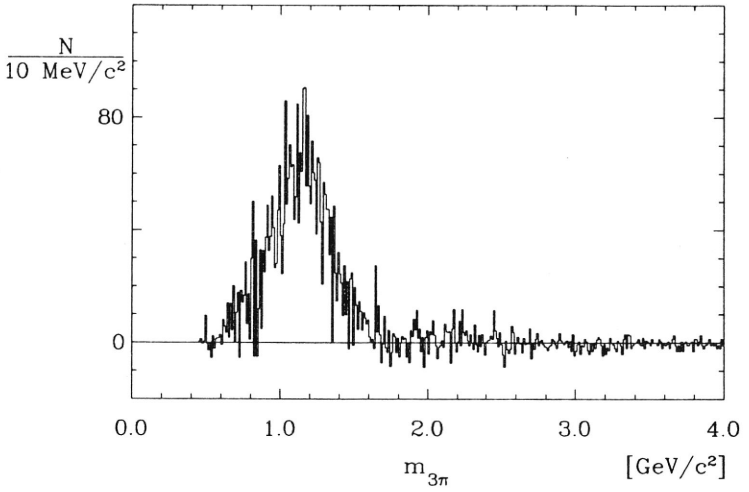


Abbildung 6.23: $m_{3\pi}$ der durch Eliminierung des hadronischen Untergrundes gewonnenen Daten.

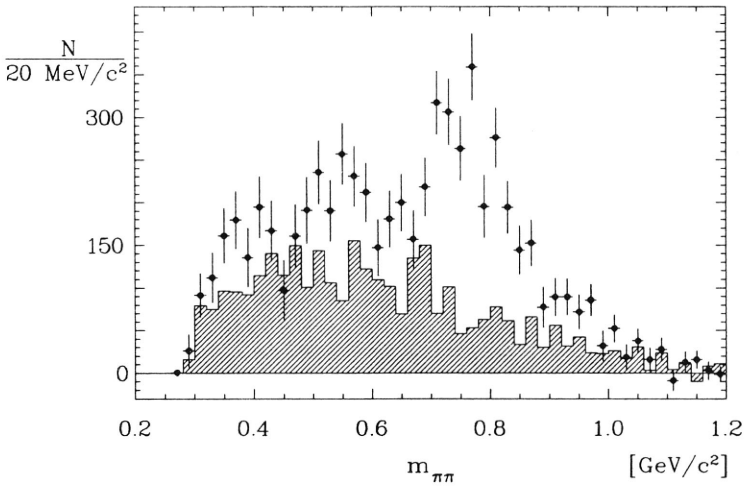


Abbildung 6.24: $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ und $\pi^{+}\pi^{-}$invariante Massenspektren für τ-Ereignisse. Das Spektrum der gleichgeladenen Kombinationen ist in dem schraffierten Histogramm zu sehen. Es werden nur Ereignisse mit $m_{3\pi} \leq 1.8\ GeV/c^2$ berücksichtigt.

eignissen in der Datenmenge. Die Anzahl der τ-Paare beträgt hier 4990 ∓ 143.

Der Beitrag von $q\bar{q}$-Ereignissen kann ebenfalls aus den Verteilungen extrahiert werden, indem — nach Normierung auf die Anzahl der τ-Paare — die Verteilungen beider Datensätze voneinander subtrahiert werden. Zur Normierung werden die Verteilungen der mit τ-Paaren angereicherten Datenmenge mit dem Faktor F=3369/4990=0.6721 multipliziert. Die aus der Subtraktion hervorgehenden $\pi\pi$-Massenverteilungen für gleich- und entgegengesetzt geladene Kombinationen auf der 3-Prong-Seite sind in Abbildung 6.25 zu sehen. Auch hier ist wieder auf eine maximale 3-Prong-Masse von $m_{3\pi} = 1.8$ GeV/c^2 geschnitten worden. Im invarianten $\pi^{+}\pi^{-}$-Massenspektrum ist kein ρ^0-Signal mehr zu erkennen, wodurch die Annahme bestätigt wird, daß das in der zur Suche nach η-Mesonen verwendeten Datenmenge beobachtete ρ^0-Signal nur auf τ-Zerfälle zurückzuführen ist. Ein Vergleich von reinen τ-Daten mit reinen Untergrund-Daten ist damit möglich. Da diese Verteilungen durch Subtraktion nach vorhergehender Multiplikation gewonnen wurden, sind die Einträge in den jeweiligen Histogrammen sehr großen statistischen Fluktuationen ausgesetzt.
Die $\pi^{+}\pi^{-}$- und $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$- Massenverteilungen aus Untergrund- und τ-Ereignissen liegen damit vor und gestatten die Überprüfung der zuvor aufgestellten Annahmen über ihren Verlauf. Die in dieser Arbeit vorgestellte Analyse zur inklusiven η-Produktion in τ-Zerfällen ist demnach nur dann so durchführbar, wenn folgende Punkte gelten:

- Das invariante Massenspektrum gleichgeladener Pion-Paare darf sich für τ-Ereignisse nicht von dem für $q\bar{q}$-Ereignisse unterscheiden. Dies gilt besonders im Bereich kleiner invarianter Massen ($m_{\pi^{\pm}\pi^{\pm}} < 0.5$ GeV/c^2), in dem Bose-Einstein-Korrelationen eine

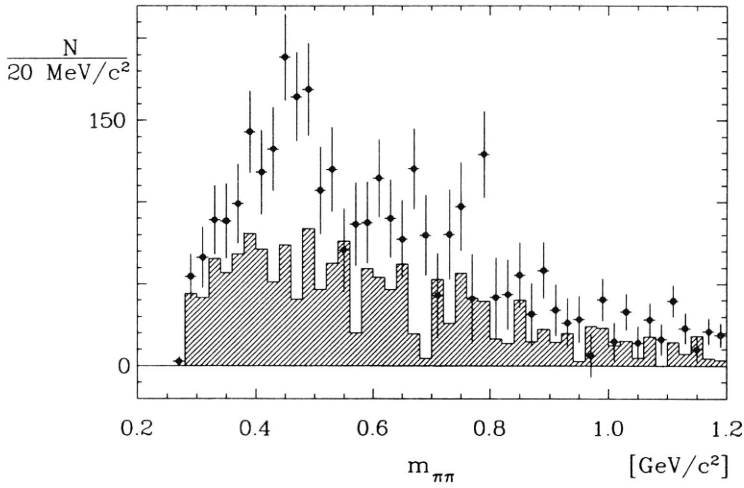


Abbildung 6.25: $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$ und $\pi^{+}\pi^{-}$ invariante Massenspektren für hadronische Untergrundereignisse. Das Spektrum der gleichgeladenen Kombinationen ist in dem schraffierten Histogramm zu sehen. Es werden nur Ereignisse mit $m_{3\pi} \leq 1.8\ GeV/c^2$ berücksichtigt.

Rolle spielen können.

- Das invariante $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum des hadronischen Untergrundes kann im wesentlichen durch das $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$-Massenspektrum aus τ-Zerfällen beschrieben werden, da in der $m_{\pi^+\pi^-}$-Verteilung kein nennenswerter Beitrag aus nicht in τ-Zerfällen erzeugten Resonanzen zu beobachten ist und somit fast nur nichtresonante $\pi^+\pi^-$-Kombinationen auftreten. Diese sollten aber durch die Verteilungen gleichgeladener Pion-Paare beschrieben werden.

In Abbildung 6.26 ist das $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$-Massenspektrum aus τ-Ereignissen dividiert durch das $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$-Massenspektrum des hadronischen Untergrundes gezeigt. Im Rahmen der Fehler ist keine Abweichung von einer Geraden zu erkennen. Die gilt auch für den Bereich kleiner invarianter Massen. Ein Effekt der Bose-Einstein-Korrelationen im Bereich kleiner invarianter Massen, in dem die η-Mesonen nachgewiesen werden sollen, ist damit nicht zu verzeichnen. Als weiterer Test des Verfahrens ist ein Vergleich des $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$-Massenspektrums aus τ-Ereignissen mit dem $\pi^{+}\pi^{-}$-Massenspektrum des hadronischen Untergrundes notwendig. Wie aus Abbildung 6.27 zu entnehmen ist, stimmen beide Spektren im wesentlichen miteinander überein. Diese Übereinstimmung der beiden Spektren ist eine notwendige Voraussetzung für die Durchführbarkeit der in dieser Arbeit beschriebenen Suche nach η-Mesonen aus τ-Zerfällen.
Damit ist gezeigt worden, daß das $m_{\pi^\pm\pi^\pm}$-Spektrum aller Daten zur Beschreibung des nichtresonanten $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums und eines großen Teiles des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums der hadronischen Untergrundereignisse verwendet werden kann. Mögliche Bose-Einstein-Korrelationen werden demnach die Resultate der Anpassung nicht beeinflussen. Eine mögliche Erklärung

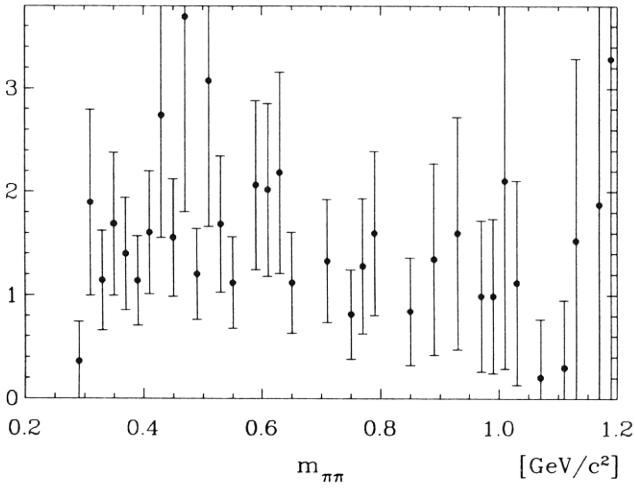


Abbildung 6.26: $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$-Massenspektrum aus τ-Ereignissen, dividiert durch das des hadronischen Untergrundes.

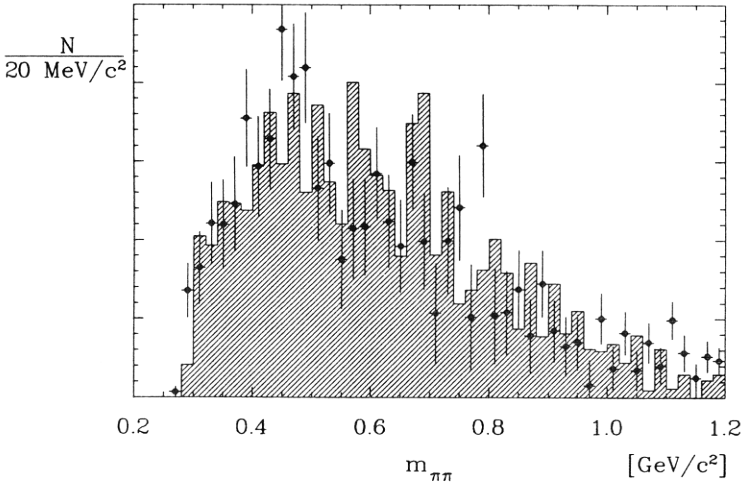


Abbildung 6.27: Vergleich des $\pi^{\pm}\pi^{\pm}$-Massenspektrums aus τ-Zerfällen (schraffiertes Histogramm) mit dem $\pi^{+}\pi^{-}$-Massenspektrum aus hadronischen Untergrundereignissen.

für das Fehlen der erwarteten Bose-Einstein-Korrelationen ist in der Beschränkung der 3-Prong-Masse auf den kleinen Bereich unterhalb von 1.8 GeV/c^2 zu suchen. Der den 2-Pion-Kombinationen zur Verfügung stehende Phasenraum wird dadurch sehr stark beschränkt, was sich auch in den Unterschieden der $\pi^+\pi^-$- und $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenverteilungen niederschlagen muß.
Die hier beschriebene Methode erlaubt es, die unterschiedlichen Spektren aus τ- und Untergrund-Ereignissen miteinander zu vergleichen. Somit ist für weitere Analysen die Möglichkeit gegeben, Schnitte gegen diese Art Untergrund zu entwickeln und zu optimieren, ohne sehr stark auf die Simulation von $q\bar{q}$-Ereignissen angewiesen zu sein.

6.5.2 Die Anpassung des invarianten $\pi^+\pi^-$ -Massenspektrums

Nachdem gezeigt ist, daß das gemessene $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum durch eine Überlagerung der fünf Massenspektren beschreibbar ist, wird die Anpassung des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums erläutert. Keines der fünf zur Anpassung benutzten Massenspektren liegt in einer parametrisierten Form vor. Um dennoch die Spektren in der Anpassungsprozedur verwenden zu können, müssen sie entweder zuerst parametrisiert werden oder aber man verzichtet auf die analytische Beschreibung und paßt das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum auf Basis der in Histogrammen vorliegenden Einzelspektren an.
Die Parametrisierung der einzelnen Verteilungen ist sehr aufwendig. Auch die Wahl der geeigneten Funktion zur Wiedergabe der jeweiligen Verteilung ist teilweise sehr schwierig. Daher wird auf diese Anpassungsmethode im vorliegenden Fall verzichtet.
Die Methode der Anpassung auf Basis der einzelnen Histogramme setzt voraus, daß die einzelnen Histogramme mit identischen Kanaldefinitionen vorliegen. Hier wird für alle Histogramme eine Kanalbreite von $\Delta_m = 20$ MeV/c^2 gewählt, wobei jedes Histogramm bei $m_0 = 0.2$ GeV/c^2 beginnt. Jedes der zur Anpassung benötigten Histogramme wird einem speziellen Glättungsalgorithmus unterworfen [79] und anschließend normiert, so daß für den Inhalt n_j^{norm} eines jeden Kanals j des normierten Histogrammes gilt:

$$n_j^{norm} = \frac{n_j}{\sum_{i=1}^{i^{max}} n_i} ,$$

wobei die Summe über alle Histogrammkanäle i des nicht normierten Histogrammes läuft. i^{max} ist dem Histogrammkanal zuzuordnen, in dem die größte $m_{\pi\pi}$-Masse $m_{\pi\pi}^{max}$ vorliegt. Um eine korrekte Normierung zu erhalten, muß in der Summe der gesamte mögliche Massenbereich von $m_{\pi\pi}$ enthalten sein. Aufgrund der Selektionsbedingungen ist $m_{\pi\pi}^{max} < 1.8$ GeV/c^2. n_i ist die Zahl der Einträge in dem Histogrammkanal i.
Im weiteren werden die Fehler auf die einzelnen Kanalinhalte der zur Beschreibung des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums verwendeten Histogrammes nicht mehr betrachtet, um im wesentlichen das in Kapitel 3.5 beschriebene Anpassungsverfahren verwenden zu können. Diese Fehler können für die aus Simulationsrechnungen ermittelten Verteilungen vernachlässigt werden, da hier die Zahl der generierten Ereignisse wesentlich größer ist als die Zahl der gemessenen $m_{\pi^+\pi^-}$-Kombinationen. Durch die Glättung der aus den Daten gewonnenen Verteilungen können die statistischen Fluktuationen im Vergleich zu denen des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums vernachlässigt werden. Der systematische Fehler, der aus einer eventuellen Fehlbeschreibung dieser Verteilungen folgen kann, ist bei Ermittlung der entsprechenden Verzweigungsverhältnisse immer noch klein gegenüber dem, der bei der Bestimmung der Nachweiswahrscheinlichkeiten auftritt. Die Vernachlässigung dieser Fehler in der Anpassung ist somit gerechtfertigt.
In Abbildung 6.28 sind noch einmal alle zur Anpassung verwendeten Spektren dargestellt.

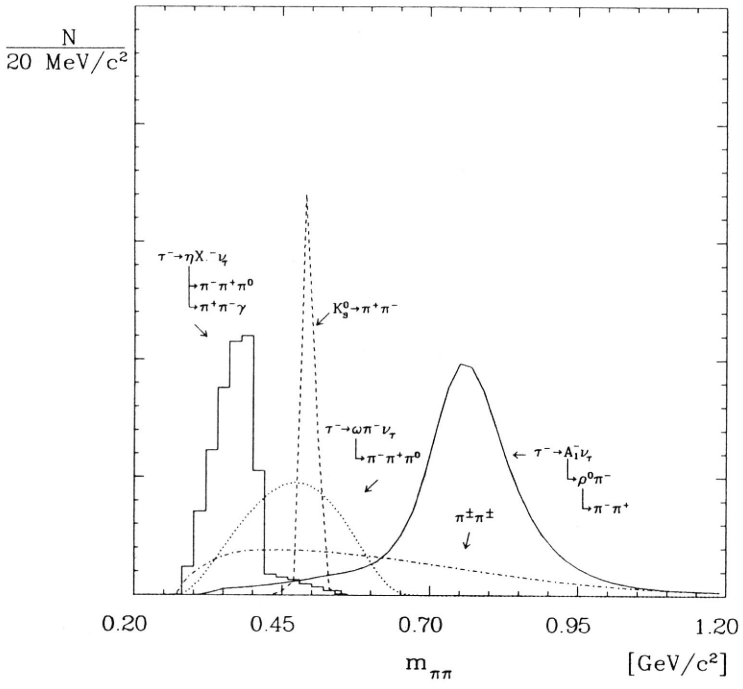


Abbildung 6.28: Die zur Anpassung des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums verwendeten Verteilungen.

Die Normierung der einzelnen Histogramme ist hier vom Aspekt der Darstellung her gewählt worden.
Das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum kann durch eine Superposition der fünf beschriebenen Verteilungen angepaßt werden. Mit

$$\mu_i = N_\eta n_i^{norm}(\eta) + N_\omega n_i^{norm}(\omega) + N_{\rho^0} n_i^{norm}(\rho^0) + N_{K_S^0} n_i^{norm}(K_S^0) + N_{\pi^\pm\pi^\pm} n_i^{norm}(\pi^\pm\pi^\pm)$$

wird analog zu dem in Kapitel 3.5 vorgestellten Verfahren das modifizierte LogLikelihood gebildet:

$$logL_M = \sum_i (\mu_i - n_i(\pi^+\pi^-) \cdot \ln \mu_i) . \qquad (6.4)$$

Die Summe läuft über alle Histogrammkanäle im Bereich der Anpassung, die auch hier durch Minimierung des modifizierten LogLikelihoods $LogL_M$ erfolgt. Als freie Parameter gehen dabei nur die Anzahlen der jeweiligen $\pi\pi$-Kombinationen ein:

N_η	:	Zahl der η-Mesonen
N_ω	:	Zahl der ω -Mesonen
N_{ρ^0}	:	Zahl der ρ^0 -Mesonen
$N_{K^0_S}$	:	Zahl der K^0_S -Mesonen
$N_{\pi^\pm\pi^\pm}$	:	Zahl der nichtresonanten $\pi^+\pi^-$-Kombinationen.

6.5.2.1 Das Resultat der Anpassung

Zunächst wird das invariante Massenspektrum im Bereich $0.2\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 1.2\ \mathrm{GeV/c^2}$ mit Hilfe des Programmpakets MINUIT [76] angepaßt. Dabei wird der Wertebereich für die Parameter auf die physikalisch sinnvolle Region von $N \geq 0$ limitiert. In Tabelle 6.3 sind die Resultate der Anpassung zusammengefaßt. Die sich daraus ergebende Verteilung ist zusammen mit dem $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum in Abbildung 6.29 dargestellt, woraus zu entnehmen ist, daß das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum sehr gut durch die Überlagerung der fünf Einzelspektren beschrieben wird. Ein Beitrag von η-Mesonen wird nicht gefunden. In Tabelle 6.3 werden nur parabolische Fehler auf die Parameter angegeben. Da die Zahl der η-Mesonen zu $N_\eta = 0$ bestimmt wurde und damit genau an der Grenze des erlaubten Wertebereiches liegt, wird dafür kein Fehler angegeben.

N_η	N_ω	N_{ρ^0}	$N_{K^0_S}$	$N_{\pi^\pm\pi^\pm}$
0	1513 ± 237	6310 ± 189	218 ± 51	$20\,630 \pm 393$

Tabelle 6.3: Resultat der Anpassung an das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum

Da keine η-Mesonen in dieser Verteilung beobachtet werden, kann für die gesuchte η-Produktion in τ-Zerfällen nur eine obere Grenze bestimmt werden. Da diese anhand der Likelihoodfunktion für die Zahl der η- Mesonen in der Verteilung gewonnen wird (vgl. Kapitel 3.6), ist eine detaillierte Angabe des Fehlers auf die angepaßte Zahl der η-Mesonen auch ohne Belang. Zunächst sei das Resultat der Anpassung in Bezug auf die anderen verwendeten Verteilungen diskutiert.
Der durch die $\pi^\pm\pi^\pm$-Verteilung beschriebene $\pi^+\pi^-$-Untergrund beträgt $N_{\pi^\pm\pi^\pm} = 20\,630 \pm 393$. In jedem der 14 388 Ereignisse tritt jedoch auch genau eine nichtresonante $\pi^+\pi^-$-Kombination auf. Werden diese 14 388 Kombinationen von der Zahl der $\pi^+\pi^-$-Kombinationen abgezogen, so findet man in der selektierten Datenmenge eine Zahl von 6242 ± 393 Ereignissen, in denen keine der Resonanzen auftritt und die mit der Zahl der 6029 ± 264 hadronischen Untergrundereignisse (siehe Kapitel 6.4.2) zu vergleichen ist. Da bei der Wahl der verwendeten Spektren gezeigt worden ist, daß das hadronische $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum im wesentlichen durch das gemessene invariante $\pi^\pm\pi^\pm$-Massenspektrum wiedergegeben werden kann, müssen diese beiden Zahlen vergleichbar groß sein. Die Zahl der nichtresonanten Ereignisse kann auch etwas größer als die Zahl der hadronischen Untergrundereignisse sein, da nicht unbedingt in allen 3-Prong-τ-Zerfällen eine der hier diskutierten Resonanzen auftreten muß. Von daher sind beide Zahlen in einer sehr guten Übereinstimmung; die Methode der Anpassung wird damit bestätigt.
Ein weiterer Test dieser Methode liegt in der Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses für den Zerfall $\tau^- \to \omega X^- \nu_\tau$ anhand der ermittelten Zahl der ω-Mesonen. X^- beschreibt einen Zustand mit einem geladenen und einer beliebigen Zahl von neutralen Teilchen. Da

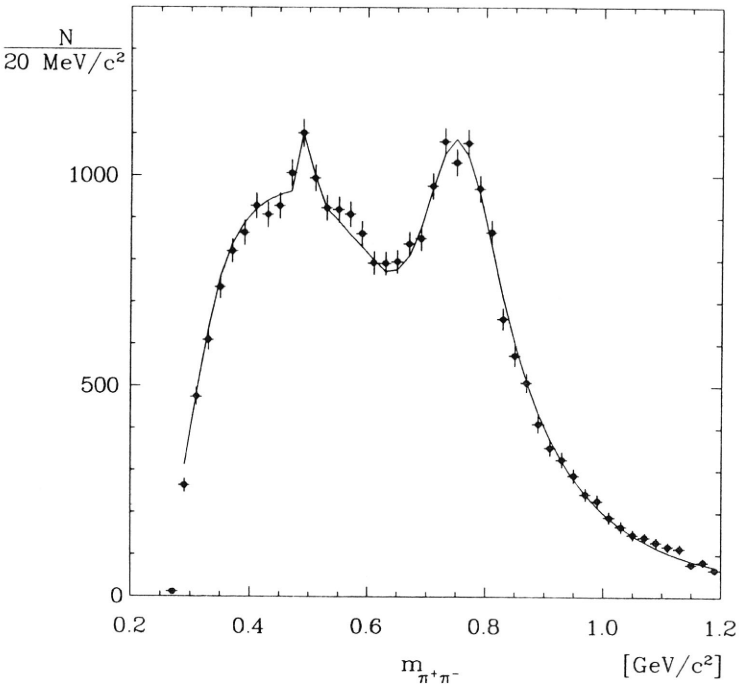


Abbildung 6.29: Das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum mit dem Resultat der Anpassung.

in τ-Zerfällen bislang jedoch nur ein Zerfallskanal bekannt ist, in dem ein ω-Meson auftritt, wird diese inklusive ω-Produktion aller Wahrscheinlichkeit nach auf den Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ zurückzuführen sein. Bei der Bestimmung dieses Verzweigungsverhältnis wird ein eventuell vorhandener Beitrag des hadronischen Untergrundes zu der ermittelten Zahl von ω-Mesonen im $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum vernachlässigt. Da aber der hadronische Untergrund beinahe vollständig durch das nichtresonante $\pi^+\pi^-$-$(\pi^\pm\pi^\pm)$-Spektrum beschrieben wird, kann sein Beitrag zum ω-Spektrum nicht groß sein, so daß die Vernachlässigung dieses möglichen Untergrundes gerechtfertigt erscheint.
Die Nachweiswahrscheinlichkeit wurde mit Hilfe einer Monte-Carlo-Simulationsrechnung bestimmt, in der der τ-Zerfall $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ zur Simulation der ω-Produktion verwendet wurde, da dieser Kanal die vermutliche Haupterzeugungsquelle für ω-Mesonen ist. Bedingt durch die Wahl der Selektionsbedingungen hängt die Nachweiswahrscheinlichkeit nur schwach von der Zahl noch zusätzlich erzeugter neutraler Teilchen ab. Die Beschränkung auf nur diesen simulierten Zerfall hat damit einen zu vernachlässigenden Einfluß auf die Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses.
Das Verzweigungsverhältnis für die inklusive ω-Produktion in τ-Zerfällen errechnet sich aus (siehe Kapitel 3.1):

$$BR(\tau^- \to \omega X^-\nu_\tau) = \frac{N_\omega}{2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{trg} \cdot BR(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) \cdot BR_1} \,.$$

In der Monte-Carlo Simulation wurden nur ω-Zerfälle in $\pi^+\pi^-\pi^0$ berücksichtigt, so daß noch auf dieses Verzweigungsverhältnis korrigiert werden muß. Auf der 1-Prong-Seite werden keine Forderungen an die Zahl der dort nachgewiesenen neutralen Teilchen gestellt, so daß für BR_1 der inklusiv gemessenene Weltmittelwert für 1-Prong τ-Zerfälle einzusetzen ist.
Unter Verwendung der Werte

$$\begin{aligned}
\epsilon_{sel} &= 0.315 \pm 0.005 \pm 0.032 \\
\epsilon_{trg} &= 0.95 \pm 0.02 \\
BR_1 &= 0.866 \pm 0.003 \\
BR(\omega \to \pi^+\pi^-\pi^0) &= 0.896 \pm 0.005 \\
N_{\tau\tau} &= 197279 \pm 570 \pm 9500
\end{aligned}$$

ergibt sich für das Verzweigungsverhältnis:

$$BR(\tau^- \to \omega X^-\nu_\tau) = (1.65 \pm 0.3 \pm 0.2)\% \,.$$

Dieses Resultat ist in sehr guter Übereinstimmung mit den bislang in anderen Analysen bestimmten Werten für das exklusiv gemessene Verzweigungsverhältnis $BR(\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau)$:

$$BR(\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau) = \begin{cases} (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\% & \text{ARGUS Kollaboration [24]} \\ (1.6 \pm 0.27 \pm 0.41)\% & \text{CLEO Kollaboration [106]} \\ (1.54 \pm 0.24 \pm 0.17)\% & \text{diese Arbeit, Kapitel 5.2.3} \end{cases}$$

Diese gute Übereinstimmung und die korrekte Wiedergabe des hadronischen Untergrundes zeigen, daß das invariante $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum durch die hier verwendeten Verteilungen über den gesamten Massenbereich hinweg beschrieben wird. Damit ist auch die Bestimmung einer oberen Grenze für die inklusive Produktion von η-Mesonen mit Hilfe dieser Methode möglich.

6.5.3 Die obere Grenze für die η-Produktion in τ-Zerfällen

Aufgrund der geringen Masse des η-Mesons ist das Signal nur in einem kleinen Bereich des $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrums wiederzufinden. Wie auch aus Abbildung 6.28 zu entnehmen ist, kann der Beitrag des ρ^0-Mesons in diesem Teil des Spektrums nahezu vernachlässigt werden. Weiterhin ist das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum aus ρ^0-Zerfällen in diesem Bereich nicht so genau bekannt, da hier die statistischen Fluktuationen in dem aus den Daten extrahierten Spektrum relativ groß sind (siehe Abbildung 6.19). Der Anteil der ρ^0-Mesonen am gemessenen $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum wird im wesentlichen durch die Anpassung im Bereich großer invarianter $\pi^+\pi^-$-Massen ($m_{\pi^+\pi^-} \geq 0.6$ GeV/c^2) ermittelt. Daraus wird aber auch der Beitrag des ρ^0-Spektrums in dem für die Suche nach η-Mesonen relevanten Bereich kleiner invarianter Massen festgelegt. Das ω-Meson liefert im relevanten Massenbereich einen sehr großen Beitrag. Das $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum aus ω-Zerfällen ist oberhalb von $m_{\pi^+\pi^-} \approx 0.6$ GeV/c^2 zu vernachlässigen. Erfolgt die Bestimmung der oberen Grenze für die η-Produktion in τ-Zerfällen im Massenbereich $0.28\ \text{GeV/c}^2 \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 1.2\ \text{GeV/c}^2$, so kann durch eine eventuelle Fehlbeschreibung des ρ^0-Spektrums ein großer systematischer Fehler in der Zahl der im Spektrum zu findenden η-Mesonen auftreten. Die Ausnutzung des gesamten Massenbereiches erscheint daher nicht sinnvoll. Zur Minimierung der systematischen Fehler wird zur Bestimmung der oberen Grenze der $\pi^+\pi^-$-Massenbereich beschränkt:

$$0.28\ \text{GeV/c}^2 \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0.6\ \text{GeV/c}^2 .$$

Gemäß dem in Kapitel 3.6 vorgestellten Verfahren wird zunächst die Likelihoodfunktion für die Zahl der im $m_{\pi^+\pi^-}$-Spektrum vorhandenen η-Mesonen berechnet. Um einen Startwert für die Berechnung dieser Likelihoodfunktion zu erhalten, wird in diesem Massenbereich noch einmal eine Anpassung vorgenommen. Es werden jetzt 66 ± 118 η-Mesonen gefunden. Auch dieser Wert deutet nicht auf eine eventuell vorhandene η-Produktion hin. In Abbildung 6.30 ist das Resultat dieser Anpassung zusammen mit dem gemessenen $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum gezeigt. Die Likelihoodfunktion für die Zahl der η-Mesonen ist in Abbildung 6.31 dargestellt. Aus der Integration der normierten Likelihoodfunktion folgt, daß bei einem Konfidenzintervall von $CL = 95\%$ weniger als 280 η-Mesonen im $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum zu beobachten sind.
Die Likelihoodfunktion für die Zahl der η-Mesonen muß in eine Likelihoodfunktion für die jeweiligen Verzweigungsverhältnisse konvertiert werden. Es kann jedoch nicht a priori eine Likelihoodfunktion für die inklusive η-Produktion in τ-Zerfällen aufgestellt werden, da die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht unabhängig von den möglichen Zerfallskanälen (siehe Kapitel 6.1) ist. Zur Berechnung der Likelihoodfunktion für das Verzweigungsverhältnis wird von folgenden Annahmen ausgegangen:

1. Es gibt keinen Beitrag des hadronischen Untergrundes zur η-Produktion. Diese Annahme ist gerechtfertigt, da auch schon für die ω-Produktion ein solcher Beitrag nicht in einem nennenswerten Umfang zu beobachten ist (vgl. Kapitel 6.5.2.1). Wie aus Kapitel 6.5.1.3 entnommen werden kann, wird für den hadronischen Untergrund ebenfalls kein ρ^0-Signal beobachtet.

2. Die gesamte mögliche η-Produktion wird durch den selektierten Zerfallskanal hervorgerufen.

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für die jeweiligen Zerfallskanäle wird mit Hilfe einer Simulationsrechnung (siehe Kapitel 3.4) ermittelt. Wie schon bei der Suche nach dem Zerfallskanal $\tau^- \to \eta\pi^-\nu_\tau$ zeigt sich auch hier, daß die Nachweiswahrscheinlichkeit nicht davon abhängt,

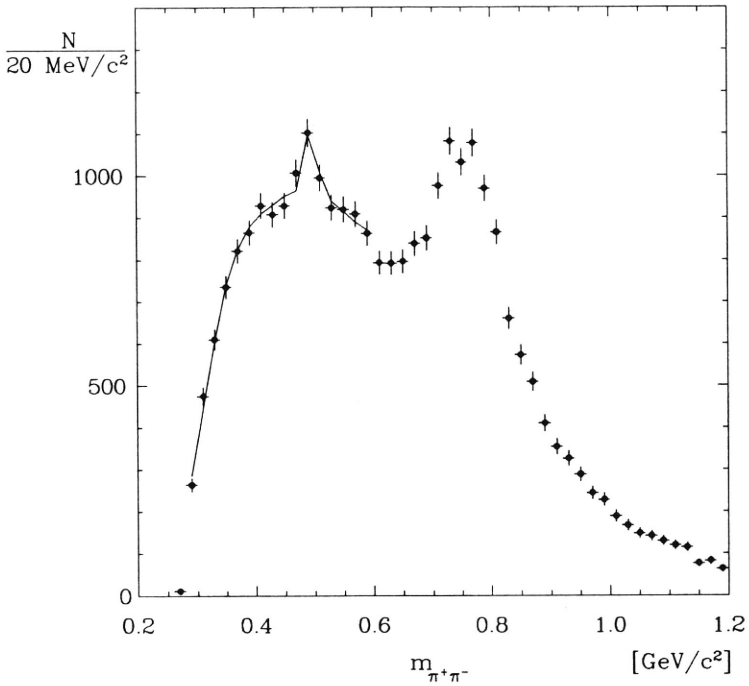


Abbildung 6.30: $\pi^+\pi^-$-Massenverteilung mit dem Resultat der Anpassung für den Bereich $0.28\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0.60\ \mathrm{GeV/c^2}$.

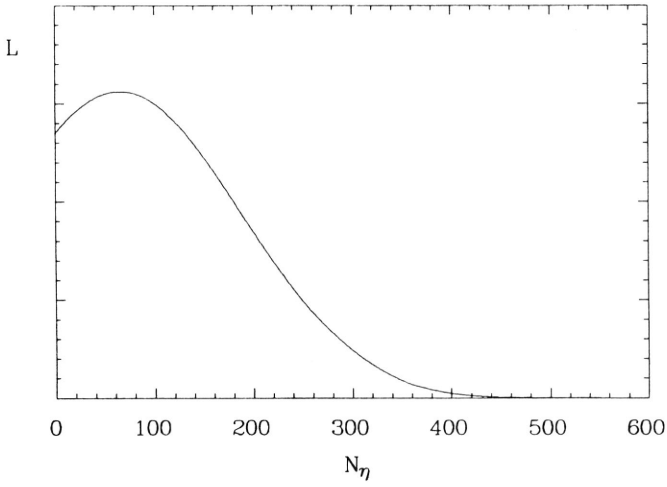


Abbildung 6.31: Likelihoodfunktion für die Zahl der η-Mesonen.

ob der jeweilige Endzustand durch den Zerfall einer Resonanz erzeugt wird oder ob der Endzustand nur durch den zur Verfügung stehenden Phasenraum beschrieben wird. Die totale Nachweiswahrscheinlichkeit, korrigiert auf alle sonstigen auftretenden Verzweigungsverhältnisse ($\tau^- \to 1-Prong$, $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$ und $\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0$),

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{sel} \cdot \epsilon_{trg} \cdot BR(\tau^- \to 1-Prong) \cdot (BR(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) + BR(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma))$$

beträgt so für den Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$:

$$\epsilon_{tot} = 0.067 \pm 0.003 \pm 0.007\,.$$

Die Nachweiswahrscheinlichkeit für τ-Zerfälle in zwei η-Mesonen ist gegenüber denen mit einem η im Endzustand größer, da die Wahrscheinlichkeit für die Erzeugung von drei geladenen Teilchen im Endzustand steigt: Um einen 3-Prong zu formen, muß genau ein η-Meson in einen Endzustand zerfallen, in dem zwei geladene Teilchen auftreten. Ist nur ein η-Meson im Ereignis vorhanden, so beträgt die „3-Prong-Wahrscheinlichkeit" p_3^η : $p_3^\eta = BR(\eta \to \pi^+\pi^-\pi^0) + BR(\eta \to \pi^+\pi^-\gamma) = 0.286$. Im Falle zweier η-Mesonen muß eines ausschließlich in neutrale Teilchen zerfallen, damit das andere dann zur 3-Prong-Bildung beitragen kann. Die „3-Prong-Wahrscheinlichkeit" $p_3^{\eta\eta}$ beträgt somit: $p_3^{\eta\eta} = 2 \cdot (1 - p_3^\eta) \cdot p_3^\eta = 0.408 = 1.43 \cdot p_3^\eta$. Dieser Faktor kann aber nicht voll auf die Nachweiswahrscheinlichkeit weitergegeben werden, da diese Ereignisse von den Selektionsbedingungen der 1 gegen 3-Topologie etwas seltener erfüllt werden. Es folgt:

$$\frac{\epsilon_{tot}(\tau^- \to \eta\eta\pi^-\nu_\tau)}{\epsilon_{tot}(\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau)} = 1.32 \pm 0.07\,.$$

Die Zahl der η-Mesonen wird mit Hilfe des Umrechnungsfaktors F in ein Verzweigungs-

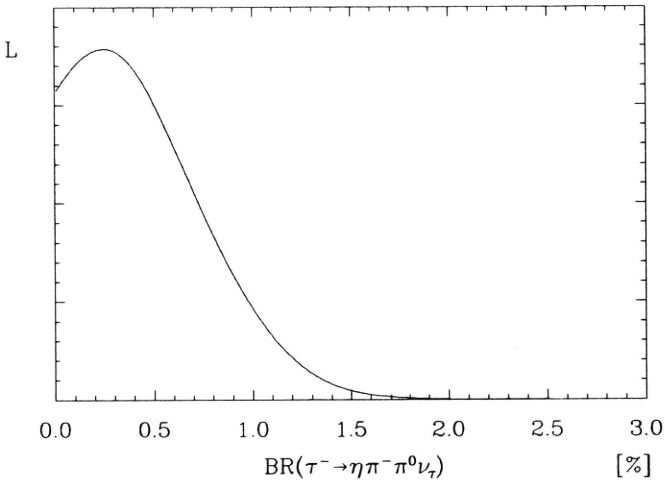


Abbildung 6.32: Likelihoodfunktion für $BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau)$.

verhältnis BR konvertiert:

$$BR = \frac{N_\eta}{F},$$

mit (vgl. Kapitel 3.1)

$$F = 2 \cdot N_{\tau\tau} \cdot \epsilon_{tot}.$$

Für den Zerfall $\tau^- \rightarrow \eta \rightarrow \pi^+\pi^-\pi^0\nu_\tau$ beträgt $F = 26\,626.4 \pm 3321.9$, wobei der hier angegebene Fehler durch die quadratische Addition von systematischem und statistischem Fehler gewonnen wurde. Die Likelihoodfunktion $L(BR)$ für das Verzweigungsverhältnis wird gemäß dem in Kapitel 3.6 beschriebenen Verfahren unter Verwendung des in Gleichung 6.4 definierten modifizierten LogLikelihoods für die Zahl der η-Mesonen berechnet. Für den Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$ ist $L(BR)$ in Abbildung 6.32 dargestellt. Aus der Integration dieser Likelihoodfunktion bis zum gewünschten Konfidenzintervall CL wird die obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis ermittelt. In Tabelle 6.4 sind für verschiedene Zerfallskanäle die berechneten oberen Grenzen für das jeweilige Verzweigungsverhältnis im Vergleich mit den Resultaten anderer Experimente dargestellt.
Die Angabe für die Grenze der inklusiven Produktion $\tau^- \rightarrow \eta X^-\nu_\tau$ bezieht sich in diesem Fall auf τ-Zerfälle mit nicht mehr als 5 Hadronen im Endzustand. Höhere Multiplizitäten werden hier nicht mehr in Erwägung gezogen, da der zur Verfügung stehende Phasenraum so klein wird, daß das Auftreten solcher Endzustände von daher auszuschließen ist [113].
In dieser Analyse wird eine schwache Abhängigkeit der Nachweiswahrscheinlichkeit von der Multiplizität des Endzustandes beobachtet. Diese Abhängigkeit ist jedoch so schwach, daß auch für eine noch größere Zahl von Hadronen im Endzustand die obere Grenze nicht verändert wird.
Die HRS-Kollaboration hat ihre Datenmenge von τ-Zerfällen in 5 geladene Teilchen [85] dazu

Zerfallskanal	Diese Arbeit	HRS[105]	CB[109]	CLEO[106]
	95% CL	90% CL	95% CL	95% CL
$\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$	1.1 %	-	0.9 %	2.1 %
$\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\pi^0\nu_\tau$	1.2 %	0.3 % [a]	3.1 %	-
$\tau^- \to \eta\eta\pi^-\nu_\tau$	0.83 %	0.5 % [b,c]	2.5 %	1.5 % [b]
$\tau^- \to \eta\eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$	0.9 %	0.5 % [b,c]	-	1.5 % [b]
$\tau^- \to \eta X^-\nu_\tau$	1.3 %	2.1 %	-	2.1 %

[a] Indirekt aus Grenze für den Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ ermittelt (siehe Kapitel 6.1)
[b] Diese Grenze entspricht der Grenze für die inklusive Produktion zweier η's in τ-Zerfällen
[c] Grenze wird aus τ-Zerfall in 5 geladene Teilchen hergeleitet

Tabelle 6.4: Obere Grenzen für diverse τ-Zerfallskanäle

benutzt, obere Grenze für den Zerfälle $\tau^- \to \eta\pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ und $\tau^- \to \pi^-\eta\eta X\nu_\tau$ herzuleiten. Hier wurde davon ausgegangen, daß alle Ereignisse mit einer oder zwei $\pi^+\pi^-$-Massen unterhalb von $m_{\pi^+\pi^-} = 0.41\ \mathrm{GeV/c^2}$ auf den jeweiligen Zerfallskanal zurückzuführen sind. Die Grenze für den Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^+\pi^-\pi^-\nu_\tau$ wird dann auch als Grenze für den Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\pi^0$ betrachtet, so daß für diesen exklusiven Zerfall nur eine indirekte Grenze von dieser Gruppe vorliegt.
Die Crystal-Ball-Kollaboration hat versucht, die η-Mesonen durch ihren Zerfall in zwei Photonen nachzuweisen, gibt aber nur für einige Zerfallskanäle vorläufige Grenzen an.

6.6 Diskussion der Resultate zur η-Produktion in τ-Zerfällen

Die aus dieser Analyse folgende Grenze von 1.3% für die inklusive η-Produktion in τ-Zerfällen stellt eine deutliche Verbesserung gegenüber der bisher bekannten Grenze dar. An dieser Stelle sei noch einmal darauf hingewiesen, daß diese Grenze nur für τ-Zerfälle gilt, in denen nur ein weiteres geladenes Teilchen auftritt.
Ziel dieser Analyse ist es gewesen, den Beitrag der hier untersuchten Zerfallskanäle zu den 1-Prong-τ-Zerfällen zu bestimmen. Das η-Meson zerfällt zu 70.9% in neutrale Teilchen [8]. Aus der oberen Grenze von 1.3% läßt sich demnach ableiten, daß die η-Produktion in τ-Zerfällen einen Beitrag von weniger als 0.92% bei 95% CL zu den 1-Prong τ-Zerfällen ausmacht, womit die Schlußfolgerung von F.J. Gilman [113], daß weniger als 2% der fehlenden 7% in den 1-Prong-τ-Zerfällen durch eine eventuell vorhandene η-Produktion erklärt werden können, bestätigt und noch verschärft wird. Die Ursache für das beobachtete Defizit bedarf weiterhin einer Erklärung.

Das erwartete Verzweigungsverhältnis für den Zerfall $\tau^- \to \eta\pi^-\pi^0\nu_\tau$ beträgt 0.15% (siehe Kapitel 6.1). Dieser Zerfallskanal wird als die mögliche Haupterzeugungsquelle von η-Mesonen in τ-Zerfällen betrachtet [113]. Die obere Grenze von 1.1% für diesen Kanal läßt keinerlei Aussagen über das Auftreten dieses Zerfalls zu.
Die 66 bei der Anpassung im Massenintervall $0.28\ \mathrm{GeV/c^2} \leq m_{\pi^+\pi^-} \leq 0.6\ \mathrm{GeV/c^2}$ gefundenen η-Mesonen entsprechen zwar einem Wert von $(0.25^{+0.45}_{-0.25})\%$ für das Verzweigungsverhältnis die-

ses Zerfallskanals, der große Fehler macht aber jeden Vergleich mit dem erwarteten Wert von 0.15% unmöglich.

Das aus dieser Analyse folgende Verzweigungsverhältnis für die inklusive ω-Produktion in τ-Zerfällen ist in hervorragender Übereinstimmung mit den in anderen Arbeiten angegebenen Werten für den exklusiv gemessenen Zerfallskanal $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$. Die hier vorgestellte Analysemethode wird damit abgesichert. Weiterhin konnte ein Verfahren entwickelt werden, mit dessen Hilfe separate Verteilungen kinematischer Größen aus Untergrund- und τ-Ereignissen gewonnen werden können. Dadurch ist eine Möglichkeit geschaffen worden, das Verhalten des Untergrundes genau untersuchen zu können, womit der in anderen Arbeiten auftretende, aus Unkenntnis dieses Verhaltens stammende, systematische Fehler eliminiert werden konnte. Dieses Verfahren kann auch in späteren Analysen zur Entwicklung von Schnitten zur Bekämpfung von Ereignissen aus Untergrundreaktionen verwendet werden.

Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurden Untersuchungen zu den physikalischen Eigenschaften der Mitglieder der dritten Leptonenfamilie, bestehend aus τ und ν_τ, beschrieben. Obwohl ein direkter Nachweis des τ-Neutrinos bisher noch nicht gelungen ist, sind doch die meisten seiner physikalischen Eigenschaften, wie Spin ($\frac{1}{2}$), Ladung ($q=0$) und Linkshändigkeit, über die Messung der nachweisbaren Teilchen des τ-Zerfalls bekannt. Im Rahmen des Standardmodells wird das τ-Neutrino als masselos betrachtet. Zu Beginn dieser Arbeit war für dessen Masse eine obere Grenze von $m(\nu_\tau) \leq 70$ MeV/c^2 bei 95% CL bekannt. Aus der Analyse des gemessenen invarianten 5-Pion-Massenspektrums des τ-Zerfalls

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

folgte eine neue, verbesserte Massengrenze. Sie beträgt:

$$m(\nu_\tau) \leq 35 \text{ MeV/c}^2 \quad (95\% \; CL).$$

Unter Verwendung des „seesaw"-Modells kann diese Grenze mit den für die anderen Neutrinoarten bekannten Grenzen verglichen werden, woraus folgt, daß die Massenobergrenzen aller drei Neutrinoarten über die gleiche Sensitivität und physikalische Aussagekraft verfügen. Um diese Grenze für die Masse des ν_τ zu bestimmen, wurde der Zerfallskanal $\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau$ ohne Untergrundbeimischung selektiert, wodurch auch eine Bestimmung des Verzweigungsverhältnisses möglich wurde:

$$BR(\tau^- \rightarrow \pi^-\pi^-\pi^-\pi^+\pi^+\nu_\tau) = (0.064 \pm 0.023 \pm 0.010)\% \,.$$

Weiterhin wurde in τ-Zerfällen nach Hinweisen auf Ströme 2. Art gesucht. Existieren diese, so wird das Auftreten des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ vorausgesagt. Zum Nachweis dieses Zerfalls wurde in der $\pi^+\pi^-\pi^0$-Massenverteilung nach einem η-Signal gesucht. Dieses Signal konnte nicht nachgewiesen werden. Aus der Analyse der $\pi^+\pi^-\pi^0$-Massenverteilung wurde eine obere Grenze für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau$ abgeleitet:

$$BR(\tau^- \rightarrow \eta\pi^-\nu_\tau) \leq 0.91\% \quad (95\% \; CL).$$

Hinweise auf Ströme 2. Art ergeben sich demnach nicht. Sieht man von dem vorläufigen Resultat der Crystal Ball-Kollaboration ab, bildet dieses Ergebnis die stärkste Einschränkung auf diesen Zerfallskanal.

In τ-Zerfällen ist seit geraumer Zeit ein Defizit von $\sim 7\%$ in der Summe der Verzweigungsverhältnisse der exklusiv bekannten 1-Prong-τ-Zerfallskanäle gegenüber den inklusiven Messungen zu beobachten. Es wurde mehrfach versucht, diesen Unterschied durch das Auftreten

von η-Mesonen in τ-Zerfällen zu erklären. Daher wurde in dieser Arbeit auch nach der inklusiven η-Produktion in τ-Zerfällen gesucht. Der Nachweis der η-Mesonen erfolgte aus der Analyse des invarianten $\pi^+\pi^-$-Massenspektrums in 3-Prong-τ-Zerfällen. Es wurde kein Signal gefunden. Für die inklusive Produktion von η-Mesonen in τ-Zerfällen wird daher eine obere Grenze angegeben:

$$BR(\tau^- \to \eta X^- \nu_\tau) \leq 1.3\% \ (95\% \ CL).$$

Diese Grenze gilt auch noch für die Produktion mehrerer η-Mesonen im Zerfall eines τ-Leptons. Aus dieser Grenze folgt, daß τ-Zerfälle in η-Mesonen einen Beitrag von weniger als 0.92% bei 95% CL zum beobachteten Defizit von $\sim$ 7% an 1-Prong-τ-Zerfällen leisten können. Die aus theoretischen Betrachtungen folgende obere Grenze von 2% für diesen Beitrag wird damit noch unterschritten. Das 1-Prong-Problem wird somit noch verschärft, da eine weitere mögliche Erklärung ausgeschlossen ist. Die von anderen Experimenten angegebenen Grenzen der inklusiven η-Produktion in τ-Zerfällen liegen nahezu einen Faktor 2 über dem hier ermittelten Wert und verfügen damit nicht über die gleiche Aussagekraft.

Im invarianten $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum ist auch das ω-Meson nachweisbar. Zur Überprüfung der zur Suche nach η-Mesonen verwendeten Methode wurde die Zahl der im $\pi^+\pi^-$-Massenspektrum gefundenen ω-Mesonen in ein Verzweigungsverhältnis für die inklusive ω-Produktion in τ-Zerfällen umgerechnet:

$$BR(\tau^- \to \omega X^- \nu_\tau) = (1.65 \pm 0.3 \pm 0.2)\% \, .$$

Die gute Übereinstimmung mit dem bekannten Wert für das Verzweigungsverhältnis des Zerfalls $\tau^- \to \omega\pi^-\nu_\tau$ ($BR = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3)\%$), auf den die inklusive ω-Produktion aller Wahrscheinlichkeit nach zurückzuführen ist, bestätigt die verwendete Methode zum Nachweis der η-Mesonen.

Literaturverzeichnis

[1] S.L.Glashow, Nucl. Phys. **22** (1961) 579
S.Weinberg, Phys. Rev. Lett **12** (1967) 1264
A.Salam, Proc. of the 8th Nobel Symp., Lerum, Schweden 1968
S.Weinberg, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 515
A.Salam, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 525
S.L.Glashow, Rev. Mod. Phys. **52** (1980) 539

[2] G.Arnison et al. (UA1), Phys. Lett. **122B** (1983) 103
M.Banner et al. (UA2), Phys. Lett. **122B** (1983) 476
G.Arnison et al. (UA1), Phys. Lett. **126B** (1983) 398
P.Bagnaia et al. (UA2), Phys. Lett. **129B** (1983) 130

[3] M.L.Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 2489

[4] S.W.Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252

[5] S.Weinberg, Phys. Rev. **4** (1958) 1375

[6] T.N.Truong, Phys. Rev. **D30** (1984) 1509

[7] F.J.Gilman and S.H.Rhie, Phys. Rev. **D31** (1985) 1066

[8] Particle Data Group, Phys. Lett. **170B** (1986) 1

[9] M.Althoff et al. (TASSO), Z. Phys. **C26** (1985) 521
W.Bartel et al. (JADE), Phys. Lett. **161B** (1985) 188
B.Adeva et al. (MARK J), Phys. Lett. **179** (1986) 177

[10] L.B.Okun, "Leptons and Quarks",
North Holland Publishing Company, Amsterdam (1982)

[11] D.Amedei et al. (MARK II), Phys. Rev. **D37** (1988) 1750
H.R.Band et al. (MAC), Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 415
C.Bebek et al. (CLEO), Phys. Rev. **D36** (1987) 690
S.Abachi et al. (HRS), Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 2519
H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **199B** (1987) 580
W.Braunschweig et al. (TASSO), DESY Report **88-034**

[12] B.C.Barish and R.Stroynowski, Phys. Rep. **157** (1988) 1

[13] L.Michel, Proc. Phys. Soc. (London) **A63** (1950) 514

[14] Y.S.Tsai, Phys. Rev. **D4** (1971) 2821

[15] D.H.Perkins, "Introduction to High Energy Physics",
2nd ed. (1982), Addison-Wesley, Reading

[16] S.S.Gerstein and A.B.Zelodovich, Soviet. Phys. **JETP 2** (1957) 576
R.P.Feynman and M.Gell-Mann, Phys. Rev. **109** (1958) 193

[17] E.D.Commins and P.H.Bucksbaum "Weak interactions of leptons and quarks",
Cambridge University Press, Cambridge (1983)

[18] K.K.Gan, Phys. Rev. **D37** (1988) 3334

[19] M.L.Goldberger and S.B.Treiman, Phys. Rev. **110** (1958) 1178
M.L.Goldberger and S.B.Treiman, Phys. Rev. **111** (1958) 354

[20] S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **18** (1967) 507

[21] T.N.Pham, C.Roiesnel and Tran N. Truong, Phys. Lett. **78B** (1978) 623

[22] S.Weinberg, Proc. XIX Int. Conf. High Energy Physics Tokyo 1978, p 907

[23] C.Leroy and J.Pestieau, Phys. Lett. **72B** (1978) 398

[24] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **185B** (1987) 223

[25] E.L.Berger and H.J.Lipkin, Phys. Lett. **189B** (1987) 226

[26] S.N.Biwas, S.R.Choudhury, A.Goyal and J.N.Passi, Phys. Lett. **80B** (1979) 393

[27] N.Paver and D.Treleani, Nuovo Cim. Lett. **31** (1981) 364

[28] M.L.Perl, Phys. Rev. **D38** (1988) 845
K.G.Hayes and M.L.Perl, SLAC-PUB-**4471**
M.L.Perl, SLAC-PUB-**4632**
K.G.Hayes, M.L.Perl and B.Efron, SLAC-PUB-**4669**

[29] K.G.Hayes et al. (MARK II), Phys. Rev. **D25** (1982) 2869

[30] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **185B** (1987) 228

[31] R.M.Baltrusadis et al. (MARK III), Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 1842

[32] S.Keh et al. (CRYSTAL BALL), Phys. Lett. **212B** (1988) 123

[33] N.Ushida et al. (Fermilab E531), Phys. Rev. Lett. **57** (1986) 2897

[34] R.Davis et al., Phys. Rev. Lett. **20** (1968) 1205

[35] L.Wolfenstein, Phys. Rev. **D17** (1978) 2369
S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42** (1985) 913
S.P.Mikheyev and A.Yu.Smirnov, Nuovo Cim. **9C** (1986) 17

[36] R.Cowsik and J.McClelland, Phys. Rev. Lett. **29** (1972) 669
B.W.Lee and S.Weinberg, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 165

[37] V.A.Trimble, Ann. Rev. Astron. Astrophys. **25** (1987) 425
"Dark Matter in the Universe", eds. J.Kormendy and G.R.Knapp, Reidel, Dortrecht 1987

[38] G.Steigman, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **29** (1979) 313
M.S.Turner, Proc. on 1987 Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions, Hamburg, p 779
B.Sadoulet, LBL-Report **25212** (1988)

[39] G.A.Tammann, A.Sandage and A.Yahil, in "Physical Cosmology", eds. R.Balian, J. Audouze and D.N.Schramm, North Holland, 1980

[40] J.Bernstein and G.Feinberg, Phys. Lett. **101B** (1981) 39

[41] D.A.Dicus, E.W.Kolb and V.L.Teplitz, Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 168,
Erratum- ibid. **39** (1977) 973
P.B.Pal, Nucl. Phys. **B227** (1983) 237

[42] A.D.Dolgov and Ya.B.Zeldovich, Rev. Mod. Phys. **53** (1981) 1

[43] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **163B** (1985) 404

[44] S.Sarkar and A.M.Cooper, Phys. Lett. **148B** (1984) 347

[45] F.Böhm and P.Vogel, "Physics of massive Neutrinos", Cambridge University Press, Cambridge 1987

[46] P.Langacker, "Massive Neutrinos in Gauge Theories", DESY Report **88-022**

[47] M.Gell-Mann, P.Ramond and R.Slansky, in "Supergravity" eds. P.van Nieuwenhuizen and D.Z.Freedman, North Holland 1979, p.315

[48] R.N. Mohapatra and G.Senjanović, Phys. Rev. Lett. **44** (1980) 912
R.N. Mohapatra and G.Senjanović, Phys. Rev. **D23** (1981) 165

[49] H.Hasemann et al., "ARGUS, A New Detector for DORIS" DESY interner Bericht, DESY **F15/Pro 148** (1978)

[50] H.Nesemann et al., "DORIS II, an e^+e^- Storage Ring with Mini Beta Sections", DESY interner Bericht, DESY **M-80-09** (1980)

[51] K.Wille, "DORIS II/III - a 5.8 GeV e^+e^- Storage Ring with High Luminosity", DESY interner Bericht, DESY **M-81-047** (1981)

[52] H.Nesemann and K.Wille, IEEE Trans. Nucl. Sci. **30** (1983) 1998

[53] H.Albrecht et al. (ARGUS), DESY Report **88-080**

[54] H.Albrecht et al. (ARGUS),
"A Proposal to Upgrade the ARGUS with a Micro Vertex Detector",
DESY interner Bericht, DESY **F15-86-01** (1986)

[55] K.W.Edwards et al., Nucl. Instr. Meth. **A252** (1986) 384

[56] M.Danilov et al., Nucl. Instr. Meth. **217** (1983) 153

[57] R.Heller et al., Nucl. Instr. Meth. **A235** (1985) 26

[58] W.Hofmann et al., Nucl. Instr. Meth. **163** (1979) 77
W.Hofmann et al., Nucl. Instr. Meth. **195** (1982) 475
A.Drescher et al., Nucl. Instr. Meth. **216** (1983) 35
A.Drescher et al., Nucl. Instr. Meth. **A249** (1986) 277

[59] A.Drescher et al., Nucl. Instr. Meth. **A237** (1985) 464

[60] A.Arefiev et al. DESY Report **83-025**
A.Arefiev et al. Instr.Exp.Tech. **29** (1986) 333

[61] H.D.Schulz and H.J.Stuckenberg, Proc. Topical Conf. on the Application of Microprocessors in High Energy Physics Experiments,
CERN, Geneva 1981 (CERN **81-07**, p.194)

[62] H.Albrecht, private Mitteilung über das von ihm geschriebene Programm KAL

[63] G.Braunshausen, Diplomarbeit, Universität Heidelberg IHEP-HD**84-05**

[64] C.Hast Diplomarbeit, Universität Dortmund 1988

[65] F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. **B228** (1983) 537

[66] S.Jadach and Z.Was, Comp. Phys. Comm. **36** (1985) 191

[67] F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. **B177** (1981) 237
F.A.Berends and R.Kleiss, Nucl. Phys. **B178** (1981) 141
F.A.Berends, R.Kleiss, S.Jadach and Z.Was, Acta. Phys. Polon. **B14** (1983) 413

[68] B.Gräwe, Dissertation, Universität Dortmund 1985

[69] R.Waldi, "Using the Event Generator Program MOPEK for ARGUS"
ARGUS software note **28** (1984), unveröffentlicht

[70] H.Gennow, "SIMARG: A Program to simulate the ARGUS Detector",
DESY interner Bericht, DESY **F15-85-02** (1985)

[71] B.Brun, R.Hagelberg, M.Hansroul and J.C.Lassalle,
"GEANT: Simulation Program for Particle Physics Experiments", CERN-DD/78/2

[72] H.Crawford and D.F.Messel,
Electron Photon Shower Distribution Function Tables for Lead, Copper and Air Absorbers,
Pergamom Press, Oxford (1970)

[73] H.Fesefeldt, RWTH Aachen Report PITHA **85/02** (1985)

[74] D.Kamp, Diplomarbeit, Universität Dortmund 1986

[75] H.D.Schulz, private Mitteilung über das von ihm geschriebene Triggerprogramm

[76] F.James and M.Roos, Comp. Phys. Comm. **10** (1975) 343

[77] T.Bayes, "An essay towards solving a problem in the doctrine of chances", Phil. Trans. Royal Soc. (London) **53** (1763) 370

[78] W.T.Eadie,D.Drijard,F.E.James,M.Roos and B.Sadoulet, "Statistical Methods in Experimental Physics", North Holland Publishing Company, Amsterdam and London (1971)

[79] V.Blobel, Internal F14-Memo, DESY 1985 (unveröffentlicht)

[80] H.Albrecht et al. (ARGUS), Z. Phys. **C31** (1986) 181

[81] B.Andersson et al., Phys. Rep. **97** (1983) 31

[82] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **199B** (1987) 291

[83] V.M.Budnev, I.F.Ginzburg, G.V.Meledin and V.G.Serbo, Phys. Rep. **15** (1975) 181

[84] G.Tsipolitis, private Mitteilung

[85] B.G.Bylsma et al. (HRS), Phys. Rev. **D35** (1987) 2269

[86] G.B.Mills et al. (DELCO), Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 624

[87] W.Bacino et al. (DELCO), Phys. Rev. Lett. **42** (1979) 749

[88] C.A.Blocker et al. (MARK II), Phys. Lett. **109B** (1982) 119

[89] C.Matteuzzi et al. (MARK II), Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1869

[90] C.Matteuzzi et al. (MARK II), Phys. Rev. **D32** (1985) 800

[91] P.R.Burchat et al. (MARK II), Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 2489

[92] S.E.Csorna et al. (CLEO), Phys. Rev. **D35** (1987) 2747

[93] S.Abachi et al. (HRS), Phys. Rev. Lett. **56** (1986) 1039

[94] S.Abachi al. (HRS), Phys. Rev. **D35** (1987) 2880

[95] F.J.Gilman and D.H. Miller, Phys. Rev. **D17** (1978) 1846

[96] S.Boris et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2019

[97] M.Fritschi et al., Phys. Lett. **173B** (1986) 485

[98] J.F.Wilkerson et al., Phys. Rev. Lett. **58** (1987) 2023

[99] H.Kawakami et al., Proc. sixth Moriond Workshop '86 "Massive Neutrinos in Astrophysics and in Particle Physics", Tignes, Jan. 25 - Feb. 1, 1986, ed. O.Fackler and J. Trân Thanh Vàn

[100] R.Abela et al., Phys. Lett. **146B** (1984) 431

[101] M.Derrick et al. (HRS), Phys. Lett. **189B** (1987) 260

[102] H.Albrecht et al. (ARGUS), Phys. Lett. **195B** (1987) 307

[103] A.Drescher, Dissertation, Universität Dortmund 1987

[104] D.Coffman et al. (MARK III), Phys. Rev. **D36** (1987) 2185

[105] S.Abachi et al. (HRS), Phys. Lett. **197B** (1987) 291

[106] P.Baringer et al. (CLEO), Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1993

[107] H.J.Behrend et al. (CELLO), Phys. Lett. **200B** (1988) 226

[108] K.K.Gan et al. (MARK II), Phys. Lett. **197B** (1987) 561

[109] T.Skwarnicki, DESY Report **87-166** und
T.Skwarnicki, Proc. Int. Europhysics Conf. High Energy Physics Uppsala 1987, p 334
Die Resultate sind vorläufig

[110] H.Aihara et al. (TPC), Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 751

[111] U.Binder, Dissertation, Universität Hamburg 1987,
DESY interner Bericht, DESY **F15-87-01** (1987)

[112] P.R.Burchat, Proc. XXIII Int. Conf. High Energy Physics Berkeley 1986, p 756

[113] F.J.Gilman, Phys. Rev. **D35** (1987) 3541

[114] V.P.Druzhinin et al., Phys. Lett. **174B** (1986) 115

[115] B.Delcourt et al. (DM1), Phys. Lett. **113B** (1982) 93

[116] J.G.Layter et al., Phys. Rev. **D7** (1973) 2565

[117] H.Albrecht et al. (ARGUS), Z. Phys. **C33** (1986) 7

[118] S.U.Chung, O.I.Dahl, J.Kirz and D.H.Miller Phys. Rev. **165** (1968) 1491

[119] J.D.Jackson, Il Nuovo Cimento **C34** (1964) 1644

[120] F.Selleri, Phys. Lett. **3** (1962) 76

[121] G.Goldhaber et al., Phys. Rev. **120** (1960) 300

Danksagung

An erster Stelle möchte ich mich bei Herrn Prof. Dr. D. Wegener bedanken, der mir diese Arbeit ermöglichte und durch zahlreiche Anregungen und Hinweise ihr Entstehen wesentlich beeinflußt hat.

Mein Dank gilt auch allen Mitgliedern der ARGUS-Kollaboration, ohne deren Beitrag zum Experiment diese Arbeit nicht hätte zustande kommen können. In dieser Gruppe mitzuarbeiten hat wirklich Spaß gemacht.

An meine Dortmunder Kollegen Achim, Andreas, Axel, Carsten, Dietmar, Hergen, Rolf und Ulf[1] richtet sich mein weiterer Dank. Das hervorragende Arbeitsklima und die vielen immer möglichen Diskussionen, in die nicht immer nur rein physikalische Themen einbezogen wurden, haben entscheidend zum Zustandekommen dieser Arbeit beigetragen. Ich bedanke mich bei Axel, Carsten, Dietmar und Hergen, die es über sich gebracht haben, diese Arbeit sogar mehrere Male zu lesen !

Ich bedanke mich bei meinen Eltern, ohne die diese Arbeit — nicht nur in technischer Hinsicht — nicht möglich gewesen wäre.

Ich erhielt für die Dauer von zwei Jahren ein Promotionsstipendium des Landes Nordrhein-Westfalen, das mir die Arbeit finanziell ermöglichte.

Das Projekt wurde mit Mitteln des Bundesministeriums für Forschung und Technologie unter der Vertragsnummer 054DO51P gefördert.

[1] Now at Stadtwerke St. Gallen