

Messung der $qq\ell\nu$ -Endzustände der W-Paar-Produktion
bei Schwerpunktsenergien von 183 GeV bis 202 GeV
mit dem L3-Detektor bei LEP

Thomas Niessen

I.Physikalisches Institut der Technischen Hochschule Aachen

PHYSIKALISCHE INSTITUTE
RWTH AACHEN
52056 AACHEN, GERMANY

**Messung der $q\bar{q}l\nu$ -Endzustände der
W-Paar-Produktion bei Schwerpunktsenergien
von 183 GeV bis 202 GeV mit dem L3-Detektor
bei LEP**

Von der Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften der
Rheinisch-Westfälischen Technischen Hochschule Aachen
zur Erlangung des akademischen Grades eines
Doktors der Naturwissenschaften
genehmigte Dissertation

vorgelegt von

Diplom-Physiker
Thomas Niessen

aus Würselen

Berichter: Universitätsprofessor Dr. D. Schmitz
Universitätsprofessor Dr. K. Lübelmeyer

Tag der mündlichen Prüfung: 3. August 2000

Inhaltsverzeichnis

1	Zusammenfassung	3
2	Einleitung	5
3	Theoretische Grundlagen	9
3.1	Das Standardmodell	9
3.1.1	Die Gruppen $U(1)$ und $SU(2)$	9
3.1.2	Die Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$	11
3.1.3	Massenerzeugung durch den Higgs-Mechanismus	15
3.2	W-Paar-Produktion bei LEP II-Energien	16
3.2.1	Wirkungsquerschnitt	16
3.2.2	Verzweigungsverhältnisse	17
4	Der L3-Detektor am LEP-Speicherring	19
4.1	LEP-Speicherring	19
4.2	Energiekalibration	21
4.3	L3-Detektor	24
4.3.1	Aufbau	25
4.3.2	Triggersystem	31
4.3.3	Simulation und Rekonstruktion	32
5	qqν-Analyse	35
5.1	Untersuchte Datennahme-Perioden	35
5.2	Selektion von Ereignissen	36
5.2.1	Grundschnitte	36
5.2.2	Identifikation von Elektron-Kandidaten	37
5.2.3	Identifikation von Myon-Kandidaten	44
5.2.4	Abtrennung von Leptonen aus τ -Zerfällen	48
5.2.5	Identifikation von hadronisch zerfallenden τ -Leptonen	49
5.2.6	Auswahl des besten Leptonkandidaten	52

5.2.7	Reduktion anderer Prozesse	52
5.2.8	Leptonart-Identifikation	56
5.2.9	Selektierte Ereignisse	57
5.3	Systematische Effekte bei der Effizienzbestimmung	59
5.3.1	Einfluß der Schnittpositionen	59
5.3.2	Einfluß des Neuronalen Netzes NN_{ID}	61
5.3.3	Einfluß von Monte-Carlo W-Masse und -Breite	63
5.3.4	Zusammenfassung der systematischen Effekte	66
5.4	Resultate der $qq\nu$ -Analyse	70
5.4.1	Wirkungsquerschnitte	70
5.4.2	Verzweigungsverhältnisse	77
5.4.3	W-Masse und -Breite	82
6	Anhang	87
6.1	Theorie: σ_0 auf Born-Niveau	87
6.2	Definition der rekonstruierten Objekte	88
6.3	Details der Elektronidentifikation	90
6.4	Neuronale Netze	92
6.4.1	Funktionsweise	92
6.4.2	Neuronales Netz zur Tau-Erkennung NN_τ	95
6.4.3	Neuronales Netz zur Ereignisselektion NN_{ID}	97
6.5	Systematische Effekte durch Variation der Schnittpositionen	99
6.6	Kinematischer Fit und Auflösung	107
6.7	Extraktion der W-Masse aus M_{inv}	110
7	Literaturverzeichnis	113

Kapitel 1

Zusammenfassung

Mit dem LEP-Speicherring am CERN in Genf ist es möglich, die Parameter des Standardmodells mit sehr hoher Präzision zu bestimmen. Seit 1996 ist die erzielbare Schwerpunktsenergie des Speicherringes ausreichend, um Paare von W-Bosonen zu erzeugen und ihre Zerfallsprodukte zu vermessen. Ziel dieser Arbeit war die Erstellung einer Selektion für die sogenannten $q\bar{q}l\nu$ -Endzustände ($l = e, \mu, \tau$) der W-Paar-Produktion. In dieser Ereignisklasse zerfällt ein W-Boson leptonisch, also in ein Lepton l und das zugehörige Neutrino ν_l . Das zweite W-Boson zerfällt hadronisch, das heißt in zwei Jets von Teilchen. Die Selektion läßt dabei die Art des Leptons im Ereignis unberücksichtigt.

Diese sogenannte "Flavourunabhängige Selektion" wurde auf die mit dem L3-Detektor von 1997 bis 1999 aufgezeichneten Daten mit einer Schwerpunktsenergie von 183 bis 202 GeV angewandt und zur Bestimmung der Produktions-Wirkungsquerschnitte, der Verzweigungsverhältnisse, der Masse und der Zerfallsbreite des W-Bosons verwendet. Obwohl die Selektion zwischen den Leptonarten nicht explizit unterscheidet, ist es mittels einer Transformation ins W-Ruhesystem möglich, Elektronen und Myonen aus dem Tauzerfall von Elektronen und Myonen direkt aus dem W-Zerfall zu trennen und so die drei verschiedenen $q\bar{q}l\nu$ -Endzustände einzeln zu betrachten. Zur Identifikation des geeignetsten Leptonkandidaten, zur Untergrundreduktion und zur Identifikation hadronisch zerfallender τ -Leptonen im Ereignis werden Neuronale Netze verwendet. Die Effizienz dieser Selektion reicht von etwa 55% bei einem τ -Lepton im Endzustand bis zu etwa 82 % bei einem Elektron im Endzustand und ist bei vergleichbarer Untergrundkontamination etwa 5 % höher als bei konkurrierenden, rein schnittbasierten Selektionen. Gleichzeitig ist durch die geringe Anzahl von notwendigen Selektionsschnitten der Fluß der Analyse transparent. Eine eindeutige Zuordnung jedes Ereignisses zu einer Leptonensorte verhindert Doppelzählung von Ereignissen in verschiedenen Leptonkanälen, was speziell bei der Bestimmung der Verzwei-

gungsverhältnisse wichtig ist. Durch analoge Behandlung aller Leptonarten mit gleichen Selektionsschnitten erhöht sich zudem die Vergleichbarkeit der Resultate für die einzelnen Kanäle.

Sowohl mit als auch ohne Annahme von Leptonuniversalität folgen die mit dieser Analyse ermittelten Wirkungsquerschnitte im Rahmen ihrer statistischen Fehler den theoretischen Vorhersagen über den gesamten betrachteten Bereich der Schwerpunktsenergien.

Für die Verzweigungsverhältnisse ergeben sich folgende Werte als Mittelwerte der Messungen aller betrachteten Schwerpunktsenergien:

$$\begin{aligned} BR_{(W \rightarrow e\nu)} &= 10,58 \pm 0,37\% \\ BR_{(W \rightarrow \mu\nu)} &= 9,57 \pm 0,36\% \\ BR_{(W \rightarrow \tau\nu)} &= 11,91 \pm 0,48\% \end{aligned}$$

ohne Annahme von Leptonuniversalität sowie

$$BR_{(W \rightarrow l\nu, l=e, \mu, \tau)} = 10,69 \pm 0,16\%$$

mit Leptonuniversalität. Die Standardmodellvorhersage beträgt 10,8 % für alle leptonischen W-Zerfälle.

Nach einem "kinematischen Fit" wird aus der Verteilung der in den Ereignissen rekonstruierten invarianten Masse mittels einer Anpassungsrechnung die W-Masse und W-Zerfallsbreite extrahiert. Als Gesamtergebnis dieser Anpassungsrechnung an die mit der vorliegenden Analyse selektierten Ereignisse aus allen betrachteten Energien und aller Leptonarten ergibt sich:

$$\begin{aligned} M_W &= 80,34 \pm 0,09 \text{ GeV} \\ \Gamma_W &= 2,14 \pm 0,21 \text{ GeV} \end{aligned}$$

Diese Resultate stehen in guter Übereinstimmung mit den von der Particle Data Group veröffentlichten Weltmittelwerten von:

$$M_W = 80,394 \pm 0,042 \text{ GeV} \quad \Gamma_W = 2,06 \pm 0,05 \text{ GeV} \quad (PDG '99)$$

Kapitel 2

Einleitung

Das eigentliche Ziel der Wissenschaft ist seit jeher ein tieferes Verständnis der uns umgebenden Welt. Eine besondere Faszination übte dabei stets die Frage nach den Grundbausteinen der Materie aus. Vor etwa 2500 Jahren glaubten griechische Philosophen an die Existenz von lediglich vier Grundbausteinen der Welt: Erde, Feuer, Wasser und Luft. Bereits kurze Zeit später wurden das unteilbare Atom und die Leere (also das Vakuum) als Grundbausteine der Materie gefordert. 1869 entwickelte Mendeleev und Meyer unabhängig voneinander das Periodensystem der Elemente, dessen Regelmäßigkeit eine tiefere Substruktur erwarten ließ. Genauere Betrachtungen ergaben, daß die Atome aus einem Kern aus Protonen und Neutronen sowie einer den Kern umgebenden Elektronenwolke bestehen.

Erste Hochenergie-Experimente führten zu einer wahren Entdeckungsflut von immer neuen, zwar instabilen aber doch für fundamental gehaltenen Teilchen, die sich ähnlich den Elementen in Gruppen klassifizieren ließen. Gell-Mann forderte schließlich 1964 eine tiefere Substruktur der Hadronen, indem er die sogenannten Quarks als Grundbausteine der Hadronen postulierte. Für fundamental hält man heute lediglich sechs Quarks, drei Leptonen sowie drei ihnen zugeordnete Neutrinos.

Ähnlich verlief im Laufe der Zeit die Erkenntnis über die Wechselwirkungen, die zwischen Teilchen auftreten können. Newton schuf 1687 mit der Theorie der Gravitation erstmals ein Modell mit langreichweitigen Kräften. 1864 vereinigte Maxwell in seiner Theorie elektrische und magnetische Effekte zur elektromagnetischen Kraft. Diese Kräfte konnten jedoch keine aus Protonen und Neutronen bestehenden Atomkerne stabil halten, so daß die "starke Kraft" als dritte fundamentale Wechselwirkung etabliert wurde. Die Entdeckung, daß nicht alle Atomkerne stabil waren, sondern zerfielen, veranlaßte Pauli 1934 zur Entwicklung der

Theorie der schwachen Wechselwirkung und zur Postulierung des Neutrinos. Im Bild der Quantenfeldtheorie besitzt jede dieser Wechselwirkungen ein Austauscheteilchen, das im Modell die Wechselwirkung zwischen den beteiligten (Materie-) Teilchen vermittelt. Das Photon ist das Austauscheteilchen der elektromagnetischen Kraft, das Gluon hält als Vermittler der starken Kraft zum Beispiel Quarks in Protonen zusammen und das neutrale Z- und die geladenen W-Bosonen übertragen die schwache Kraft. Lediglich das Graviton, das bisher hypothetische Austauscheteilchen einer nur in Ansätzen formulierten quantenphysikalischen Gravitationstheorie, ist bisher nicht nachgewiesen worden.

Die unvorstellbar kleinen Dimensionen der zu erforschenden Phänomene erfordern einen gewaltigen technischen Aufwand, um die immer wieder erneuerten und verbesserten theoretischen Modelle einer praktischen Prüfung unterziehen zu können und in immer höheren Energieregionen und damit Massenbereichen nach neuen Teilchen und Phänomenen zu suchen. Dies erfordert eine Zusammenlegung des finanziellen Potentials mehrerer Staaten und des geistigen Potentials der beteiligten Wissenschaftler über Landesgrenzen hinaus. Es haben sich deshalb einige wenige Großforschungsanlagen etabliert, an denen die Hochenergiephysik vorangetrieben wird. Eine solche Anlage ist der Elektron-Positron-Speicherring LEP am CERN in Genf, bei dem seit 1989 das Standardmodell der Teilchenphysik mit großer Präzision getestet wird.

1983 wurden die Austauschbosonen der schwachen Wechselwirkung, die W- und Z-Bosonen am Proton-Antiproton-Collider SPS am CERN durch die UA1- und UA2-Experimente entdeckt [5]. Im Jahre 1989 wurde der LEP-Speicherring in Betrieb genommen und erzeugte bei einer Schwerpunktsenergie von 91 GeV, die ungefähr der Masse des Z-Bosons entspricht, etwa 14 Millionen Z-Ereignisse [6]. Ab 1996 wurde die Z-Resonanz verlassen und der Speicherring bei 161 GeV Schwerpunktsenergie betrieben, was der Schwelle der W-Paar-Produktion entspricht. Die Erzeugungsprozesse der W-Paar-Produktion lassen keine Resonanz zu, so daß der Wirkungsquerschnitt um etwa drei Größenordnungen kleiner ist als der Produktionswirkungsquerschnitt des Z-Bosons auf dem Pol. Die Energie von LEP wurde kontinuierlich weiter gesteigert, um neue physikalische Phänomene zu finden. Nach einer Datennahmepériode 1997 bei einer Schwerpunktsenergie von 172 GeV wurde bei 183 GeV die Schwelle zur Z-Paar-Produktion überschritten. Weitere Datennahmen fanden 1998 bei Schwerpunktsenergien von 189 GeV sowie 1999 bei Energien von 192, 196, 200 und 202 GeV statt.

Die vorliegende Analyse beschäftigt sich mit der Produktion von W-Paaren bei Schwerpunktsenergien von 183 bis 202 GeV, die in den Jahren 1997 bis 1999 mit dem L3-Detektor bei LEP aufgezeichnet worden sind.

Das W-Boson zerfällt entweder hadronisch (67 %), also in ein Quark-Antiquark-Paar, oder leptonisch ($3 \times 11\%$), also in ein Lepton und das dazugehörige Neutrino. Quarks können nicht isoliert auftreten, sie bilden deshalb im Detektor ein Bündel hadronischer Teilchen aus, einen sogenannten Jet. Die Rekombination dieser Teilchen erlaubt eine Rekonstruktion des anfänglich vorhandenen Quarks. Hadronisch zerfallende W-Bosonen bilden also im Detektor zwei Jets, deren invariante Masse der des W-Bosons entspricht. Von leptonisch zerfallenden W-Bosonen kann im Detektor nur das hochenergetische Lepton nachgewiesen werden, da sich das Neutrino der Detektion entzieht.

Die in dieser Analyse betrachtete Klasse von Ereignissen besitzt eine sehr klare Signatur. Ein W-Boson zerfällt in ein hadronisches Zweijet-System, das zweite in ein hochenergetisches Lepton, das sich im Detektor meist gut nachweisen läßt sowie ein undetektiert entkommendes Neutrino, das sich in der Energie- und Impulsbilanz als fehlender Impuls bemerkbar macht. Die Wahrscheinlichkeit für diesen Endzustand ($q\bar{q}l\nu$, $l = e, \mu, \tau$) ergibt sich aus den Zerfallswahrscheinlichkeiten der einzelnen W-Bosonen in Leptonen und Hadronen und ist hier:

$$2 (\text{W-Bosonen}) \times 0,33 (P_{\text{leptonisch}}) \times 0,67 (P_{\text{hadronisch}}) \approx 45\%$$

Jeder der drei verschiedenen $q\bar{q}l\nu$ -Endzustände besitzt also einen Anteil von etwa 15 % an der totalen Ereignisrate. Im Vergleich dazu zerfallen $0,67 \times 0,67 \approx 45\%$ der W-Paare rein hadronisch, also in zwei mal zwei Jets aus vielen Teilchen. Hauptproblem dieser 4-Jet-Klasse ist die Rekombination der zwei W-Bosonen aus den 4 hadronischen Jets, da drei verschiedene Kombinationen möglich sind. Zusätzlich ergeben sich theoretische Unsicherheiten aus möglichen Interaktionen der Hadronen innerhalb eines Jets oder zwischen den Jets aus dem Zerfall beider W-Bosonen, was einen Einfluß auf die Massenbestimmung hat. Trotzdem ist dieser Kanal aufgrund seiner hohen Statistik sehr wichtig. In dieser Analyse wird ein Ansatz gewählt, bei dem $q\bar{q}l\nu$ -Ereignisse unabhängig von der Art des produzierten Leptons selektiert werden. Damit liegt der Anteil der zu selektierenden Ereignisse an der gesamten W-Paar-Produktion auf demselben Niveau wie für den rein hadronischen Endzustand, ohne jedoch dessen kombinatorische Unsicherheiten aufzuweisen. Zur Steigerung der Selektionseffizienz werden in der hier vorgestellten Selektion Neuronale Netze zur Untergrundreduktion und zur Auswahl des geeignetsten Leptonkandidaten verwendet.

Kapitel 3 führt zunächst kurz in die theoretischen Grundlagen des W -Paar-Produktionswirkungsquerschnittes sowie der W -Masse und -Breite ein. Kapitel 4 beschreibt die Komponenten des L3-Detektors sowie das Funktionsprinzip des LEP-Speicherrings. Die Selektion und ihre Resultate mit möglichen systematischen Fehlern werden in Kapitel 5 beschrieben. In Kapitel 6 werden neben theoretischen Details die verwendeten Methoden der Selektion näher erläutert, unter anderem die Funktionsweise Neuronaler Netze, des kinematischen Fits und der W -Massenbestimmung.

Kapitel 3

Theoretische Grundlagen

3.1 Das Standardmodell

Glashow, Salam und Weinberg entwickelten eine erste vereinheitlichte Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung [1]. Diese Theorie basiert auf einer Invarianz der Lagrange-Dichte bzw. der Feldgleichungen unter lokalen Eichtransformationen. Die Invarianz bedingt die Einführung von Eichfeldern, die sich als die die Wechselwirkung vermittelnden Eichbosonen interpretieren lassen. Später wurde auch die starke Wechselwirkung (QCD) eingebunden [3], die so entstandene Theorie mit der Eichgruppe $SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ wird heute als Standardmodell bezeichnet. Die folgenden Kapitel sollen einen kurzen Einblick in die zugrunde liegenden Strukturen dieser Theorie geben. Dabei wird die QCD nicht näher betrachtet, da sie für die W-Paar-Erzeugung bei LEP nicht von Bedeutung ist.

3.1.1 Die Gruppen U(1) und SU(2)

Im Standardmodell finden die beiden Symmetriegruppen $SU(2)_L$ des schwachen Isospins und die Gruppe $U(1)_Y$ der schwachen Hyperladung Verwendung. Am Beispiel der Gruppe U(1) soll nun das Prinzip der Eichinvarianz erläutert werden.

Ein Fermion, das mit einem Feld A_μ wechselwirkt, läßt sich durch folgende Lagrange-Dichte \mathcal{L} beschreiben:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \bar{\Psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\Psi - e\bar{\Psi}\gamma^\mu Q\Psi A_\mu - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \\ \mathcal{L} &= \mathcal{L}_1 + \mathcal{L}_2 + \mathcal{L}_3 \end{aligned}$$

Das Fermion wird durch den vierkomponentigen Dirac-Spinor Ψ repräsentiert. In der Lagrange-Dichte wird durch den Term \mathcal{L}_1 die kinetische Energie und die Ruhemasse m des Fermions beschrieben. \mathcal{L}_2 stellt die Wechselwirkung zwischen Feld

und Fermion über den Ladungsoperator Q dar und \mathcal{L}_3 beschreibt die Feldenergie, die sich über den Feldstärketensor $F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu$ darstellen läßt. Offensichtlich sind keine Massenterme für das Eichfeld vorhanden, die damit verbundenen Eichbosonen sind also zunächst masselos. Eine Transformation des Spinors gemäß der Vorschrift:

$$\Psi' = e^{i\alpha(x)Q}\Psi$$

läßt die Lagrange-Dichte unverändert, falls die Ableitungen ∂_μ durch die verallgemeinerten Ableitungen

$$D_\mu = \partial_\mu - ieQA_\mu$$

ersetzt werden und das Feld A_μ gemäß

$$A'_\mu = A_\mu + \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x)$$

transformiert wird. Eine Bedingung für die Invarianz unter einer $U(1)$ -Transformation, die eine lokale Phasentransformation $\alpha(x)$ enthält, ist also die Existenz eines von $\alpha(x)$ abhängigen Feldes A_μ . Die Symmetriegruppe $U(1)$ erlaubt eine Beschreibung der elektromagnetischen Wechselwirkung, hierbei ist e die Elementarladung, A_μ das Vektorpotential und Q der Operator der elektrischen Ladung.

Die schwache Wechselwirkung erfordert die Verwendung einer komplizierteren Symmetriegruppe. Sie läßt sich durch die $SU(2)$, angewandt auf den schwachen Isospin, darstellen. Die Erzeugenden dieser Symmetriegruppe werden aus den Paulischen Spinmatrizen τ_a ($a = 1, 2, 3$) gebildet. Diese Matrizen erfüllen die Vertauschungsrelationen:

$$\left[\frac{\tau_a}{2}, \frac{\tau_b}{2}\right] = i\epsilon_{abc}\frac{\tau_c}{2}$$

ϵ_{abc} wird dabei als Strukturkonstante der entsprechenden Symmetriegruppe bezeichnet, hier sind es die Elemente des total antisymmetrischen Tensors dritter Stufe.

Aus der Eichinvarianz ergibt sich die Existenz dreier linear unabhängiger Eichfelder $\vec{W} = (W_\mu^1, W_\mu^2, W_\mu^3)$, die die verallgemeinerten Ableitungen bilden:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig\frac{\vec{\tau}}{2}\vec{W}_\mu(x)$$

Dabei enthält der Vektor $\vec{\tau}$ als Komponenten die drei Spinmatrizen. Im Feldstärketensor

$$\vec{F}_{\mu\nu} = \partial_\mu\vec{W}_\nu - \partial_\nu\vec{W}_\mu - g[\vec{W}_\mu \times \vec{W}_\nu]$$

findet man im Vergleich zur $U(1)$ einen zusätzlichen Term, der die Selbstkopplung der Eichfelder beschreibt. Diese Kopplung weist dieselbe Stärke g wie die Kopplung der Eichfelder an die Fermionen auf. In der $U(1)$ vermittelt das Photon die elektromagnetische Wechselwirkung zwischen geladenen Teilchen, ist aber selbst ungeladen. Deshalb existiert keine Selbstkopplung zwischen den Photonen. Im Gegensatz dazu koppelt die Wechselwirkung in der $SU(2)$ an den Isospin, eine Eigenschaft, die auch die Eichbosonen selber besitzen. In diesem Fall kommt es zur Selbstkopplung der Eichbosonen. Eine Symmetriegruppe wie die $SU(2)$ wird als nichtabelsche Eichtheorie bezeichnet. Sie beschreibt die Kopplung dreier masseloser Eichfelder an ein Fermion der Masse m .

3.1.2 Die Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$

In der physikalischen Realität findet man die drei schweren Eichbosonen W^+ , W^- und Z^0 als Vermittler der schwachen Wechselwirkung sowie das masselose Photon als Vermittler der elektromagnetischen Wechselwirkung. Dies wird durch die kombinierte Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ dargestellt. Der Index L soll symbolisieren, daß die $SU(2)$ hier eine nur auf den linkshändigen Anteil der Wellenfunktion wirkende Wechselwirkung beschreibt, die $U(1)$ beschreibt die schwache Hyperladung Y. Diese ist definiert als:

$$Y = 2 \cdot (Q - T_3)$$

Hierbei ist Q die Ladung des Teilchens und T_3 die dritte Komponente des Isospins. Für die elektromagnetische Wechselwirkung läßt sich der Wechselwirkungsteil der Lagrange-Dichte durch den Strom J_{em}^μ und das Feld A_μ ausdrücken:

$$\mathcal{L}_2 = -e J_{em}^\mu A_\mu$$

Dabei läßt sich der Strom aus dem dem Spinor und dem Ladungsoperator bilden:

$$J_{em}^\mu = \bar{\Psi} \gamma^\mu Q \Psi$$

Im Falle der hier betrachteten Gruppe $SU(2)_L \times U(1)_Y$ wird die Lagrange-Dichte auf vier Produkte aus Strömen und Feldern erweitert. Dabei werden drei Ströme \vec{J}^μ aus den Operatoren $\frac{\vec{\tau}}{2}$ der $SU(2)$ sowie J_Y^μ aus dem Operator Y der schwachen Hyperladung gebildet.

Jedem Anteil wird eine eigene Kopplungsstärke zugewiesen:

$$\mathcal{L}_2 = -g\vec{J}^\mu\vec{W}_\mu - \frac{g'}{2}J_Y^\mu B_\mu$$

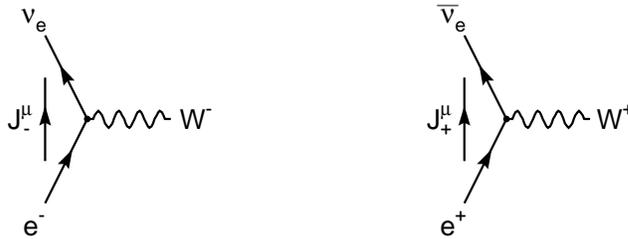
hierbei ist :

$$\begin{aligned}\vec{J}^\mu &= \bar{\Psi}_L\gamma^\mu\vec{T}\Psi_L \\ J_Y^\mu &= \bar{\Psi}\gamma^\mu Y\Psi\end{aligned}$$

Die physikalisch beobachtbaren Vektorbosonen W^+ und W^- sind Linearkombinationen aus den Feldern W_μ^1 und W_μ^2 in der folgenden Form:

$$\begin{aligned}W^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 + W_\mu^2) \\ W^- &= \frac{1}{\sqrt{2}}(W_\mu^1 - W_\mu^2)\end{aligned}$$

Im Isospinraum vermindern bzw. erhöhen sie die dritte Komponente des Isospins um eine Einheit, das heißt, ein Teilchen eines schwachen Isospindoublets wird unter Aussendung eines W-Bosons in das andere überführt. Am Beispiel von e^- und ν_e ergibt sich folgendes Bild:

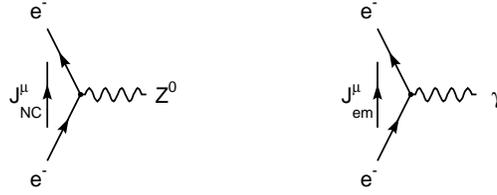


Aus den verbleibenden Feldern W_μ^3 und B_μ lassen sich die neutralen Eichbosonen Z^0 und γ konstruieren:

$$\begin{aligned}Z^0 &= \cos\theta_W \cdot W_\mu^3 - \sin\theta_W \cdot B_\mu \\ \gamma &= \sin\theta_W \cdot W_\mu^3 + \cos\theta_W \cdot B_\mu\end{aligned}$$

Dabei bezeichnet man θ_W als den schwachen Mischungswinkel. Dieser ist ein freier Parameter des Standardmodells und muß experimentell bestimmt werden.

Die entsprechenden Graphen für die neutralen Eichbosonen sind:



Unter Ausnutzung dieser Darstellung wird der Wechselwirkungsterm der Lagrange-Dichte zu:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_2 = & -gJ_-^\mu W_\mu^- \\
 & -gJ_+^\mu W_\mu^+ \\
 & - \left(g \cos \theta_W J_3^\mu - g' \sin \theta_W \frac{J_Y^\mu}{2} \right) Z_\mu \\
 & - \left(g \sin \theta_W J_3^\mu + g' \cos \theta_W \frac{J_Y^\mu}{2} \right) A_\mu
 \end{aligned}$$

Die in dieser Darstellung verwendeten Ströme J_+ und J_- ergeben sich in Analogie zu den Feldern aus J_1 und J_2 . Durch Vergleich mit dem elektromagnetischen Strom lassen sich für die Kopplungen und Ströme folgende Beziehungen ableiten:

$$e = g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W$$

$$J_{em}^\mu = J_3^\mu + \frac{1}{2} J_Y^\mu$$

Daraus ergibt sich durch Vergleich für die Quantenzahlen der Ladung Q , der dritten Komponente T_3 des schwachen Isospins und der Hyperladung Y die Beziehung:

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2}$$

Es existieren drei Familien von Leptonen, die jeweils aus einer Leptonart und dem dazugehörigen Neutrino bestehen. Beide linkshändigen Teilchen einer Familie tragen den Isospin $T = \frac{1}{2}$, unterscheiden sich aber in seiner dritten Komponente $T_3 = \pm \frac{1}{2}$. Neben dem oben bereits erwähnten Isospindublett aus e und ν_e existieren noch analoge Dubletts für Myonen und Taus, die sich lediglich in

ihrer Masse voneinander unterscheiden. Für die Masse der Neutrinos konnten bisher nur obere Schranken angegeben werden. Neueste Experimente deuten auf die Existenz von sogenannten Neutrino-Oszillationen hin, also den Wechsel von einer Neutrino-Art in eine andere. Solche Effekte sind jedoch überhaupt nur mit von Null verschiedenen Neutrinomassen möglich, da sie eine Massendifferenz zwischen den Neutrinos unterschiedlicher Familien voraussetzen.

Die rechtshändigen Fermionen bilden jeweils Isospinsingletts mit Isospin $T = 0$. Die Quarks können ebenfalls in drei Generationen linkshändiger Dubletts angeordnet werden. Die Eigenzustände der Quarks bezüglich der schwachen Wechselwirkung entsprechen aber nicht den Masseneigenzuständen. Dieses Verhalten wurde von Cabibbo, Kobayashi und Maskawa entdeckt [2], die nach ihnen benannte Matrix transformiert die Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung in die Masseneigenwerte:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} V_{ud}V_{us}V_{ub} \\ V_{cd}V_{cs}V_{cb} \\ V_{td}V_{ts}V_{tb} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die Elemente dieser Matrix sind freie Parameter des Standardmodells, die experimentell bestimmt werden müssen.

Im Leptonensektor würden für den Fall einer nicht verschwindenden Neutrinomasse die Neutrino-Eigenzustände bezüglich der schwachen Wechselwirkung ebenfalls über eine Matrix aus den Neutrino-Masseneigenzuständen bestimmt. Zusammenfassend ergibt sich unter der Annahme masseloser Neutrinos, die keine rechtshändige Komponente aufweisen können für die momentan bekannten Leptonen und Quarks folgendes Bild:

1.	2.	3.	T_3	Y	Q
$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} -1 \\ 0 \end{pmatrix}$
e_R	μ_R	τ_R	0	-1	-1
$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{2} \\ -\frac{1}{2} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{1}{6} \\ +\frac{1}{6} \end{pmatrix}$	$\begin{pmatrix} +\frac{2}{3} \\ -\frac{1}{3} \end{pmatrix}$
u_R	c_R	t_R	0	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{2}{3}$
d_R	s_R	b_R	0	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{3}$

3.1.3 Massenerzeugung durch den Higgs-Mechanismus

Eine direkte Einführung von expliziten Massentermen in die oben beschriebene Lagrange-Dichte ist aus Gründen der Eichinvarianz nicht möglich. Die Einführung eines Higgs-Feldes und der Mechanismus der spontanen Symmetriebrechung erlaubt massive Eichbosonen ohne die Eichinvarianz zu verletzen [4]. In der Lagrange-Dichte wird das Higgs-Feld als zweikomponentiges komplexes Feld Φ mit einem kinetischen Term und dem Higgs-Potential $V(\Phi)$ eingeführt:

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - V(\Phi)$$

hierbei ist:

$$\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \Phi_1 + i\Phi_2 \\ \Phi_3 + i\Phi_4 \end{pmatrix}$$

außerdem:

$$V(\Phi) = \mu^2(\Phi^\dagger \Phi) + \lambda(\Phi^\dagger \Phi)^2$$

Die Kopplung λ gibt die Stärke der Selbstwechselwirkung des Higgs-Feldes an. Für den Fall $\mu^2 < 0$ besitzt das Higgs-Potential nicht nur ein einziges wohl definiertes Minimum, sondern einen dreidimensionalen Unterraum, in dem $V(\Phi)$ minimal wird. Der Unterraum wird beschrieben durch die Gleichung:

$$\Phi_1^2 + \Phi_2^2 + \Phi_3^2 + \Phi_4^2 = v^2$$

hierbei ist:

$$v = \sqrt{\frac{\mu^2}{\lambda}}$$

Die Entwicklung des Higgs-Potential um das Minimum erfordert die explizite Wahl eines Punktes im Unterraum der Minima. Diese Wahl wird als "spontane Symmetriebrechung" bezeichnet. Die Entwicklung führt zu folgender Darstellung von Φ :

$$\Phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + h(x) \end{pmatrix}$$

Setzt man diese Darstellung in die Lagrange-Dichte ein, so ergibt sich für die Massen der Bosonen folgende Beziehung:

$$M_W = \frac{1}{2} v g \quad \text{sowie} \quad \frac{M_W}{M_Z} = \cos \theta_W$$

Das Photon bleibt dagegen masselos.

3.2 W-Paar-Produktion bei LEP II-Energien

3.2.1 Wirkungsquerschnitt

In niedrigster Ordnung (Born-Niveau) wird die Erzeugung von W-Paaren durch drei Feynman-Diagramme beschrieben. Es handelt sich dabei um die t-Kanal-Erzeugung durch Austausch eines ν_e sowie um zwei Diagramme mit dem Austausch eines Z oder γ im s-Kanal, welches in ein W-Paar zerfällt.



Unter Berücksichtigung der W-Breite läßt sich der totale Wirkungsquerschnitt der W-Paar-Produktion in niedrigster Ordnung wie folgt darstellen:

$$\sigma(s) = \int_0^s ds_1 \rho(s_1) \int_0^{(\sqrt{s}-\sqrt{s_1})^2} ds_2 \rho(s_2) \sigma_0(s, s_1, s_2)$$

Hierbei ist $\sigma_0(s, s_1, s_2)$ der Erzeugungswirkungsquerschnitt für zwei virtuelle W-Bosonen der Massen $m_1 = \sqrt{s_1}$ und $m_2 = \sqrt{s_2}$ bei einer Schwerpunktsenergie von \sqrt{s} . Die Integrationsgrenzen tragen der Phasenraumgrenze $m_1 + m_2 \leq \sqrt{s}$ Rechnung. Der vollständige Term für σ_0 ist im Anhang angegeben.

Die endliche W-Breite läßt sich durch die beiden Breit-Wigner-Terme

$$\rho(s_i) = \frac{1}{\pi} \frac{M_W \Gamma_W(s_i)}{(s_i - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma_W^2(s_i)} ; i = 1, 2$$

darstellen, Γ_W ist dabei die s-abhängige Breite

$$\Gamma_W(s_i) = \frac{\sqrt{s_i}}{M_W} \Gamma_W$$

hierbei ist

$$\Gamma_W = \frac{9}{6\sqrt{2}\pi} G_F M_W^3$$

G_F ist die Fermikonstante, die sich aus dem Myonzerfall mit hoher Präzision bestimmen läßt.

Der Born-Niveau-Wirkungsquerschnitt wird in der physikalischen Realität durch Strahlungskorrekturen verändert. Die größten Beiträge ergeben sich dabei durch die Abstrahlung von Photonen im Anfangszustand sowie die Coulomb-Wechselwirkung zwischen den paarweise erzeugten W-Bosonen. Der erwartete Verlauf des W-Paar-Produktionswirkungsquerschnittes mit der Schwerpunktsenergie ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

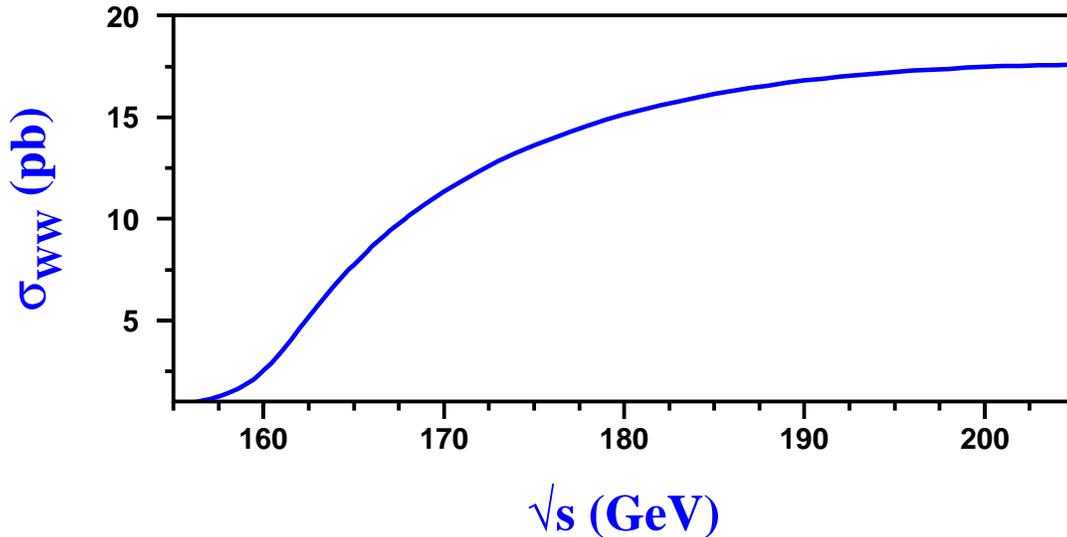


Abbildung 3.1 : *Theoretische Vorhersage für den W-Paar-Produktionswirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Schwerpunktsenergie bei der e^+e^- -Anihilation*

3.2.2 Verzweigungsverhältnisse

Die Verzweigungsverhältnisse für den Zerfall von W-Bosonen lassen sich in erster Näherung leicht ermitteln. Das W-Boson zerfällt in Paare der drei Leptonarten und der jeweils dazugehörigen Neutrinos sowie rein hadronisch in die Quark-Kombinationen ud und cs . Die Kombination von t - und b -Quark ist nicht möglich, da die W-Masse deutlich kleiner als die Summe von top und bottom-Masse ist. Jede Quark-Kombination liegt in drei verschiedenen Farben vor, so daß sich insgesamt neun unterschiedliche Endzustände ergeben. Die Zerfallsbreite sollte also $\frac{1}{9}$ für jede Leptonflavour und insgesamt $\frac{6}{9}$ für die hadronischen Endzustände betragen. In diesem einfachen Bild läßt sich die Wahrscheinlichkeit für das Entstehen

eines $qq\ell\nu$ -Endzustands beim Zerfall eines Paares von W-Bosonen trivial kombinatorisch ermitteln:

$$P(qq\ell\nu) = \begin{array}{cccccc} \text{Farbe} & \text{uc,ds} & \text{P(qq)} & \text{Flavour} & \text{P(l}\nu\text{)} & \text{Zwei W} \\ = & 3 \times & 2 \times & \frac{1}{9} \times & 3 \times & \frac{1}{9} \times & 2 & = \frac{4}{9} \approx 44,4\% \end{array}$$

Dies entspricht etwa dem Anteil der rein hadronischen Endzustände aus der W-Paar-Produktion.

Unter Berücksichtigung aller Korrekturen und Masseneffekte ergibt sich für den leptonischen Zerfall eines W-Bosons im Standardmodell ein Anteil an der totalen Zerfallsbreite von etwa 10,8 % pro Flavour, also etwas weniger als $\frac{1}{9}$. Für hadronische Zerfälle des W-Bosons liegt dieser Anteil bei 67,6 %. Die Wahrscheinlichkeit für einen $qq\ell\nu$ -Endzustand ($l = e, \mu, \tau$) aus dem Zerfall eines W-Boson-Paares beträgt somit 43,8 %.

Kapitel 4

Der L3-Detektor am LEP-Speicherring

4.1 LEP-Speicherring

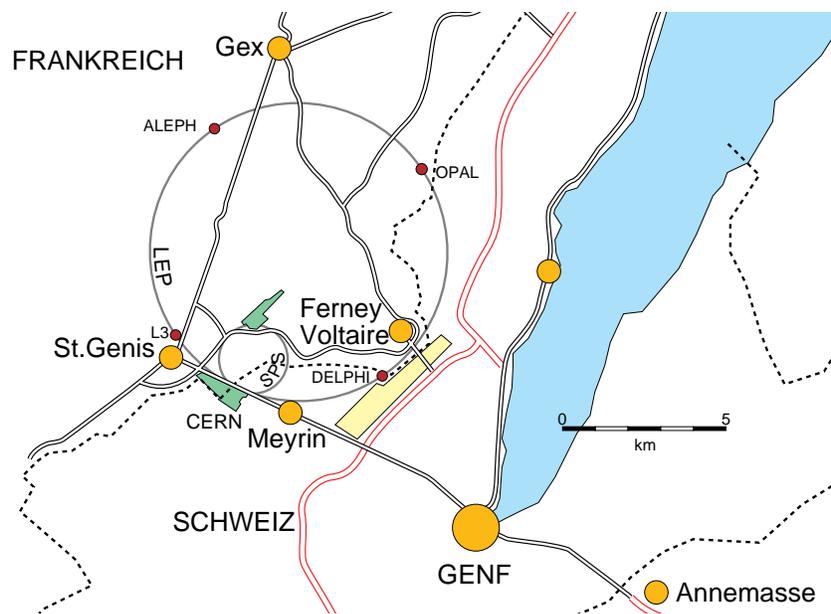


Abbildung 4.1 : Die Anlagen des CERN bei Genf

Der e^+e^- -Speicherring LEP am Europäischen Forschungszentrum für Elementarteilchenphysik CERN befindet sich in einem etwa 27 km langen und im Durchmesser 3,8 m messenden Tunnel bei Genf. Der Speicherring besteht aus acht geraden sowie acht gekrümmten Abschnitten. Die in einem gemeinsamen Strahlrohr

in entgegengesetzter Richtung umlaufenden Positronen und Elektronen werden an vier Stellen des Rings zur Kollision gebracht. Diese Wechselwirkungspunkte werden von den vier Großexperimenten Aleph, Opal, Delphi und L3 umschlossen. Elektronen und Positronen werden in Paketen von etwa 17 mm Länge zusammengefaßt, die einen gaußischen Querschnitt mit einer Ausdehnung von $\sigma_x \approx 10 \mu\text{m}$ und $\sigma_y \approx 150 \mu\text{m}$ aufweisen. Bei LEP II werden jeweils vier Pakete, sogenannte Bunches, gleichzeitig im Ring beschleunigt und gespeichert, es sind aber auch weitere Betriebsarten mit einer größeren Anzahl von umlaufenden Paketen möglich. Dipolmagnete zwingen die Pakete in den gekrümmten Abschnitten auf ihre Bahn, Quadrupol- und Sextupolmagnete fokussieren den Strahl während des gesamten Umlaufs. Da die gespeicherten Teilchen in den gekrümmten Teilstücken Energie in Form von Synchrotronstrahlung verlieren, muß dem Strahl kontinuierlich Energie zugeführt werden, damit die Teilchen im Magnetfeld ihre Sollbahn nicht verlassen. Dies geschieht mittels Hohlraumresonatoren, in denen von Klystrons erzeugte Radiofrequenz-Wellen eine stehende elektromagnetische Welle erzeugen. Bei geeigneter Synchronisation können die Strahlteilchen aus dieser Welle Energie entnehmen.

Der Strahlungsverlust der Teilchen ist proportional zur vierten Potenz der Strahlenergie. Bei LEP I reichten noch 128 normaleitende Beschleunigungseinheiten beiderseits zweier der vier Experimente aus, um die angestrebte Schwerpunktsenergie von etwa 91 GeV zur Studie des Z-Bosons zu erreichen und zu halten. Bei LEP II wurde ein Großteil der normaleitenden Einheiten durch supraleitende ersetzt und ihre Gesamtzahl nahezu verdoppelt, um die mögliche Schwerpunktsenergie zu erhöhen und die Synchrotronstrahlungsverluste des Strahls ausgleichen zu können. Neben der Schwerpunktsenergie, durch die die Art der bei LEP zu betrachtenden Physik festgelegt ist, entscheidet die Luminosität über die Rate, mit der die Prozesse stattfinden können. Die Luminosität wird beschrieben durch

$$\mathcal{L}_{sp} = \frac{N_{e^-} N_{e^+} n_b f}{\pi \sigma_x \sigma_y}$$

Hierbei sind N_{e^+} und N_{e^-} jeweils die Anzahl der Elektronen und Positronen in den Paketen, n_b die Anzahl der Pakete jeder Sorte, f die Umlauffrequenz der Pakete im Ring ($\approx 11,4 \text{ kHz}$), außerdem σ_x und σ_y , die horizontale bzw. vertikale Ausdehnung des gaussischen Strahlquerschnitts. Die im Speicherring auftretende Luminosität wird vom Experiment mit Hilfe der Kleinwinkel-Bhabhastreuung aktiv gemessen (vgl. Kapitel 4.3.1).

4.2 Energiekalibration

Für eine Vielzahl der bei LEP auftretenden Prozesse ist eine genaue Kenntnis der Strahl- bzw. Schwerpunktsenergie notwendig. Die Energie der Strahlen wird durch drei Faktoren bestimmt: die Energie der zugeführten Radiofrequenz in den Beschleunigungseinheiten, die Position des Strahls im Dipolmagnetfeld, d.h. den effektiven Bahnumfang, sowie geringfügig durch die Position des Strahls in den Quadrupolmagneten. Die Radiofrequenz wird nach dem Beschleunigen konstant gehalten, so daß die Strahlenergie fast ausschließlich durch das Dipolfeld über den Bahnumfang bestimmt wird. Während des Betriebs wird das Dipolfeld mit verschiedenen Methoden vermessen:

Flipcoil: In einem Referenzmagneten, der abseits des Ringes in einer kontrollierten Meßumgebung aufgebaut und mit den Spulen des Speicherrings in Reihe geschaltet ist, wird das Magnetfeld mittels einer rotierenden Spule vermessen. Die relative Genauigkeit dieser Methode liegt bei 10^{-4} .

Fluxloop: Unterhalb der Strahlröhre ist eine Leiterschleife angebracht, die sich über die Dipolmagnete eines Oktanten des Speicherrings erstreckt. Sie mißt über jeweils ein Bogensegment des Ringes gemittelt die Änderungen des magnetischen Flusses. Unter Berücksichtigung äußerer Einflüsse ist diese Messung auf etwa 10^{-4} exakt.

Kernspinresonanz: Sowohl im Referenzmagneten als auch in zwei weiteren LEP-Magneten sind Kernspinresonanz-Sonden angebracht, die mit einer Genauigkeit von 10^{-6} das örtliche Magnetfeld messen.

Spektrometer: Seit 1998 verfügt der LEP-Speicherring über ein magnetisches Spektrometer. Es besteht aus einem Analyse-magneten und zwei Spektrometerarmen, in denen jeweils 3 kapazitive Aufnehmer die Strahlposition bestimmen. Ein geladenes Teilchen wird in einem Dipolmagnetfeld um einen Winkel Θ von seiner ursprünglichen Bahn abgelenkt, der der Energie des Teilchens umgekehrt proportional und dem durchflogenen Magnetfeld und seiner Länge proportional ist. Mittels Kernspinresonanzproben wird innerhalb des Analyse-magneten das integrierte Magnetfeld vermessen. Aus den Strahlpositionen vor und nach Durchfliegen des Spektrometers läßt sich der Ablenkwinkel und daraus mit dem Magnetfeld im Analyse-magneten die Strahlenergie bestimmen. Das Spektrometer wird mit den Messergebnissen der resonanten Depolarisation kalibriert und arbeitet mit einer Präzision von etwa 2.5×10^{-4} .

Um eine Relation zwischen dem Dipolmagnetfeld und der tatsächlichen Strahlenergie zu erhalten, ist eine absolute Kalibration notwendig. Dazu wird die Methode der resonanten Depolarisation verwendet:

Resonante Depolarisation: [20] Ein ungestörter Elektronen- oder Positronenstrahl besitzt die Eigenschaft, sich selbst im Magnetfeld eines Speicherringes durch Synchrotronstrahlung zu polarisieren (Sokolov-Ternov-Effekt) [21]. Aufgrund der Energiedifferenz $\Delta E = -\vec{\mu}\vec{B}$ richten sich die Spins der Elektronen bevorzugt antiparallel zum Magnetfeld aus. Theoretisch führt dieser Effekt zu einer nur statistisch limitierten Polarisation von bis zu 92%. Bei LEP werden jedoch nur Werte von 10-20% erreicht, da jegliche nicht-vertikalen Magnetfeldanteile den Effekt stören. Um die Störeinflüsse durch die gegenseitige Beeinflussung der Strahlen zu minimieren, wird die Kalibration nur mit jeweils einem Strahl in der Maschine vorgenommen. Bei LEP ist für polarisierte Elektronen die Zahl der Spinpräzessionen pro Umlauf ν_s über das anomale magnetische Moment $a_e = \frac{g-2}{2}$ mit der LEP-Strahlenergie E_b verknüpft:

$$\nu_s = \frac{a_e}{m_e} E_b = \frac{E_b}{440\text{MeV}}$$

Der ganzzahlige Anteil dieser Frequenz läßt sich bereits aus dem nominalen Strom in den Dipolmagneten bestimmen. Der Nachkommaanteil $[\nu_s]$ wird durch die resonante Depolarisation, also die Einspeisung eines horizontalen Störfeldes der Frequenz f_{dep} gemessen. Die Frequenz f_{dep} wird dabei in Schritten von $0,002\text{ s}^{-1}$ durchfahren, die Bedingung $f_{dep} = [\nu_s] \cdot f_{Umlauf}$ bestimmt den Wert von $[\nu_s]$. Der Polarisationsgrad wird mittels eines Compton-Polarimeters gemessen. Die erreichbare relative Präzision dieser Methode liegt bei 2×10^{-5} . Resonante Depolarisation ist die einzige absolute Messung der Strahlenergie. Leider läßt sich mit dem LEP-Speicherring nur zwischen 40 und 60 GeV eine zur Messung ausreichende Polarisation erzeugen. Da der Bereich physikalischen Interesses zur Zeit bei etwa 100 GeV Strahlenergie liegt, werden alle anderen Meßmethoden im Meßbereich der resonanten Depolarisation auf die absolute Strahlenergie kalibriert und zu höheren Strahlenergien extrapoliert.

Die absolute Kalibration der Energie erfolgt nur zu bestimmten Zeiten einer Betriebsperiode von LEP, während das Dipolfeld und eine Vielzahl anderer innerer und äußerer Betriebsparameter kontinuierlich vermessen werden, so daß jederzeit mit den anderen Methoden eine Bestimmung der momentanen Strahlenergie

möglich ist. Der LEP-Beschleuniger ist jedoch auch auf kleinste Veränderungen seiner Geometrie sehr sensibel, da so die Sollbahn der Teilchen und damit die Strahlenergie geringfügig verändert werden. So verursachen bereits die Gezeitenkräfte und der Wasserstand des Genfer Sees meßbare Änderungen die Strahlenergie im Speicherring. Das *Beam Energy Model* erlaubt unter Berücksichtigung aller äußeren und inneren Einflüsse eine Extrapolation der LEP-Strahlenergie auf beliebige Wechselwirkungspunkte oder Zeitpunkte der Datennahme, so daß den Experimenten stets die Information der tatsächliche Schwerpunktsenergie im Detektor auf wenige MeV genau zur Verfügung steht.

4.3 L3-Detektor

Um die bei einer Wechselwirkung der Strahlteilchen erzeugten Reaktionsprodukte nachzuweisen und zu vermessen, werden bei LEP vier große Universaldetektoren verwendet. Bei jedem Experiment wurde mit unterschiedlichen Konzepten die Aufgabe der Teilchenmessung und -identifikation realisiert. Bei der Planung des L3-Detektors (Abbildung 4.2) stand eine optimale Auflösung für Elektronen, Photonen und Myonen im Vordergrund [7]. Aufgrund des symmetrischen Aufbaus des Speicherrings LEP fällt das Schwerpunktssystem der Wechselwirkungen im allgemeinen mit dem Laborsystem des Detektors zusammen, was zu einem ebenfalls symmetrischen Aufbau des Experiments um den Wechselwirkungspunkt führt. Von innen nach außen betrachtet, besteht der Detektor aus einem Silizium-Mikrostreifen-Detektor (SMD), einer Spurkammer (TEC), dem elektromagnetischen Kalorimeter aus Wismutgermanat (BGO), Szintillationszählern sowie ei-

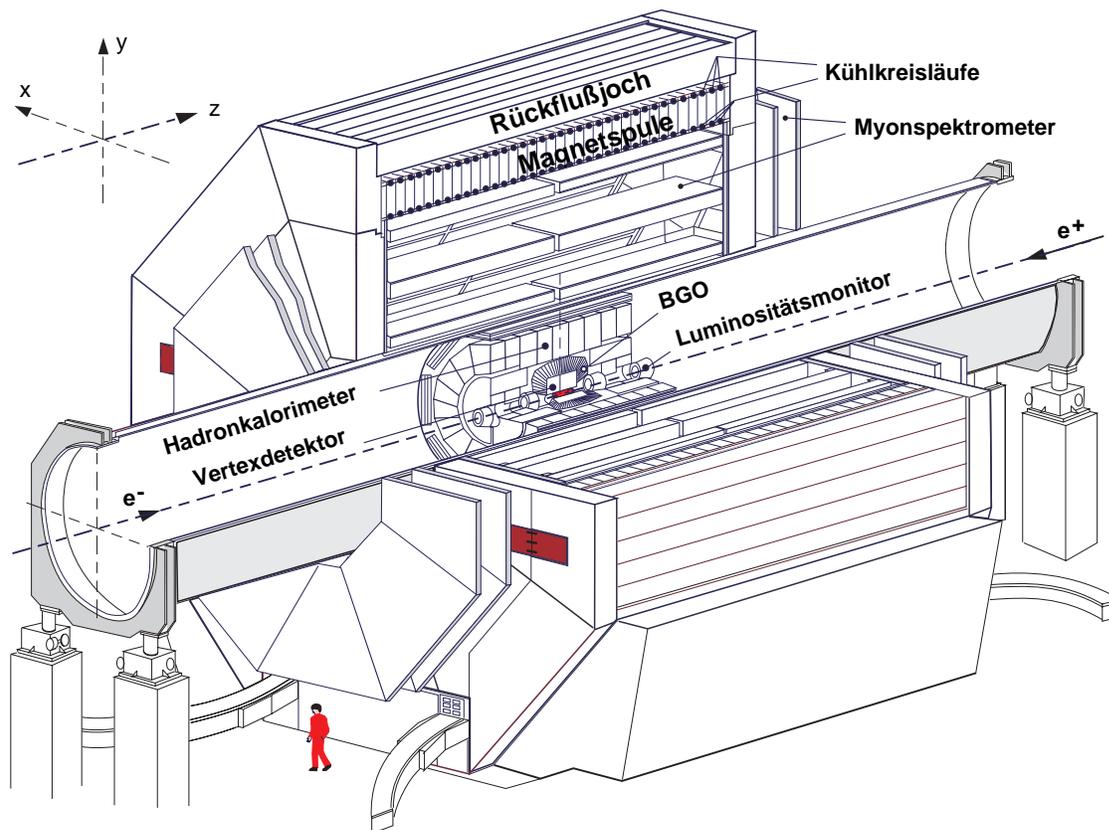


Abbildung 4.2 : Schematische Darstellung des L3-Detektors

nem aus Uranplatten und Proportionalkammern bestehenden Hadronkalorimeter (HCAL). Diese Komponenten befinden sich in einem 32 m langen und im Durchmesser 4,5 m großen Stahlrohr, das von außen abgestützt wird. Es wird umgeben vom Myonspektrometer, welches mit einem Außenradius von 5,6 m die größte L3-Komponente darstellt. Der gesamte Detektor befindet sich in einem normalleitenden Solenoidmagneten, der ein homogenes Feld von 0,5 T in Strahlrichtung erzeugt. Zusätzlich sind die Detektortüren mit Aluminiumwicklungen versehen, die für das Vorwärts-Myonspektrometer ein Toroidfeld von 1,2 T erzeugen. Zur Luminositätsmessung sind unter sehr kleinem Winkel zur Strahlachse außerhalb der Detektorendkappen zwei kleine BGO-Kalorimeter installiert [12], die zur Verbesserung der Ortsauflösung über einen zusätzlichen Siliziumdetektor verfügen. Die hier beschriebene Analyse setzt die Funktion sämtlicher im folgenden kurz beschriebenen Detektorkomponenten voraus.

4.3.1 Aufbau

Der Silizium-Vertexdetektor (SMD)

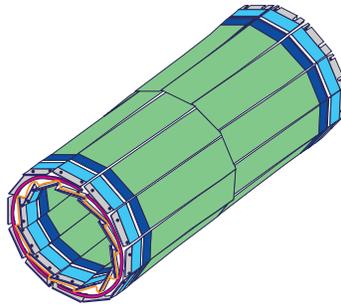


Abbildung 4.3 : *Der SMD-Detektor*

Die innerste Detektorkomponente ist der direkt auf der Strahlröhre montierte SMD (Abbildung 4.3) [11]. Er besteht aus zwei zylindrischen Lagen zu je 12 sogenannten Leitern, die einen Abstand von 61 bzw. 77 mm von der Detektorachse aufweisen. Eine Leiter ist ein doppelseitig bearbeiteter Siliziumstreifen von etwa $300 \mu\text{m}$ Dicke, auf dessen Seiten orthogonal zueinander angeordnete Auslestreifen angebracht sind. Deren Abstand beträgt zur R - Φ -Messung etwa $50 \mu\text{m}$, zur θ -Messung $150 \mu\text{m}$ im Zentralbereich und sonst $200 \mu\text{m}$. Insgesamt weist der Vertex-Detektor etwa 73.000 Auslesekkanäle auf. Mit Hilfe eines Laser-Vermessungssystems und eines kapazitiven Systems kann die Position des SMD in radialer Richtung auf $1\text{-}2 \mu\text{m}$, in transversaler Richtung mit $5\text{-}10 \mu\text{m}$ Genauigkeit bestimmt werden.

Die zentrale Spurkammer (TEC)

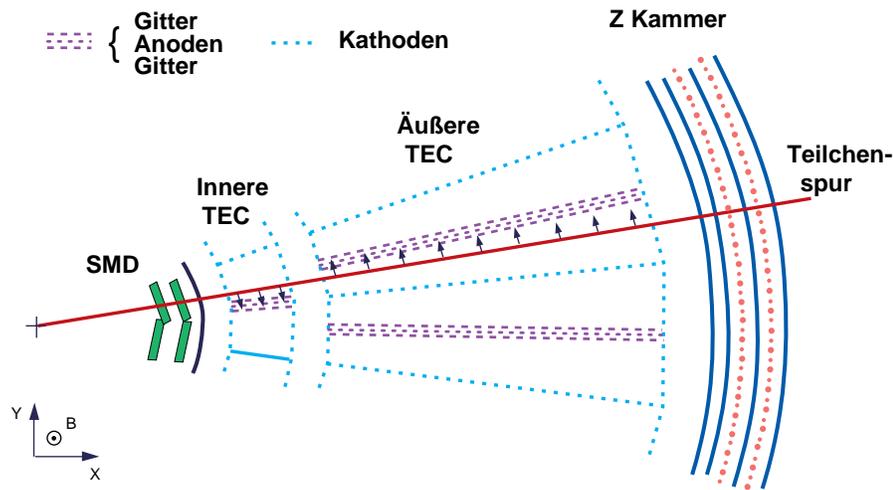


Abbildung 4.4 : *Schematische Darstellung eines Sektors der zentralen Spurkammer TEC*

Die zentrale Spurkammer [10] des L3-Detektors ist mit einem Radius von 50 cm und einer Länge von 1 m sehr kompakt ausgelegt (Abbildung 4.4). Sie arbeitet nach dem "time-expansion"-Verfahren, welches durch eine sehr kleine Driftgeschwindigkeit der beim Teilchendurchgang erzeugten Elektronen im Driftraum gute Ortsauflösung für die gemessenen Spuren verspricht. Drei mm vor der Anodenebene befindet sich ein Gitter, das das elektrische Feld in jedem Sektor in eine Drift- und eine Gasverstärkungsregion aufteilt. Im Driftteil bewegen sich die durch den Teilchendurchgang erzeugten Elektronen zur Verbesserung der aus der Driftzeit erhaltenen Ortsinformation nur mit etwa $6 \mu\text{m}/\text{ns}$. Im Verstärkungsteil liegt durch das stark inhomogene Feld eine deutlich höhere Driftgeschwindigkeit vor, es tritt Gasverstärkung auf. Die Signale werden anschließend vorverstärkt, digitalisiert und abgespeichert.

Die TEC besteht aus einer in 12 Sektoren unterteilten inneren TEC sowie einer in 24 Segmente geteilten äußeren TEC. Bei der inneren Kammer wird die Spur dabei von 8 Anodendrähten aufgezeichnet, bei der äußeren sind es 54 Messpunkte je Segment. Da die Anodenebene jeweils die Mitte eines Sektors darstellt, entsteht eine Rechts-Links-Ambiguität bezüglich dieser Ebene. Durch geeigneten Versatz der inneren zur äußeren Kammer wird die Spurzuordnung in der Rekonstruk-

tion eindeutig. Aus diesen Informationen lassen sich dann der Impuls und die Ladung geladener Teilchen ermitteln, da durch das vorhandene Magnetfeld die Teilchenbahn gekrümmt wird. Diese Krümmung ist umgekehrt proportional zum Impuls der Teilchen. Die mit dem System maximal erzielbare Auflösung für den inversen Impuls $\sigma(1/p_t)$ liegt bei $0,022 \text{ GeV}^{-1}$ für Spuren ohne SMD-Information und bei etwa 0.011 GeV^{-1} für Spuren, bei denen die volle SMD-Information zur Verfügung steht. Mit voller Sensitivität arbeitet die TEC im Winkelbereich bis $|\cos(\Theta)| < 0.75$, darüber ist eine Messung mit verringerter Anodenzahl und somit schlechterer Auflösung bis zu einem Winkel von $|\cos(\Theta)| < 0.94$ möglich. Der Aufbau der TEC ist für R- Φ Messungen optimiert, so daß zusätzliche Kammern für die Messung der Z-Komponente notwendig sind. Diese sind als 4-lagige Proportionalkammern ausgeführt und umschließen die TEC. Ihre Auflösung beträgt etwa $320 \mu\text{m}$. Im Vorwärtsbereich mißt die Vorwärts-Spurkammer (FTC) die Spuren in Θ mit einer Genauigkeit besser als 10 mrad (Abbildung 4.5).

Das elektromagnetische Kalorimeter (BGO)

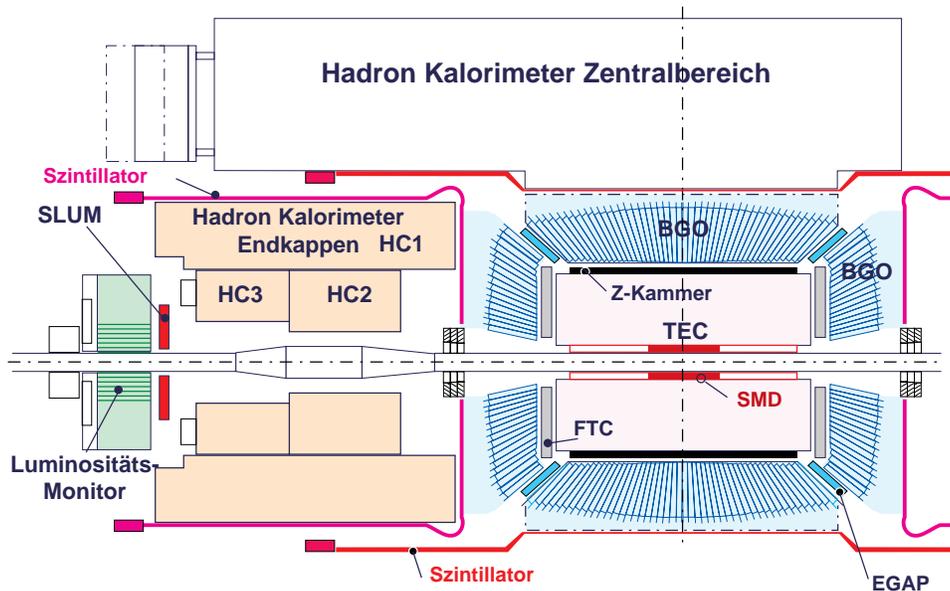


Abbildung 4.5 : Die inneren Komponenten des L3-Detektors

Die Spurkammer des L3-Detektors wird vom elektromagnetischen Kalorimeter umgeben (Abbildung 4.5) [9]. Dieses besteht aus 11.000 von einer Kohlefaserstruktur gehaltenen Einkristallen aus Wismutgermanat. Die Kristalle sind zu

Pyramidenstümpfen geschliffen, was eine Ausrichtung auf den Wechselwirkungspunkt erlaubt. BGO ist ein anorganischer Szintillator mit kurzer Strahlungslänge (1,2 cm) für elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen und großer Wechselwirkungslänge für Hadronen. Hauptvorteil des verwendeten Materials ist die gute Energieauflösung über den gesamten auftretenden Energiebereich. Sie liegt bei etwa 2% für niederenergetische Elektronen und Photonen von etwa 2 GeV und bei etwa 1,2% für Elektronen von 45 GeV. Durch die geringe Ausdehnung der Schauer senkrecht zur Durchflugrichtung ist die Messung mit einer Ortsauflösung von etwa 2 mm möglich. Leider ist BGO stark temperatursensitiv, so daß eine Kühlung des gesamten Kalorimeters auf konstant 18 Grad notwendig ist. Jeder Kristall wird mittels zweier auf der Rückseite aufgeklebter Photodioden ausgelesen. Das Einspeisen definierter Lichtpulse mittels Lichtleiter ermöglicht einen Abgleich der Empfindlichkeit der einzelnen Kristalle und eine langfristige Überwachung des Kristallverhaltens. Die Winkelüberdeckung des dreiteiligen Kalorimeters reicht bis $|\cos(\Theta)| < 0,72$ für den Barrel genannten Zentralteil sowie $0,82 < |\cos(\Theta)| < 0,98$ für die Endkappen. Seit 1996 befindet sich in der Akzeptanzlücke ein EGAP genanntes Spaghettikalorimeter [14], welches aus Szintillatorfasern und Blei als Absorptionsmaterial besteht.

Das hadronische Kalorimeter (HCAL)

Das Hadronkalorimeter [8] zur Energiebestimmung stark wechselwirkender Teilchen ist eine Sandwichkonstruktion aus abgereicherten Uranplatten und Proportionalkammern. Uran besitzt eine sehr kleine Wechselwirkungslänge für stark wechselwirkende Teilchen, so daß ein besonders kompaktes Kalorimeter realisiert werden konnte. Die natürliche Restradioaktivität des Urans kann dabei zur permanenten Kalibration genutzt werden, muß aber in der Analyse durch Filter unterdrückt werden. Analog zum elektromagnetischen Kalorimeter verfügt das HCAL über einen Barrel genannten Zentralbereich und zwei Endkappen. Das Barrel besteht aus 9 Ringen zu jeweils 16 Modulen, die Endkappen aus jeweils drei Ringen mit zwei unterschiedlichen Radien (Abbildung 4.5). Die Kammern werden in etwa 12000 sogenannten Türmen ausgelesen, die auf den Wechselwirkungspunkt ausgerichtet sind. Dies erlaubt eine Auflösung für die Winkelmessung von hadronischen Jets von etwa 2,5 Grad.

Die Energieauflösung wurde im Teststrahl mit Pionen zu

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{55\%}{\sqrt{E[GeV]} + 5\%}$$

gemessen. Der Zentralbereich des Kalorimeters ist von einer weiteren Kompen-

te umschlossen, dem sogenannten Myonfilter. Er besteht aus sechs je 1 cm dicken Messingplatten sowie Proportionalkammern und ist analog zu den Myonkammeroktanten segmentiert. Seine Aufgabe besteht in der Feststellung und Absorption von hadronischen Schauern, die aus dem HCAL herauslecken. Auf diese Art wird sichergestellt, daß nur minimal ionisierende Teilchen im Myonspektrometer vermessen werden.

Das Myonspektrometer

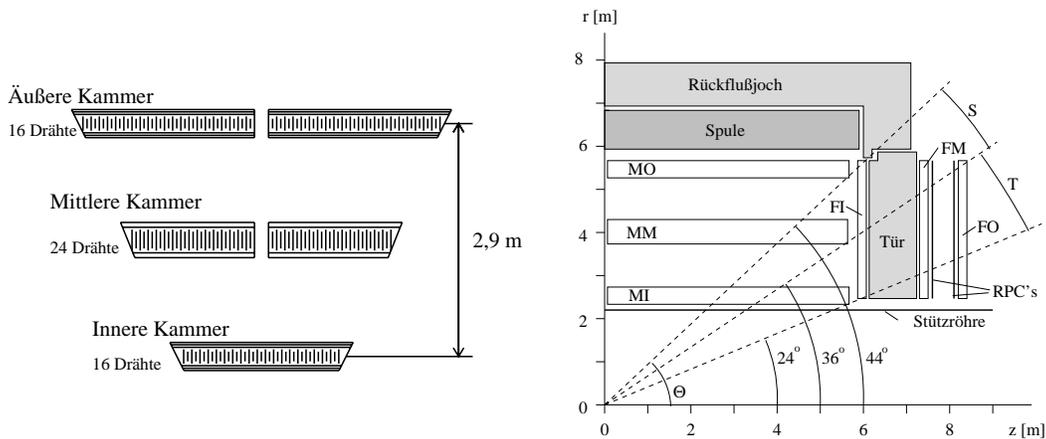


Abbildung 4.6 : Schnitt durch einen Oktanten

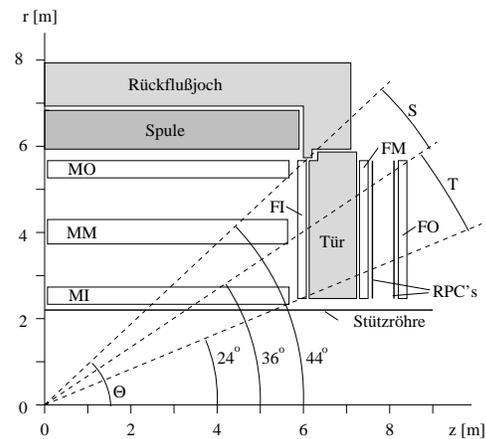


Abbildung 4.7 : Seitenansicht des Myonspektrometers

Die bisher beschriebenen Komponenten des Detektors befinden sich im Inneren einer 32 m langen Edelstahlröhre, der sogenannten support tube. Diese außerhalb des Detektors beweglich gelagerte Röhre erlaubt eine exakte Positionierung der inneren Detektorkomponenten. Außerdem wird das Myonspektrometer nicht von der Masse der inneren Detektorteile belastet. Das Myonspektrometer ist im Zentralbereich in 3-lagige Oktanten (Abbildung 4.6) unterteilt [16], die sich komplett innerhalb des normalleitenden, 0,5 T starken Aluminium-Solenoidmagneten befinden. Dies führt zu einer Ablenkung der Myonen auf eine gekrümmte Bahn, die eine Impulsmessung ermöglicht. Die Genauigkeit dieser aus der Sagitta des Kreissegments erhaltenen Impulsmessung liegt bei etwa 2 % für Myonen mit 45 GeV Impuls. Diese Meßmethode führt zur unterschiedlichen Ausführung der drei Kammer eines Oktanten. Die mittlere, für die Sagitta relevante Kammer weist 24 Anodendrähte auf, die beiden äußeren jeweils 16. Die Einzeldrahtauflösung liegt bei etwa 220 μm . Zusätzlich werden die äußeren und die inneren Kammer beid-

seitig von z -Driftkammern umgeben, um die dreidimensionale Rekonstruktion zu vervollständigen. Im Vorwärtsbereich wurde der L3-Detektor 1995 mit zusätzlichen Myonkammern ausgestattet [15], von denen sich eine Lage innerhalb und zwei Lagen außen auf den Magnettüren befinden. Um auch hier eine Impulsmessung durch Bahnkrümmung zu ermöglichen, wurden die Magnettüren durch eine Aluminiumwicklung in einen Toroidmagneten umgewandelt (Abbildung 4.7). Die Impulsaufösung sinkt von 2% bei Messpunkten in allen drei Barrelkammern auf durch Vielfachstreuung in den Türen limitierte 35 % bei drei Vorwärtskammer-Treffern. Im Übergangsbereich, wo sowohl Zentral- als auch Vorwärtssegmente getroffen werden, liegt die Impulsaufösung bei etwa 20 %.

Die Szintillationszähler

Da trotz der unterirdischen Positionierung des Experimentes ein Großteil der Ereignisse durch Myonen aus der kosmischen Höhenstrahlung verursacht werden, ist eine genaue Zeitmessung zwischen Strahlkollision und Teilchendurchgang notwendig. Zwischen dem elektromagnetischen und hadronischen Kalorimeter sind deswegen im Zentralbereich insgesamt 30 Plastik-Szintillatorpaneele mit einer Länge von etwa 3 m montiert [17]. Je nach LEP-Betriebsmodus sind Zeitaufösungen bis zu etwa 200 ps möglich. Auch in den Endkappen sind Szintillationszähler installiert, die aber aufgrund ihrer ungünstigen Geometrie eine Zeitaufösung von etwa 2 ns aufweisen.

Der Luminositätsmonitor

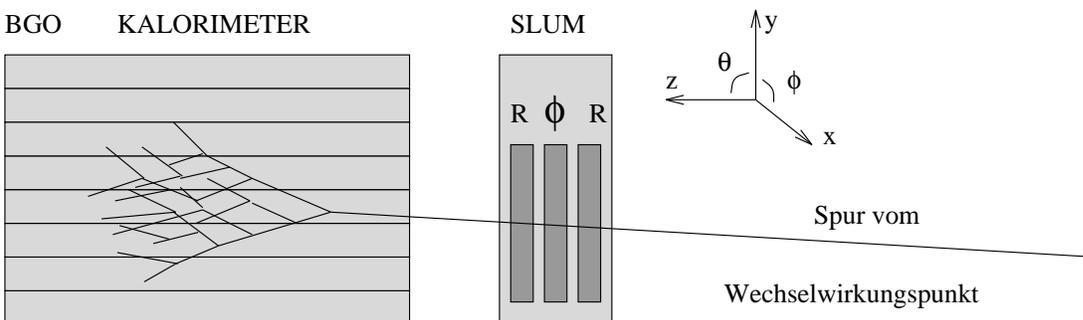


Abbildung 4.8 : Die Luminositäts-Kalorimeter

Zwei im Abstand von 2,8 m beiderseits des Wechselwirkungspunktes angeordnete BGO-Kalorimeter dienen der Bestimmung der von LEP gelieferten Lu-

minosität (Abbildung 4.8). Die Kalorimeter messen die Rate der Kleinwinkel-Bhabhastreueung, also der elastischen Streuung von Elektronen und Positronen aneinander, deren theoretischer Wirkungsquerschnitt sehr genau bekannt ist und so die Bestimmung der Luminosität im Detektor gestattet. Der Wirkungsquerschnitt der Bhabhastreueung steigt mit kleiner werdendem Streuwinkel stark an. Um die Ortsauflösung des Luminositätsmonitors und somit die Streuwinkelmessung zu optimieren, ist dem Kalorimeter seit 1993 ein dreilagiger Siliziumstreifen-detektor vorgelagert. Die zum Schutz vor Strahlungsschäden beweglich gelagerten Kalorimeter bestehen aus jeweils 304 BGO-Kristallen und decken einen Winkelbereich von 25 bis 68 mrad zur Strahlachse ab.

4.3.2 Triggersystem

Da sich in den LEP-Experimenten die Elektron- und Positronpakete alle 22 μs durchdringen, das Erkennen und Abspeichern eines vollständigen Ereignisses jedoch typischerweise mehrere ms in Anspruch nimmt, ist ein Triggersystem notwendig [13]. Nach jeder Strahlkreuzung muß entschieden werden, ob die Signale der Detektorkomponenten ein physikalisch interessantes Ereignis darstellen könnten oder nicht. Da dies in kürzester Zeit geschehen muß, ist das L3-Triggersystem in drei Stufen (Level) angeordnet [13]:

- Der **Stufe1-Trigger** wertet den entsprechenden Subdetektor aufgrund der unbearbeiteten Analogsignale in wenigen μs aus. Er trifft also bereits vor der nächsten Strahlkreuzung eine Entscheidung und verursacht deshalb selbst keinerlei Totzeiten im Detektor. Spricht einer der im folgenden diskutierten vier Trigger an, so wird mit der Digitalisierung und Aufzeichnung des Ereignisses begonnen. Der L3-Detektor besitzt insgesamt vier Stufe1-Trigger:
 - Der **Energie-Trigger** wertet die Energiedepositionen in den Kalorimetern aus und triggert bei Überschreitung einer bestimmten Mindestenergie, die wiederum von der Position der Energiedepositionen im Detektor abhängig ist.
 - Der **TEC-Trigger** unterteilt die TEC in 96 Sektionen, in denen er anhand vordefinierter Muster nach Spuren sucht. Er springt an, falls mindestens zwei Spuren mit einem Transversalimpuls von 150 MeV und einem Zwischenwinkel größer 140° im Detektor gefunden werden.

- Der **Szintillator-Multiplizitäts-Trigger** reagiert auf ein Ereignis, wenn 5 von 15 Paaren gegenüberliegender Barreلسzintillatoren innerhalb eines Zeitfensters von 15 ns um den Strahldurchgang ein Signal liefern.
- Der **Myon-Trigger** sucht analog zum TEC-Trigger in den Myonkammern mittels vordefinierten Muster nach Spuren und benötigt zusätzlich eine Koinzidenz mit einem Szintillator, um so kosmische Myonen unterdrücken zu können.
- Der **Stufe2-Trigger** sammelt die Informationen der Stufe1-Trigger. Ist in einem Ereignis nur ein einziger Stufe1-Trigger aktiv geworden, so überprüft er dessen Ergebnis anhand der analogen Rohinformationen erneut auf Plausibilität. Bei einer fälschlichen Auslösung des Stufe1-Triggers wird das Ereignis nun verworfen, sonst wird die Digitalisierung und die Aufzeichnung fortgeführt und das Ereignis an den Stufe3-Trigger weitergegeben.
- Der **Stufe3-Trigger** ist dem Stufe2-Trigger nachgeschaltet und wertet die inzwischen vollständig digitalisierten Detektormesswerte nach verschiedenen Algorithmen aus, die jeweils vom ausgelösten Stufe1-Trigger abhängen. Wird das Ereignis als physikalisch sinnvoll akzeptiert, so wird die Aufzeichnung bis zum Ende durchgeführt, das Ereignis ist dauerhaft abgespeichert und kann so für die physikalische Analyse genutzt werden.

4.3.3 Simulation und Rekonstruktion

Um die mit einem Detektor aufgezeichneten Ereignisse mit theoretischen Vorhersagen vergleichen zu können, ist das Simulieren von Ereignissen im Detektor notwendig. Dies erfordert mehrere Schritte:

Monte-Carlo-Ereignis-Generatoren: Monte-Carlo-Generatoren simulieren mit Hilfe von Zufallszahlen die Produktion von Teilchen aus der Kollision von Elektronen und Positronen. Die in dieser Analyse zur Verwendung kommenden Monte-Carlo-Generatoren sind für die Simulation der Prozesse der W-Paar-Erzeugung KORALW [26] und EXCALIBUR [25]. KORALW

berücksichtigt dabei nur die drei resonanten Erzeugungsgraphen. Für Endzustände, die Elektronen beinhalten, ist eine Vielzahl weiterer Graphen vorstellbar, die jedoch in dieser Analyse betrachteten Phasenraum keine Rolle spielen. EXCALIBUR beinhaltet diese Graphen und wird für Korrekturen verwendet. Der Generator PYTHIA [23] erzeugt die Prozesse mit hadronischen Endzuständen aus Z/γ -Austausch sowie die Prozesse der Z -Paar- und Zee-Produktion. PHOJET [24] dient zur Generation von Zwei-Photon-Prozessen mit hadronischem Endzustand.

Die Generatoren erzeugen eine Liste von Vierervektoren, die die am Wechselwirkungspunkt erzeugten Teilchen sowie ihre eventuellen Zerfallsprodukte beschreiben. Diese Liste wird nun als Startpunkt für die Simulation der Signatur des Ereignisses im Detektor verwendet.

Detektor-Simulation: Für den L3-Detektor werden die zu erwartenden Antworten der Komponenten auf den Durchgang der generierten Teilchen mittels des Programmpaketes SIGEL3 berechnet. Innerhalb dieses Paketes liefert das Paket GEANT die Simulation der Wechselwirkung zwischen den durchgehenden Teilchen und dem Detektormaterial [18]. Das Aufschauern hadronischer Teilchen im Detektor wird durch das Programm GEISHA beschrieben [19].

Zunächst wird der Wechselwirkungspunkt des generierten Ereignisses auf den in Datenereignissen gemessenen Wechselwirkungspunkt im Detektor transformiert. Da sich die Elektronen und Positronen in ausgedehnten Paketen befinden, ist der Wechselwirkungspunkt in Wirklichkeit eine Zone, in der ein zufälliger Startpunkt des Ereignisses gewählt wird. Anschließend werden die Bahnen sämtlicher Teilchen inklusive möglicher Zerfälle und Bahnkrümmungen im Magnetfeld des Detektors verfolgt. Dabei wird gegebenenfalls die Entstehung weiterer Teilchen durch Aufschauern in Kalorimetern oder Zerfall berücksichtigt, bis schließlich alle Teilchen entweder im Detektor absorbiert wurden oder diesen verlassen haben. Diese "Geschichte" jedes einzelnen Teilchens wird mit den Zeitpunkten und Energieverlusten entlang seiner Bahn abgespeichert. Anschließend werden die Bahninformationen in eine simulierte Antwort der einzelnen Detektorkomponenten umgerechnet, so daß sie dem Datenformat der echten Auslese-Elektronik entsprechen. Zur Verbesserung der Präzision werden neben generellen Informationen wie der relativen Positionierung der einzelnen Komponenten zueinander auch zeitabhängige Effekte im Detektor mitsimuliert. Typische Beispiele sind zum Beispiel der Hochspannungsstatus der TEC, des HCAL oder der Myonkammern. Außerdem könnten zeitweise defekte

Auslesekanäle, wie zum Beispiel nicht reagierende Kristalle im BGO, zu Ineffizienzen bei der Analyse führen. Um diesen Effekten Rechnung zu tragen, wird die Gesamtheit der simulierten Ereignisse auf das zeitliche Verhalten des Detektors abgebildet. Entsprechend dem Zeitraum, den eine Detektorkomponente oder Teile davon bei der Datennahme nicht zur Verfügung stehen, werden die entsprechenden Detektorteile bei der Rekonstruktion der Monte-Carlo-Ereignisse als nicht funktionsfähig behandelt. Das Zeitverhalten des simulierten Detektors sollte so dem des tatsächlichen Detektors entsprechen. Diese Monte-Carlo-Ereignisse werden als **Realdetektor-Monte-Carlo** bezeichnet und in dieser Analyse zur Bestimmung des Untergrundes anderer Prozesse und zur Vorhersage des Signals ausschließlich verwendet.

Rekonstruktion: Die Rekonstruktion unterscheidet nicht zwischen Monte-Carlo-Ereignissen und wirklichen Daten. Ihre Aufgabe besteht darin, aus den digitalen Informationen des Detektors wieder Viererimpulse von Teilchen zu erzeugen, unabhängig davon ob diese aus tatsächlichen Ereignissen stammen oder durch Monte-Carlo-Simulation erzeugt wurden. In einem ersten Schritt werden deshalb zunächst die Informationen der einzelnen Subdetektoren getrennt ausgewertet. So werden z.B. durch die Meßpunkte in der TEC die Spuren geladener Teilchen rekonstruiert oder Energiedepositionen in den Kalorimetern zu sogenannten Clustern zusammengefaßt. Das Ereignis läßt sich dann aus drei verschiedenen Objekten zusammensetzen:

- **Die TEC-Spur:** Aus den Signalen der einzelnen Drähte (Hits) rekonstruierte Spur eines geladenen Teilchens in der zentralen Spurkammer. Ist korrelierte Information des SMD vorhanden, so wird diese ergänzend genutzt.
- **Der ASRC:** Aus den korrelierten Energiedepositionen im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter erzeugtes Objekt, das der Energie eines Teilchens am nächsten kommt, falls es im Kalorimeter absorbiert wird. Es gibt optimierte Energiewerte unter der Hypothese eines elektromagnetisch wechselwirkenden Teilchens.
- **Die Myon-Spuren:** Im Myon-Spektrometer aus den einzelnen Hits unter Berücksichtigung des Magnetfeldes gewonnene Spur. Falls möglich, wird der Spurverlauf durch die Kalorimeter und TEC zurückverfolgt, um die Messung zu verbessern.

Die exakten Qualitätsanforderungen dieser Analyse an die einzelnen Objekte werden in Anhang 6.2 detaillierter behandelt.

Kapitel 5

qq ν -Analyse

5.1 Untersuchte Datennahme-Perioden

In der vorliegenden Analyse werden die mit dem L3-Detektor aufgezeichneten Daten aus dem LEP-Hochenergiebetrieb der Jahre 1997-1999 untersucht. Diese Daten setzen sich aus folgenden Unterperioden zusammen:

Jahr	nominelle Energie [GeV]	Int. Luminosität [pb^{-1}]	mittlere Energie \sqrt{s} [GeV]
1997	183	55,3	182.7
1998	189	179,4	188.6
1999	192	29,7	191.6
	196	83,7	195.5
	200	81,7	199.5
	202	37,0	201.8

Jede Datennahmeperiode stellt dabei eine Zusammenfassung vieler einzelner LEP-Füllungen mit leicht unterschiedlichen Schwerpunktsenergien dar. Dies wird zum Teil durch die in Kapitel 3 beschriebenen äußeren Einflüsse auf die Strahlenergie verursacht. Den größten Einfluß auf die aktuelle Strahlenergie haben die Betriebsparameter von LEP, weswegen sie kontinuierlich überwacht und gespeichert werden. Für jede einzelne Füllung des LEP-Speicherringes steht somit die exakte Strahlenergie am Wechselwirkungspunkt im Detektor zur Verfügung und kann zu Analyse Zwecken verwendet werden. In dieser Analyse ist die exakte Schwerpunktsenergie im in Kapitel 5.4.3 beschriebenen kinematischen Fit von großer Bedeutung, da aus den durch diesen Fit gewonnenen Informationen die Masse und die Zerfallsbreite des W-Bosons extrahiert werden soll. Die Analyse ist technisch für alle betrachteten Schwerpunktsenergien identisch. Lediglich die beiden

verwendeten Neuronale Netze NN_τ und NN_{ID} werden jeweils an die entsprechenden kinematischen Eigenschaften der Ereignisse und die unterschiedlichen Untergrundzusammensetzungen angepaßt. Da die Informationen über die Rekonstruktion minimal ionisierender Teilchen im L3-Detektor erst ab 189 GeV zur Verfügung stand, wurde diese Teilchenklasse bei der Analyse der 183 GeV-Daten nicht verwendet, was zu einer leicht abweichenden Effizienzmatrix für die Analyse dieses Energiepunktes führt. Auf die Vergleichbarkeit der Resultate zwischen den einzelnen Energiepunkten hat dies keinen Einfluß.

5.2 Selektion von Ereignissen

5.2.1 Grundschnitte

In dieser Analyse sollen $q\bar{q}l\nu$ -Ereignisse des W -Paar-Zerfalls unabhängig von der Art des auftretenden Leptons selektiert werden. All diesen Ereignissen ist die hadronische Aktivität aus dem Zerfall des einen W -Bosons in zwei Quarks gemeinsam. Im Detektor zeigt sich die hadronische Aktivität in Form einer hohen Teilchenmultiplizität und einer hohen Energiedeposition in den Kalorimetern. Durch Mindestanforderungen an die insgesamt im Detektor deponierte Energie, die Anzahl der Spuren und die Anzahl der Energiedepositionen in den Kalorimetern

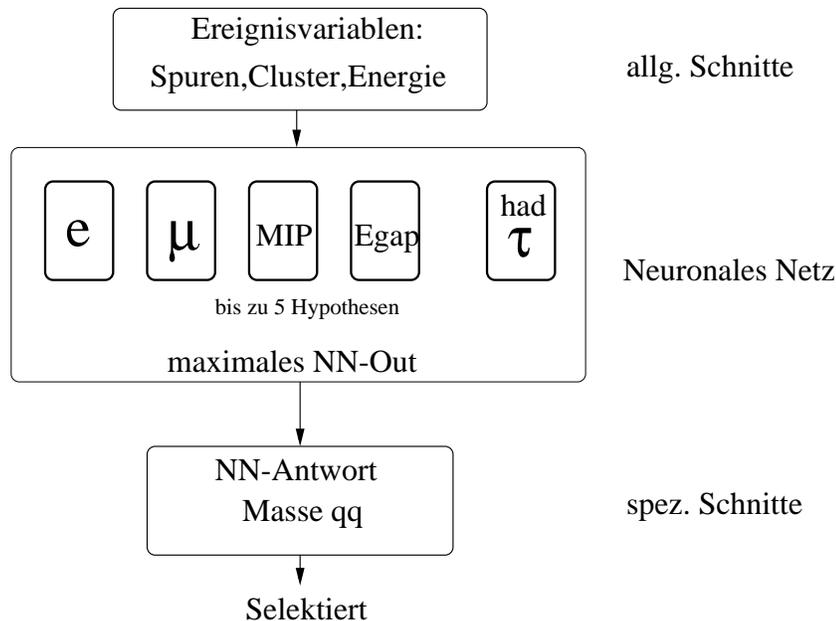


Abbildung 5.1 : *Logischer Fluß der Selektion von $q\bar{q}l\nu$ -Ereignissen aus dem Zerfall von W -Paaren ohne Berücksichtigung der Leptonart*

lassen sich gezielt Ereignisse mit hadronischer Aktivität selektieren. Diese Verfahrensweise unterdrückt bereits zu Beginn der Analyse Prozesse mit rein leptonischen Endzuständen, wie sie zum Beispiel durch die Fermionpaarproduktion über Z/γ -Austausch oder durch Zwei-Photon-Prozesse erzeugt werden. Auch die rein leptonischen Endzustände der W-Paar-Produktion werden hier fast vollständig unterdrückt.

In den Ereignissen mit hadronischer Aktivität wird nun nach geeigneten Lepton-Kandidaten gesucht. Das Ereignis wird nach plausibel erscheinenden Elektron-, Myon- und Tau-Kandidaten abgesucht, deren Eigenschaften im folgenden näher beschrieben werden sollen.

5.2.2 Identifikation von Elektron-Kandidaten

Abbildung 5.2 zeigt ein typisches $q\bar{q}l\nu$ -Ereignis aus dem W-Paar-Zerfalls mit einem Elektron im Endzustand im L3-Detektor. Die Anforderungen an einen Elektronkandidaten lassen sich in dieser Darstellung gut erkennen. Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen werden im L3-Detektor vom BGO-Kristall-Kalorimeter absorbiert. Alle Energiedepositionen im elektromagnetischen Kalorimeter, die eine Mindestenergie von 5 GeV aufweisen, sind Elektronkandidaten und werden weiter untersucht. Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen erzeugen im Kalorimeter ein sehr schmales Schauerprofil in den Kristallen, das sich radial nur über wenige Kristalle ausdehnt, so daß die Schauerbreite als charakteristische Größe zur Unterscheidung elektromagnetisch wechselwirkender Teilchen von hadronisch wechselwirkenden verwendet werden kann. Als Quantifizierung dient dabei die Größe $\sum 9 / \sum 25$ (Abbildung 5.3). Sie beschreibt das Verhältnis der deponierten Energie in einer 3×3 -Kristall-Matrix um den Eindringpunkt im Verhältnis zur Deposition in einer 5×5 -Matrix. Da das Schauerprofil für Elektronen und Photonen schmal ist, sollte die gesamte Energie in den inneren Kristallen absorbiert werden und der Wert für $\sum 9 / \sum 25$ bei Eins liegen. Aufgrund von unterschiedlichen Eichkonstanten bei der Berechnung der Matrix-Summen ist $\sum 9$ typischerweise etwa 1 % grösser als die Summe über die inneren neun Kristalle in der Größe $\sum 25$, so daß der Quotient Werte größer Eins aufweisen kann. Hohe Werte deuten auf eine elektromagnetische Deposition hin. In der Analyse wird ein Mindestwert von 0,975 verlangt.

Um inklusive Elektronen aus dem Zerfall hadronischer Teilchen auszuschließen und eine gute Rekonstruktion der invarianten Massen zu gewährleisten, soll der Elektronkandidat von den Jets des hadronischen Systems räumlich separiert sein.

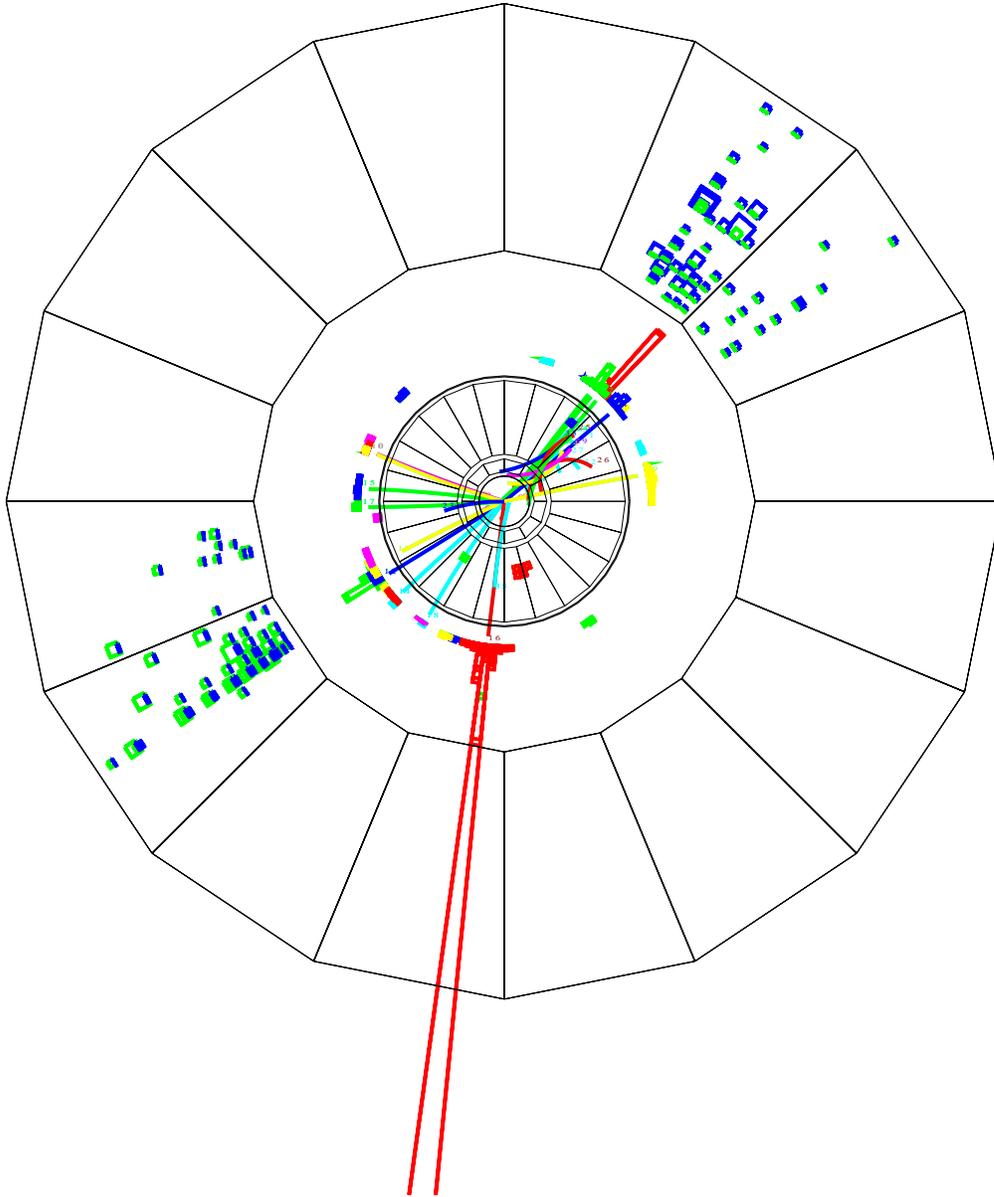


Abbildung 5.2 :

Ein typisches Ereignis der $q\bar{q}l\nu$ -Klasse im L3-Detektor. Das Elektron weist nach unten, es läßt sich an seinem hohen Energieverlust im elektromagnetischen Kalorimeter erkennen. Der Gesamtimpuls ist aufgrund des undetektiert entkommenen Neutrinos nicht balanciert. Zwei Teilchenbündel (Jets) mit Energieverlusten im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter sind durch den Zerfall eines W -Bosons in zwei Quarks entstanden.

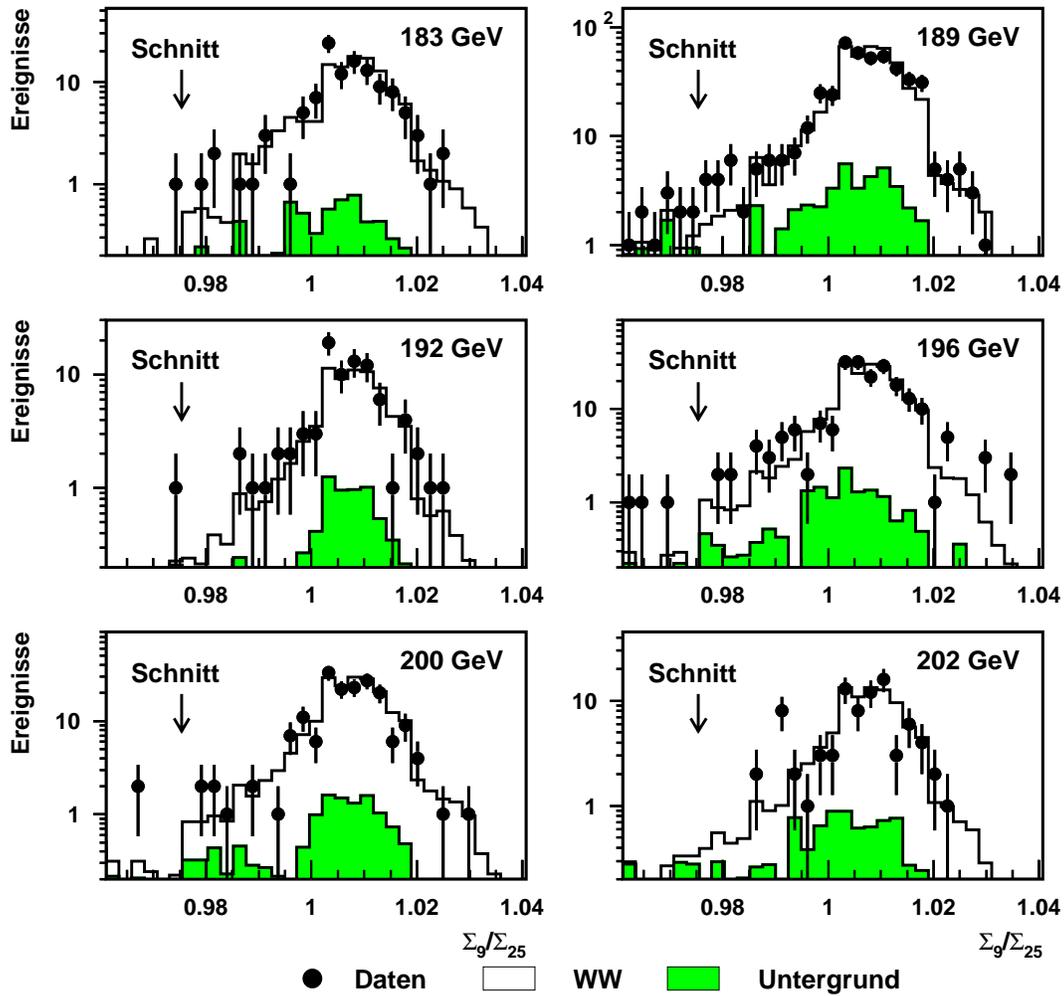


Abbildung 5.3 : *Das Verhältnis Σ_9/Σ_{25} der in einer 3×3 -Kristallmatrix um den Auftreffpunkt in BGO deponierten Energie zur Energie in einer 5×5 -Kristallmatrix. Elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen haben ein schmales Schauerprofil und liefern deshalb Werte bei Eins.*

Das Verhältnis der Energie des Kandidaten zur Gesamtenergiedeposition in einem Kegel mit 15° Öffnungswinkel um den Kandidaten muß 0,7 überschreiten, damit der Kandidat als hinreichend isoliert betrachtet werden kann (Abbildung 5.4). Liegt der Kandidat im hadronischen System, so tendiert das Verhältnis zu kleineren Werten. Zur Bestimmung der Energie des Kandidaten werden unter Annahme seiner elektromagnetischen Natur andere Kalibrationskonstanten verwendet als in der Kegelergie, so daß Werte größer Eins für isolierte Kandidaten möglich sind.

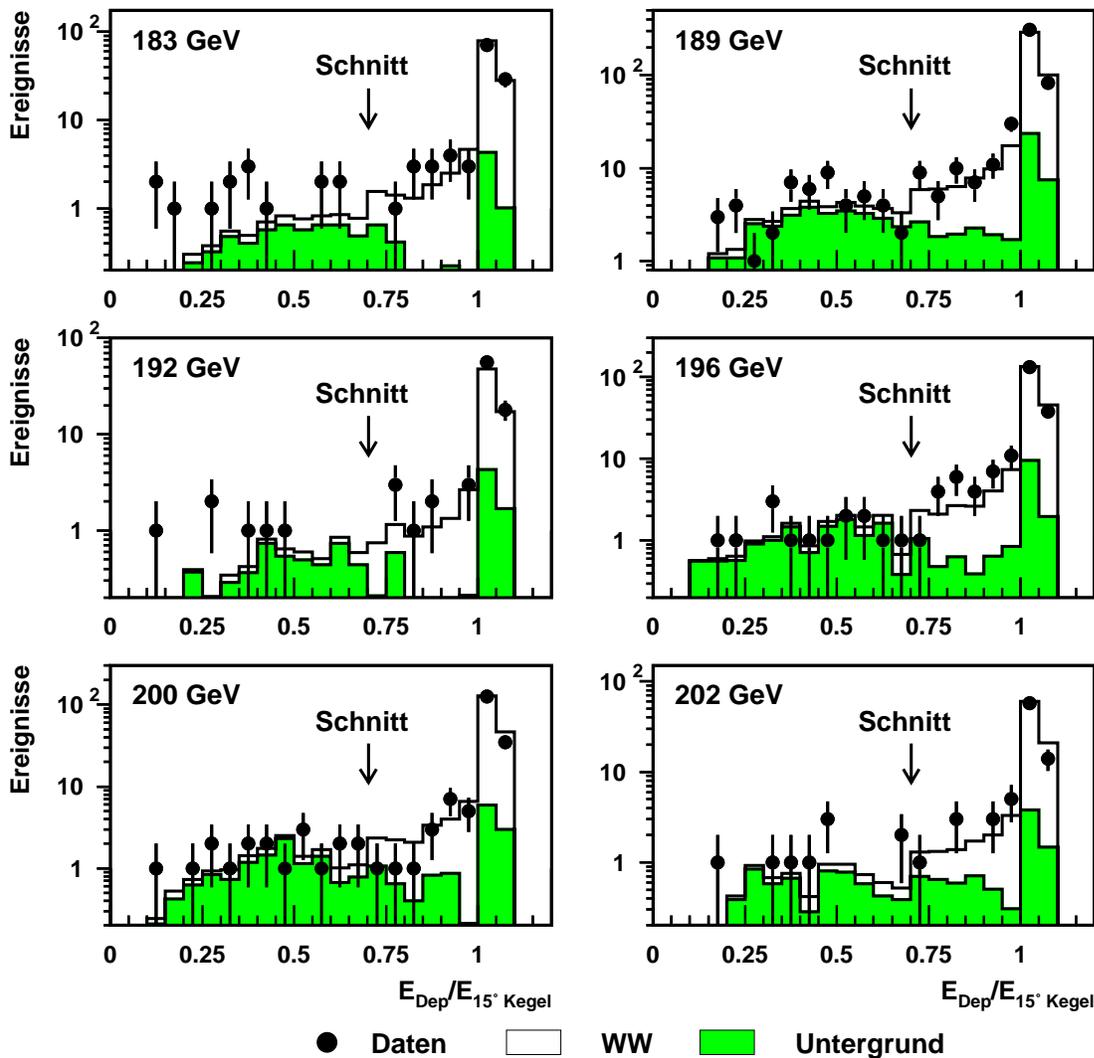


Abbildung 5.4 : *Das Verhältnis der Energie der Deposition zur aufsummierten Energie in einem 15° -Kegel um diese Deposition. Dieser Wert tendiert bei räumlich isolierten Kandidaten zu Eins.*

Für gut separierte, elektromagnetisch wechselwirkende Kandidaten muß entschieden werden, ob es sich um Elektronen oder Photonen handelt. Hauptuntergrund des $q\bar{q}\nu$ -Kanals sind sogenannte radiative Ereignisse der Fermionpaarproduktion, bei denen ein Photon im Anfangszustand ausgesandt wird und das bei verringerter effektiver Schwerpunktsenergie erzeugte Z-Boson hadronisch zerfällt. Die geladenen Elektronen lassen sich in der zentralen Spurkammer von den ungeladenen Photonen unterscheiden. Für Elektronenkandidaten wird deshalb eine in Φ auf 20 mrad genau auf die Energiedeposition im Kalorimeter weisende Spur in der

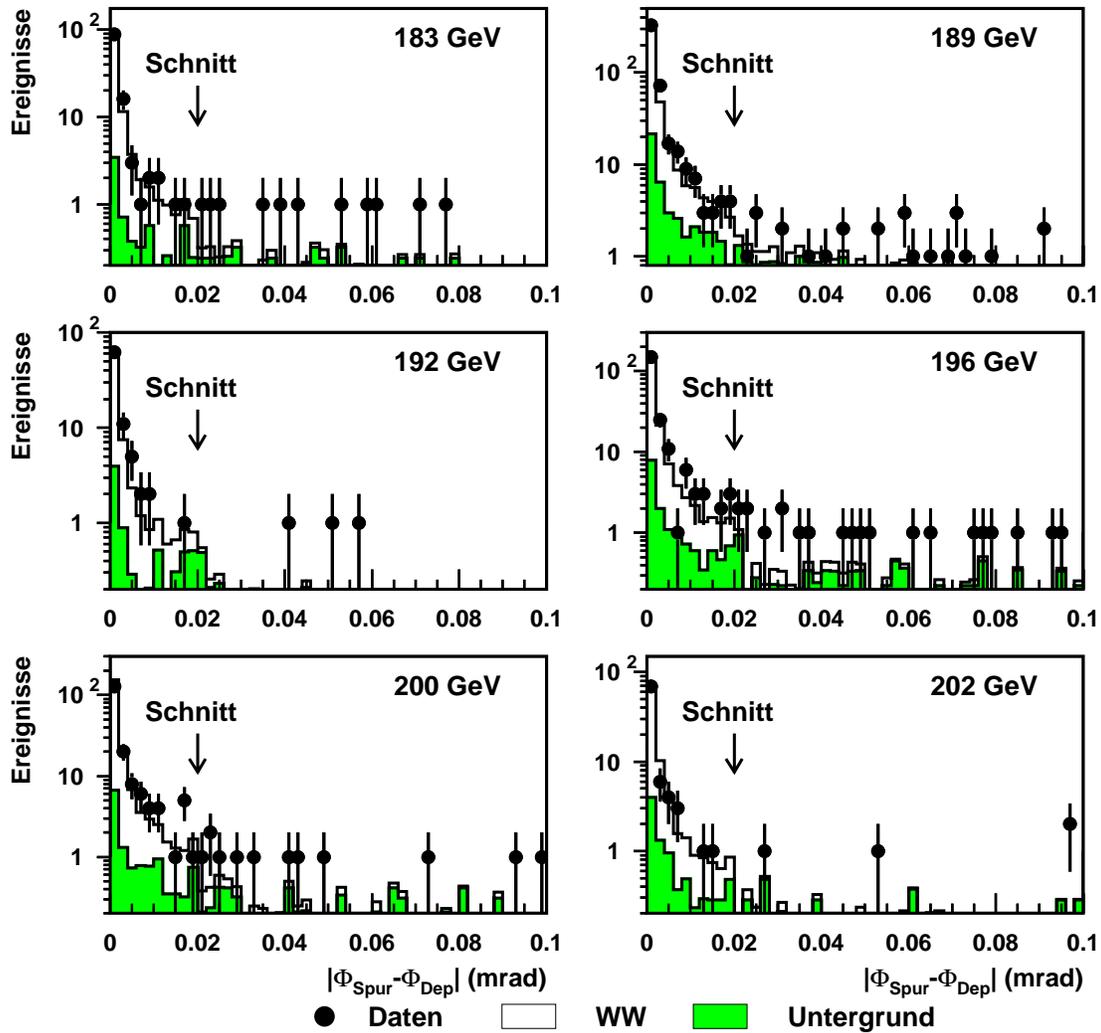


Abbildung 5.5 : Die Winkeldifferenz $\Delta(\Phi)$ zwischen der elektromagnetischen Energiedeposition und der nächsten Spur. Für Spuren in Vorwärtsrichtung wird die Winkeldifferenz mit der jeweils lokal erzielbaren Auflösung der TEC skaliert, um einen einheitlichen Schnitt zu ermöglichen.

zentralen Spurkammer verlangt (Abbildung 5.5). Die technischen Anforderungen an die Spur und die Details der Zuordnung findet sich im Anhang 6.2 und 6.3.

Der Aufbau der zentralen Spurkammer erlaubt in Vorwärtsrichtung ab einem bestimmten Winkel keinen Spurnachweis mehr, so daß in diesem Winkelbereich ein anderes Kriterium zur Unterscheidung von Photonen und Elektronen benutzt werden muß. Die in diesem Winkelbereich auftretenden Photonen entstammen

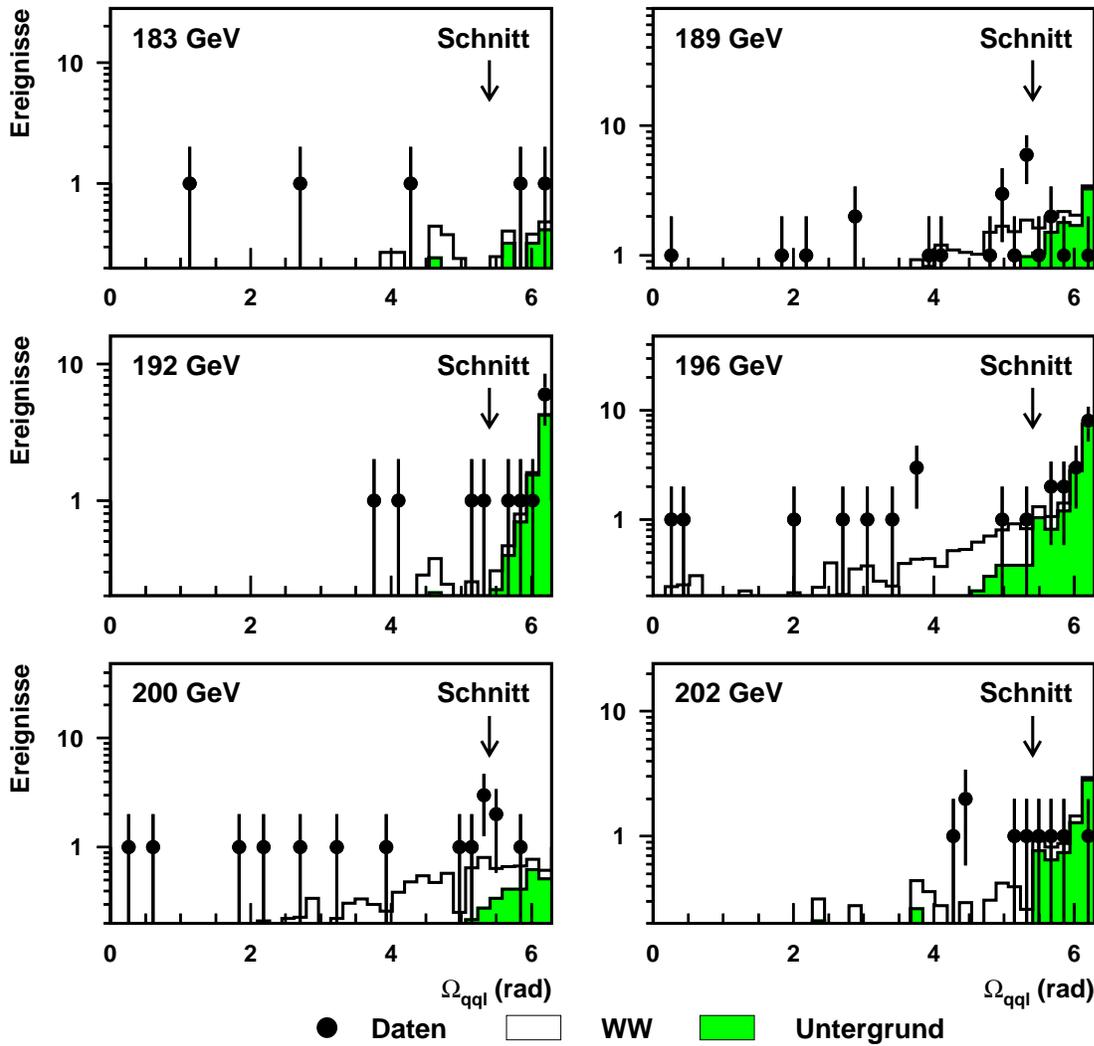


Abbildung 5.6 : *Der Ω -Winkel ist der Raumwinkel zwischen den beiden Jets und dem elektromagnetischen Kandidaten. Er ist ein Maß für die Planarität des Ereignisses. Ein Wert von 2π stellt ein in einer Ebene liegendes Ereignis dar. Da die W-Bosonen unkorreliert zerfallen, ist Ω hier flach verteilt.*

fast ausschließlich den oben beschriebenen radiativen Ereignissen, was eine einfache Trennung durch kinematische Überlegungen erlaubt. Für die radiativen Ereignisse liegt aus Gründen der Impulserhaltung das Photon in derselben Ebene wie die beiden Jets des hadronischen Systems. Für Elektronen aus W-Zerfällen ist die Elektronrichtung im Vergleich mit den Jets aus dem Zerfall des zweiten W-Bosons flach verteilt, da beide W-Bosonen unkorreliert zerfallen. Bestimmt man

nun auf einer Einheitskugel mit dem Wechselwirkungspunkt als Mittelpunkt die Fläche des von den Durchstoßpunkten der Jets und des Elektronkandidaten aufgespannten Dreiecks, so ergeben sich für die radiativen Photonereignisse durch ihre ebene Anordnung Werte von etwa 2π , während diese Größe für Elektronen aus dem W-Zerfall flach verteilt ist. Ein Schnitt kleiner 5,4 trennt Elektron- von Photonkandidaten ab (Abbildung 5.6). Die Verteilung fällt zu kleinen Werten von Ω hin auch für das Signal ab, da dies auf eine räumliche Nähe der Jets und des Kandidaten hindeutet, die durch die Isolationskriterien unterbunden wird.

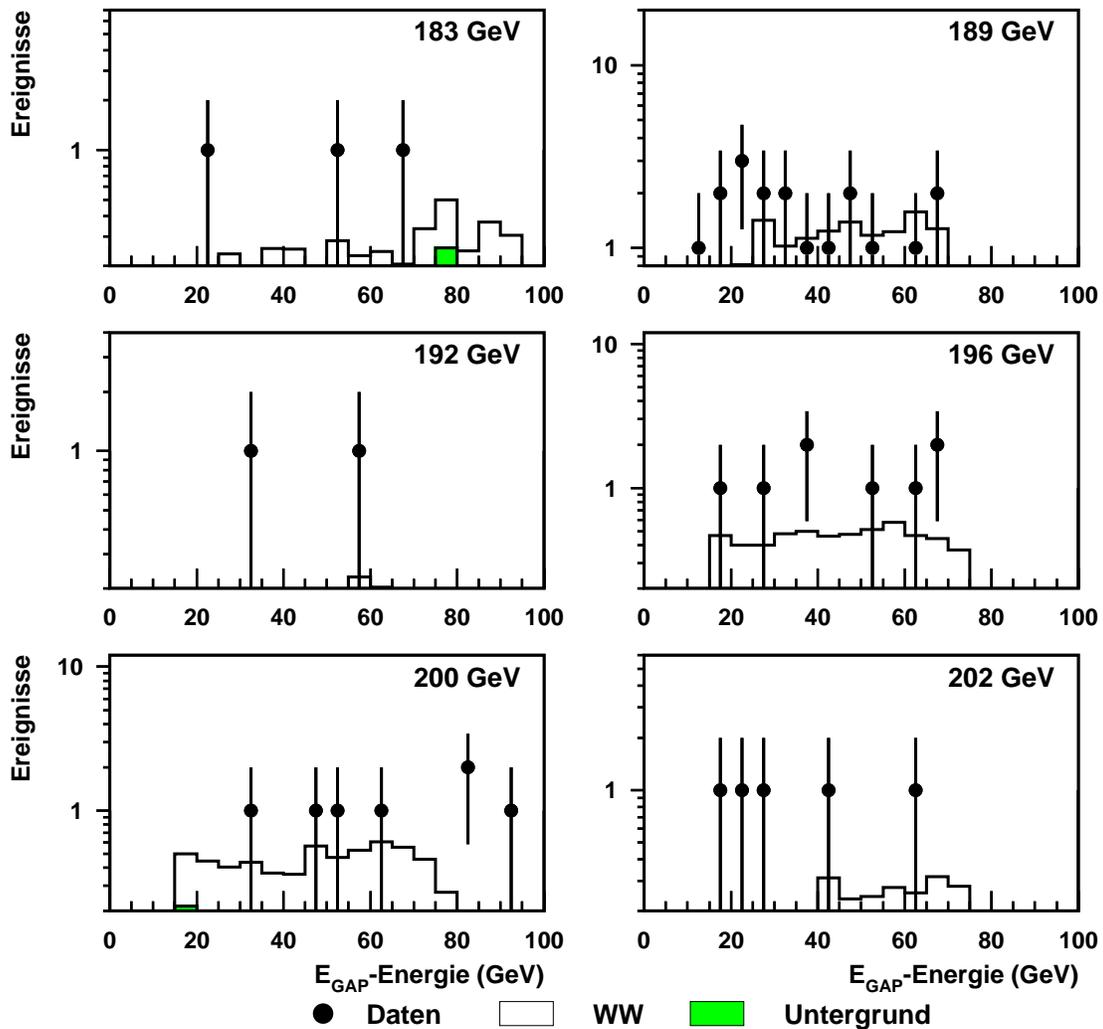


Abbildung 5.7 : *Unter der elektromagnetischen Hypothese optimierte Energie der EGAP-Elektronkandidaten*

Zwischen dem Zentralbereich des elektromagnetischen Kalorimeters und den Endkappen befand sich eine Akzeptanzlücke, die 1996 mit einem Blei-Spaghettikalorimeter (EGAP) weitgehend geschlossen wurde. Das Verhalten dieses Kalorimeters erfordert abgewandelte Größen zur Sicherstellung der geforderten Eigenschaften für gute Elektronkandidaten. Aufgrund des konstruktionsbedingt hohen Rauschuntergrundes werden hier nur Depositionen über 15 GeV als gute Kandidaten in Betracht bezogen (Abbildung 5.7). Die elektromagnetische Natur der Energiedepositionen wird hierbei durch die Forderung nach nur minimaler Aktivität (höchstens 0,4 GeV) im sich unmittelbar hinter der Energiedeposition befindlichen Hadronkalorimeterbereich sichergestellt. Um nur vom hadronischen System des zweiten W-Bosons räumlich isolierte Kandidaten auszuwählen, soll die im hadronischen Kalorimeter deponierte Energie in einem Kegel mit 7° Öffnungswinkel hinter dem Kandidaten 2 GeV nicht überschreiten. Elektronen werden über die Zuordnung einer Spur aus der zentralen Spurkammer auf maximal 100 mrad Abstand in Φ zu der entsprechenden Energiedeposition von Photonen unterschieden. Für die Kandidaten mit Spur wird aus der Spurinformaton und den Kalorimeterwerten eine verbesserte Energie- und Ortsinformation für den Kandidaten ermittelt.

5.2.3 Identifikation von Myon-Kandidaten

Abbildung 5.8 zeigt ein typisches Ereignis der $qq\mu\nu$ -Klasse. Die Kriterien für einen geeigneten Myonkandidaten sind denen für einen guten Elektronkandidaten ähnlich. Aufgrund der hohen Dichte des hadronischen Kalorimeters erreichen nur Myonen das Myonspektrometer des Detektors und werden dort nachgewiesen und vermessen. Ein Mindestimpuls von 5 GeV wird für einen guten Myonkandidaten vorausgesetzt. Um inklusive Myonen aus hadronischen Zerfällen zu unterdrücken, wird eine räumliche Separation des Myons von den Jets des hadronischen Systems aus dem Zerfall des zweiten W-Bosons gefordert. Ein Energie-Verhältnis wie bei den Elektronkandidaten ist aber für Myonen nicht möglich, da sie aufgrund ihres minimal ionisierenden Verhaltens fast gar keine Energie im Kalorimeter deponieren. Deshalb wird gefordert, daß die in den Kalorimetern deponierte Energiem in einem Kegel mit 15° Öffnungswinkel um den Kandidaten 9 GeV nicht überschreiten darf (Abbildung 5.9). Zur Unterdrückung von Myonen aus der kosmischen Strahlung, die ebenfalls im Detektor nachgewiesen werden können, wird der radiale und longitudinale Abstand der Myonspur vom Wechselwirkungspunkt als Kriterium verwendet. In radialer Richtung muß ein guter Kandidat auf 15 cm genau, in longitudinaler Richtung auf 30 cm genau auf den

Wechselwirkungspunkt weisen. Das Myonspektrometer weist zwischen dem Zentralbereich und den Myonkammertüren Akzeptanzlücken auf, was durch eine auf den Informationen der anderen Detektorkomponenten basierende MIP-Selektion teilweise kompensiert wird.

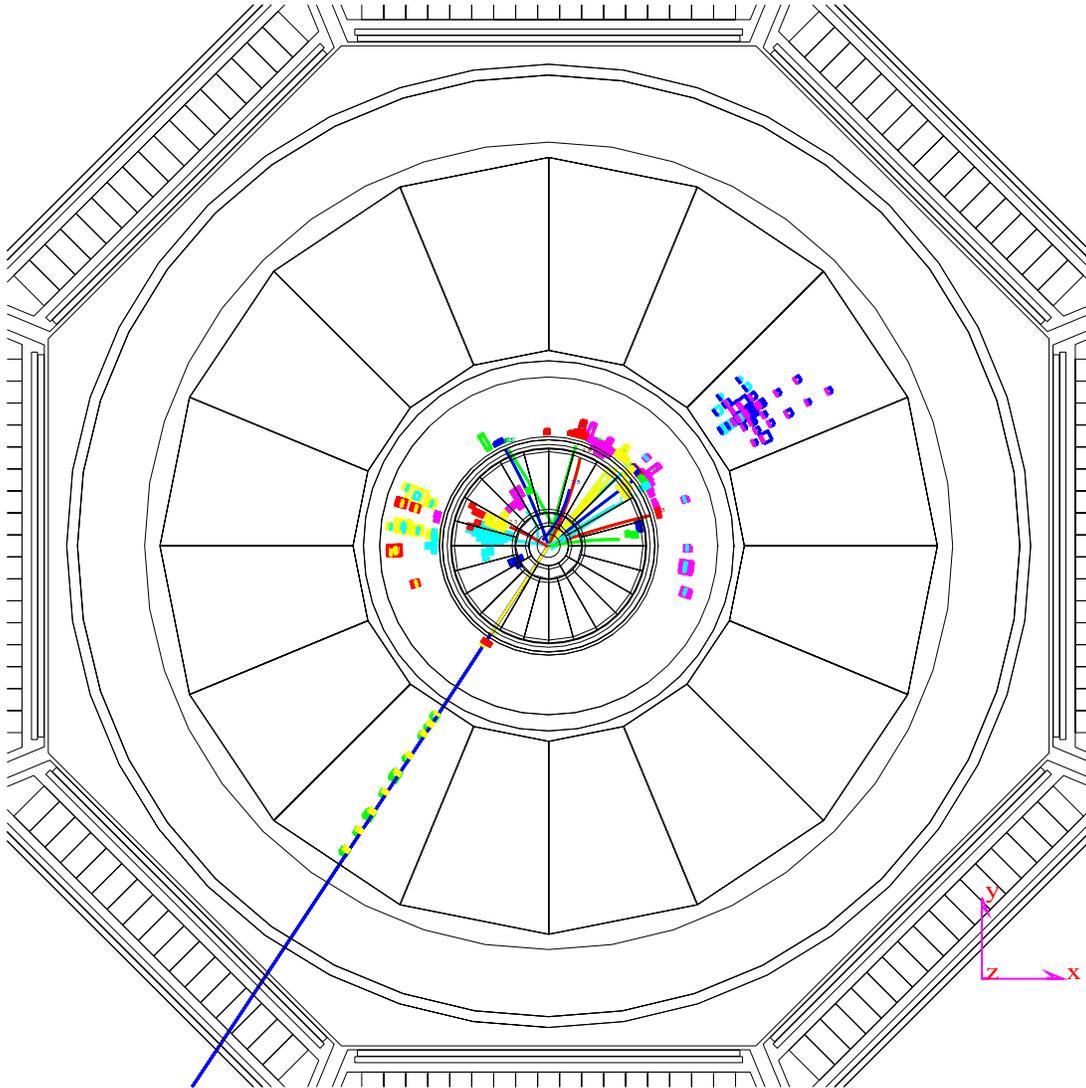


Abbildung 5.8 : *Ein typisches Ereignis der $qq\nu\nu$ -Klasse im L3-Detektor. Das Myon weist nach schräg links unten. Aufgrund seiner minimal ionisierenden Eigenschaften durchquert es die Kalorimeter mit geringem Energieverlust und kann so in den Myonkammern nachgewiesen werden. Auch hier sind die zwei Jets des hadronischen W-Zerfalls gut zu erkennen.*

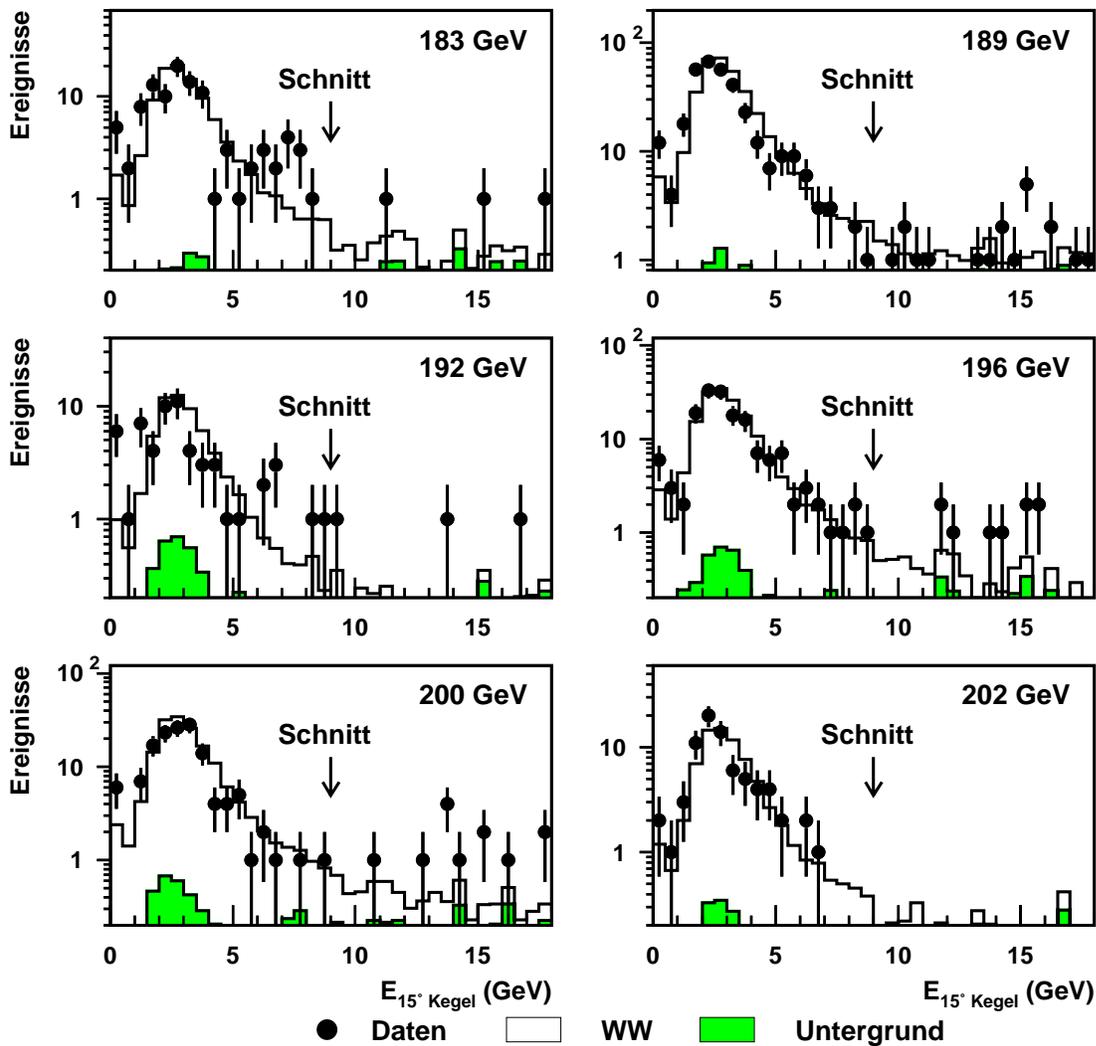


Abbildung 5.9 : *Energie in einem Kegel mit 15° Öffnungswinkel um den Myonkandidaten. Diese Größe stellt die räumliche Separation des Myonkandidaten vom hadronischen System sicher.*

Unter MIP versteht man minimal ionisierende Teilchen, die im Myonspektrometer des L3-Detektors keine verwertbare Spur hinterlassen haben. Sie lassen sich jedoch aufgrund der von ihnen in der zentralen Spurkammer erzeugten Spuren und den geringfügigen Energiedepositionen in den Kalorimetern nachweisen. Dazu wird ein spezieller Algorithmus verwendet, der Korrelationen zwischen dem Durchgang von Teilchen durch die Kalorimeter und Spuren in der Spurkammer sucht. Als Energiewert des MIP-Kandidaten wird der Impuls aus der Spurkam-

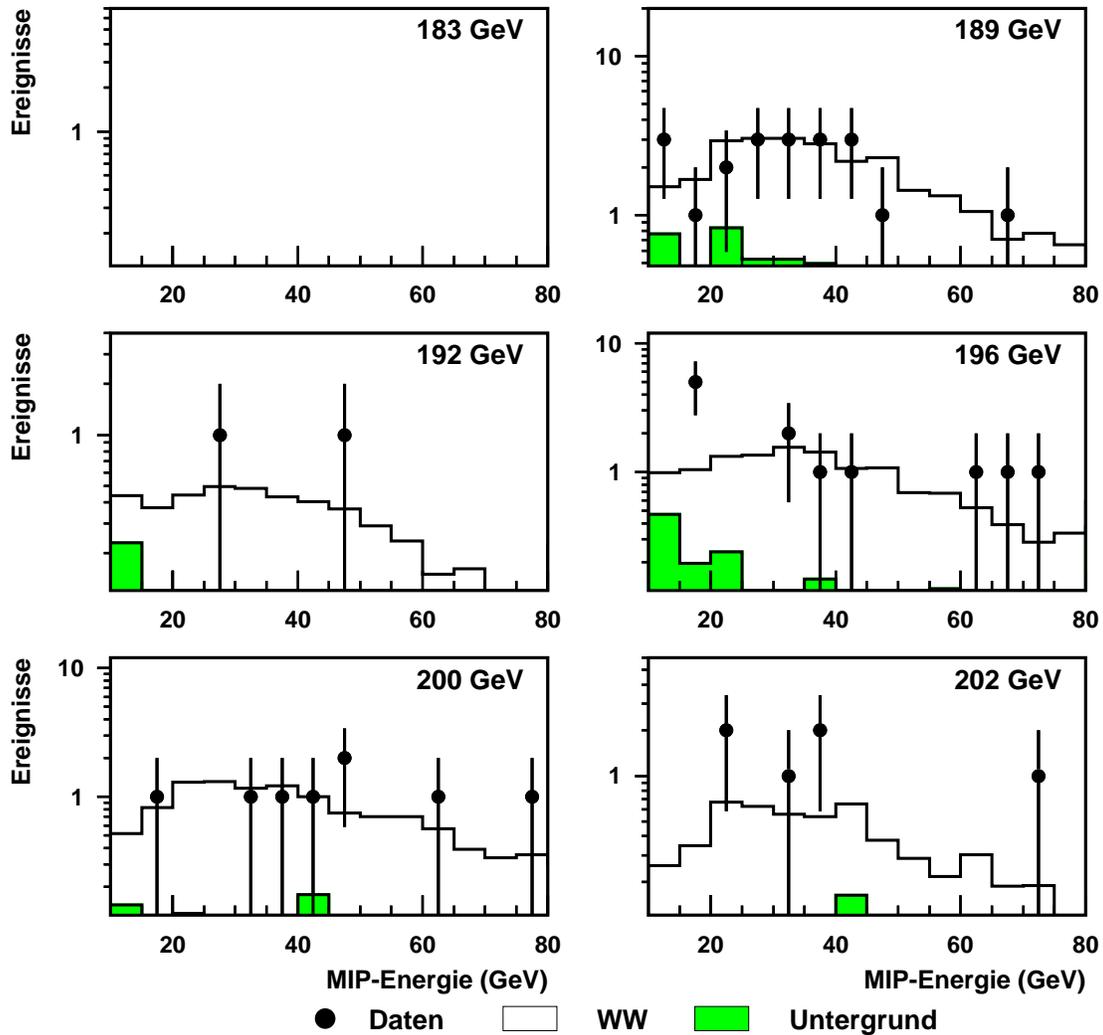


Abbildung 5.10 : *Energie der MIP-Kandidaten. Die L3-MIP-Identifikation wurde erst für die Datennahme ab 189 GeV Schwerpunktsenergie implementiert und stand deshalb für die 183 GeV-Analyse nicht zur Verfügung.*

mer verwendet. Auch hier wird ein Mindestimpuls von 5 GeV für den Kandidaten verlangt (Abbildung 5.10). Die räumliche Separation des MIP-Kandidaten vom hadronischen System aus dem Zerfall des zweiten W-Bosons wird ebenso wie bei den Myonen durch Begrenzung der erlaubten Energiedeposition in einem 15°-Kegel um die Teilchenrichtung auf maximal 7 GeV erzielt. Im weiteren werden Myon- und MIP-Kandidaten zusammengefaßt und als Myonen bezeichnet.

5.2.4 Abtrennung von Leptonen aus τ -Zerfällen

Die in den vorherigen Abschnitten beschriebenen Kriterien selektieren nicht nur Elektronen und Myonen, die direkt aus dem W-Zerfall stammen. Zerfällt ein W-Boson leptonisch in ein τ -Lepton und das entsprechende Neutrino, so wird das τ -Lepton in 60% der Fälle unter Beteiligung eines weiteren Neutrinos hadronisch, das heißt in einen Jet von Teilchen zerfallen. In 40 % der Fälle zerfällt das τ -Lepton leptonisch weiter, also in ein Elektron oder Myon. Durch die bewußt niedrig gewählte minimal notwendige Energie von 5 GeV werden auch die Leptonen selektiert, die aus einem leptonischen τ -Zerfall stammen.

Obwohl in dieser Analyse grundsätzlich ein von der Art des identifizierten Leptons unabhängiger Ansatz gewählt wird, ist zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse und zur Überprüfung der Leptonuniversalität eine Auftrennung der selektierten Kanäle in die verschiedenen Leptonarten notwendig. Dies bedingt eine Zuordnung der Elektronen und Myonen entweder zum direkten leptonischen

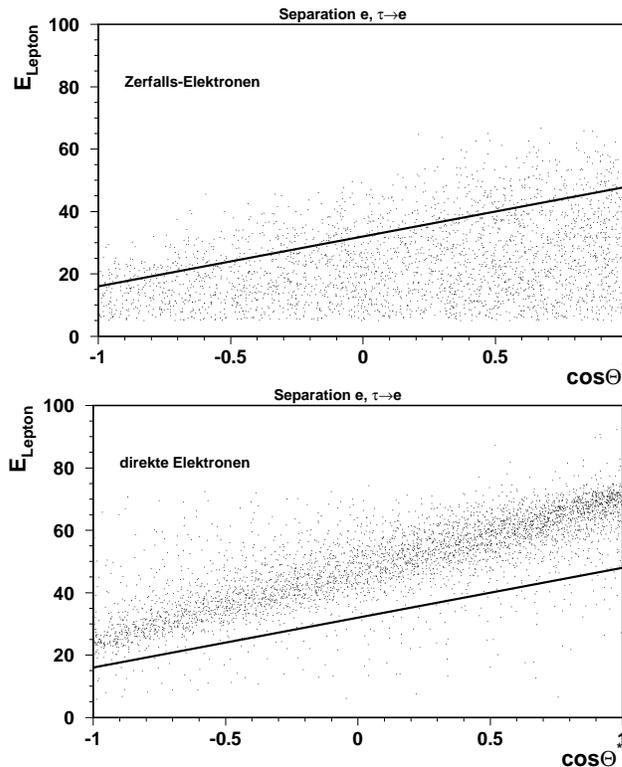


Abbildung 5.11 : *Simulation der Trennung direkter Leptonen von Zerfallsleptonen in der $E_{Lepton} - \cos(\Theta)^*$ -Ebene. Dies ermöglicht eine spätere Auftrennung der selektierten Leptonkandidaten in die verschiedenen Endzustände $qqe\nu$, $qq\mu\nu$, $qq\tau\nu$.*

W-Zerfall $W \rightarrow e\nu, \mu\nu$ oder zum τ -Zerfall $W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \mu\nu\nu, e\nu\nu$.

Das Auftreten zweier zusätzlicher Neutrinos im τ -Zerfall ermöglicht eine effiziente Trennung der beiden Klassen. Bestimmt man aus dem hadronischen System zunächst den Impuls des einen W-Bosons, so ist aus Überlegungen der Impulserhaltung auch die Flugrichtung des leptonisch zerfallenden W-Bosons festgelegt. Transformiert man nun das Lepton in das W-Ruhsystem, so wird für jeden beliebigen Emissionswinkel $\cos\Theta^*$ die im Laborsystem beobachtete Energie E_{Lepton} für Leptonen aus dem τ -Zerfall aufgrund der zusätzlichen Neutrinos deutlich kleiner sein als die Energie eines Leptons direkt aus dem W-Zerfall. Trägt man also die Energie E_{Lepton} gegen den Emissionswinkel $\cos\Theta^*$ auf, so kann man durch die Wahl einer geeigneten Geraden die Zerfallsleptonen von den direkten Leptonen abtrennen und so eine eindeutige Zuordnung zum $e\nu$ -, $\mu\nu$ - oder $\tau\nu$ -Kanal vornehmen (Abbildung 5.11).

5.2.5 Identifikation von hadronisch zerfallenden τ -Leptonen

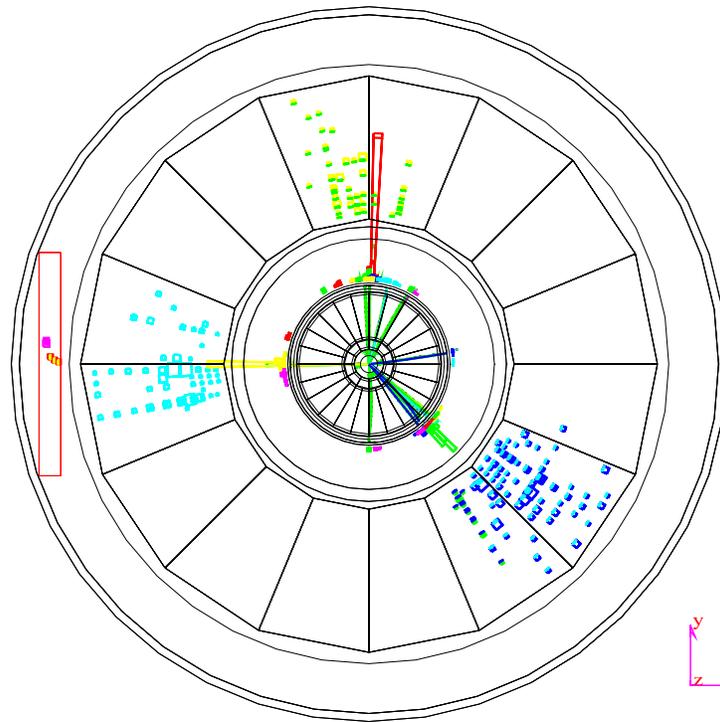


Abbildung 5.12 : *Ein typisches Ereignis der $qq\tau\nu$ -Klasse mit hadronisch zerfallendem Tau im L3-Detektor. Es handelt sich hierbei links um ein in nur ein geladenes Teilchen zerfallendes Tau.*

Insgesamt 60 % der durch den leptonenischen Zerfall von W-Bosonen entstehenden τ -Leptonen zerfallen hadronisch, das heißt in ein System mehrerer Teilchen, einen sogenannten Jet. Daraus ergibt sich in der hier untersuchten Ereignisklasse das Problem, in der Umgebung zweier Jets aus dem hadronischen Zerfall des einen W-Bosons den τ -Jet zu rekonstruieren, ohne daß Teile der anderen Jets fälschlicherweise dem τ -Jet zugeordnet werden (vergleiche Abbildung 5.12). Ist dies

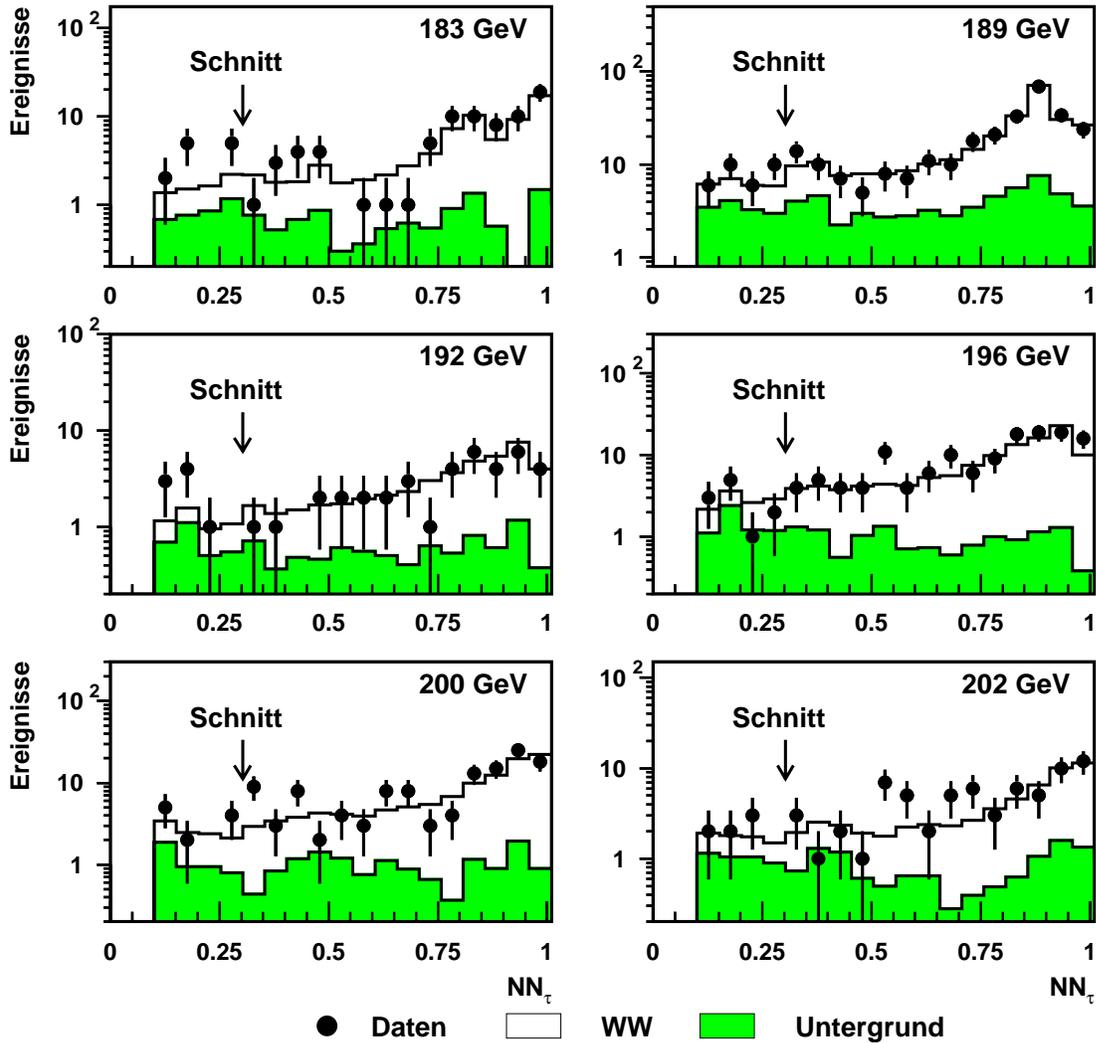


Abbildung 5.13 : Neuronales Netz NN_τ zur Identifikation des hadronisch zerfallenden τ -Leptons im Ereignis. Der Jet mit der höchsten Antwort des Neuronalen Netzes wird als τ -Kandidat akzeptiert, sofern der NN_τ -Wert über 0,3 liegt. Der Anteil richtig identifizierter Taus liegt mit dieser Methode bei etwa 90 %.

gelingen, muß aus nunmehr drei Jets der wahre τ -Jet identifiziert werden. Durch die Masse des τ -Leptons ist die maximale Breite des beim Zerfall entstehenden Jets vorgegeben. Mit einem geometrischen Jet-Algorithmus, der einen Kegel von 10 Grad Öffnungswinkel verwendet, wird das Ereignis nach schmalen, hadronischen Jets abgesucht, die mindestens 5 GeV Energie aufweisen müssen. Die erwartete Topologie der Ereignisse setzt die Identifikation von mindestens 3 Jets im Ereignis voraus. Für die Unterscheidung ähnlicher Objekte ist ein Neuronales Netz (NN) sehr gut geeignet und wird an dieser Stelle eingesetzt, um den τ -Jet

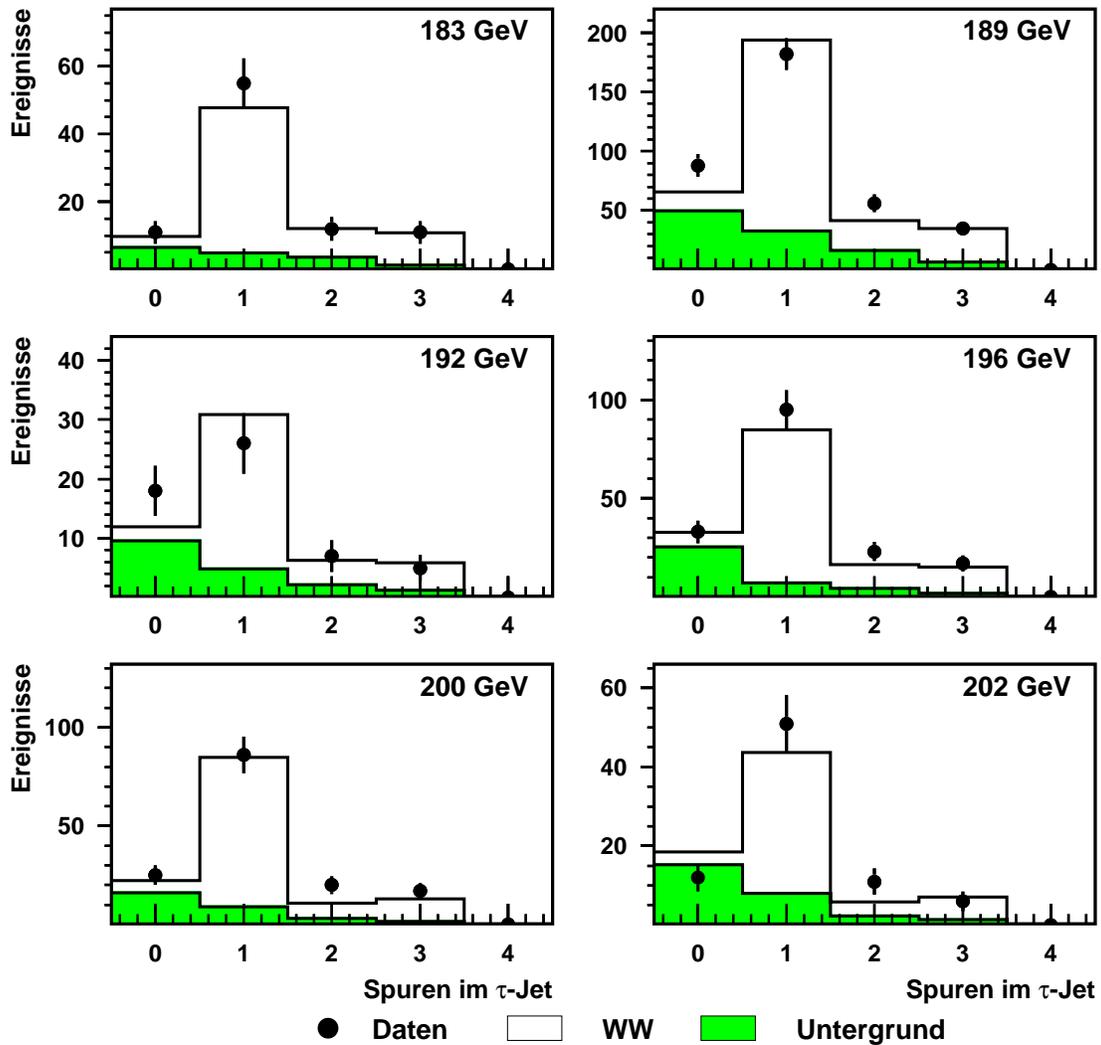


Abbildung 5.14 : Anzahl der Spuren im Tau-Jet-Kandidaten. Nur Jets mit ein bis drei Spuren werden als τ -Jet-Kandidaten weiter verwendet.

zu identifizieren (NN_τ). Durch Training des Netzes mit Monte-Carlo-Ereignissen "lernt" das Netz, aus charakteristischen Eigenschaften des Jets wie der Jetmasse, der Breite, der Anzahl der Spuren und der Energie, die τ -Artigkeit eines Jets auf einer Skala von Null bis Eins zu bewerten. Der Jet mit dem höchsten Ausgabewert wird als τ -Kandidat weiterverwendet, falls sein Ausgabewert 0,3 übersteigt (Abbildung 5.13). Liegt kein Jet mit einem Mindestausgabewert von 0,3 vor, so wird das Ereignis als nicht τ -artig verworfen.

An den τ -Kandidaten werden ähnlich wie bei den Elektronen und Myonen Qualitätsanforderungen gestellt. Der Jet soll mindestens eine Spur in der zentralen Spurkammer besitzen, um die Fehlidentifikation von Photonen als hadronische Jets zu vermeiden. Weiterhin soll er höchstens drei Spuren besitzen, um hadronische Jets aus dem W-Zerfall zu unterdrücken (Abbildung 5.14). Dieses Kriterium beeinträchtigt die Effizienz der Analyse kaum, da der Anteil der τ -Zerfälle in fünf geladene Teilchen hier vernachlässigbar gering ist.

5.2.6 Auswahl des besten Leptonkandidaten

Wurde im Ereignis kein Leptonkandidat der bisher beschriebenen Klassen gefunden, so wird das Ereignis als nicht zur Klasse der in $qq\ell\nu$ zerfallenden W-Boson-Paare verworfen. Sind Leptonkandidaten im Ereignis identifiziert worden, wird das Ereignis unter jeweils dieser $qq\ell\nu$ -Hypothese rekonstruiert, das heißt, aus den verbleibenden Teilchen im Detektor wird das hadronische System des zweiten W-Bosons rekonstruiert, der fehlende Impuls wird ermittelt und die invarianten Massen beider W-Bosonen berechnet. Ein Neuronales Netz (NN_{ID}) bestimmt aus charakteristischen Ereignisformvariablen wie der Lepton- und Neutrinoenergie, den invarianten Massen und den Emissionswinkeln der Leptonen die "W-Paar- Artigkeit" der betrachteten Hypothese. Aus allen Hypothesen eines Ereignisses wird die weiterverwendet, die auf einer Skala von Null bis Eins den höchsten Ausgabewert des Neuronalen Netzes erzielen konnte. Die anderen Hypothesen werden verworfen. Die Details der im Neuronalen Netz verwendeten Größen und ihrer Verteilungen sowie eine Abhandlung über die Funktionsweise von Neuronalen Netzen findet sich im Anhang 6.4.

5.2.7 Reduktion anderer Prozesse

Trotz der Qualitätskriterien, die an die Leptonkandidaten gestellt werden, gibt es Prozesse, die den $qq\ell\nu$ -Endzustand eines zerfallenden W-Paares vortäuschen können. Dies macht eine Reduktion des Untergrundes durch Schnitte auf ent-

sprechende Variablen mit Separationskraft notwendig. Prozesse niedriger Multiplizität, wie zum Beispiel aus der Lepton-Paarproduktion, werden bereits effizient durch die eingangs beschriebenen Multiplizitätsanforderungen unterdrückt. Der verbleibende Hauptuntergrund sind Ereignisse aus der Quark-Paarproduktion mit Gluonabstrahlung, die Drei-Jet-Ereignisse erzeugen, welche als $qq\tau\nu$ -Ereignisse mißidentifiziert werden können. Durch eine Mindestanforderung an den Ausgabewert des Neuronalen Netzes NN_{ID} von 0,5 wird diese Ereignisklasse effizient

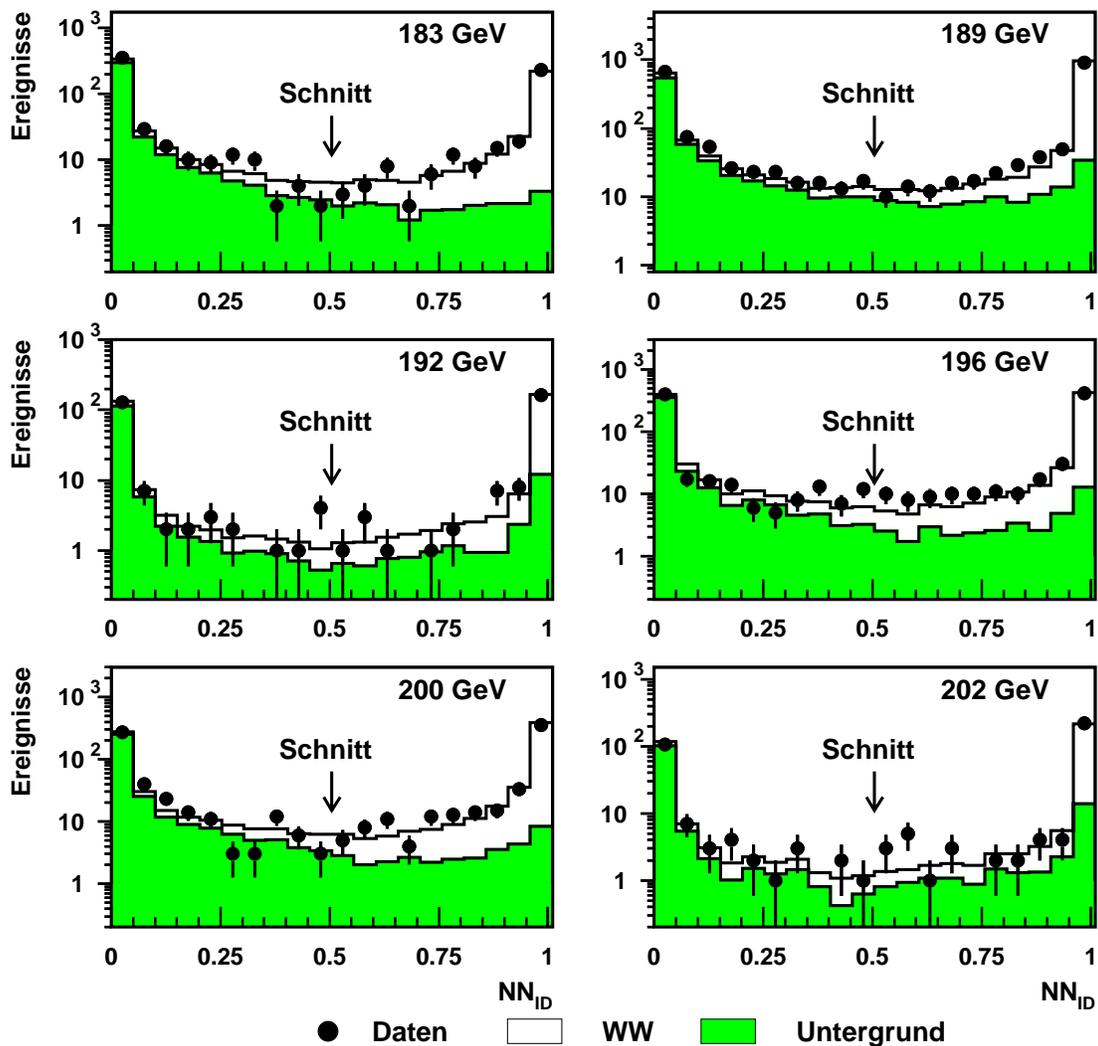


Abbildung 5.15 : Die Antwort des Neuronalen Netzes NN_{ID} . Der Kandidat mit der höchsten Antwort wird weiterverwendet. Außerdem reduziert der Schnitt bei 0,5 sehr effizient den Untergrund nicht WW-artiger Ereignisse.

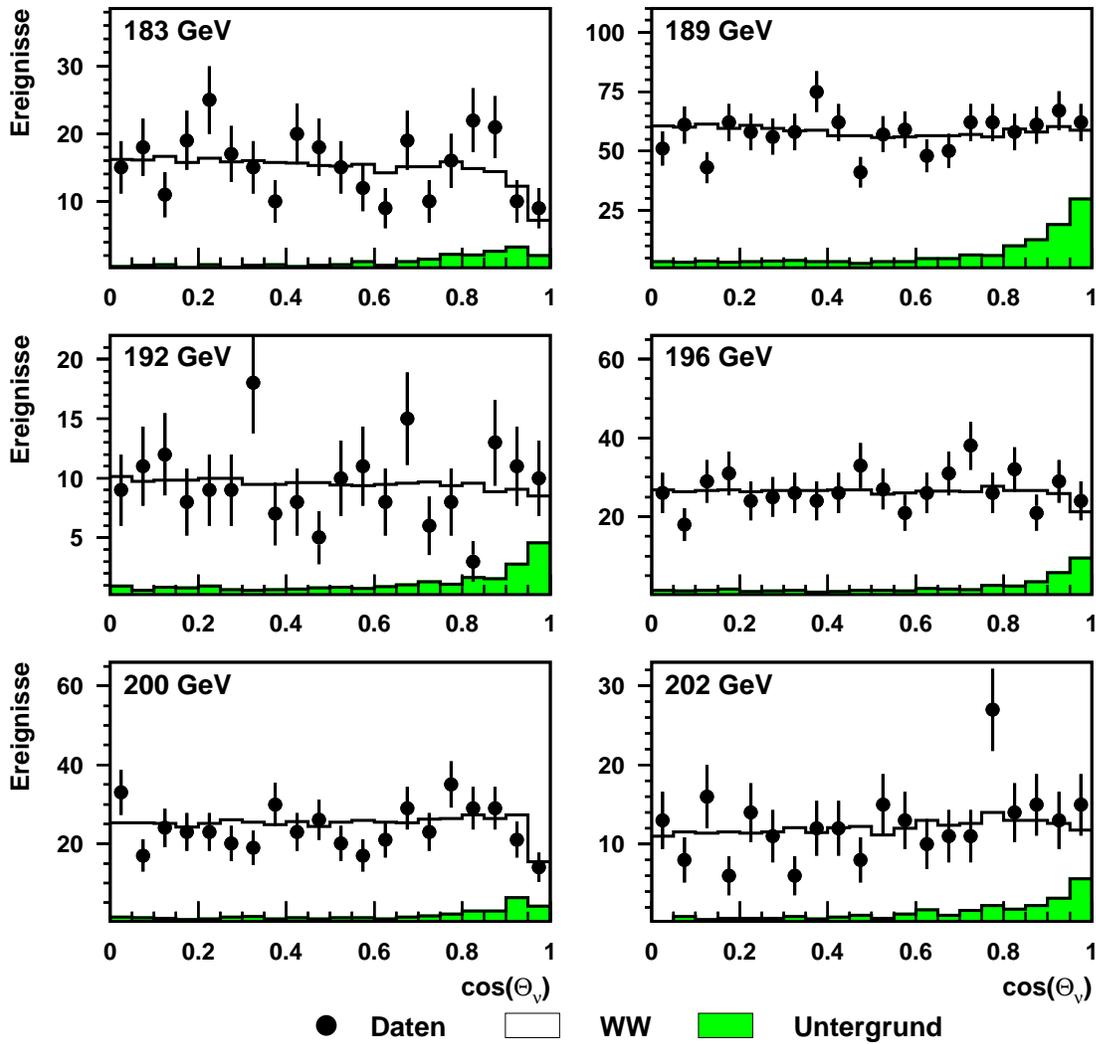


Abbildung 5.16 : *Der Winkel zur Strahlachse des als Neutrino identifizierten fehlenden Impulses des Ereignisses $|\cos \Theta_\nu|$*

reduziert, da die Ereignisse aufgrund der Energie- und Impulserhaltung meist planar sind und die volle Schwerpunktsenergie aufweisen. Die Topologie ist in diesem Fall also nicht W-Paar-artig, so daß die Ausgabewerte des Neuronalen Netzes NN_{ID} zu kleinen Werten tendieren (Abbildung 5.15).

Die Prozesse der Zwei-Photon-Physik werden überwiegend durch die Mindestanforderung an die im Detektor deponierte Energie unterdrückt. Lediglich die Zwei-Photon-Prozesse mit hadronischem Endzustand, bei denen ein Strahlteilchen in den Detektor gestreut wird (Single Tag), können Ereignisse der $qq\ell\nu$ -Klasse vortäuschen. Die Single Tag-Ereignisse lassen sich theoretisch nur schwer

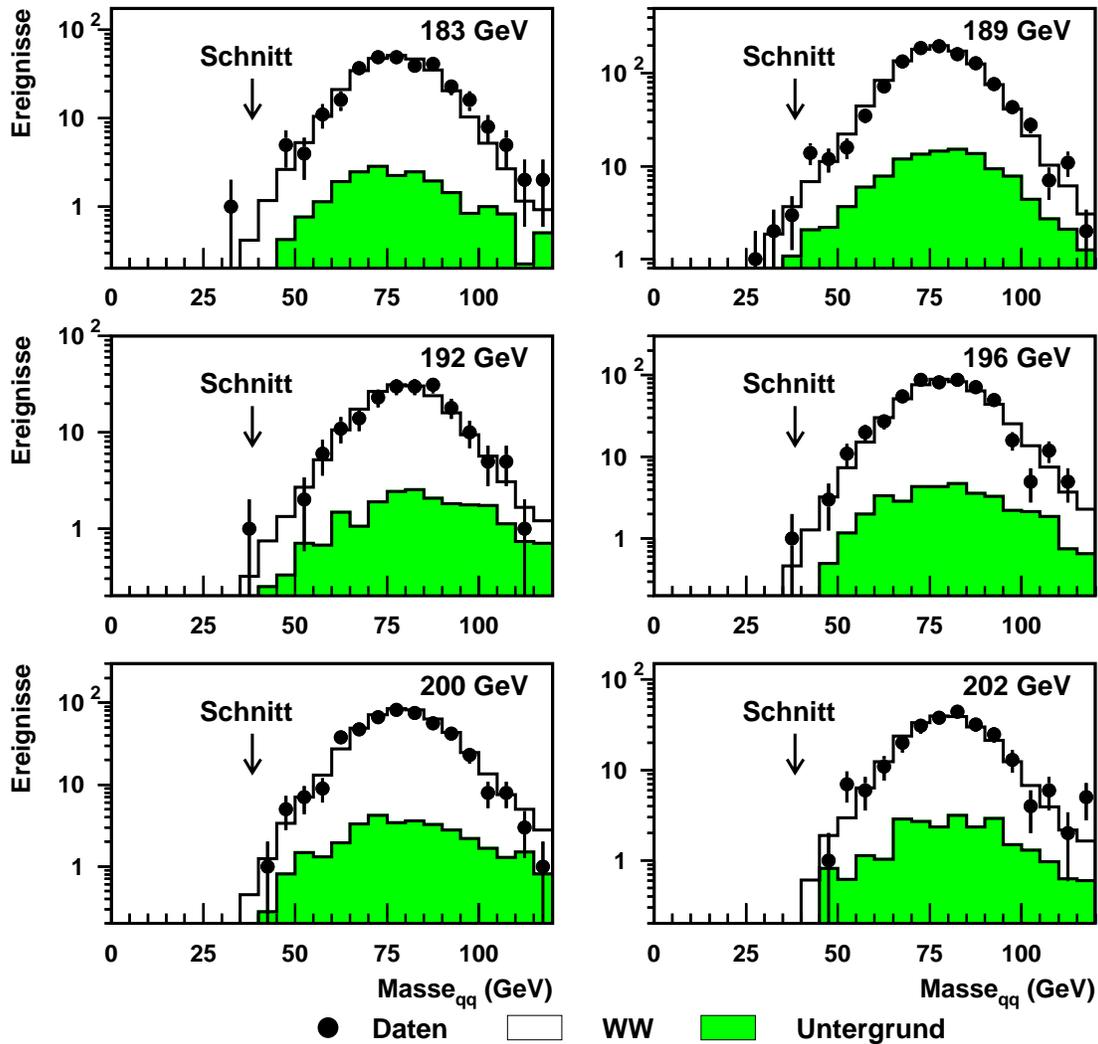


Abbildung 5.17 : Die rekonstruierte invariante Masse des hadronischen Systems, durch einen kinematischen Fit kann die Auflösung beträchtlich verbessert werden.

beschreiben und entsprechend schlecht simulieren. Das Neutrino wird dabei durch das entlang der Strahlröhre unentdeckt entkommene zweite Strahlteilchen vortäuscht. Durch die Forderung, daß der fehlende Impuls des Ereignisses in den Detektor weisen soll ($|\cos \Theta_\nu| < 0,98$), wird diese Ereignisklasse nahezu vollständig unterdrückt (Abbildung 5.16).

Untergründe wie rein hadronisch zerfallende W^- , oder Z -Paare werden auch bei Vortäuschung eines Leptonkandidaten aufgrund ihrer nicht W -Paar-artigen Ereignistopologie effizient vom Neuronalen Netz NN_{ID} entfernt. Eine Einschränkung

des zulässigen Bereiches für die hadronische invariante Masse auf die Region von 40 bis 120 GeV unterstützt diese Abtrennung (Abbildung 5.17).

Durch die unterschiedlich gute Identifizierbarkeit der verschiedenen Leptonarten in den Ereignissen ist die verbleibende Untergrundkontamination in den drei $qq\ell\nu$ -Endzuständen unterschiedlich groß. Durch die klare Signatur des Myons ist der Untergrundanteil für diese Unterklasse am geringsten. Der Endzustand mit hadronisch zerfallenden τ -Leptonen ist durch die Drei-Jet-Topologie der Ereignisse durch eine Vielzahl anderer Prozesse vorzutäuschen und besitzt deshalb die höchste Untergrundkontamination. Beim Endzustand mit Elektronen kann die Topologie durch Prozesse z.B der Art Zee vorgetäuscht werden, so daß der Untergrundanteil höher als beim $qq\mu\nu$ -Endzustand, aber deutlich kleiner als beim $qq\tau\nu$ -Endzustand ist. Die exakten Untergrundanteile sind in Kapitel 5.2.9 tabellarisch dargestellt.

5.2.8 Leptonart-Identifikation

In dieser Analyse kann durch die Zuordnung von Elektron- und Myonkandidaten entweder zum direkten W-Zerfall oder zum leptonischen Zerfall von Taus eine Aufspaltung der selektierten Ereignisse in die verschiedenen Leptonklassen des Endzustandes $qq\ell\nu$ aus W-Paar-Zerfällen vorgenommen werden (Abbildung 5.18). Durch die Struktur der Analyse sind dabei gewisse Migrationen zwischen den verschiedenen Leptonarten nicht zu verhindern und teilweise sogar erwünscht, da sie die Gesamteffizienz steigern. In diesem Falle wird aus der Selektionseffizienz eine 3x3-Matrix, die auch den Migrationen zwischen den verschiedenen Leptonarten Rechnung trägt. Die Wirkungsquerschnitte werden durch eine Anpassungsrechnung aus der Anzahl der selektierten Ereignisse pro Leptonart und der Effizienzmatrix ermittelt. Die technische Realisierung dieses Fits wird im Anhang 5.4.2 beschrieben, die Effizienzen der Selektion im nächsten Kapitel. Die Diagonalelemente der Matrix liegen zwischen etwa 55% für Taus über etwa 70 % für Myonen bis zu etwa 82% für Elektronen. Die Nicht-Diagonal-Effizienzen, also falsch klassifizierte Leptonen, betragen je nach betrachteter Kombination bis zu 7%. Die exakten Zahlen sind tabellarisch in Tabelle 5.5 des Kapitels 5.4.1 aufgeführt.

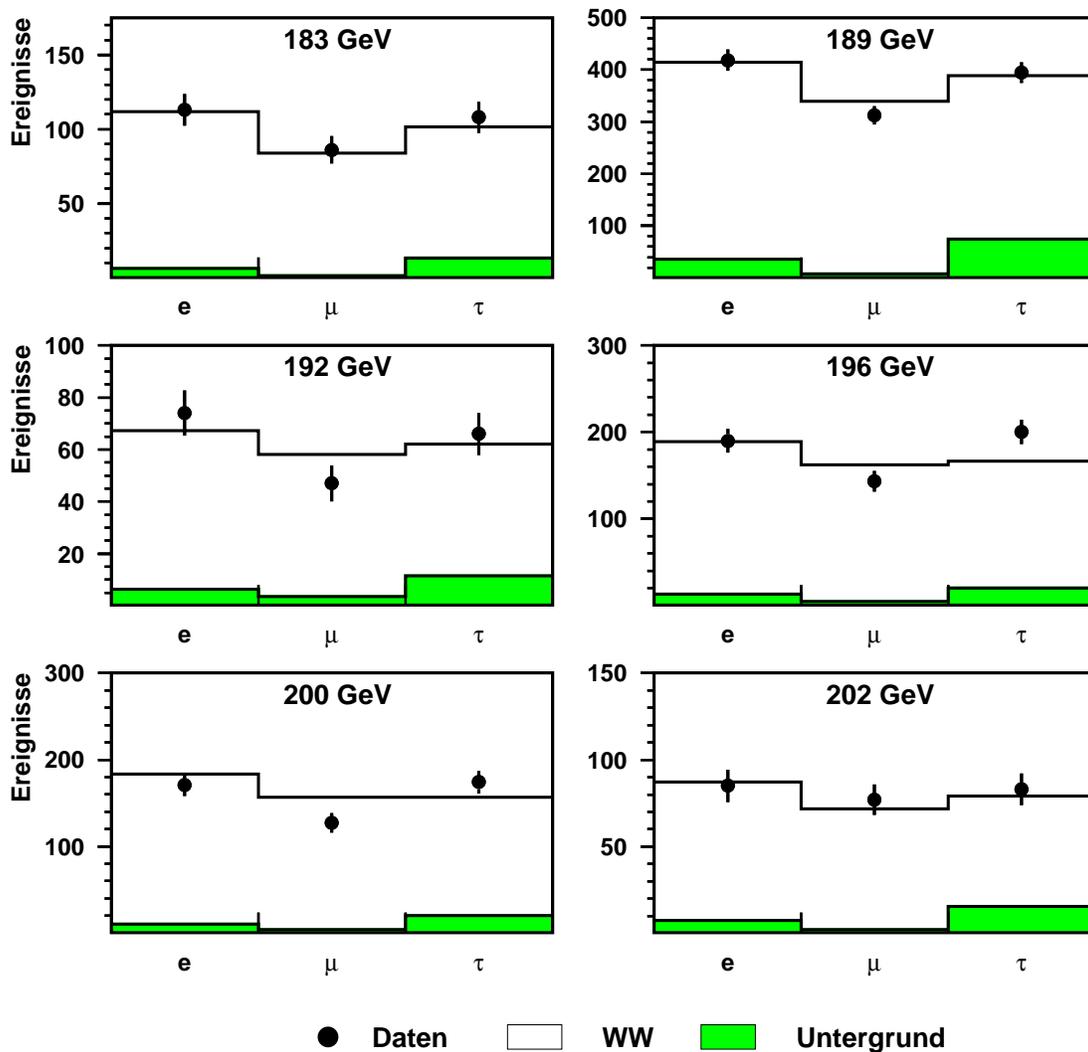


Abbildung 5.18 : *Separation der Kanäle. Die τ -Klasse umfaßt sowohl den leptonischen als auch den hadronischen τ -Zerfall.*

5.2.9 Selektierte Ereignisse

Die nachfolgende Tabelle gibt eine Übersicht über die bei den verschiedenen Schwerpunktsenergien selektierten und aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten Ereigniszahlen sowie des Untergrundanteils. Die Anzahl der erwarteten Ereignisse versteht sich als die Summe der selektierten Signal- und Untergrundereignisse nach Normierung auf die Luminosität der Daten der entsprechenden Energie. Diese Zahlen werden zur Berechnung der Wirkungsquerschnitte später in dieser Arbeit verwendet.

\sqrt{S}		e-Kandidaten	μ -Kandidaten	τ -Kandidaten
183 GeV	selektiert	113	86	108
	erwartet	111,7	83,9	101,4
	davon Untergrund	6,5	1,4	14,6
189 GeV	selektiert	418	312	394
	erwartet	413,9	339,9	389,9
	davon Untergrund	36,8	7,3	83,2
192 GeV	selektiert	74	47	66
	erwartet	67,1	58,1	62,0
	davon Untergrund	6,2	3,4	12,3
196 GeV	selektiert	190	143	200
	erwartet	189,0	162,0	166,2
	davon Untergrund	13,4	4,5	21,9
200 GeV	selektiert	171	127	174
	erwartet	183,4	157,1	156,8
	davon Untergrund	10,4	3,7	21,2
202 GeV	selektiert	85	77	83
	erwartet	85,0	71,6	76,0
	davon Untergrund	7,2	2,1	14,8

Tabelle 5.1: Anzahl der selektierten und aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten Ereignisse dieser Analyse für alle untersuchten Schwerpunktsenergien

5.3 Systematische Effekte bei der Effizienzbestimmung

5.3.1 Einfluß der Schnittpositionen

Die aus der Monte-Carlo-Simulation berechnete Effizienz ε der Selektion ist neben der Anzahl der selektierten Datenereignisse und des erwarteten Untergrundes eine für die Bestimmung des Wirkungsquerschnitts relevante Größe. In dieser Analyse werden Schnitte auf Ereignisformvariablen benutzt, um Leptonkandidaten zu identifizieren und Signalereignisse von Untergrundprozessen zu trennen. Ist die Verteilung der Größe, auf die geschnitten wird, in der Simulation schlecht beschrieben, so verändert sich die Anzahl der selektierten Monte-Carlo-Ereignisse und damit die Effizienz bei Variation des Schnittes anders als die Anzahl der selektierten Datenereignisse. Dies führt zu einem Resultat für den Wirkungsquerschnitt, das selber abhängig von der Position der einzelnen Selektionsschnitte sein kann. Um den Einfluß der Schnittpositionen auf das Endresultat zu überprüfen, werden diese deshalb in einem physikalisch sinnvollen Bereich variiert und die relative Variation des gemessenen Wirkungsquerschnittes als systematischer Fehler der Messung verwendet. Im folgenden wird diese Variation exemplarisch für die bei einer Schwerpunktsenergie von 189 GeV aufgezeichneten Daten und die Selektionsschnitte auf die Ereignisformvariablen dargestellt. Die exakten Fehlerwerte für die verschiedenen Energien und alle verwendeten Schnitte werden in den sich anschließenden Tabellen 5.2 bis 5.5 aufgeführt, die Verteilungen für 189 GeV Schwerpunktsenergie sind vollständig im Anhang vorhanden. Die in den Histogrammen der Schnittvariation eingezeichneten Fehler für die Punkte abseits des in der Selektion verwendeten Schnittwertes sind die erwarteten statistischen Fehler aus der Monte-Carlo-Simulation. Diese ergeben sich aus der Anzahl der durch die Verschiebung des Schnittes hinzugekommenen oder verlorengegangenen erwarteten Ereignisse.

Abbildung 5.19 zeigt in der Mitte und unten den Einfluß der Grenzen für das Intervall der hadronischen invarianten Masse auf das Endresultat. Die maximale Abweichung des mit dem variierten Schnitt gemessenen Wirkungsquerschnittes zum mit den in der Selektion verwendeten Schnitten ermittelten ist etwa 0,8 % für den unteren Massenschnitt und etwa 0,6 % für den oberen Massenschnitt. Im oberen Bereich zeigt die Abbildung die Variation des Schnittes auf die Antwort des Neuronalen Netzes NN_{ID} . Die sich durch die Wahl von 0,5 als Schnittwert ergebende systematische Unsicherheit des Resultates liegt etwa bei 0,4 %.

Analog werden die Schnitte der Leptonidentifikation variiert und der Einfluß der Schnittposition auf das Ergebnis der Wirkungsquerschnittsmessung ermittelt.

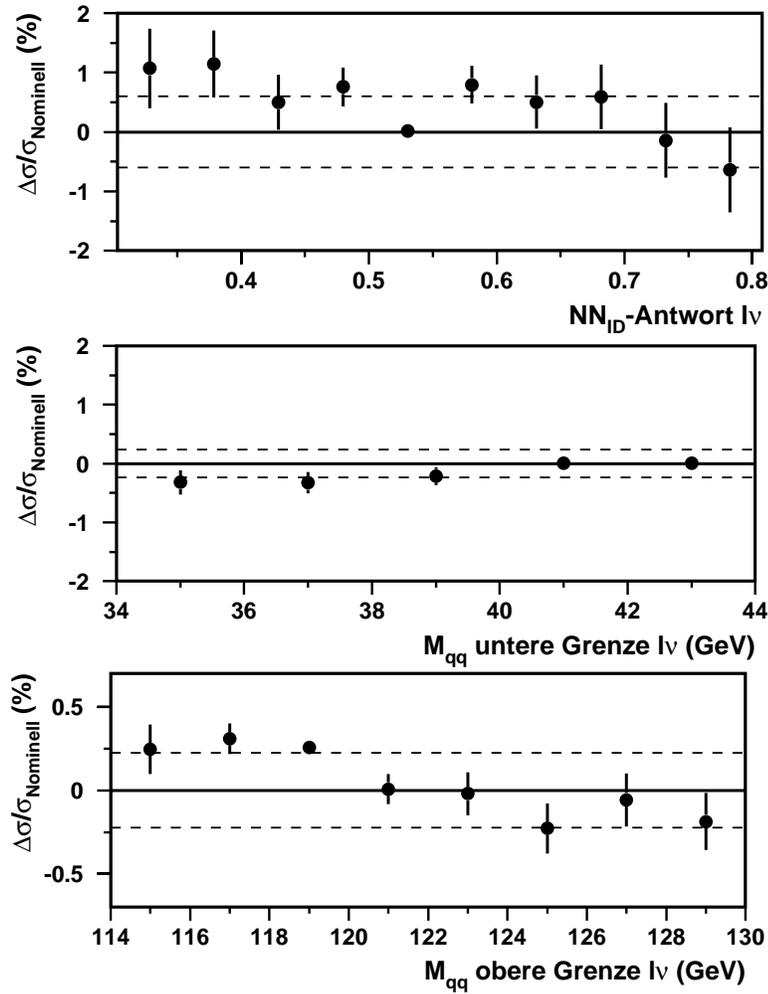


Abbildung 5.19 : *Systematische Unsicherheit durch die Selektionsschnitte auf Ereignisformvariablen in der Leptonart-unabhängigen Selektion. Oben: Antwort des Neuronalen Netzes NN_{ID}. Mitte: Untere Grenze der hadronischen invarianten Masse. Unten: Obere Grenze der hadronischen invarianten Masse.*

Zur Bestimmung der systematischen Fehler der Leptonart-unabhängigen Selektion werden die Fehler aus der Lepton-Identifikation entsprechend ihrer Anteile am Gesamtdatensatz gewichtet. Die systematischen Fehler aus den Schnittvariationen werden unter der Annahme der Unabhängigkeit quadratisch addiert, die daraus resultierende Unsicherheit der Messung wird im systematischen Fehler bei den Resultaten dieser Analyse berücksichtigt.

5.3.2 Einfluß des Neuronalen Netzes NN_{ID}

Das in dieser Analyse verwendete Neuronale Netzwerk NN_{ID} lernt aus den Monte-Carlo-Verteilungen charakteristischer Ereignisformvariablen verschiedene Klassen von Ereignissen zu unterscheiden. Eine exakte Beschreibung der Eingabeverteilungen durch die verwendeten Monte-Carlo-Simulationen ist deshalb notwendig, um für die Datenereignisse eine zuverlässige Vorhersage des Neuronalen Netzes zu erhalten. Um den Einfluß möglicher Diskrepanzen zu untersuchen, werden die Eingangsverteilungen für das Neuronale Netz in den Signal- und Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen absichtlich verändert. Die in dieser Analyse verwendeten Detektorkalibrationen und Auflösungen sind jedoch nach Abschluß der Datennahmeperiode deutlich besser bekannt und getestet, so daß es sich um einen konservativen Test der Empfindlichkeit des Neuronalen Netzes auf Detektoreffekte handelt.

Die Verschlechterung der Auflösungen wird dabei durch ein gaußförmiges Verschmieren der gemessenen Energiewerte realisiert. Folgende mögliche Effekte wurden untersucht:

- Verschiebung der Energieskala der Kalorimeter um ± 1 GeV (1,2)
- Verschlechterung der Energieauflösung für Jets um 5% (3)
- Verschlechterung der Winkelauflösung für Jets um 2° (4)
- Verschiebung der elektromagnetischen Energieskala um ± 1 GeV für Elektronkandidaten (5,6)
- Verschlechterung der Energieauflösung für Elektronen um 2% (7)
- Verschlechterung der Polarwinkelauflösung für Elektronen um 2° (8) (entspricht einer Verschiebung des Wechselwirkungspunktes in z-Richtung um 1 cm)
- Verschlechterung der Impulsmessung für Myonen um 0.5 % in $\frac{1}{P_t}$ (9)

Für jede dieser Änderungen wird der erwartete Untergrund und die Effizienz aus der Monte-Carlo-Simulation neu ermittelt und damit der Wirkungsquerschnitt berechnet. Die relative Abweichung des neuen Wirkungsquerschnittes vom unveränderten Meßwert ist ein Maß für die systematische Unsicherheit der Messung durch das Neuronale Netz NN_{ID} . In der Abbildung 5.20 sind die relativen Änderungen im Vergleich zum gemessenen Wirkungsquerschnitt dargestellt. Da alle Messungen mit dem gleichen Datensatz und identischen Monte-Carlo-Simulationen ermittelt werden, sind alle Meßpunkte korreliert. Die statistische

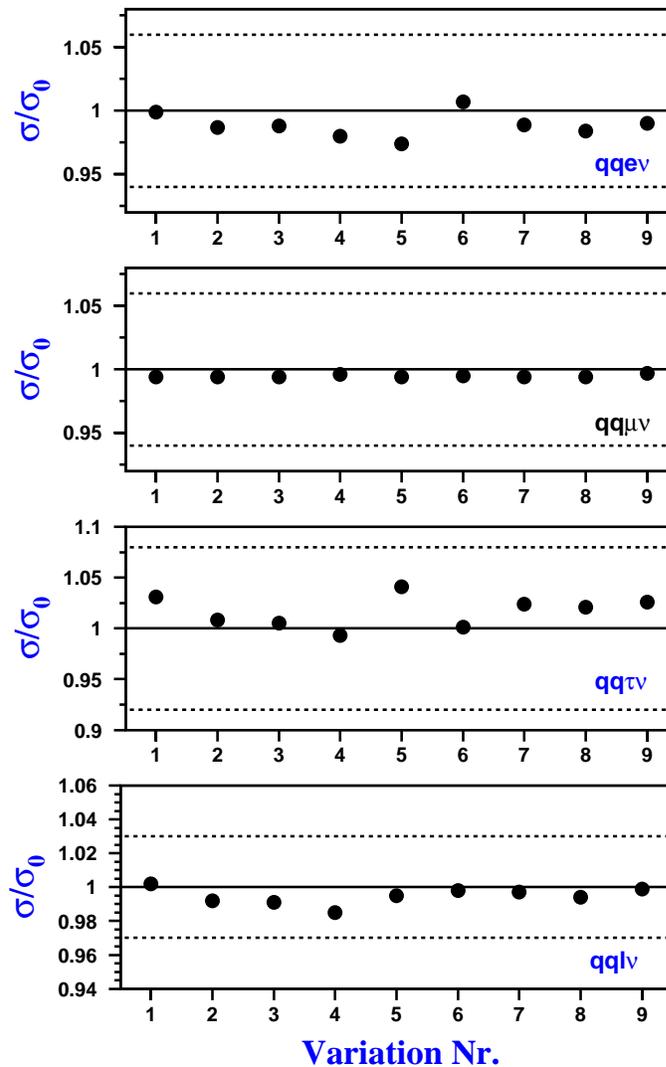


Abbildung 5.20 : *Relative Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnittes durch Veränderung der Detektoreigenschaften. Von oben nach unten für die Endzustände mit Elektronen, Myonen, Taus und ohne Leptonseparation. Als Band ist jeweils der rein statistische Fehler des entsprechenden Meßwertes ohne jede Veränderung des Detektors dargestellt. Die systematischen Einflüsse durch Detektoreigenschaften sind deutlich kleiner als die statistische Unsicherheit.*

Unsicherheit jedes Punktes ergibt sich deshalb nur aus der Anzahl der bezüglich der unveränderten Messung dazugekommenen beziehungsweise verlorengegangenen Ereignisse in der Effizienz- bzw. Untergrundbestimmung. Diese Fehler sind so klein, daß sie im Histogramm nicht sichtbar werden.

5.3.3 Einfluß von Monte-Carlo W-Masse und -Breite

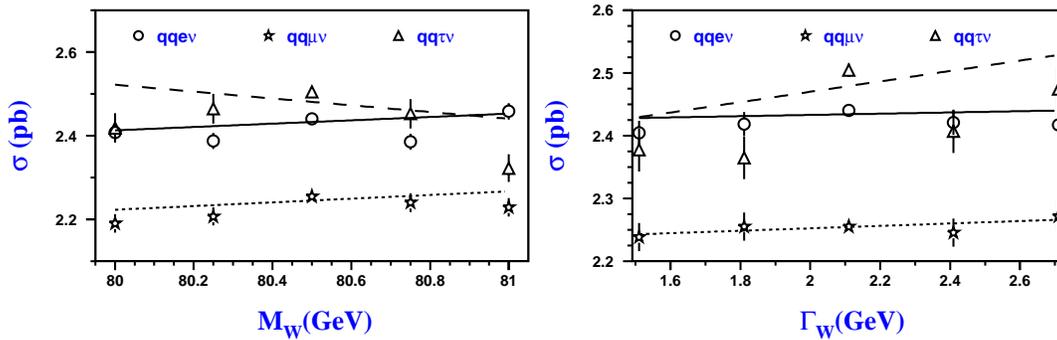


Abbildung 5.21 : *Änderung des gemessenen Wirkungsquerschnittes für die drei $qq\nu$ -Endzustände in Abhängigkeit von der in der Monte-Carlo-Simulation zugrunde gelegten W-Masse und W-Zerfallsbreite. Der Fehler jedes Punktes ergibt sich als statistischer Fehler der Effizienzbestimmung im jeweiligen Test-Monte-Carlo. Zusätzlich ist für jeden Prozeß eine Regressionsgerade (durchgezogen e, punktiert μ , unterbrochen τ) angepaßt, die zur Bestimmung der systematischen Unsicherheit verwendet wird.*

In der in dieser Analyse zur Effizienzbestimmung verwendeten Signal-Monte-Carlo-Simulation wird eine bestimmte W-Masse und W-Breite zugrunde gelegt. Die zur Selektion der Ereignisse verwendeten Ereignisformvariablen wie z.B. invariante Massen hängen offensichtlich teilweise selber von diesen Werten ab. Die Selektionseffizienz dieser Analyse ist deshalb eine Funktion der in der Monte-Carlo-Simulation verwendeten W-Parameter. Um den genauen Einfluß zu überprüfen, werden deshalb verschiedene Simulationen mit unterschiedlichen W-Massen und W-Breiten verwendet. Für die flavourabhängige Wirkungsquerschnittsmessung wird aus der Monte-Carlo-Simulation für jeden Massen- und Breitenpunkt jeweils eine Effizienzmatrix berechnet und mit dieser die entsprechende Anpassungsrechnung zur Bestimmung des Wirkungsquerschnittes wie in Abschnitt 5.4.1 beschrieben durchgeführt. Analog wird die Bestimmung der Leptonart-unabhängigen Wirkungsquerschnitte vorgenommen.

Unter Annahme eines linearen Zusammenhanges zwischen der Selektionseffizienz und der in der Signal-Monte-Carlo-Simulation verwendeten Masse und Zerfallsbreite des W-Bosons läßt sich aus der Steigung einer an die Meßpunkte angepaßten Regressionsgeraden die Variation des gemessenen Wirkungsquerschnittes in Abhängigkeit von Γ_W und M_W ermitteln (Abbildungen 5.21,5.22).

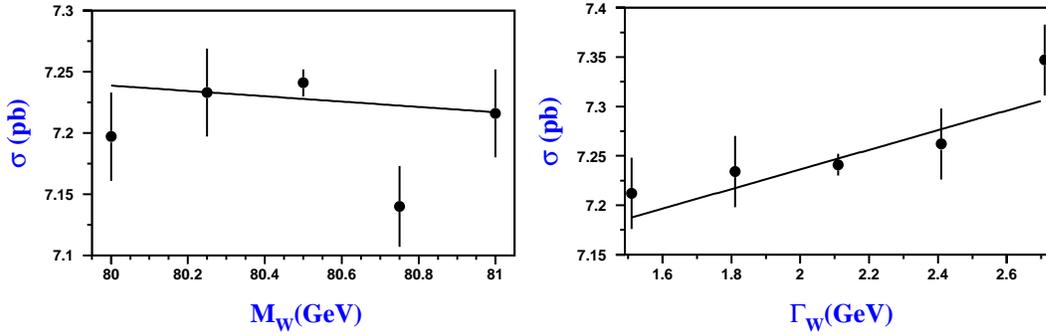


Abbildung 5.22 : Wie 5.21 für die Leptonart-unabhängige Selektion.

Die Variationen sind in der folgenden Tabelle zusammengefaßt:

	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(M_W)$ in % /GeV	$\frac{\Delta\sigma}{\sigma}(\Gamma_W)$ in % /GeV
$WW \rightarrow qqe\nu$	1,6	0,04
$WW \rightarrow qq\mu\nu$	1,95	0,9
$WW \rightarrow qq\tau\nu$	3,2	3,2
$WW \rightarrow qql\nu$	0,28	0,14

Zur Bestimmung des systematischen Fehlers werden die Unsicherheiten der aktuellen Weltmittelwerte der W-Masse und W-Zerfallsbreite zugrunde gelegt und in eine systematische Unsicherheit dieser Analyse umgerechnet. Die Weltmittelwerte sind:

$$M_W = 80,394 \pm 0,042 \text{ GeV} \quad \Gamma_W = 2,06 \pm 0,05$$

In der für diese Studie verwendeten Monte-Carlo-Simulation betragen die Werte für M_W 80,5 GeV und für die Zerfallsbreite Γ_W 2,11 GeV. Unter Berücksichtigung der Fehler des Weltmittelwertes weicht die Monte-Carlo-Masse wahrscheinlich maximal 0,15 GeV vom wahren Wert ab, die Zerfallsbreite maximal etwa 0,1 GeV. Für Schwerpunktsenergien oberhalb von 189 GeV wurde bereits bei der Generation der Monte-Carlo-Simulationen ein Wert für die W-Masse und Breite verwendet, der in etwa dem aktuellen Weltmittelwert entspricht, so daß der systematische Einfluß dort noch geringer sein dürfte. Da entsprechende Studien zur Zeit dieser Analyse mangels entsprechender Monte-Carlo-Simulationen nicht möglich waren, wird der Fehler der 189 GeV Studie für alle anderen Energiepunkte als konservative Abschätzung übernommen. Die sich aus dieser Studie ergebenden Fehler sind im folgenden Kapitel mit aufgeführt. Zusätzlich ist die Bestimmung der Selektionseffizienz sowie die Abschätzung des zu erwartenden Untergrundes aus der Monte-Carlo-Simulation mit einem von der zur Verfügung

stehenden Monte-Carlo-Statistik abhängigen Fehler behaftet. Der Fehler einer Effizienz ergibt sich aus der Binomialstatistik zu:

$$\Delta\epsilon_{MC} = \sqrt{\frac{\epsilon_{MC}(1 - \epsilon_{MC})}{N_{gen}}}$$

Hierbei ist $\epsilon_{MC} = \frac{N_{sel}}{N_{gen}}$ die Effizienz der Selektion für die betrachtete Monte-Carlo-Simulation mit den Bezeichnungen N_{sel} für die Anzahl der selektierten und N_{gen} für die Anzahl der insgesamt zur Verfügung stehenden Ereignisse. Aus den Fehlern der Untergrund-Effizienzen läßt sich der Fehler der Untergrundvorhersage und die daraus resultierende Unsicherheit der Messung ermitteln. Der Fehler der Selektionseffizienz geht direkt als systematischer Fehler in die Messung des Wirkungsquerschnittes ein. Auch diese Effekte sind in den nachfolgenden Tabellen berücksichtigt. Die Fehler der einzelnen Untergrund-Monte-Carlo-Simulationen sind dabei zu einem Fehler zusammengefaßt.

5.3.4 Zusammenfassung der systematischen Effekte

Tabelle 5.2: Systematische Unsicherheiten für die Elektronselektion. Die Studien zum Neuronalen Netz NN_{ID} wurden bei 189 GeV durchgeführt und für die anderen Energien übernommen. Alle Angaben in %.

\sqrt{s}	183 GeV	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
Elektron-Kandidaten im Zentralbereich						
Separation	0,0	0,2	0,0	0,0	0,1	0,6
Spurabstand	0,0	0,2	0,0	1,0	0,4	0,2
em Verhalten	0,3	0,4	0,7	1,0	0,2	0,0
Elektron-Kandidaten im Vorwärtsbereich						
Separation	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
Raumwinkel	0,3	0,7	0,2	0,0	1,0	0,5
em Verhalten	0,0	0,0	0,4	0,0	0,0	0,0
Elektron-Kandidaten im EGAP						
Separation	0,2	0,0	0,0	0,0	0,0	0,1
Spurabstand	0,3	0,3	0,0	0,0	0,6	0,0
em Verhalten	0,0	0,0	0,0	0,1	0,0	0,0
Energie	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0
Kinematische Schnitte						
untere M_{qq}	0,2	0,8	0,0	0,1	0,0	0,0
obere M_{qq}	0,0	0,2	0,0	0,2	0,3	0,4
NN-Antwort	0,0	0,1	1,2	0,7	0,4	0,2
Effekte durch Monte-Carlo-Simulation						
Masse W		0,25				
Breite W		0,004				
Variation NN		2,0				
MC-Statistik	0,4	0,3	0,4	0,4	0,4	0,4
<hr/>						
TOTAL	2,2	2,5	2,5	2,6	2,5	2,2

Tabelle 5.3: *Systematische Unsicherheiten der Myon/MIP-Selektion. Die Studien zur Abhängigkeit der Resultate von der in der Simulation verwendeten W-Masse und -Breite wurden mit einem 189 GeV-Monte-Carlo durchgeführt und für die anderen Energiepunkte übernommen. Alle Angaben in %.*

\sqrt{s}	183 GeV	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
	μ -Kandidaten					
Separation	0,3	0,3	1,0	0,3	1,0	0,4
RDCA	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
ZDCA	0,0	0,2	0,0	0,0	0,2	0,2
	MIP-Kandidaten					
Separation	0,0	0,1	0,0	0,0	0,0	0,0
	Kinematische Schnitte					
untere M_{qq}	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0	0,0
obere M_{qq}	0,5	0,0	0,4	0,5	0,8	0,5
NN-Antwort	0,0	0,5	0,0	0,2	0,0	0,0
	Effekte durch Monte-Carlo-Simulation					
Masse W		0,3				
Breite W		0,1				
Variation NN		0,6				
MC-Statistik	0,4	0,3	0,4	0,4	0,4	0,4
TOTAL	1,0	1,0	1,3	1,0	1,5	1,0

Tabelle 5.4: Systematische Unsicherheiten der Tauselektion. Die Effekte der Schnitte zur Identifikation von Vorwärts- und Gap-Elektronkandidaten sind jeweils zu einem Fehlerwert zusammengefaßt, alle Angaben in %.

\sqrt{s}	183 GeV	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
	Identifikation der τ -Zerfallsprodukte					
e-Separ.	0,5	0,7	1,5	0,0	1,0	1,0
e-Spur	0,9	0,0	0,5	0,0	0,7	0,6
e-em Verh.	1,0	1,0	0,0	0,0	0,6	0,8
VW-e-Kand.	0,0	0,2	1,0	0,1	0,2	0,1
GAP-e-Kand.	0,0	0,3	0,2	0,0	0,0	0,0
μ Separ.	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
μ -RDCA	0,0	0,0	0,0	0,0	0,5	0,0
μ -ZDCA	0,7	0,2	0,0	0,0	0,0	0,0
τ - M_{jet}	0,0	0,2	0,0	0,0	0,0	0,5
τ -NN	1,0	2,0	2,0	1,0	3,0	1,0
ASRC im τ -Jet	0,2	0,1	0,3	0,7	0,5	0,7
	Kinematische Schnitte					
untere M_{qq}	0,3	1,7	0,5	0,0	0,0	0,0
obere M_{qq}	0,4	0,5	0,0	0,3	0,0	0,7
NN-Antwort	1,0	0,2	1,3	2,0	0,8	2,0
	Effekte durch Monte-Carlo-Simulation					
Masse W		0,5				
Breite W		0,3				
Variation NN		3,0				
MC-Statistik	0,6	0,4	0,5	0,6	0,5	0,6
TOTAL	3,8	4,3	4,4	3,9	4,6	4,0

Tabelle 5.5: Systematischen Unsicherheiten der leptonart-unabhängigen Selektion. Die Effekte der einzelnen Leptonfamilien sind entsprechend ihrem Anteil am selektierten Datensatz gewichtet und zum Gesamtfehler der Identifikation zusammengefaßt, alle Angaben in %.

\sqrt{s}	183 GeV	189 GeV	192 GeV	196 GeV	200 GeV	202 GeV
	Identifikation der Leptonen					
Elektronen	0,6	0,9	0,8	1,4	1,3	0,8
Myonen	0,3	0,4	1,0	0,3	1,0	0,5
Taus	1,9	2,4	2,8	1,3	3,3	2,0
Lepton ID	1,0	1,3	1,3	1,1	2,0	1,1
	Kinematische Schnitte					
untere M_{qq}	0,0	0,8	0,0	0,0	0,0	0,0
obere M_{qq}	0,2	0,6	0,5	0,2	0,2	0,5
Selektion NN	0,7	0,4	0,8	1,8	0,4	1,3
	Effekte durch Monte-Carlo-Simulation					
Masse W		0,05				
Breite W		0,01				
Variation NN		1,5				
MC-Statistik	0,3	0,1	0,2	0,3	0,3	0,2
TOTAL	2,0	2,3	2,1	2,6	2,3	2,3

5.4 Resultate der $qql\nu$ -Analyse

5.4.1 Wirkungsquerschnitte

Für die Messung der Wirkungsquerschnitte werden in dieser Analyse zwei verschiedene Verfahren verwendet. Aus der Anzahl der in jedem Flavour selektierten Ereignisse wird unter Ausnutzung der Effizienzmatrix mittels einer Anpassungsrechnung der leptonflavourabhängige Wirkungsquerschnitt ermittelt. Als Grundlage der Anpassungsrechnung werden die Anzahl der selektierten Daten-Ereignisse N_{Daten} , die Luminosität \mathcal{L} des verwendeten Datensatzes, die Effizienzmatrix ϵ_{ij} und die Anzahl der Untergrundereignisse $N_{Untergrund}^{MC}$ aus der Monte-Carlo-Simulation verwendet. Es wird in der Anpassungsrechnung folgende Funktion minimiert:

$$\mathcal{L} \cdot \begin{pmatrix} \epsilon_{ee} & \epsilon_{e\mu} & \epsilon_{e\tau} \\ \epsilon_{\mu e} & \epsilon_{\mu\mu} & \epsilon_{\mu\tau} \\ \epsilon_{\tau e} & \epsilon_{\tau\mu} & \epsilon_{\tau\tau} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \sigma_{qqe\nu} \\ \sigma_{qq\mu\nu} \\ \sigma_{qq\tau\nu} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} (N_{Daten} - N_{Untergrund}^{MC})_e \\ (N_{Daten} - N_{Untergrund}^{MC})_\mu \\ (N_{Daten} - N_{Untergrund}^{MC})_\tau \end{pmatrix}$$

Die ϵ_{ij} geben die Effizienz für die Selektion eines Ereignissen mit dem tatsächlichen Flavour j als Ereignis des Flavour i an. Das Produkt aus Effizienz-Matrix, Luminosität und dem Vektor der Wirkungsquerschnitte liefert eine Vorhersage für die Anzahl der Ereignisse für jeden Leptonflavour. Diese wird mit der untergrundbereinigten Messung aus den Daten verglichen. Die drei Wirkungsquerschnitte werden so lange variiert, bis die quadratische Summe der Differenzen aus Vorhersage und Messung aller drei Leptonflavour minimal wird. Diese Werte für die Wirkungsquerschnitte werden als Resultate der Analyse benutzt. Als konsequente Vereinfachung dieses Verfahrens ergibt sich die Messung des flavourunabhängigen Wirkungsquerschnittes $\sigma_{qql\nu}$. Die Effizienzmatrix wird durch die mittlere Effizienz ersetzt, die Vektoren der selektierten Ereignisse und Wirkungsquerschnitte aufsummiert, so daß sich eine Gleichung ergibt, die sich nach $\sigma_{qql\nu}$ auflösen läßt:

$$\sigma = \frac{N_{Daten} - N_{Untergrund}^{MC}}{\epsilon_{MC} \cdot \mathcal{L}}$$

mit:

$$\epsilon_{MC} = \frac{N_{Selektiert}^{MC}}{N_{Generiert}^{MC}}$$

Im folgenden werden die Effizienzen für alle in dieser Analyse betrachteten Schwerpunktsenergien tabellarisch aufgelistet:

rec	$\sqrt{s} = 183\text{GeV}$			%
τ	6,53	5,39	57,72	$\bar{\varepsilon} = 77,7$
μ	0,01	72,71	3,67	
e	82,89	0,35	3,69	
	e	μ	τ	gen

rec	$\sqrt{s} = 189\text{GeV}$			%
τ	7,10	5,79	58,31	$\bar{\varepsilon} = 77,9$
μ	0,03	72,88	3,09	
e	82,82	0,27	3,73	
	e	μ	τ	gen

rec	$\sqrt{s} = 192\text{GeV}$			%
τ	6,88	5,72	55,92	$\bar{\varepsilon} = 76,0$
μ	0,01	72,03	3,30	
e	80,41	0,23	3,52	
	e	μ	τ	gen

rec	$\sqrt{s} = 196\text{GeV}$			%
τ	7,37	5,80	56,08	$\bar{\varepsilon} = 76,1$
μ	0,03	71,55	3,56	
e	79,86	0,25	3,87	
	e	μ	τ	gen

rec	$\sqrt{s} = 200\text{GeV}$			%
τ	6,89	5,39	54,05	$\bar{\varepsilon} = 74,9$
μ	0,02	70,51	3,64	
e	79,65	0,21	4,18	
	e	μ	τ	gen

rec	$\sqrt{s} = 202\text{GeV}$			%
τ	7,24	5,48	55,49	$\bar{\varepsilon} = 75,9$
μ	0,01	71,23	3,83	
e	79,86	0,21	4,19	
	e	μ	τ	gen

Tabelle 5.6: Effizienzmatrizen der Selektion für Schwerpunktsenergien \sqrt{s} von 183 bis 202 GeV.

Aus den im Selektionskapitel aufgelisteten Zahlen selektierter Ereignisse und dem aus der Monte-Carlo-Simulation erwarteten Untergrund ergeben sich die im folgenden tabellarisch dargestellten Wirkungsquerschnitte mit statistischen und systematischen Fehlern. Diese Werte sind zu vergleichen mit den ebenfalls in der Tabelle dargestellten Vorhersagen des Standardmodells :

			(stat)	(syst)		
$\sqrt{s} = 183\text{GeV}$	SM	2,31				
	$\sigma_{qqe\nu}$	2,35 \pm 0,24	\pm 0,05	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qq\mu\nu}$	2,33 \pm 0,27	\pm 0,02	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qq\tau\nu}$	2,51 \pm 0,35	\pm 0,09	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qql\nu}$	7,16 \pm 0,41	\pm 0,14	pb	aus Formel	

$\sqrt{s} = 189\text{GeV}$	SM	2,44				
	$\sigma_{qqe\nu}$	2,49 \pm 0,14	\pm 0,06	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qq\mu\nu}$	2,26 \pm 0,14	\pm 0,02	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qq\tau\nu}$	2,46 \pm 0,20	\pm 0,09	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qql\nu}$	7,23 \pm 0,22	\pm 0,15	pb	aus Formel	

$\sqrt{s} = 192\text{GeV}$	SM	2,49				
	$\sigma_{qqe\nu}$	2,71 \pm 0,36	\pm 0,06	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qq\mu\nu}$	1,91 \pm 0,32	\pm 0,03	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qq\tau\nu}$	2,70 \pm 0,50	\pm 0,12	pb	aus Fit	
	$\sigma_{qql\nu}$	7,31 \pm 0,54	\pm 0,15	pb	aus Formel	

$\sqrt{s} = 196\text{GeV}$	SM	2,53					
	$\sigma_{qqe\nu}$	2,48	±	0,21	±	0,06	pb aus Fit
	$\sigma_{qq\mu\nu}$	2,15	±	0,20	±	0,02	pb aus Fit
	$\sigma_{qq\tau\nu}$	3,25	±	0,31	±	0,14	pb aus Fit
	$\sigma_{qql\nu}$	7,74	±	0,34	±	,17	pb aus Formel
$\sqrt{s} = 200\text{GeV}$	SM	2,56					
	$\sigma_{qqe\nu}$	2,31	±	0,20	±	0,06	pb aus Fit
	$\sigma_{qq\mu\nu}$	1,98	±	0,20	±	0,03	pb aus Fit
	$\sigma_{qq\tau\nu}$	2,97	±	0,30	±	0,13	pb aus Fit
	$\sigma_{qql\nu}$	7,14	±	0,33	±	0,15	pb aus Formel
$\sqrt{s} = 202\text{GeV}$	SM	2,57					
	$\sigma_{qqe\nu}$	2,48	±	0,31	±	0,05	pb aus Fit
	$\sigma_{qq\mu\nu}$	2,70	±	0,34	±	0,02	pb aus Fit
	$\sigma_{qq\tau\nu}$	2,72	±	0,45	±	0,11	pb aus Fit
	$\sigma_{qql\nu}$	7,87	±	0,50	±	0,17	pb aus Formel

Tabelle 5.7: Wirkungsquerschnitte 183-202 GeV

Für alle Meßpunkte ergibt sich im Rahmen der statistischen Genauigkeit der Messungen eine gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells. Abbildungen 5.25 bis 5.27 stellen den Verlauf der verschiedenen Wirkungsquerschnitte mit steigender Schwerpunktsenergie dar. Die Genauigkeit der Theorievorhersagen liegt zur Zeit bei etwa 1%, der damit mögliche Bereich der Theorievorhersage wird durch die beiden grauen Linien in der Abbildung begrenzt.

Alle Kurven zeigen gute Übereinstimmung mit der Vorhersage. Es läßt sich jedoch eine Tendenz des Myon-Wirkungsquerschnittes zu zu kleinen Werten und des Tau-Wirkungsquerschnittes zu zu großen Werten hin feststellen. Dies könnte durch in der Detektorsimulation nicht erfaßte Ineffizienzen des Myonkammersystems verursacht werden. In diesem Falle wird die Signatur des räumlich isolierten Myons fälschlicherweise für einen hadronischen Tau-Zerfall niedriger Energie gehalten und aufgrund ihrer offensichtlich WW-artigen Ereignistopologie auch selektiert. Obwohl die Ereignisse als Myonereignisse verworfen werden, bleiben sie,

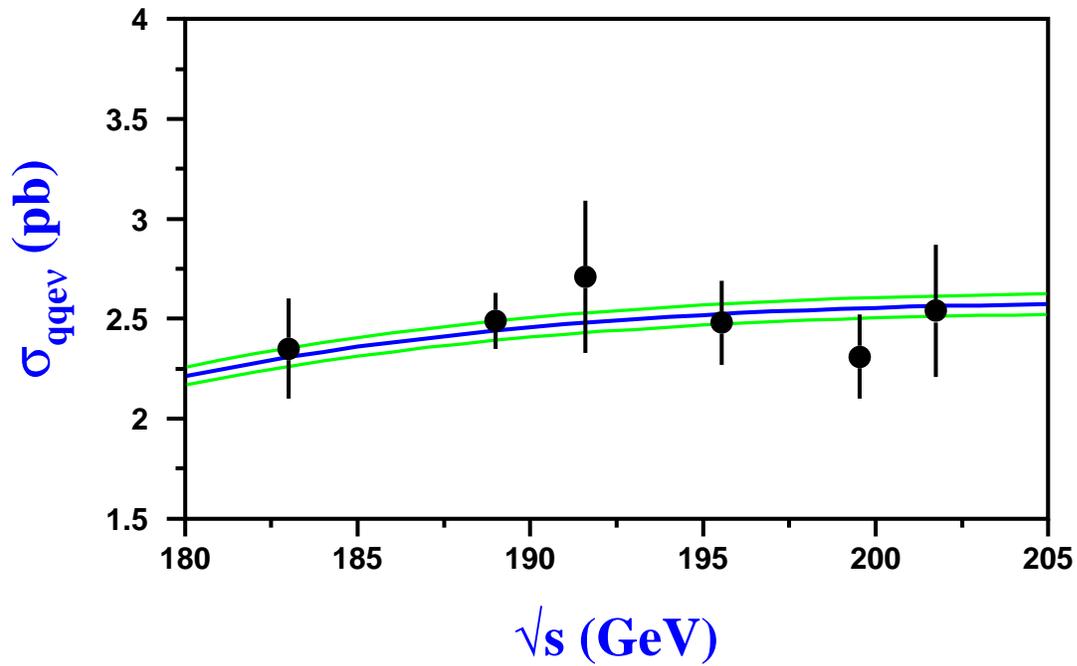


Abbildung 5.23 : Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\nu)$

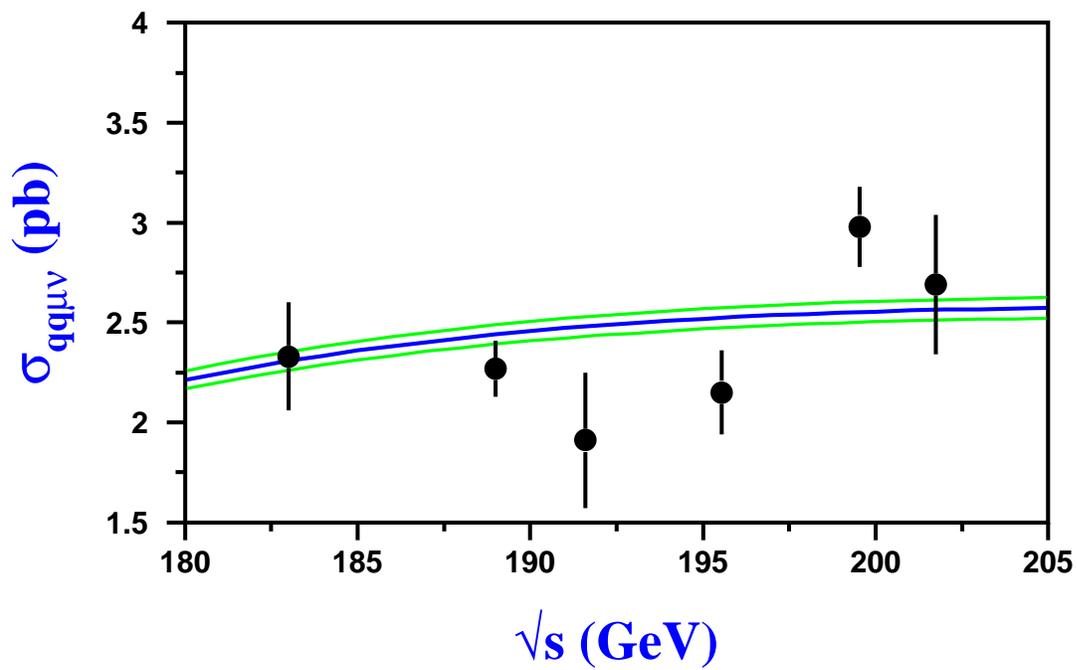
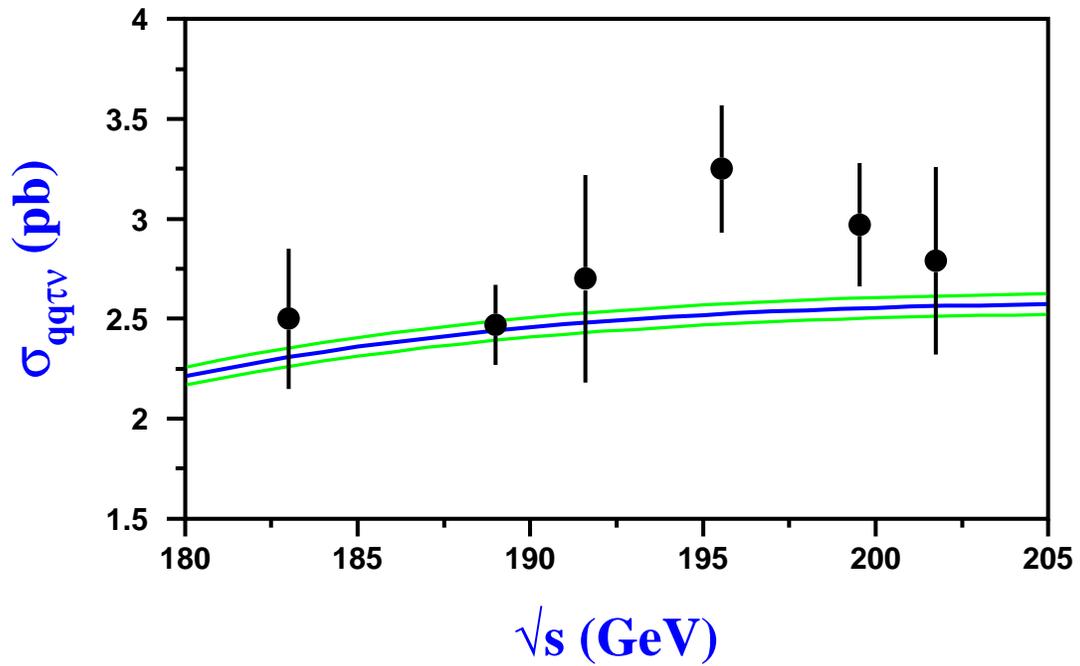
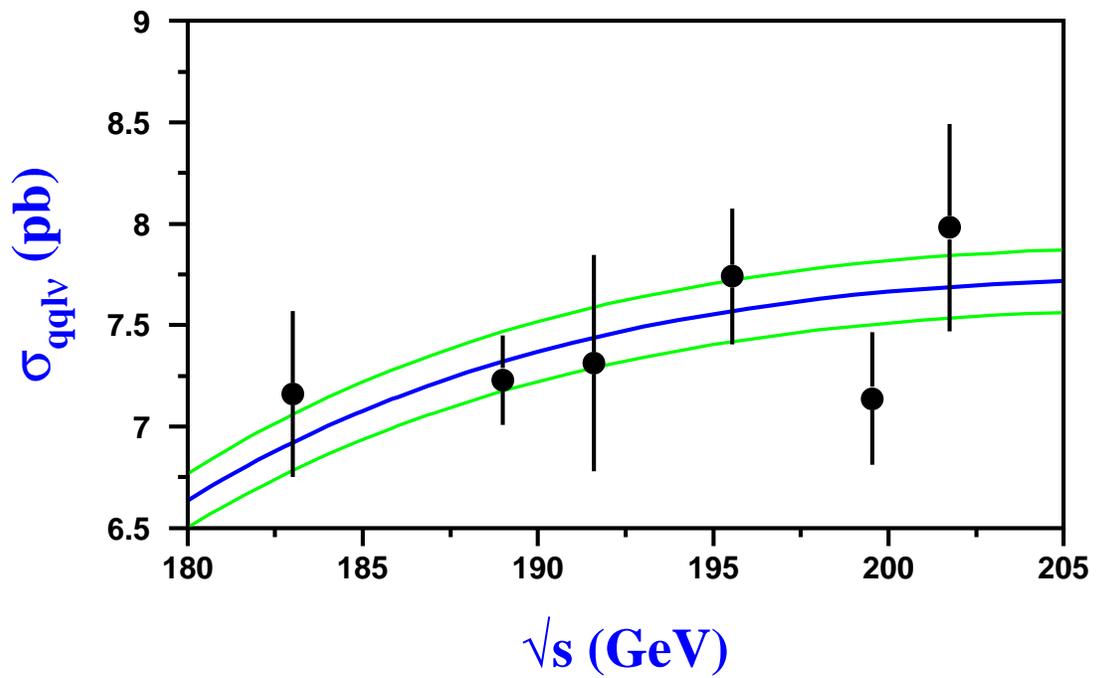


Abbildung 5.24 : Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\mu\nu)$

Abbildung 5.25 : Wirkungsquerschnitt $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\tau\nu)$ Abbildung 5.26 : Der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qql\nu)}$

wenn auch falsch klassifiziert, im selektierten Datensatz erhalten. In der Simulation scheint der Anteil dieser Ereignisse geringer zu sein als in der Realität. Ein analoger Effekt ist grundsätzlich auch bei den Elektronereignissen festzustellen. Zusätzlich zu den 83% Effizienz der direkten Elektronselektion werden weitere 7% der generierten Elektronkandidaten von der Tauselektion erfaßt. Es handelt sich dabei um Kandidaten, die den Rand des Kalorimeters getroffen haben und deshalb die Identifikationskriterien nicht erfüllen. Die Migration von generierten Elektronereignissen in den Tau-Kanal wird aber von der Monte-Carlo-Simulation gut beschrieben.

Da bei der Bestimmung des $qq\ell\nu$ -Wirkungsquerschnittes (Abb. 5.26) alle Leptonflavour (e, μ, τ) aufsummiert werden, mitteln sich die eben beschriebenen Effekte aus und es wird eine hervorragende Übereinstimmung zwischen dieser Messung und der Theorievorhersage erreicht. In Abbildung 5.29 später in diesem Kapitel wird der totale W-Paar-Produktionswirkungsquerschnitt dargestellt, bei dem neben den aus dieser Analyse erhaltenen Resultaten auch Ergebnisse von Analysen der rein hadronischen und leptonischen Endzustände mitverwendet werden. Er ergibt sich als einer der freien Parameter einer Anpassungsrechnung, die zur Bestimmung der Verzweigungsverhältnisse des W-Zerfalls durchgeführt wird.

5.4.2 Verzweigungsverhältnisse

Um die Verzweigungsverhältnisse des W-Boson-Zerfalls zu bestimmen, ist die Information aus den $qql\nu$ -Endzuständen alleine nicht ausreichend. Sie ermöglicht nur die Bestimmung der relativen Anteile der einzelnen Leptonarten am Wirkungsquerschnitt der W-Paar-Produktion mit $qql\nu$ -Endzustand. Um zu den absoluten Verzweigungsverhältnissen zu gelangen, ist deshalb eine Kenntnis des gesamten W-Paar-Produktionswirkungsquerschnittes notwendig. Dies bedingt die Hinzunahme der Resultate von Selektionen der anderen möglichen Endzustände. Hier werden zusätzlich zur vorgestellten Selektion die Resultate von Magda Pedace [27] für den rein hadronischen Endzustand und die von Sonia Natale [28] für die rein leptonischen Endzustände zur Berechnung der Verzweigungsverhältnisse hinzugefügt. In einer Anpassungsrechnung werden der totale W-Paar-Produktionswirkungsquerschnitt und die Verzweigungsverhältnisse variiert, bis die quadratische Summe der Differenzen aus Vorhersage und Messung aller drei Zerfallskanäle minimal wird. Unter Annahme von Leptonuniversalität wird also folgende Funktion minimiert:

$$\mathcal{L} \cdot \sigma_{\text{WW}} \cdot \begin{pmatrix} \varepsilon_{qql\nu}^{\text{Sel.}} & \varepsilon_{qql\nu}^{\text{Sel.}} & \varepsilon_{l\nu\nu}^{\text{Sel.}} \\ \varepsilon_{qqqq}^{\text{Sel.}} & \varepsilon_{qqqq}^{\text{Sel.}} & \varepsilon_{qqqq}^{\text{Sel.}} \\ \varepsilon_{qql\nu} & \varepsilon_{qqqq} & \varepsilon_{l\nu\nu} \\ \varepsilon_{l\nu\nu}^{\text{Sel.}} & \varepsilon_{l\nu\nu}^{\text{Sel.}} & \varepsilon_{l\nu\nu}^{\text{Sel.}} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \text{BR}_{qql\nu} \\ \text{BR}_{qqqq} \\ \text{BR}_{l\nu\nu} \end{pmatrix} - \begin{pmatrix} (N_{\text{Dat.}} - N_{\text{Unter.}}^{\text{MC}})_{qql\nu} \\ (N_{\text{Dat.}} - N_{\text{Unter.}}^{\text{MC}})_{qqqq} \\ (N_{\text{Dat.}} - N_{\text{Unter.}}^{\text{MC}})_{l\nu\nu} \end{pmatrix}$$

Hierbei wird folgende Ersetzung vorgenommen und die eigentlichen Verzweigungsverhältnisse in der Anpassungsrechnung variiert:

$$\begin{pmatrix} \text{BR}_{qql\nu} \\ \text{BR}_{qqqq} \\ \text{BR}_{l\nu\nu} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \text{BR}_{qq} \cdot \text{BR}_{l\nu} \\ \text{BR}_{qq}^2 \\ \text{BR}_{l\nu}^2 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} (1 - \text{BR}_{l\nu}) \cdot \text{BR}_{l\nu} \\ (1 - \text{BR}_{l\nu})^2 \\ \text{BR}_{l\nu}^2 \end{pmatrix}$$

Dadurch ergibt sich die für eine Anpassungsrechnung notwendige Bedingung, daß die Anzahl der anzupassenden Parameter kleiner ist als die Anzahl der bestimmenden Gleichungen. Die Qualität der Ergebnisse wurde durch Anpassung verschiedener Parameter an die Daten überprüft und ergab konsistente Ergebnisse. Ohne Annahme von Leptonuniversalität ist die Effizienzmatrix in obiger Gleichung 5x5 Felder groß. Die Bedingung, daß die Summe aller Verzweigungsverhältnisse 1 ergibt, reduziert die Anzahl der zu variiierenden Parameter. Die Resultate der Anpassungsrechnung sind in der folgenden Tabelle dargestellt:

ohne Leptonuniversalität (LU)

\sqrt{s} (GeV)	183	189	192	
$\sigma_{WW}(SM)$	15,78	16,69	17,00	pb
σ_{WW}	$16,78 \pm 0,68$	$16,43 \pm 0,38$	$15,98 \pm 0,92$	pb
$BR_{e\nu}$	$10,09 \pm 1,02$	$11,08 \pm 0,61$	$12,29 \pm 1,59$	%
$BR_{\mu\nu}$	$10,02 \pm 1,09$	$10,22 \pm 0,60$	$8,64 \pm 1,41$	%
$BR_{\tau\nu}$	$10,76 \pm 1,34$	$11,42 \pm 0,78$	$11,93 \pm 1,96$	%
$\rightarrow BR_{qq}$	$69,14 \pm 1,41$	$67,29 \pm 0,81$	$67,14 \pm 2,01$	%

\sqrt{s} (GeV)	196	200	202	
$\sigma_{WW}(SM)$	17,29	17,48	17,54	pb
σ_{WW}	$16,98 \pm 0,56$	$17,26 \pm 0,57$	$17,66 \pm 0,86$	pb
$BR_{e\nu}$	$10,78 \pm 0,88$	$9,63 \pm 0,83$	$10,17 \pm 1,24$	%
$BR_{\mu\nu}$	$9,33 \pm 0,84$	$8,28 \pm 0,80$	$10,67 \pm 1,29$	%
$BR_{\tau\nu}$	$13,87 \pm 1,16$	$12,44 \pm 1,13$	$10,84 \pm 1,61$	%
$\rightarrow BR_{qq}$	$66,02 \pm 1,17$	$69,65 \pm 1,16$	$67,65 \pm 1,72$	%

mit Leptonuniversalität (LU)

\sqrt{s} (GeV)	183	189	192	
σ_{WW}	$16,74 \pm 0,67$	$16,39 \pm 0,37$	$15,94 \pm 0,91$	pb
$BR_{l\nu} (l = e, \mu, \tau)$	$10,27 \pm 0,47$	$10,89 \pm 0,27$	$10,93 \pm 0,67$	%
$\rightarrow BR_{qq}$	$69,20 \pm 1,40$	$67,34 \pm 0,81$	$67,21 \pm 2,00$	%

\sqrt{s} (GeV)	196	200	202	
σ_{WW}	$16,80 \pm 0,56$	$17,07 \pm 0,56$	$17,62 \pm 0,85$	pb
$BR_{l\nu} (l = e, \mu, \tau)$	$11,25 \pm 0,39$	$10,03 \pm 0,38$	$10,58 \pm 0,57$	%
$\rightarrow BR_{qq}$	$66,25 \pm 1,17$	$69,93 \pm 1,15$	$68,24 \pm 1,70$	%

Alle Schwerpunktsenergien

\sqrt{s} (GeV)		183	-	202	
SM-Erwartung		10,81			
$BR_{e\nu}$	ohne LU	$10,58 \pm 0,37$		%	
$BR_{\mu\nu}$		$9,57 \pm 0,36$		%	
$BR_{\tau\nu}$		$11,91 \pm 0,48$		%	
$BR_{l\nu} (l = e, \mu, \tau)$	mit LU	$10,69 \pm 0,16$		%	

Tabelle 5.8: Resultate für die Verzweigungsverhältnisse

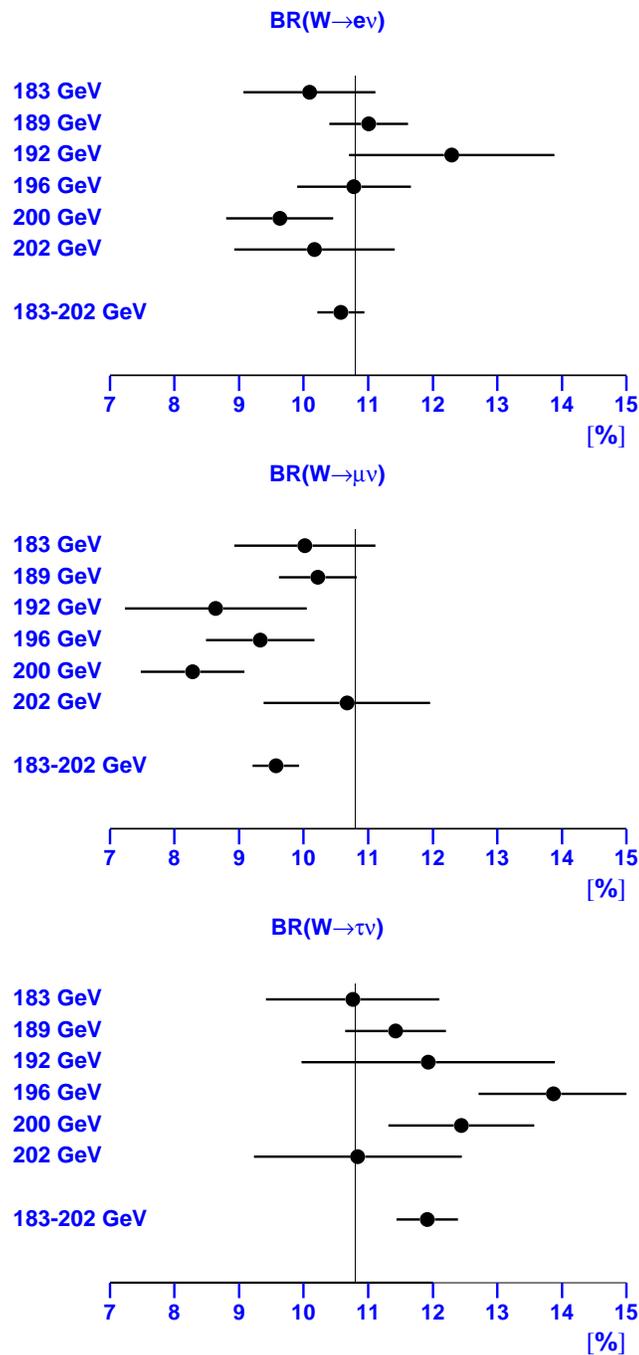


Abbildung 5.27 : Resultate für das Verzweigungsverhältnis $W \rightarrow e\nu$ (oben), $W \rightarrow \mu\nu$ (mitte) und $W \rightarrow \tau\nu$ (unten) ohne Annahme von Leptonuniversalität. Die senkrechte Linie stellt die Standardmodellvorhersage von 10,8 % für den Anteil am Gesamtverzweigungsverhältnis dar.

Abbildung 5.27 stellt die gemessenen Verzweigungsverhältnisse für die verschiedenen Leptonarten und die jeweils untersuchten Schwerpunktsenergien dar. Die aus allen Energien kombinierten Werte stimmen für alle drei Leptonarten sehr gut mit der ebenfalls im Diagramm eingetragenen Standardmodellvorhersage überein. Wie aus den Resultaten für die Wirkungsquerschnittsmessung erwartet, tendiert ohne Annahme von Leptonuniversalität das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Myon und Neutrino deutlich zu kleineren Werten als vom Standardmodell vorhergesagt. Das Verzweigungsverhältnis für den Zerfall in Tau und Neutrino wird zu groß gemessen.

Eine mögliche Erklärung für dieses Verhalten wurde bereits bei der Betrachtung der Ergebnisse der Wirkungsquerschnittsmessung gegeben. In den Anpassungsrechnungen unter Annahme von Leptonuniversalität (Abbildung 5.28) mitteln sich derartige Migrationseffekte zwischen den Leptonkanälen auch hierdurch die Struktur dieser Analyse aus und die Resultate stehen in hervorragender Übereinstimmung mit der Standardmodellvorhersage.

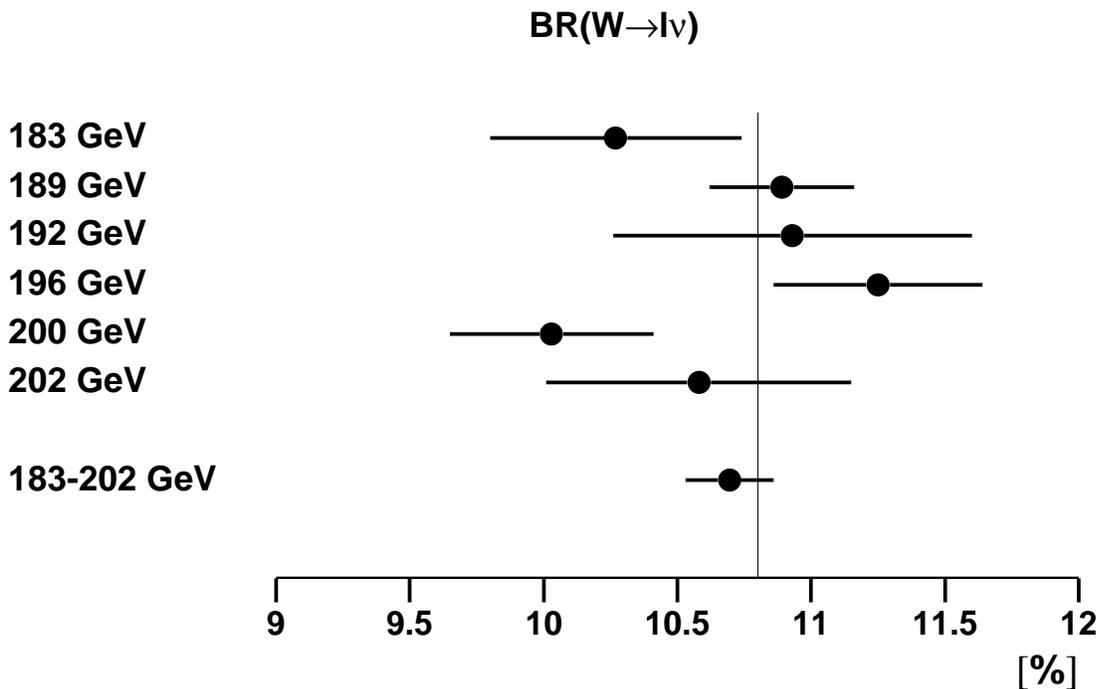


Abbildung 5.28 : *Resultate für die Verzweigungsverhältnisse unter der Annahme der Leptonuniversalität. Die senkrechte Linie stellt die Standardmodellvorhersage von 10,8 % für den Anteil jeder Leptonart am Gesamtverzweigungsverhältnis dar.*

Der in der Anpassungsrechnung freigelassene Wert für den totalen W -Paar-Wirkungsquerschnitt ist in Abbildung 5.29 dargestellt. Er stimmt für die Hypothesen mit und ohne Leptonuniversalität überein und zeigt eine sehr gute Übereinstimmung mit den Vorhersagen des Standardmodells (5.29).

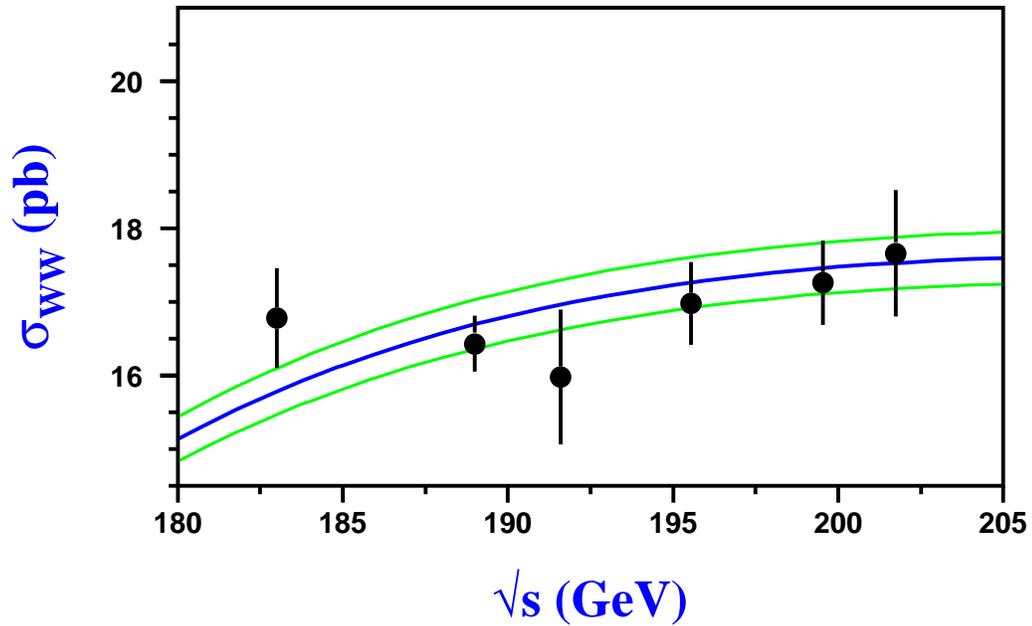


Abbildung 5.29 : W -Paar-Produktionswirkungsquerschnitt aus der Anpassungsrechnung für die Verzweigungsverhältnisse.

5.4.3 W-Masse und -Breite

Für jedes selektierte Ereignis dieser Analyse kann aus der invarianten Masse des hadronischen Systems und der invarianten Masse des Lepton-Neutrino-Systems die Masse des zerfallenden W-Bosons abgeleitet werden. Aus der Verteilung der invarianten Massen läßt sich die Breite und aus der Position des Maximums die Masse des W-Bosons bestimmen. Die experimentell gemessene Verteilung ist eine Faltung aus der natürlichen Zerfallsbreite des W-Bosons und der Detektorauflösung. Die Auflösung der sogenannten rohen Massen liegt dabei etwa bei 10 GeV (Abb. 5.17). Aus der Kenntnis der Detektorauflösung kann die Massenauflösung erheblich verbessert werden. Dies geschieht mit Hilfe eines sogenannten kinematischen Fits.

Der kinematische Fit

Zunächst wird die Detektorauflösung für die Winkel und Energien der unterschiedlichen Leptonen und Quarkjets aus der Monte-Carlo-Simulation bestimmt. Dazu wird die relative Abweichung der gemessenen von der generierten Größe in Histogrammen dargestellt und durch eine geeignete Funktion parametrisiert. Durch Normierung des Integrals der Verteilung auf Eins stellt die Funktion dann die Wahrscheinlichkeit dar, einen Wert $P + \delta$ zu messen, wenn der wahre Wert P ist. Im kinematischen Fit werden die Vektoren für die beiden Quarkjets und das Lepton variiert, das Neutrino wird über die Impulserhaltung aus den anderen drei Vektoren nach jeder Iteration neu berechnet. Randbedingung ist dabei, daß die Gesamtenergie aller vier Teilchen gerade der vom Beschleuniger bereitgestellten Schwerpunktsenergie entspricht und die Masse der beiden W-Bosonen innerhalb eines vorgegebenen Intervalls übereinstimmt. Für jede Iteration des Fits wird dabei seine Qualität aus der Wahrscheinlichkeit bestimmt, bei Vorhandensein von Teilchen mit tatsächlichen Impuls-Vektoren \vec{P}_{fit} im Detektor die Werte P_{Mess} zu erhalten. Als Lösung des Fits ergeben sich die Vektoren \vec{P}_{fit} , die die Randbedingungen am besten erfüllen und aus den Auflösungsfunktionen zusammen die höchste Wahrscheinlichkeit besitzen. Eine Anwendung des kinematischen Fits stellt also eine Art Rücktransformation der gemessenen und deshalb durch Auflösungseffekte verschmierte Verteilung der invarianten W-Masse auf die wirkliche W-Massenverteilung dar. Aus dieser Verteilung läßt sich dann die W-Masse und W-Breite mittels eines geeigneten Programms korrekt extrahieren. Die technischen Details des hier verwendeten kinematischen Fits und einige Beispiele für die verwendeten Auflösungsfunktionen sind in Anhang 6.6 zu finden.

Resultate für die W-Masse und W-Breite

Trotz des kinematischen Fits ist die Verteilung der invarianten Masse immer noch eine Faltung aus der wirklichen W-Breite, Detektoreffekten und einem Phasenraumfaktor, der durch die kinematische Limitierung der invarianten Masse entsteht. Eine direkte Anpassung eines Breit-Wigner-Profiles an die Verteilung der invarianten Masse wird deshalb nicht zu korrekten Resultaten führen. Für die in dieser Arbeit angegebenen Resultate wird das von Arno Straessner programmierte und weiterentwickelte Rewichtungsverfahren zur W-Massenbestimmung verwendet [31]. Mit Hilfe dieses Programms wurden aus den durch den kinematischen Fit korrigierten Verteilungen der invarianten Massen dieser Selektion für jeden Energiepunkt die Masse und die Zerfallsbreite des W-Bosons ermittelt (Abbildung 5.30). Die Funktionsweise des Programms ist im Anhang beschrieben.

nomielle Energie (GeV)	Masse m_W (GeV)	Breite Γ_W (GeV)
183	$80,49 \pm 0,23$	$2,00 \pm 0,56$
189	$80,13 \pm 0,14$	$2,15 \pm 0,33$
192	$80,85 \pm 0,33$	$2,54 \pm 0,78$
196	$80,67 \pm 0,20$	$2,80 \pm 0,61$
200	$80,11 \pm 0,23$	$1,59 \pm 0,49$
202	$80,30 \pm 0,37$	$2,24 \pm 0,66$
183-202	$80,34 \pm 0,09$	$2,14 \pm 0,21$
Weltmittelwert	$80.394 \pm 0,042$	$2,06 \pm 0,05$

Tabelle 5.8: *Resultate für die W-Boson-Masse und -Zerfallsbreite*

Diese Resultate sind in Tabelle 5.8 aufgeführt und in den Abbildungen 5.31 und 5.32 zusammen mit dem aktuellen Weltmittelwert der Particle-Data-Group [22] für die W-Masse und die Zerfallsbreite grafisch dargestellt. Die in der Abbildung dargestellten Fehler sind rein statistische Unsicherheiten der Messung. Mögliche systematische Unsicherheiten der W-Massen- und Zerfallsbreitenbestimmung werden detailliert in der oben angegebenen Promotionsarbeit von Arno Straessner behandelt. Die gemessenen Werte stimmen im Rahmen ihrer statistischen Fehler mit den aktuellen Weltmittelwerten gut überein.

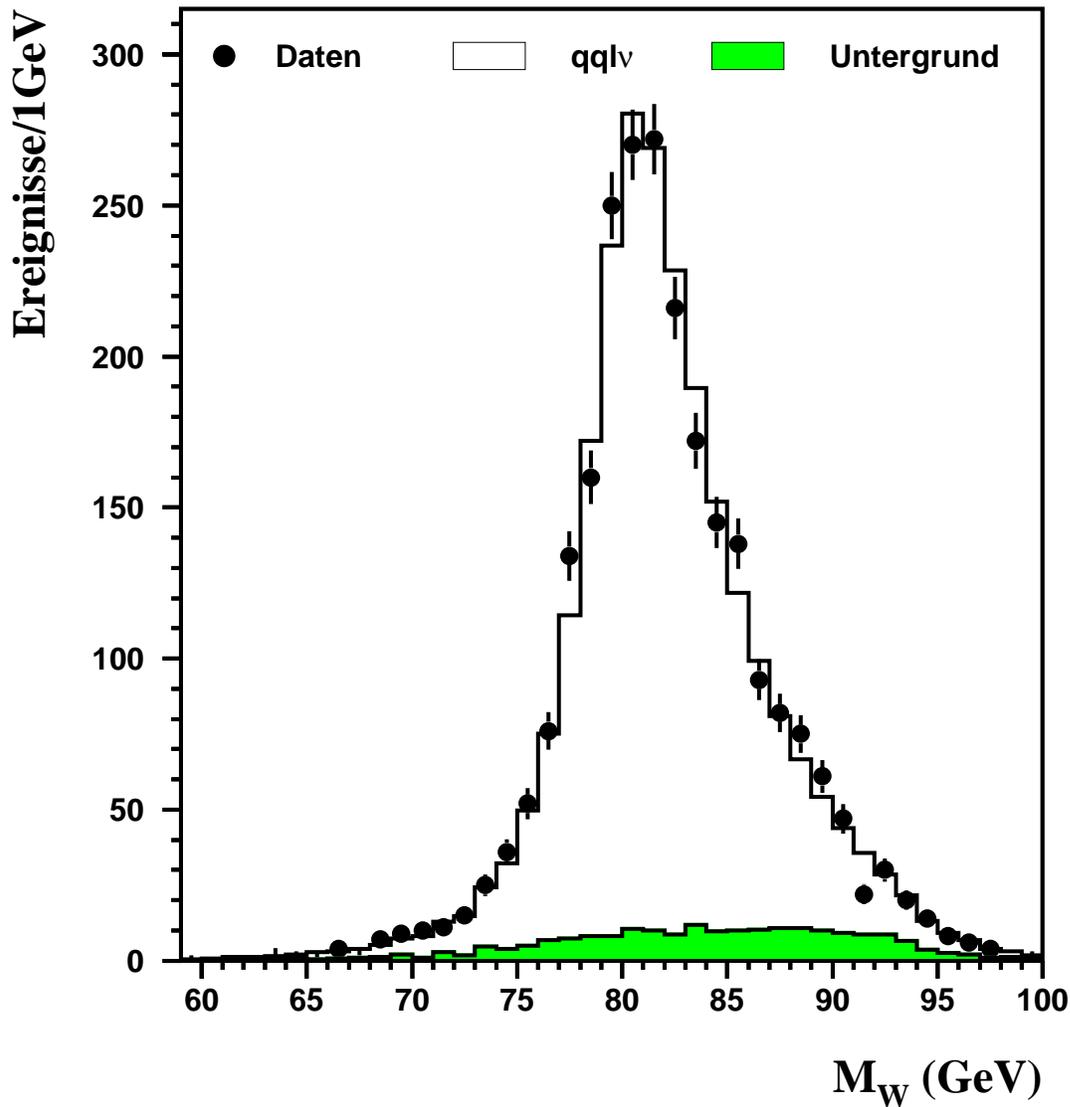


Abbildung 5.30 :

Verteilung der rekonstruierten invariante Masse der W-Bosonen nach dem kinematischen Fit. Das Histogramm stellt die zu erwartende Monte-Carlo-Verteilung unter Annahme der in der Anpassungsrechnung ermittelten W-Masse und W-Zerfallsbreite dar. Alle Schwerpunktsenergien wurden zusammengefaßt, um die zur Verfügung stehende Statistik zu erhöhen.

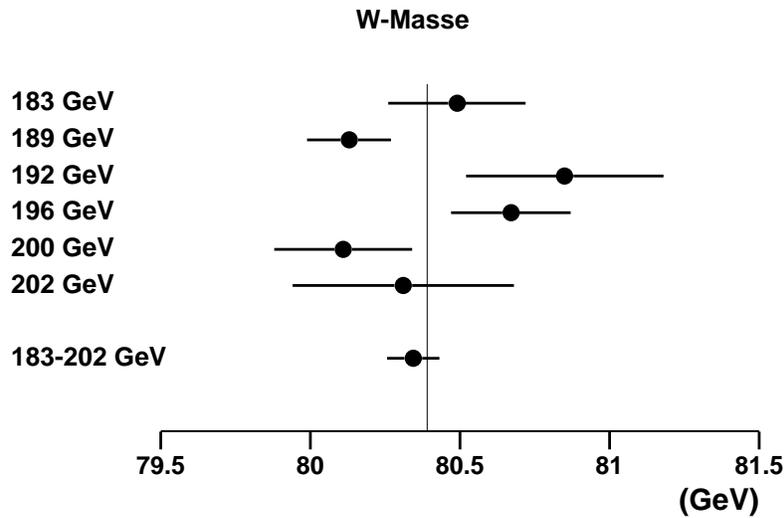


Abbildung 5.31 : Masse des W -Bosons in GeV aus dieser Analyse. Für jede Schwerpunktsenergie wurde aus den Resultaten der einzelnen Leptonarten ein gewichteter Mittelwert bestimmt. Die senkrechte Linie in der Abbildung stellt den aktuellen Weltmittelwert der PDG von $80.394 GeV$ für die W -Masse dar.

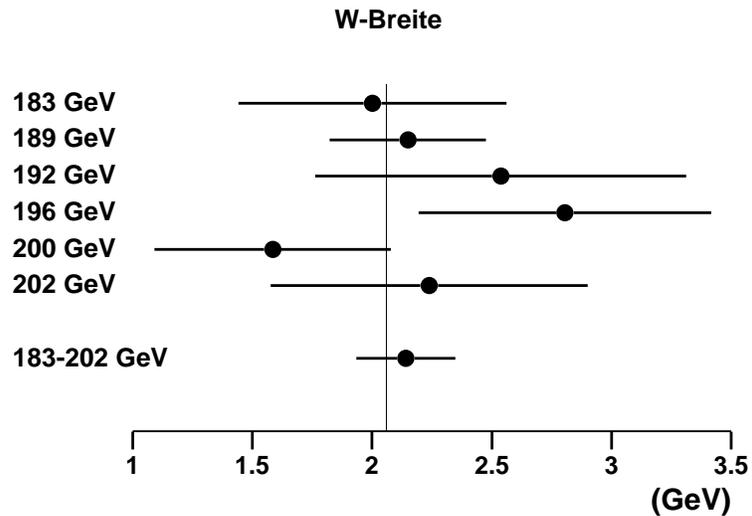


Abbildung 5.32 : Zerfallsbreite des W -Bosons in GeV aus dieser Analyse. Für jede Schwerpunktsenergie wurde aus den Resultaten der einzelnen Leptonarten ein gewichteter Mittelwert bestimmt. Die senkrechte Linie in der Abbildung stellt den aktuellen Weltmittelwert der PDG von $2.06 GeV$ für die W -Zerfallsbreite dar.

Kapitel 6

Anhang

6.1 Theorie: σ_0 auf Born-Niveau

Der in Kapitel 3.2.1 verwendete Wirkungsquerschnitt für die Produktion von W-Paaren läßt sich auf Born-Niveau aus den Beiträgen der einzelnen Graphen mit Neutrino-, Z^0 - und γ -Austausch sowie den Interferenztermen zusammensetzen:

$$\sigma_0(s, s_1, s_2) = \sigma_\gamma + \sigma_{Z^0} + \sigma_\nu + \sigma_{\gamma Z^0}^{Int} + \sigma_{\nu Z^0}^{Int} + \sigma_{\gamma\nu}^{Int}$$

Unter Einführung der drei Funktionen F_1, F_2, F_3 und der Abkürzung $a = 1 - 4\sin^2\theta_W$ lassen sich die einzelnen Terme des Wirkungsquerschnittes wie folgt darstellen:

$$\begin{aligned}\sigma_\gamma &= \frac{1}{64\pi s^2} \frac{e^4}{s^2} \left(-\frac{2}{s_1 s_2} \right) F_1(s, s_1, s_2) \\ \sigma_{Z^0} &= \frac{1}{64\pi s^2} \frac{g^4}{16} \frac{a^2 + 1}{(s - M_Z^2)^2} \left(-\frac{2}{s_1 s_2} \right) F_1(s, s_1, s_2) \\ \sigma_\nu &= \frac{1}{64\pi s^2} \frac{g^4}{8} \left(-\frac{2}{s_1 s_2} \right) F_2(s, s_1, s_2) \\ \sigma_{\gamma Z^0}^{Int} &= \frac{1}{64\pi s^2} \frac{e^2 g^2}{2} \frac{a}{s(s - M_Z^2)} \left(-\frac{2}{s_1 s_2} \right) F_1(s, s_1, s_2) \\ \sigma_{\nu Z^0}^{Int} &= \frac{1}{64\pi s^2} \frac{g^4}{8} \frac{a + 1}{s - M_Z^2} \left(\frac{2}{s_1 s_2} \right) F_3(s, s_1, s_2) \\ \sigma_{\gamma\nu}^{Int} &= \frac{1}{64\pi s^2} \frac{e^2 g^2}{2} \frac{1}{s} \left(\frac{2}{s_1 s_2} \right) F_3(s, s_1, s_2)\end{aligned}$$

Zur Abkürzung verwendet man nun

$$\lambda(s, s_1, s_2) = s^2 + s_1^2 + s_2^2 - s(ss_1 + ss_2 + s_1 s_2)$$

$$f(s, s_1, s_2) = \frac{s - s_1 - s_2 - \sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)}}{s - s_1 - s_2 + \sqrt{\lambda(s, s_1, s_2)}}$$

und kann die Funktionen F_1 - F_3 darstellen als

$$\begin{aligned} F_1(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{\frac{3}{2}}(s, s_1, s_2) \left(\frac{1}{6}\lambda(s, s_1, s_2) + 2(s(s_1 + s_2) + s_1s_2) \right) \\ F_2(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{\frac{1}{2}}(s, s_1, s_2) \left(\frac{1}{6}\lambda(s, s_1, s_2) + 2(s(s_1 + s_2) - 4s_1s_2) \right) \\ &\quad + 4s_1s_2(s - s_1 - s_2) \ln f(s, s_1, s_2) \\ F_3(s, s_1, s_2) &= -\lambda^{\frac{1}{2}} \left(\frac{1}{6}(s + 11s_1 + 11s_2)\lambda(s, s_1, s_2) + 2s(s_1^2 + 3s_1s_2 + s_2^2) - 2(s_1^3 + s_2^3) \right) \\ &\quad - 4s_1s_2(s(s_1 + s_2) + s_1s_2) \ln f(s, s_1, s_2) \end{aligned}$$

6.2 Definition der rekonstruierten Objekte

In Kapitel 5.1 wird die Selektion von W-Paar-Ereignisse mit $qq\nu$ -Endzustand detailliert beschrieben. Grundlage sind dabei durch die Rekonstruktion der digitalen Detektorinformation erzeugte Objekte, deren Definitionen und Eigenschaften hier näher beschrieben werden.

Die TEC-Spur ist aus den Drahtsignalen in der zentralen Spurkammer und, falls vorhanden, aus den Informationen des SMD rekonstruiert. Ein Mustererkennungsalgorithmus berechnet dabei die wahrscheinlichsten Trajektorien der geladenen Teilchen durch die in der Zentralen Spurkammer gemessenen Signalpunkte. Die Spur als rekonstruiertes Objekt besitzt neben drei Zylinderkoordinaten Θ, Φ und z weitere Eigenschaften, die eine Bewertung der Qualität der Spur erlauben:

- Anzahl getroffener Drähte (Hits):
Die Anzahl der entlang einer rekonstruierten Spur getroffenen und für den Spurfit verwendeten Drähte erlaubt Rückschlüsse auf die Qualität der Spurmessung. Spuren mit wenigen Hits sind entweder sehr kurz, d.h. sie weisen z.B. in die Vorwärtsrichtung der Kammer, wo nur noch wenige Drähte zur Messung zur Verfügung stehen, oder der Anteil an ausgelösten Drähten entlang der Spur ist sehr gering. Der Spurfindungsalgorithmus benötigt mindestens fünf Hits, um eine Spur zu rekonstruieren.

- Länge der Spur (Span):
Die Anzahl der Drähte zwischen dem ersten und dem letzten zur Rekonstruktion verwendeten Hit. Ebenso wie die Anzahl der Hits ist der Span für sich genommen ein ungeeignetes Qualitätskriterium. Ein kleiner Span-Wert zeigt, daß in der Spurkammer nur ein kurzes Stück der Spur gemessen wurde, dies kann aber ebenfalls wie bei den Hits durch die Geometrie der Kammer bedingt sein.
Ein gutes und sehr stabiles Qualitätskriterium ist der Quotient aus Hits und Span einer Spur. Diese Größe stellt den Anteil der ausgelösten Drähte an den theoretisch entlang einer Spur möglichen dar und ist unabhängig von der geometrischen Lage der Spur. Wird aus durch Detektorrauschen verursachten Hits eine Spur erzeugt, so weist sie im allgemeinen einen sehr kleinen Wert dieses Quotienten auf. Eine gut rekonstruierte Spur soll dagegen entlang ihrer Bahn in der Spurkammer mindestens 60% der möglichen Drähte ausgelöst haben, um in dieser Analyse verwendet zu werden.
- Minimaler Abstand zum Vertex (DCA):
Aus den Zylinderkoordinaten der Spur läßt sich der minimale Abstand zum Vertex des Ereignisses bestimmen. Gute Spuren sollen besser als 10mm auf den Ereignisvertex weisen. Dieses Kriterium unterdrückt wirkungsvoll mißrekonstruierte Spuren sowie Spuren, die durch kosmische Myonen im Detektor verursacht werden.
- Impuls der Spur:
Die Krümmung der rekonstruierten Spur im Magnetfeld des Detektors erlaubt eine Messung des Impulses des sie erzeugenden Teilchens. Die Qualität der Impulsmessung steigt mit der Anzahl der ausgelösten Drähte und fällt mit steigender Teilchenenergie, da die Krümmung immer geringer wird. In dieser Analyse werden Spuren als gut angesehen, die mindestens einen Impuls von 100 MeV, für Elektronen sogar 600 MeV aufweisen.

Alle rekonstruierten Spuren, die diese Kriterien erfüllen, werden in der vorliegenden Analyse verwendet.

Der kalorimetrische Cluster (ASRC) ist ein aus den Messungen im hadronischen und elektromagnetischen Kalorimeter zusammengesetztes Objekt. Der **Smallest Resolvable Cluster** (= Kleinste Auflösbare Energiedeposition) ist ein räumlich zusammenhängendes Objekt im Kalorimeter und stellt

so in den meisten Fällen die Energiedeposition eines Teilchens dar. Die korrelierten Meßwerte aus elektromagnetischem und hadronischem Kalorimeter werden dabei mit winkel- und energieabhängigen Rechenvorschriften zu einer Teilchenenergie zusammengefaßt. Ein Cluster gilt in der vorliegenden Analyse als akzeptabel, wenn er 100 MeV (3 GeV im EGAP) Energie übersteigt. Dies unterdrückt effizient sowohl das elektronische als auch das uranindizierte Rauschen in den Kalorimetern.

Die Myonspur wird analog zur TEC-Spur aus den Hits in den Myonkammern mittels eines Mustererkennungsalgorithmus rekonstruiert. Dabei wird das Magnetfeld des Detektors und die daraus resultierende Spurkrümmung berücksichtigt. Durch den Aufbau des Myonspektrometers wird die Spur an drei Stellen mit 16 bzw. 24 Drähten und somit Einzelmeßpunkten gemessen. Eine Spur muß mindestens zwei Kammern des Spektrometers getroffen haben, damit eine Bestimmung der Zylinderkoordinaten möglich ist. Die Qualität der Impulsmessung fällt auch hier mit sinkender Anzahl der getroffenen Drähte beziehungsweise Kammern und zur Strahlröhre hin ab. Die an die Drahttreffer in jeder Kammerlage des Myonspektrometers gestellten Qualitätsansprüche sind im Spurfindungsalgorithmus festgelegt. Zur Verbesserung der Myonmessung wird außerdem, falls möglich, die Myonspur durch die Kalorimeter und die zentrale Spurkammer zum Vertex zurückverfolgt. Analog zur TEC-Spur läßt sich ein radialer und longitudinaler kleinster Abstand der Myonspur vom Ereignisvertex ermitteln.

Das MIP (**M**inimal **I**onizing **P**article = minimal ionisierendes Teilchen) ist ein Myon, das in den Myonkammern nicht genug Drähte auslösen konnte, um als Myonspur rekonstruiert zu werden. Trotzdem läßt sich die charakteristische Signatur dieser Teilchen in den Kalorimetern meist mit einer Spur in der zentralen Spurkammer assoziieren, so daß auch hier eine Ladungs- und Impulsmessung möglich ist. Bereits bei der Rekonstruktion dieser Objekte werden vom entsprechenden Algorithmus scharfe Qualitätskriterien gestellt. In dieser Analyse werden MIPs analog zu Myonen behandelt.

6.3 Details der Elektronidentifikation

Die Geometrie des L3-Detektors macht drei unterschiedliche Elektron-Identifikationen je nach Polar-Winkel des betrachteten Kandidaten notwendig. Das BGO-Kalorimeter deckt einen Winkelbereich ab jeweils 10 Grad zur Strahlach-

se ab. Die zur Unterscheidung von Elektronen und Photonen benötigte Spurkammer kann aufgrund ihrer kompakten Bauweise jedoch nur ab ca. 20 Grad zur Strahlachse sinnvoll verwertbare Spurinformatoren liefern. Ab einem Winkel von $|\cos(\theta)| > 0.95$ ist deshalb ein Kriterium zur Trennung von Elektronen und Photonen nötig, welches nicht auf die Informationen der zentralen Spurkammer zurückgreift. Im Vorwärtsbereich wird deshalb der Raumwinkel Ω zur Elektronidentifikation verwendet. Dieser ist im Selektionskapitel 5 näher erklärt. Im Bereich $|\cos(\theta)| < 0.95$ stehen Spuren aus der zentralen Spurkammer zur Elektronidentifikation zur Verfügung, dabei nimmt jedoch die Präzision der Winkelmessung ab einem Winkel von $|\cos(\theta)| < 0.75$ stetig ab, da sich aus geometrischen Gründen die Anzahl der zur Verfügung stehenden Meßpunkte (Drähte) kontinuierlich verringert. Der zulässige Winkel zwischen der Deposition im elektromagnetischen Kalorimeter und der verwendeten Spur wird deshalb mit einem winkelabhängigen Faktor skaliert, der den Effekt sinkender Winkelauflösung berücksichtigt.

Für die Zuordnung der Spuren zur Energiedeposition im Kalorimeter wird der Azimutalwinkel Φ verwendet, da dieser durch die Bauweise der zentralen Spurkammer TEC sehr viel genauer gemessen werden kann als der Polarwinkel Θ . Durch das im Detektor befindliche Magnetfeld entlang der Strahlröhre wird jedoch das Teilchen auf seinem Weg durch die Spurkammer in Φ abgelenkt, so daß die Messung des Azimutalwinkels am Vertex (TEC) im allgemeinen nicht mit dem Azimutalwinkel der Energiedeposition im Kalorimeter identisch ist. Um diesen Effekt zu korrigieren, wird unter Berücksichtigung der lokalen Magnetfelder der Auftreffpunkt des Teilchens im Kalorimeter aus den Werten am Vertex extrapoliert. Das so erhaltene Φ_{BGO} wird dann zur Bestimmung der Zwischenwinkel verwendet.

Aufgrund von Akzeptanzlücken im BGO-Kalorimeter gilt die gerade beschriebene Selektion nicht im kompletten Winkelbereich. Zwischen den Endkappen und dem Zentralbereich befindet sich seit 1996 ein mit Szintillatorfasern durchsetzter Bleiblock, das sogenannte EGAP. Dieses Kalorimeter erlaubt keine direkten Rückschlüsse über die elektromagnetische Natur der eindringenden Teilchen, so daß ein Ausschlußkriterium im Hadronkalorimeter hinter dem EGAP notwendig wird. Ebenso reicht die Ortsauflösung des EGAP nicht aus, um Spuren auf 20 mrad exakt zuordnen zu können. Das Kriterium wird deswegen auf 100 mrad zulässige Azimutalwinkeldifferenz erweitert. Zur Verbesserung der Energieauflösung des EGAP wird ein Algorithmus verwendet, der bei Existenz einer korrelierten Spur den Impuls und die extrapolierten Ortskoordinaten der Spur als Kalorimeterinformation verwendet.

Die Kandidaten aus allen drei Bereichen werden in der Analyse gleichberechtigt

weiterverwendet, selbstverständlich gilt diese Identifikation auch für Positronen, die sich lediglich in ihrer Ladung von den Elektronen unterscheiden.

6.4 Neuronale Netze

Neuronale Netze werden in der Hochenergiephysik zunehmend zur Lösung von Identifikations- und Separationsproblemen eingesetzt. Ursprünglich wurden die Netze eingesetzt, um kleine Signale aus hohen Untergründen zu selektieren oder ähnlich aussehende Strukturen zu unterscheiden. Klassische, schnittbasierte Selektionsmethoden können bei nur geringfügig unterschiedlichen Verteilungen der charakteristischen Größen oft keine oder eine nur mit hohen Effizienzverlusten erreichbare Trennung erzielen. Das Neuronale Netz bestimmt aus verschiedenen charakteristischen Ereignisvariablen, die für sich betrachtet nur geringes Trennungspotential besitzen, eine einzige diskriminierende Größe, die eine Trennung ermöglicht.

6.4.1 Funktionsweise

Die zu einem neuronalen Netz kombinierten Neuronen sind in ihrer Funktion den biologischen nachempfunden. Überschreitet der Eingabewert den für dieses Neuron gültigen Schwellenwert, so liefert das Neuron die Antwort "Eins" an die angeschlossenen Neuronen weiter, sonst verharrt es im Zustand "Null". Typi-

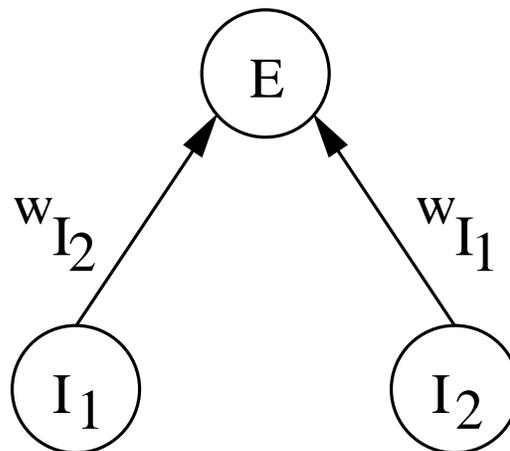


Abbildung 6.1 : *Das einfachste Neuronale Netz*

scherweise werden die Neuronen in drei Lagen angeordnet. Die erste Lage besteht aus den Eingangsneuronen, an denen die zu bewertenden Größen anliegen. Über eine zweite, versteckte Lage von Neuronen werden die Signale an den oder die Entscheidungsneuronen in der dritten Lage weitergegeben. Eine Architektur ohne die versteckte Lage Neuronen entspricht einem Schnitt entlang einer Hyperebene im Raum der Eingangsgrößen. Ist diese Trennung nicht möglich, so erzeugt die versteckte Lage Neuronen die notwendige Nichtlinearität. Ein sehr geeignetes Beispiel zur Erklärung der Funktionsweise ist ein Neuronales Netz zur Darstellung der Booleschen Funktionen *AND* und *XOR*. Das einfachste vorstellbare Netz besteht aus zwei Eingangsneuronen I_1 und I_2 sowie einem Ergebnisneuron E (Abbildung 6.1).

Überschreitet der an E liegende Eingangswert die Schwelle Θ_E , so liefert es als Ausgabe "Eins". Um komplizierteren Aufgaben gerecht werden zu können, werden die Ausgabewerte der einzelnen Neuronen mit Wichtungsfaktoren f_{ij} gewichtet. In den hier beschriebenen Beispielen sind alle Wichtungsfaktoren Eins, das heißt, die Neuronen geben nur Null oder Eins an die nächste Lage des Netzes weiter. Daraus ergeben sich folgende Bedingungen für die Reaktion des Netzes:

$$I_1 + I_2 - \Theta_E \geq 0 \rightarrow E = 1$$

$$I_1 + I_2 - \Theta_E < 0 \rightarrow E = 0$$

Wählt man als Schwelle Θ_E den Wert 1,5, so stellt das Neuronale Netz bereits die Boolesche *AND*-Funktion dar.

Die boolesche Funktion des exklusiven ODER *XOR* läßt sich mit dieser einfachsten Form des Netzes nicht darstellen. Erst durch Einführung einer weiteren Lage mit zwei versteckten Neuronen V_1 und V_2 und Nutzung von gewichteten Antworten ist eine Realisation möglich (Abbildung 6.2).

Die Rechenvorschriften zur Bestimmung von V_1 und V_2 entsprechen den bei der *AND*-Funktion beschriebenen, zur Bestimmung von E werden die Werte von V_1 und V_2 mit den entsprechenden Gewichten versehen.

Mit der Wahl $\Theta_1 = 0,5$, $\Theta_2 = 1,5$, $\Theta_E = 0,5$, $w_{(V_1)} = 1,0$ und $w_{(V_2)} = -2,0$ ergibt sich folgendes Verhalten:

I_1	I_2	V_1	V_2	E
0	0	0	0	0
1	0	1	0	1
0	1	1	0	1
1	1	1	1	0

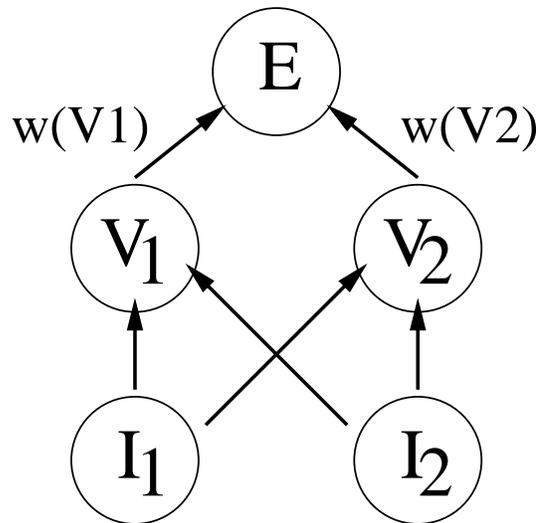


Abbildung 6.2 : *Das einfachste Neuronale Netz mit versteckten Neuronen. Durch geeignete Wahl der Gewichte und Schwellen kann läßt sich die XOR-Funktion darstellen.*

In der praktischen Anwendung sind die Eingangsgrößen normalerweise nicht binär, sondern kontinuierlich über einen gewissen Wertebereich verteilt. Die besten Resultate lassen sich mit auf das Einheitsintervall normierten Eingangsverteilungen erreichen. Um dem Übergang von diskreten zu kontinuierlichen Eingangswerten Rechnung zu tragen, wird nun auch die Antwort der einzelnen Neuronen kontinuierlich. War im oben beschriebenen Modell nur die Ausgabe Null bei Unterschreiten bzw. Eins bei Überschreiten der Schwelle möglich, so wird nun ein kontinuierlicher Übergang von Null auf Eins in der Region der Schwelle verwendet. Die Steilheit dieses Überganges ist einer der Parameter des Neuronalen Netzes. Auch das Ausgabeneuron liefert dann kontinuierliche Werte im Einheitsintervall als Ausgabe. In der praktischen Anwendung wird das Neuronale Netz nun mit Monte Carlo-Ereignissen trainiert, d.h. es werden in gleicher Zusammensetzung wie in den Daten erwartete Signal- und Untergrundprozesse gemischt und vom Neuronalen Netz verarbeitet. Dabei wird der Zielwert für das Ausgabeneuron (Null für Untergrund, Eins für Signal) dem Netz vorgegeben. Durch einen Optimierungsprozeß werden die Schwellen und Gewichte für die einzelnen Neuronen so lange variiert, bis sich eine optimale Separation zwischen Signal- und Untergrundereignissen einstellt. Dieses Verfahren macht jedoch einen Trainings- und einen Meßsatz von Monte Carlo-Ereignissen notwendig, da sonst durch Wiedererkennungphänomene die Separationskraft des Netzes bei Anwendung auf Daten zu optimistisch bewertet werden kann. Unter der Voraussetzung, daß die Eingangs-

beverteilungen in Daten und Monte Carlo-Simulation gut übereinstimmen, erhält man so eine einzige Variable mit meist sehr hohem Trennungspotential, auf die nun ein Selektionsschnitt angewendet werden kann.

6.4.2 Neuronales Netz zur Tau-Erkennung NN_τ

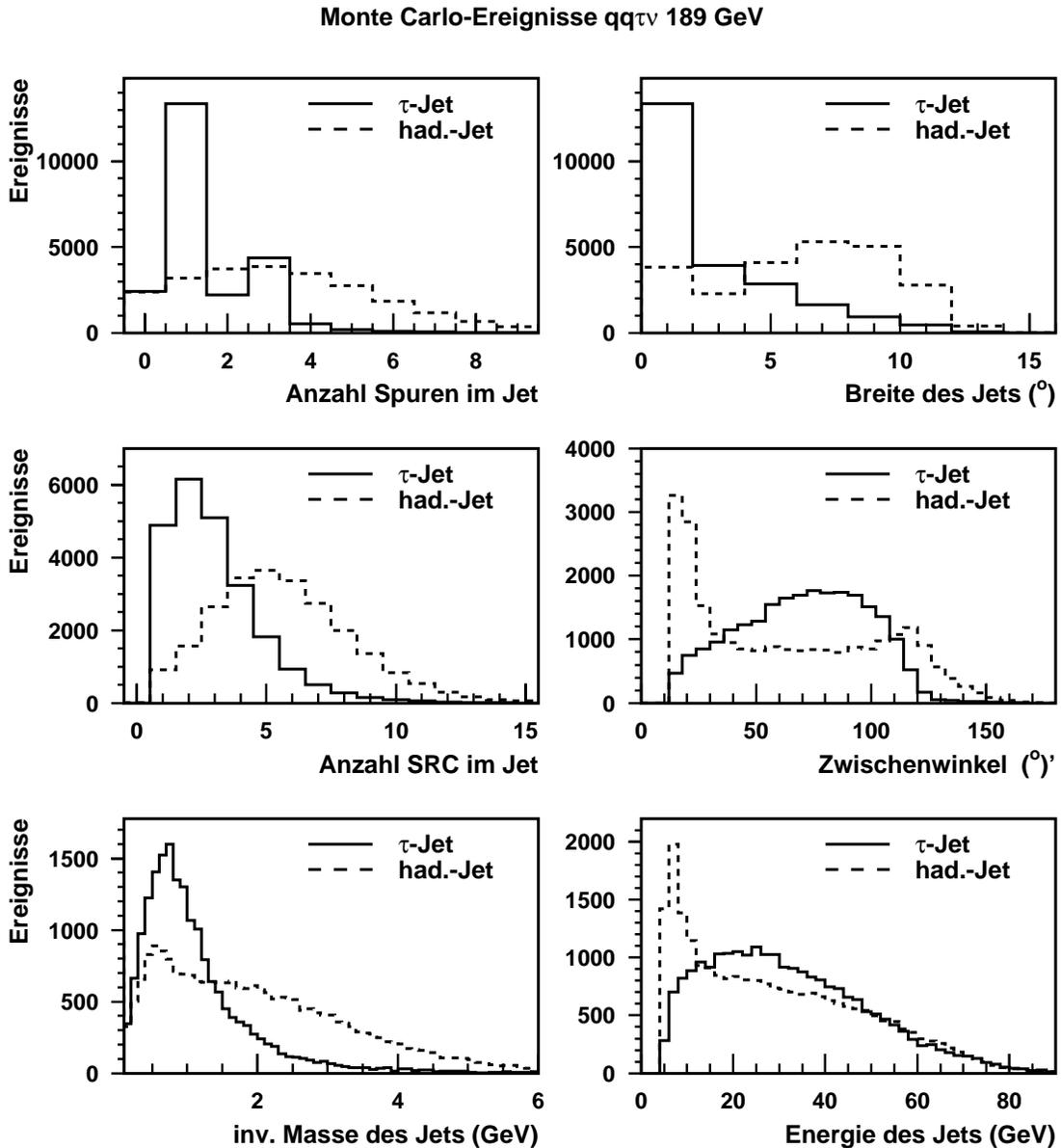


Abbildung 6.3 : *Die Eingangsgrößen des Neuronalen Netzes zur Tau-Erkennung auf Monte Carlo-Ebene*

Die Selektion von Ereignissen mit hadronisch zerfallenden Taus gestaltet sich besonders schwierig. Neben der Problematik, die 3-Jet-Topologie von QCD-Untergrundprozessen zu unterscheiden, muß in jedem Ereignis aus den drei oder mehr gefundenen Jets der Tau-Kandidat ausgewählt werden. Dies ist mit Schnitten auf kinematische Größen nahezu unmöglich. Es wird deshalb ein Verfahren verwendet, bei dem ein Neuronales Netz die Identifikation des Taus übernimmt. Zunächst werden mit einem geometrischen Jet-Algorithmus im Ereignis Jets mit maximal 10 Grad Öffnungswinkel gesucht. Werden mindestens drei Jets mit mehr als 5 GeV Energie gefunden, so entspricht die Ereignistopologie der von $qq\tau\nu$ -Ereignissen erwarteten. Das Neuronale Netz bewertet nun jeden Jet auf seine Tauartigkeit. Dabei werden folgende Größen verwendet:

- Die Anzahl der Spuren im Jet
- Die Anzahl der Energiedepositionen im Jet
- Die Gesamtenergie des Jets
- Die invariante Masse des Jets
- Der Winkel zum nächsten Jet
- Der Öffnungswinkel des Jets

Jede dieser Größen ist für Taus und hadronische Jets aus W -Zerfällen unterschiedlich verteilt, besitzt aber für sich betrachtet nahezu kein Separationspotential (Abbildung 6.3). Die Spuranzahl sollte für hadronische Taus bei 1,3 oder 5 liegen, jedoch werden diese diskreten Werte durch Auflösungseffekte im Detektor verschmiert, auch 2- und 4-Spur-Taus werden gefunden. Die Breite des Tau-Jets ist durch die Masse des Tau-Leptons limitiert, hadronische Jets haben durch den Zerfall des sehr viel schwereren W -Bosons und seines hohen Boosts im allgemeinen eine deutlich größere Breite. Durch den verwendeten Algorithmus mit fester maximaler Jetbreite werden jedoch auch die hadronischen Jets oftmals in mehrere schmale Jets aufgespalten. Dieser Eigenschaft wird durch den Winkel zum nächsten Jet Rechnung getragen, da für aufgespaltene Hadronjets aus dem W - oder Z -Zerfall dieser Winkel meist sehr klein ist. Außerdem ist die Energie dieser Jets meist sehr gering, da sie nur einen Bruchteil des aus dem W -Zerfall stammenden Impulses besitzen. Durch Training mit $qq\tau\nu$ -Monte Carlo-Ereignissen lernt das Neuronale Netz die Tau-Jets von den hadronischen Jets mit etwa 90% Effizienz zu unterscheiden. Der Jet mit der höchsten Bewertung durch das Neuronale Netz wird in dieser Analyse als Tau-Kandidat verwendet, sofern die Antwort einen Wert von 0,3 überschreitet. Dieses Kriterium ist notwendig, da in jedem

Ereignis ein Jet mit von Null verschiedener Antwort des Neuronalen Netzes NN_{τ} gefunden werden kann. Ereignisse, bei denen der Tau-Kandidat für Taus unphysikalische Eigenschaften aufweist, z.B. mehr als 3 Spuren oder eine Jetmasse über 4 GeV, werden durch die Qualitätskriterien wie in Kapitel 6 beschrieben verworfen.

6.4.3 Neuronales Netz zur Ereignisselektion NN_{ID}

In dieser Analyse wird zur Auswahl des besten Leptonkandidaten und zur gleichzeitigen Unterdrückung von Untergrundereignissen mit vorgetäuschten Leptonen das Neuronale Netz NN_{ID} verwendet. Dieses Netz bewertet die W-Artigkeit der Ereignistopologie aus charakteristischen kinematischen Größen. Es basiert auf folgenden Eingangswerten:

- Die Energie des Leptonkandidaten E_{Lepton}
- Der Polarwinkel des Leptonkandidaten $|\cos \Theta_{Lepton}|$
- Die Energie des Neutrinos E_{ν}
- Der Polarwinkel des Neutrinos $|\cos \Theta_{\nu}|$
- Die invariante Masse des hadronischen Systems
- Die invariante Masse des Lepton-Neutrino Systems
- Der durch die beiden Quarkjets und den Leptonkandidaten aufgespannten Raumwinkel Omega
- Der Leptonflavour

Diese kinematischen Größen würden auch in einer auf Schnitten basierenden Selektion verwendet, um die Untergrundereignisse vom Signal abzutrennen. Die Kombination dieser Größen in ein Neuronales Netz verbessert durch optimale Ausnutzung des Trennungspotentials der einzelnen Größen die Effizienz und Reinheit der Selektion, setzt aber eine hervorragende Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation voraus. Nur dann kann die aus Training mit Monte Carlo-Ereignissen gewonnene Separationskraft des Netzes sinnvoll auf die Daten angewendet werden. Im hier vorliegenden Fall ist diese gute Reproduktion gegeben (Abbildung 6.4), so daß nur mit geringen systematischen Effekten gerechnet wird. Die hervorragende Übereinstimmung zwischen Daten und Monte Carlo-Simulation in der Verteilung der Antwort des Neuronalen Netzes NN_{ID}

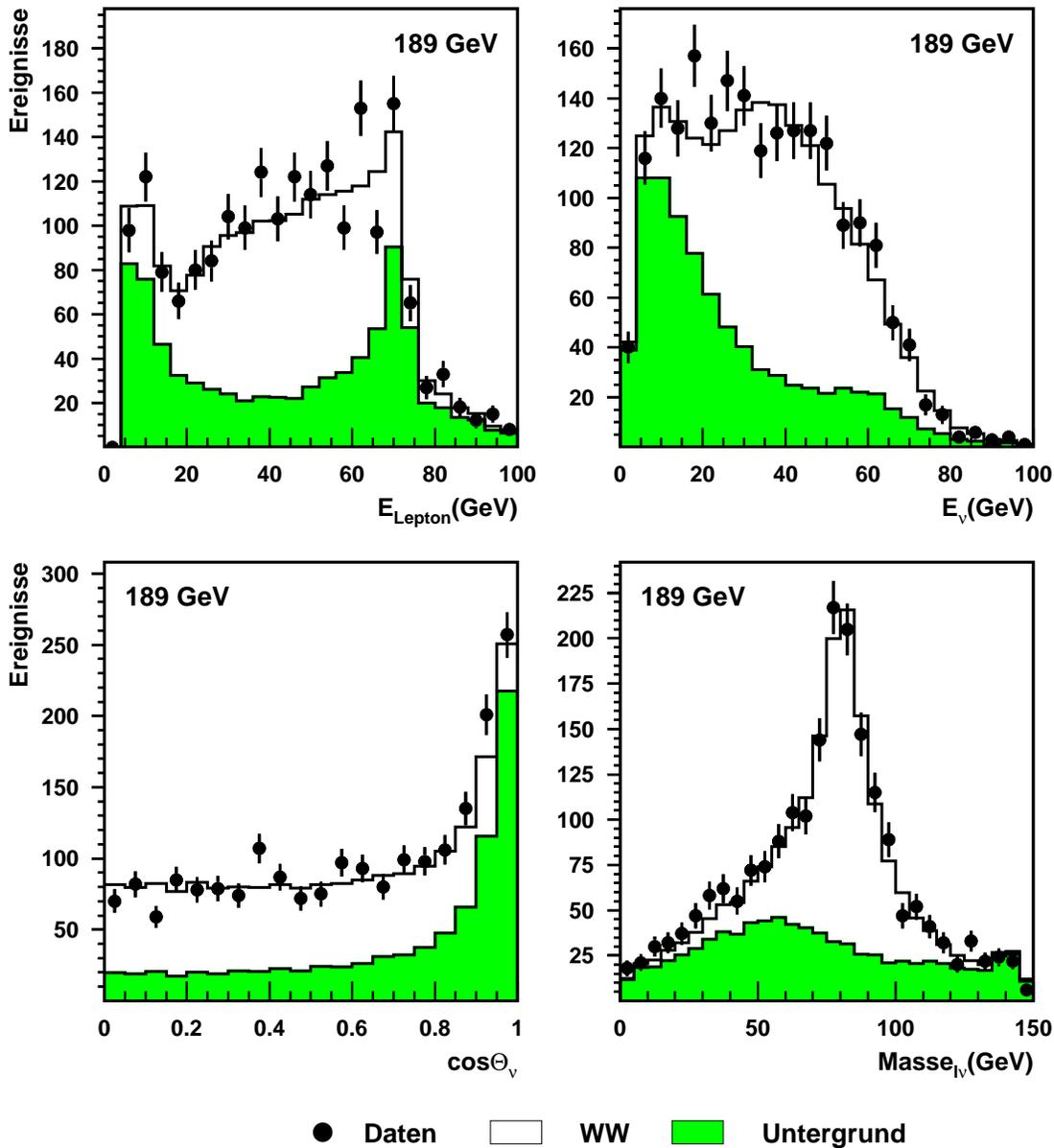


Abbildung 6.4 : Vier der acht Eingangsverteilungen des Neuronalen Netzes

bestätigt dies. Die im Netz verwendeten Größen zielen besonders auf die Unterschiede in der Kinematik im Vergleich zu Untergrundprozessen ab. So separiert zum Beispiel der Raumwinkel Ω planare hadronische Ereignisse mit Photonabstrahlung im Anfangszustand von W-Paar-Ereignissen, bei denen die Leptonrichtung unkorreliert zur Jetebene verläuft. Die Polarwinkel von Lepton und Neutrino trennen Zwei-Photonprozesse vom Signal ab. Durch die Massen-

fenster werden komplett hadronische W-Paar-Zerfälle und Ereignisse der Z-Paar-Produktion unterdrückt. Die Kombination dieser kinematischen Größen erlaubt zusätzlich eine Bewertung verschiedener Leptonkandidaten in einem Ereignis, so daß bei mehreren Rekonstruktionsmöglichkeiten mit 98% Wahrscheinlichkeit der richtige Kandidat ausgewählt wird.

6.5 Systematische Effekte durch Variation der Schnittpositionen

Systematik der BGO-Elektron-Identifikation

In diesem Kapitel werden die Verteilungen zu den in Kapitel 5 tabellierten systematischen Fehlern durch die Variation der Selektionsschnitte dargestellt. Dies geschieht exemplarisch anhand der Resultate für eine Schwerpunktsenergie von 189 GeV, da hier die höchste Statistik sowohl in den Daten als auch an Monte-Carlo-Ereignissen zur Verfügung stehen.

Für die Bestimmung der systematischen Abweichungen werden für jeden Leptonkanal die Ereignisse berücksichtigt, die als Leptonkandidaten vom Netz NN_{ID} mit höchster Neuronalen Netz-Antwort selektiert worden wären, wenn sie alle Identifikationskriterien erfüllt hätten. Diese Verfahrensweise ist notwendig, da sie Migrationseffekte von einem in den anderen Leptonkanal ausschließt. Dies gewährleistet, daß wirklich die durch die Position der Identifikationsschnitte verursachten Effekte betrachtet werden können.

Abbildung 6.5 zeigt im oberen Teil die Variation der Effizienz und damit des gemessenen Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \rightarrow qqe\nu)$ für verschiedene Schnittwerte auf die Größe $\sum 9 / \sum 25$. Der nominelle Selektionsschnitt liegt bei 0,975. Der an jedem Punkt eingezeichnete Fehler ergibt sich als statistischer Fehler der in der Monte-Carlo-Simulation durch die Variation des Schnittes hinzugekommenen bzw. verlorengegangenen Ereignisse (Erwarteter Fehler). Die größte Abweichung der errechneten Wirkungsquerschnitte für variierte Schnitte vom Sollwert abzüglich des statistischen Fehlers wird als Maß für die durch den Schnitt verursachte systematische Unsicherheit verwendet. Dieser Unsicherheitsbereich ist in den Abbildungen durch die beiden unterbrochenen Linien dargestellt. In diesem Fall beträgt diese Unsicherheit etwa 0,4 %.

Abbildung 6.5 zeigt in der Mitte die Azimutalwinkeldifferenz für Elektronkandidaten zwischen der Energiedeposition im elektromagnetischen Kalorimeter und

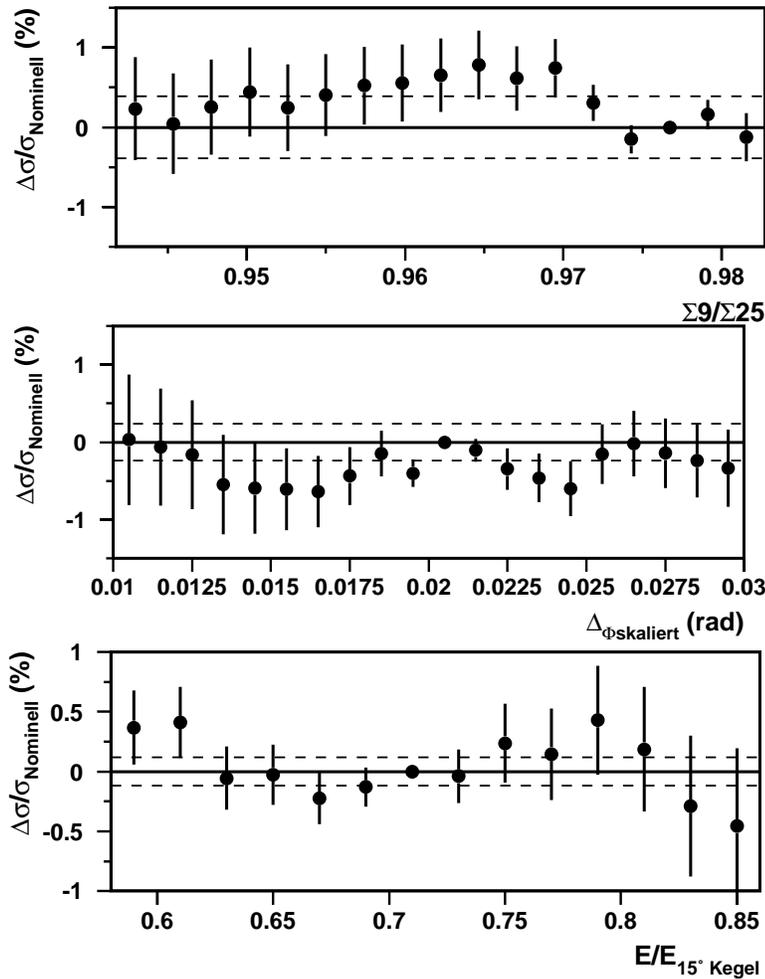


Abbildung 6.5 : *Variation der Schnitte zur Elektron-Identifikation im Winkelbereich $|\cos(\Theta)| < 0,95$. Oben: $\Sigma 9 / \Sigma 25$ Mitte: Δ_ϕ der Spur zur Energiedeposition Unten: Verhältnis der Elektronenenergie zur Energie im 15° -Konus um den Elektronkandidaten.*

der dorthin extrapolierten TEC-Spur. Die Größe wurde so skaliert, daß der nominelle Schnitt unabhängig vom Polarwinkel des Kandidaten bei 20 mrad liegt. Die Abweichung bleibt stets unter 0,2 %.

Der untere Teil der Abbildung stellt das systematische Verhalten des Schnittes zur räumlichen Separation des Elektronkandidaten von den Jets des hadronischen Systems dar. Der nominelle Schnitt liegt bei 0,7. Die systematische Unsicherheit wird zu 0,2 % ermittelt.

Abbildung 6.6 zeigt den systematischen Einfluß der Identifikationskriterien für Elektronen im Vorwärtsbereich. Sowohl die Größe Σ_9 / Σ_{25} (oben), die die elektromagnetische Natur des Kandidaten sicherstellt als auch das Kriterium zur

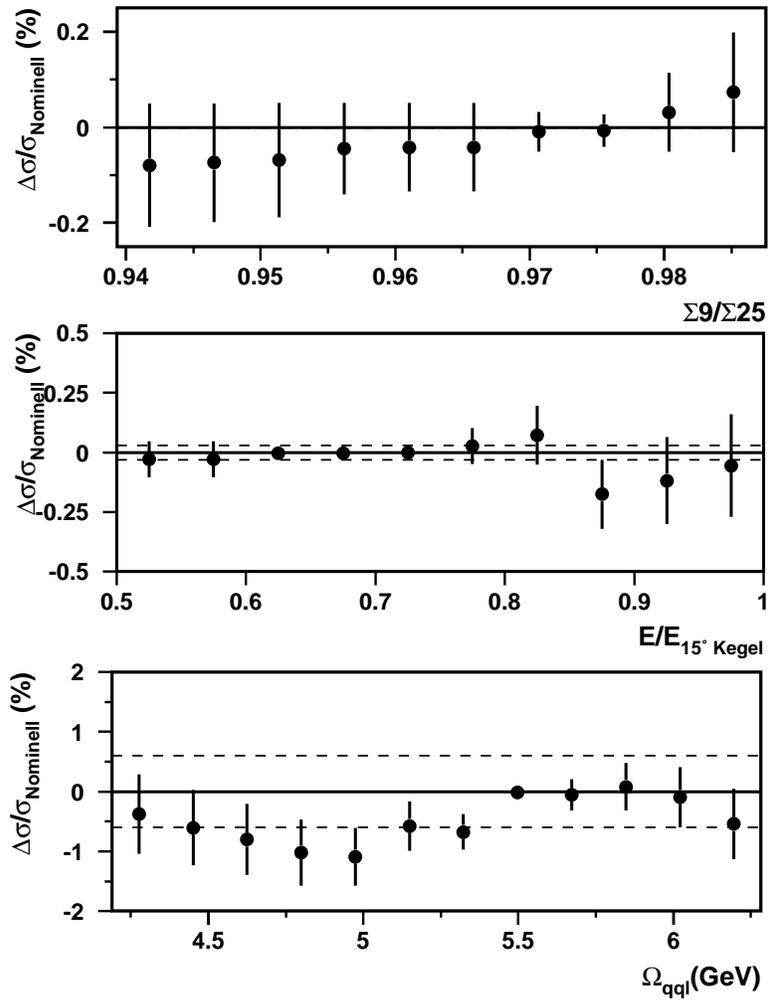


Abbildung 6.6 : *Variation der Schnitte zur Elektron-Identifikation im Winkelbereich $|\cos(\Theta)| > 0,95$. Oben: $\Sigma 9/\Sigma 25$ Mitte: Verhältnis der Elektronenenergie zur Energie im 15° -Konus um den Elektronkandidaten Unten: Raumwinkel Ω zwischen den Jets und dem Elektronkandidaten*

räumlichen Separation des Kandidaten (Mitte) beeinflusst das Resultat der Wirkungsquerschnittsmessung nicht signifikant. Lediglich der Raumwinkel Ω erzeugt eine systematische Unsicherheit von 0,7 %.

Systematik der EGAP-Elektron-Identifikation

Abbildung 6.7 stellt für die im EGAP gefundenen Elektronkandidaten im oberen Histogramm die Energie jedes Kandidaten dar. Es werden nominell Kandidaten ab 15 GeV Energie akzeptiert. Da es nur sehr wenig EGAP-Kandidaten gibt, ist

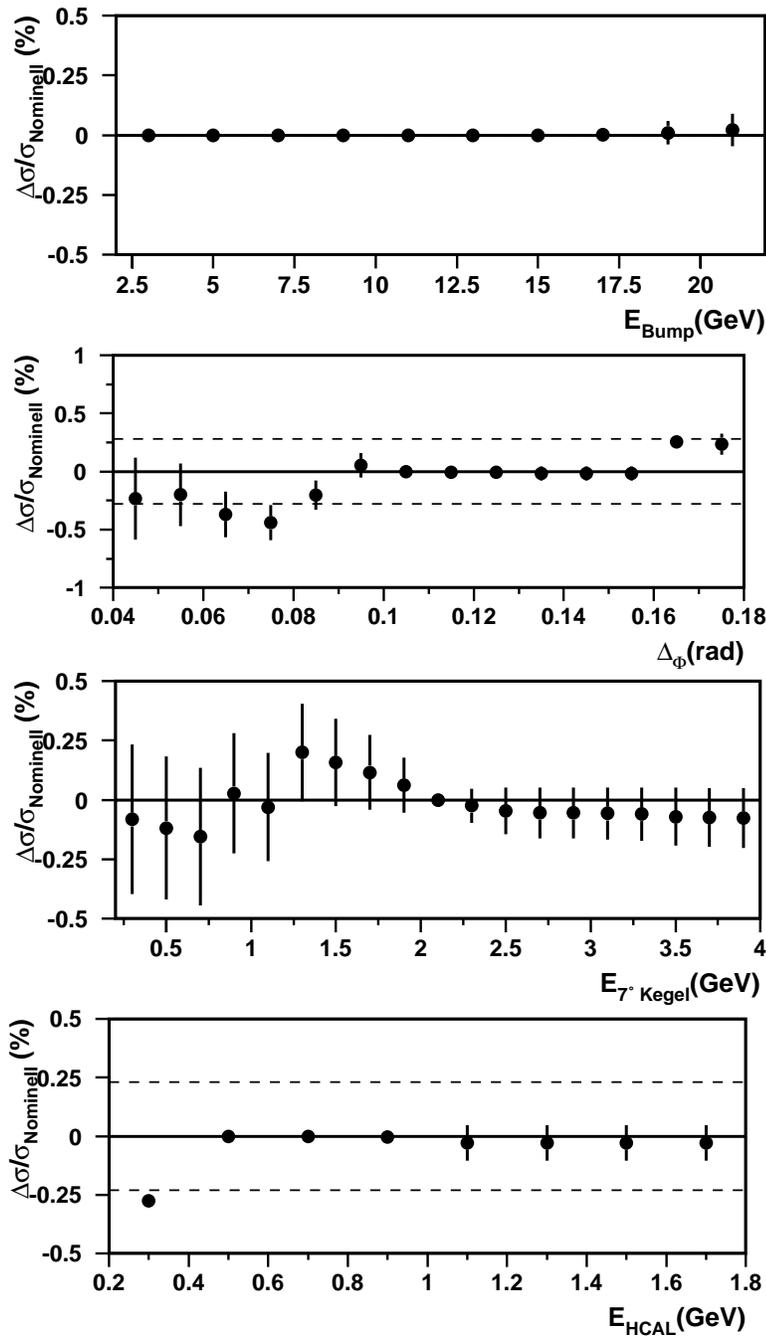


Abbildung 6.7 : Variation der Schnitte zur Elektron-Identifikation im EGAP. Oben: Energie des Kandidaten Mitte oben: Δ_{ϕ} der Spur zur Energiedeposition Mitte unten: Energie im 7° -Konus um den Elektronkandidaten Unten: Energie im hadronischen Kalorimeter im 7° -Konus um den Elektronkandidaten

der systematische Einfluß auf das Endergebnis mit 0,1 % sehr gering. Es ergibt sich weder eine systematische Unsicherheit durch den Schnitt auf die hadronische Energie des Kandidaten, der die elektromagnetische Natur der Deposition sicherstellt, noch durch die Forderung nach weniger als 2 GeV Energie im 7° -Kegel im hadronischen Kalorimeter hinter dem Kandidaten, die die räumliche Separation sicherstellt. Der Einfluß des Schnittes auf die Azimutalwinkeldifferenz zwischen der Energiedeposition im Kalorimeter und der dorthin extrapolierten TEC-Spur liegt bei 0,3 %. Der nominelle Schnitt liegt bei 100 mrad.

Systematik der Myon-Identifikation

Abbildung 6.8 zeigt im oberen Histogramm den Einfluß des Schnittes auf die

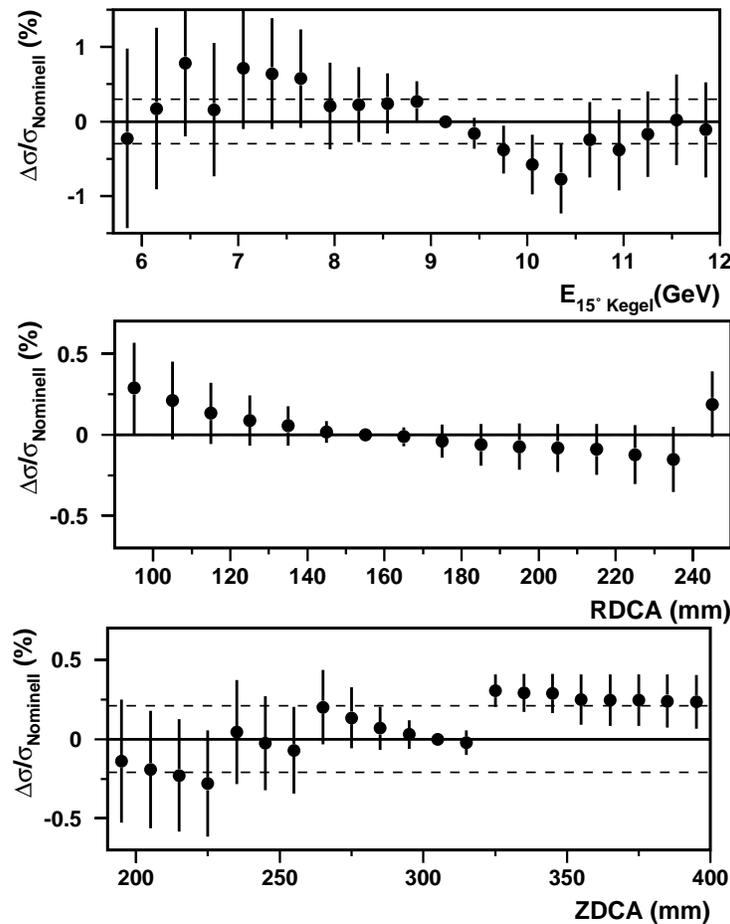


Abbildung 6.8 : *Variation der Schnitte zur Myon-Identifikation. Oben: Energie im 15° -Konus um den Myonkandidaten Mitte: Radialer Abstand vom nominellen Vertex in mm Unten: Abstand entlang der Strahlachse vom nominellen Vertex in mm.*

Energie im 15° -Kegel um die Myonrichtung. Dieser Schnitt bei 9 GeV stellt die räumliche Separation der Myonen vom hadronischen System sicher und führt zu einer systematischen Unsicherheit von 0,3 % für das Endergebnis. Der Schnitt auf den radialen Abstand der Myonspur vom Ereignisvertex führt zu keiner systematischen Unsicherheit, der Schnitt auf den longitudinalen Abstand hat eine Unsicherheit von etwa 0,2 %. Diese Schnitte dienen der Unterdrückung kosmischer Myonen, die aber bereits effizient durch andere Bedingungen ausgeschlossen werden.

Systematik der MIP-Identifikation

Abbildung 6.9 stellt für die im L3-Detektor gefundenen Kandidaten minimal ionisierender Teilchen den Einfluß des Schnittes auf die Energie im 15° -Kegel um die Teilchenrichtung herum dar. Durch diesen Schnitt ergibt sich eine Unsicherheit von etwa 0,1 % bezüglich der Messung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\mu\nu)$.

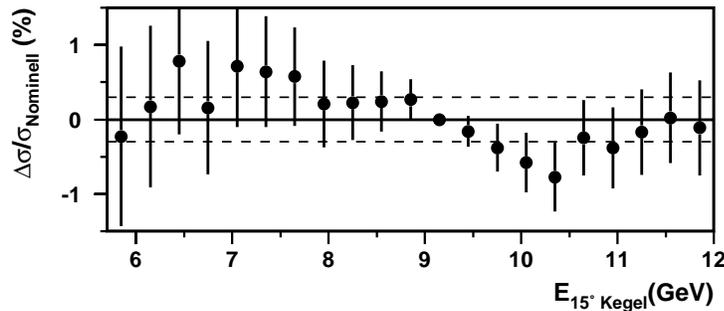


Abbildung 6.9 : *Variation der Schnitte zur MIP-Identifikation: Energie im 15° -Konus um den MIP-Kandidaten.*

Systematik der Tau-Identifikation

Die Betrachtung der systematischen Effekte durch Selektionsschnitte ist bei den τ -Kandidaten besonders aufwendig. Durch die verschiedenen Zerfallskanäle des Leptons müssen sowohl die Einflüsse der Myon- und Elektron-Identifikation untersucht werden als auch die Effekte der Schnitte auf die Jets des hadronischen τ -Zerfalls.

Abbildung 6.10 zeigt für die dem leptonischen Tau-Zerfall zugeordneten Elektronkandidaten dieselben Verteilungen wie Abbildung 6.5. Auch die Schnitte befinden sich bei denselben Werten. Der systematische Einfluß durch den Schnitt auf $\sum 9/\sum 25$ wird zu 1,0 %, die durch das Spurkriterium und das Separationskriterium verursachten Unsicherheiten auf 0 % bzw. 0,7 % abgeschätzt. Auf die entsprechenden Darstellungen für die übrigen zwei Elektronklassen sowie der

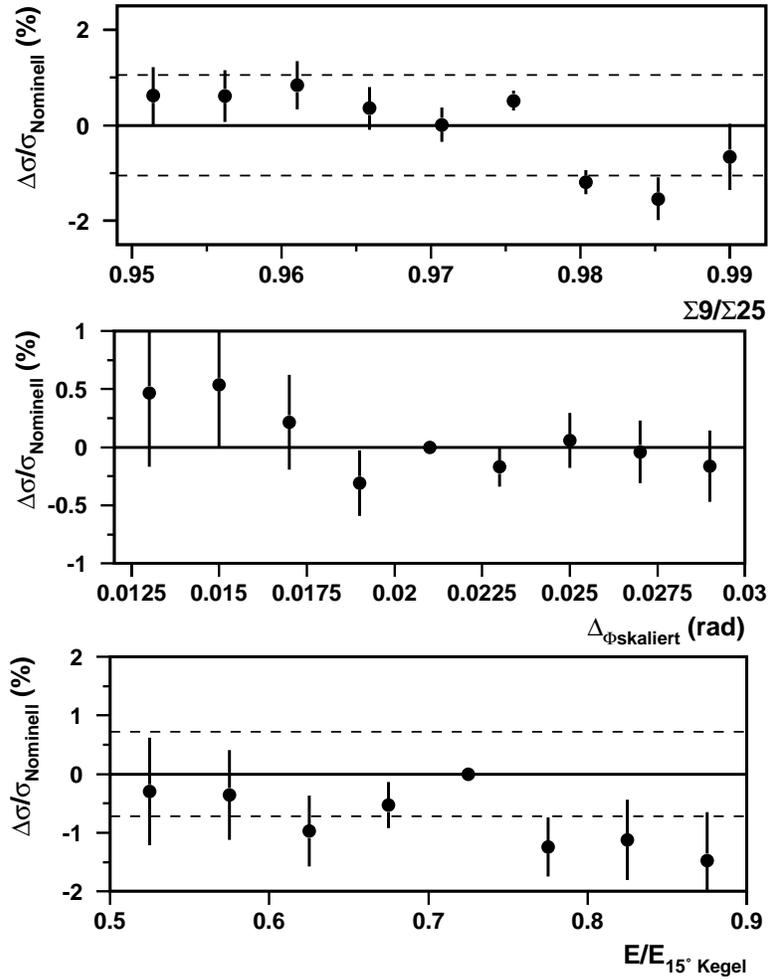


Abbildung 6.10 : *Variation der Schnitte zur Elektron-Identifikation aus τ -Zerfällen im Winkelbereich $|\cos(\Theta)| < 0,95$. Oben: $\Sigma 9/\Sigma 25$ Mitte: Δ_{ϕ} der Spur zur Energiedeposition Unten: Verhältnis der Elektronenenergie zur Energie im 15° -Konus um den Elektronkandidaten.*

Myonen wird an dieser Stelle verzichtet, der systematische Einfluß dieser Größen auf die Messung des Wirkungsquerschnittes $\sigma(e^+e^- \rightarrow W^+W^- \rightarrow qq\tau\nu)$ sind in Kapitel 5 dieser Arbeit in tabellarischer Form festgehalten.

Abbildung 6.11 zeigt den systematischen Einfluß der zur Identifikation hadronischer τ -Zerfälle verwendeten Selektionsschnitte auf den gemessenen Wirkungsquerschnitt. Im oberen Histogramm ist der Einfluß der nominellen Limitierung auf sechs Energiedepositionen im τ -Jet dargestellt. Die systematische Unsicherheit wird zu 0,1 % abgeschätzt. In der Mitte ist das Verhalten des Schnittes auf die invariante Jet-Masse gezeigt. Der nominelle Schnittwert liegt bei 4 GeV, es

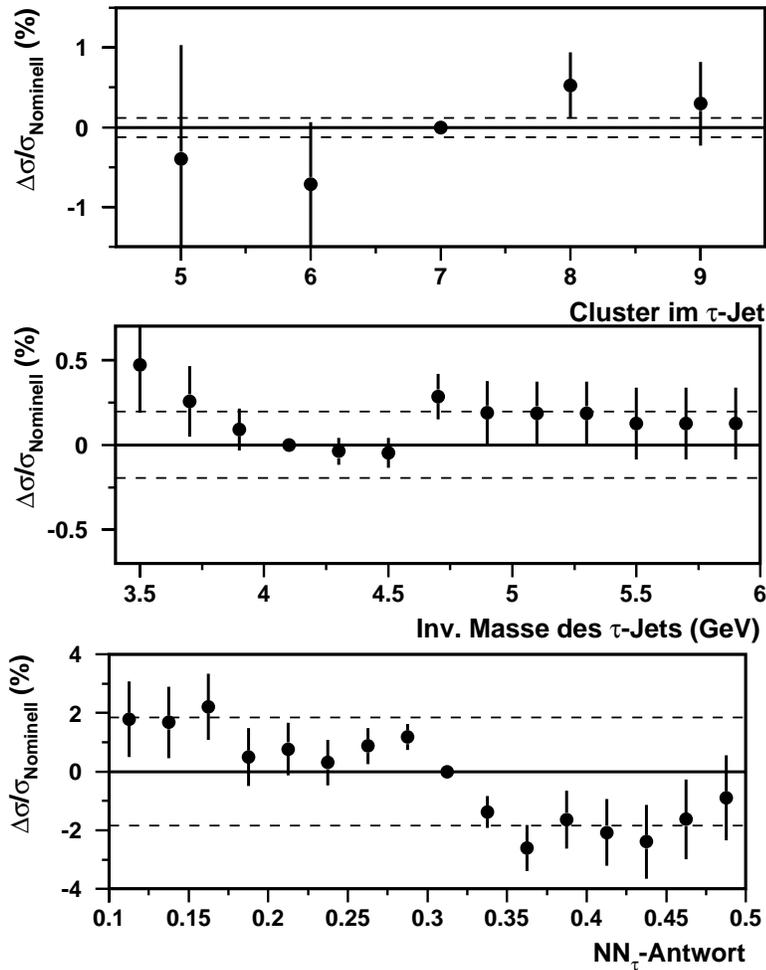


Abbildung 6.11 : *Variation der Schnitte auf die Jets des hadronischen τ -Zerfalls. Oben: Anzahl der Energiedepositionen im Jet Mitte: Invariante Masse des Jets Unten: Antwort des Neuralen Netzes NN_{τ}*

läßt sich eine geringe systematische Abhängigkeit von etwa 0,2 % erkennen. Im unteren Histogramm ist der Einfluß des Schnittes auf die Antwort des Neuralen Netzes NN_{τ} dargestellt. Der nominelle Schnitt liegt bei 0,3. Da die Verteilung der Größe an dieser Stelle eine Fluktuation nach oben zeigt, ist die systematische Unsicherheit durch diesen Schnitt relativ groß und wird zu 2,0% angenommen.

6.6 Kinematischer Fit und Auflösung

Die im Detektor gemessenen Energien und Winkel der rekonstruierten Teilchen eines Ereignisses stimmen mit den wahren Energien nur im Rahmen der Detektorauflösung überein. Aus Studien mit Monte Carlo-Ereignissen läßt sich diese Auflösung durch Vergleich generierter mit rekonstruierten Teilchengrößen ermitteln. Die richtige Beschreibung der relevanten Verteilungen in der Monte Carlo-Simulation muß dabei vorher durch Vergleich mit Daten gesichert werden. Mittels

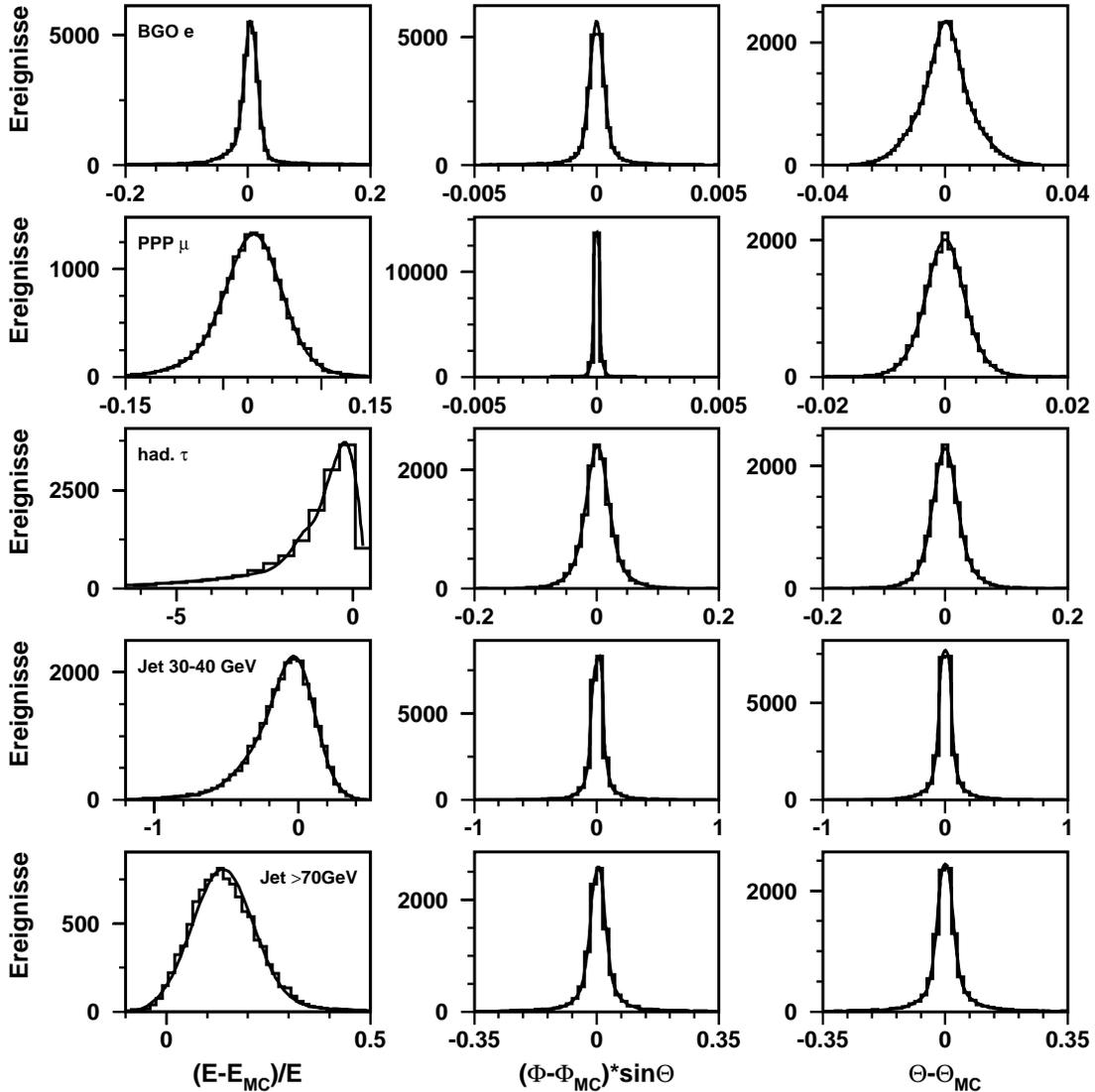


Abbildung 6.12 : Einige Auflösungsfunktionen für den kinematischen Fit

eines kinematischen Fits, dessen exakte Funktionsweise in Kapitel 5.4.3 beschrieben ist, wird die Kinematik eines Ereignisses im Rahmen der Detektorauflösung so variiert, daß Impuls- und Energieerhaltung bestmöglich erfüllt sind und die beiden rekonstruierten W-Bosonen bis auf Γ_W die gleiche Masse aufweisen. Der hier verwendete Fit arbeitet dabei zur Verbesserung des Ergebnisses in mehreren Stufen, wobei die zulässige Massendifferenz zwischen den beiden W-Bosonen in

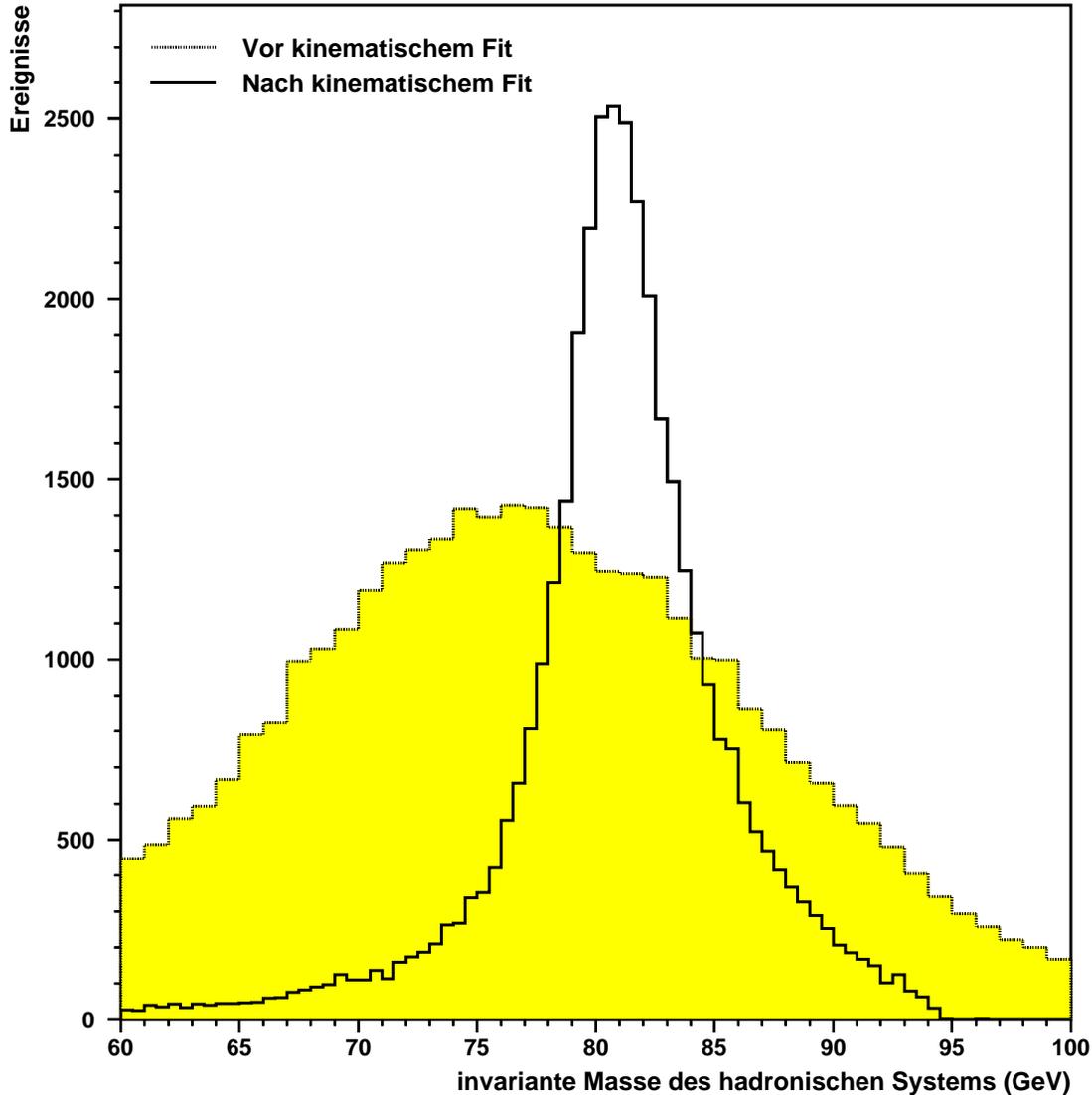


Abbildung 6.13 : *Verteilung der invarianten Masse des hadronischen Systems vor und nach dem kinematischen Fit in der Signal-Monte-Carlo-Simulation.*

mehreren Schritten auf Γ_W reduziert wird. Dabei werden jeweils die Lösungs-Vierervektoren der letzten Stufe als Startpunkte der nächsten Iteration verwendet. Diese Verfahrensweise verhindert effizient nicht oder mit nur geringer Wahrscheinlichkeit konvergierende Anpassungen und steigert so die erhaltene Massenauflösung und die Anzahl der verwertbaren Ereignisse. Die Auflösungsfunktionen werden aus der Monte Carlo-Simulation erhalten und in dieser Analyse für neun verschiedene Leptonkandidatenarten (Elektron im BGO, Elektron im EGAP, 5 Myon/Mip-Kandidaten je nach Anzahl und Art der getroffenen Myonkammern, leptonisch und hadronisch zerfallende Taus) jeweils für die Energie, Θ und Φ ermittelt. Um Geometrie-Effekten des Detektors Rechnung zu tragen, wird aber nicht direkt Φ sondern $\Phi \cdot (\sin \Theta)$ verwendet. Anschaulich ist die Winkelauflösung zum Beispiel des BGO in Vorwärtsrichtung bedingt durch die zylindrische Geometrie besser. Bei konstanter Kristallgröße im gesamten Kalorimeter befinden sich durch den größeren Abstand zum Wechselwirkungspunkt in den Endkappen mehr Kristalle in einem Raumwinkelelement als im Zentralbereich. Das gleiche gilt für das hadronische Kalorimeter und die Myonkammern.

Für die hadronischen Jets werden die Auflösungen in Energie, Θ und Φ in sieben verschiedenen Jetenergie-Intervallen betrachtet, da die Auflösung für Jets mit steigender Energie besser wird. Abbildung 6.12 zeigt einige charakteristische Auflösungsfunktionen. Um von der Binweite unabhängig interpolieren zu können, werden im Fit an die Histogramme angepaßte Dreifach-Gauss-Verteilungen als Auflösungsfunktion verwendet. Die Anwendung des kinematischen Fits verbessert die Auflösung beträchtlich (Abbildung 6.13), die Breite der Verteilung der invarianten Masse sinkt durch den Fit von etwa 20 GeV für die ungefiteten Größen auf etwa 8 GeV nach der Anpassungsrechnung. Auf die so von Detektoreinflüssen weitgehend entfaltete Verteilung können nun Fitprogramme zur Ermittlung der W-Masse und der W-Breite angesetzt werden. Die Resultate dieses Fits sind in Kapitel 5.4.3 im Detail beschrieben.

6.7 Extraktion der W-Masse aus M_{inv}

In Kapitel 5.4.3 sind die aus der Verteilung der invarianten Masse gewonnene W-Masse und W-Zerfallsbreite dargestellt. Dazu werden zunächst durch den kinematischen Fit die Effekte durch die Detektorauflösung aus der Verteilung der mittleren invarianten Masse extrahiert. Aus der Form der so erhaltenen Massenverteilung wird nun mittels eines Fits die Masse und die W-Breite extrahiert. Die in dieser Arbeit gezeigten Resultate wurden mit dem von Arno Straessner weiterentwickelten und im folgenden erläuterten Fitverfahren bestimmt.

Zur Bestimmung der W-Masse und der W-Breite aus der invarianten Masse wird eine Anpassungsrechnung verwendet, die auf der Strategie der "Wahrscheinlichkeitsmaximierung" basiert ("Maximum Likelihood"). Um die zu maximierende Gesamtwahrscheinlichkeit zu bestimmen, werden die (im Integral auf 1 normierten) differentiellen Wirkungsquerschnitte $L(m^{inv}, m_W^{fit})$ für jeden einzelnen Datenpunkt miteinander multipliziert. Für einen Datenpunkt i mit der gemessenen invarianten Masse m_i^{inv} ist dieser Wirkungsquerschnitt:

$$L_i(m_i^{inv}, m_W^{fit}) = \frac{1}{\sigma_i(m_W^{fit}) + \sigma_i^{BG}} \left(\frac{d\sigma_i(m_i^{inv}, m_W^{fit})}{dm_i^{inv}} \frac{d\sigma_i^{BG}(m_i^{inv})}{dm_i^{inv}} \right)$$

Die Größen σ_i^{BG} und $\sigma_i(m_W^{fit})$ sind dabei der selektierte Signal- und Untergrundwirkungsquerschnitt. Der Untergrundwirkungsquerschnitt ist dabei W-Massenunabhängig und kann direkt aus den Monte-Carlo-Simulationen entnommen werden. Die Form der Massenverteilung und damit auch der differentielle Wirkungsquerschnitt hängen vom aktuellen Wert der zu bestimmenden W-Masse m_W^{fit} ab und muß deshalb während der Anpassungsrechnung ständig nachkorrigiert werden. Dies geschieht durch eine Rewichtungsmethode, bei der aus Monte-Carlo-Ereignissen einer bestimmten W-Masse m_W^0 durch Nutzung entsprechender Gewichte für jedes einzelne Monte-Carlo-Ereignis die Massenverteilung für die aktuelle W-Masse m_W^{fit} nachgebildet werden kann. Das Gewicht für ein Ereignis ergibt sich dabei nach:

$$R_i(m_1, m_2, m_W^{fit}, m_W^0) = \frac{d^2\sigma_i(s, m_1, m_2, m_W^{fit})/dm_1dm_2}{d^2\sigma_i(s, m_1, m_2, m_W^0)/dm_1dm_2}$$

Hierbei sind m_1 und m_2 die Massen der in diesem Ereignis generierten W-Massen. Durch die Rewichtung ändert sich auch der zur Normierung verwendete akzeptierte Signal-Wirkungsquerschnitt $\sigma_i(m_W^{fit})$. Er läßt sich aus den Gewichten der einzelnen Ereignisse neu berechnen zu:

$$\sigma_i(m_W^{fit}) = \frac{\sigma_i^{gen}}{N_i^{gen}} \cdot \sum_j R_i(j, m_W^{fit}, m_W^0)$$

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wird dann durch Mittelung vieler Monte-Carlo-Ereignisse, die in einer bestimmten Umgebung um die gemessene invariante Masse des betrachteten Datenpunktes liegen, bestimmt. Dieses Verfahren berücksichtigt auch mögliche Detektoreffekte, die von der gemessenen invarianten Masse selber abhängen. Außerdem wird der sich mit der in der Monte-Carlo-Simulation verwendeten W-Masse ändernden Selektionseffizienz Rechnung getragen. Für hinreichend große Mengen von Monte-Carlo-Ereignissen für den Signal-Prozeß lassen sich mit dieser Methode sehr gute Resultate erzielen. Völlig analog ist die Technik für die Bestimmung der W-Breite, hierzu muß in den obigen Formeln lediglich m_W durch Γ_W ersetzt werden. Eine detailliertere Beschreibung dieses Verfahrens findet sich in [31].

Literaturverzeichnis

- [1] S.L. Glashow, *Partial-symmetries of weak interactions*, **Nucl. Phys.** **22**, S.579, 1961;
A. Salam, J.C. Ward, *Electromagnetic and weak interactions*, **Phys. Lett.** **13**, S.168, 1964;
S. Weinberg, *A model of leptons*, **Phys. Rev. Lett.** **19**, S.1264, 1967.
- [2] N. Cabbibo, **Phys. Rev. Lett.** **10**, S.531, 1963;
M. Kobayashi, K. Maskawa, **Prog. Theor. Phys.** **49**, S.652, 1973.
- [3] G. Zweig, *An SU(3) Model for Strong Interaction Symmetry and its breaking*, **CERN preprint 8182/TH 401**, 1964
- [4] P.W. Higgs **pl 12**, S.132, 1964.
- [5] G. Arnison et al., **Phys. Lett. B 122**, S.103, 1983;
M. Banner et al., **Phys. Lett. B 122**, S.476, 1983;
C. Rubbia, **Phys. Rev.** **57**, S.699, 1985.
- [6] J. Mnich, *Experimental Tests of the Standard Modell*, **Phys. Rev.** **V271 Nr.4**, 1996;
- [7] L3 Kollab., B. Adeva et al., *The Construction of the L3 Experiment*, **Nucl. Instr. Meth. A 289**, S.35, 1990.
- [8] L3 Kollab., O. Adriani et al., *Hadron Calorimetry in the L3 Detector*, **Nucl. Instr. Meth. A 302**, S.53, 1991.
- [9] L3 Kollab., B. Adeva et al., *The L3 BGO Electromagnetic Calorimeter*, **Nucl. Instr. Meth. A 265**, S.252, 1988;
J.A. Bakken et al., *Study of the Energy Calibration of a High Resolution e.m. Calorimeter*, **Nucl. Instr. Meth. A 280**, S.25, 1989.
- [10] F. Beissel et al., *Construction and Performance of the L3 central tracking detector*, **Nucl. Instr. Meth. A 332**, S.33, 1993.

- [11] L3 Kollab., M. Acciarri et al., *The L3 silicon microvertex detector*, **Nucl. Instr. Meth. A** **351**, S.300, 1994.
- [12] I.C. Brock et al., *Luminosity Measurement in the L3 Detector at LEP*, **CERN-PPE/96-89**, 1996.
- [13] P. Bene et al., *First Level Charged Particle Trigger for the L3 Detector*, **Nucl. Instr. Meth. A** **306**, S.150, 1991;
Y. Bertsch et al., *The Second Level Trigger of the L3 Experiment*, **Nucl. Instr. Meth. A** **340**, S.309, 1994;
C. Dionisi et al., *The Third Level Trigger System of the L3 Experiment at LEP*, **Nucl. Instr. Meth. A** **336**, S.78, 1993.
- [14] G. Basti et al., *The L3-lead-scintillating fiber calorimeter*, **Nucl. Instr. Meth. A** **374**, S.293-298, 1996.
- [15] The L3 FB Myon group, *The forward myon detector of L3*, **Nucl. Instr. Meth. A** **383**, S.342-366, 1996
- [16] L3 Kollab. B. Adeva et al., *Muon Detection in the L3 Experiment at LEP*, **Nucl. Instr. Meth. A** **277**, S.187, 1989
- [17] U. Uwer, *Aufbau und Eichung der Szintillationszähler des L3-Experiments*, **Diplomarbeit, RWTH Aachen**, 1990
- [18] R. Brun et al. *GEANT 3*, **CERN-DD/EE/84-1**, 1987.
- [19] H. Fesefeldt, **RWTH Aachen Report PITHA 85/02**, 1985.
- [20] The working group on LEP energy: L. Arnaudon et al., *Accurate Determination of the LEP Beam Energy by Resonant Depolarisation*, **CERN-SL 92-37**, 1992
- [21] A.A. Sokolov und I.M. Ternov, *On polarisation and spin effects in the theory of synchrotron radiation*, **Sov. Phys. Dokl.**, **8**, S.1203, 1964.
- [22] Particle Data Group: R.M. Barnett et al., *Review of particle properties*, **Phys. Rev. D****54**, 1999
- [23] T. Sjöstrand, **Comp.Phys.Commun.****82**, S.74, 1994;
- [24] R. Engel, J. Ranft **Phys. Rev. D****54**, S.4246, 1996;
- [25] F.A. Berends, R. Kleiss und R. Pittau, **Nucl. Phys. B** **242**, S.308, 1994
Nucl. Phys. B **426**, S.344, 1994.

-
- [26] M. Skrzypek, S. Jadach, W. Placzek und Z. Was, **Comp. Phys. Comm.** **94**, S.216, 1996.
- [27] M. Pedace, *Persönliche Mitteilung*
- [28] S. Natale, *Persönliche Mitteilung*
- [29] F. James, *MINUIT, Function Minimization and Error Analysis*, **CERN program library D 506**, 1992
- [30] L. Lönnblad, C. Peterson, T. Rönngvaldsson, *Pattern recognition in high energy physics with artificial neural networks - JETNET*, **Comp. Phys. Comm.** **70**, S.167-182, 1992
- [31] A. Straessner, *Measurement of Mass and Width of the W Boson with the L3 Detector at LEP*, **Dissertation, RWTH Aachen**, 2000

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei all denjenigen bedanken, die zum erfolgreichen Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Zunächst danke ich Herrn Prof. Dr. D. Schmitz dafür daß er diese Arbeit sowie einen mehr als zweijährigen Forschungsaufenthalt am C.E.R.N. ermöglicht hat, sowie Herrn Dr. A. Weber für die Betreuung während dieser Zeit und seine Freundschaft.

Die Unterstützung meiner Arbeit durch Prof. Schmitz und Dr. Weber kann nur als vorbildlich bezeichnet werden. Sie waren beide stets für Probleme jedweder Natur zugänglich und haben mir so ein höchst angenehmes, anregendes und interessantes Arbeitsumfeld direkt am Puls der Hochenergiephysik geschaffen.

Herrn Prof. K. Lübelmeyer danke ich für die Übernahme der Aufgabe des zweiten Berichters.

Bedanken möchte ich mich auch bei meinen Kollegen, im besonderen bei Dr. C. Schäfer und Dr. M. von der May für ihre Freundschaft während meiner Zeit in Genf, bei Dr. A. Straessner für die Fits der W-Masse sowie bei Dr. T. Kirn und Dr. T. Siedenburg für das freundschaftliche Arbeitsklima in Aachen.

Besonderer Dank gebührt meinen Korrektoren, die dafür gesorgt haben, daß diese Arbeit mit den momentan gültigen Rechtschreib- und Kommaregeln in Einklang gebracht werden konnte und der Text verständlich blieb.

Ich möchte an dieser Stelle auch meinen Eltern danken, die mir das Studium und damit auch die Promotion ermöglicht haben und mich stets nach all ihren Möglichkeiten unterstützt haben.

Zuletzt möchte ich mich bei meiner Frau Andrea und meiner Tochter Jana bedanken, die mich nach Genf begleitet haben, oft die Konsequenzen meines Forschungsdrangs tragen mußten und die mich trotzdem stets jede auf ihre Weise unterstützt haben. Durch sie hat das "Projekt Promotion" für mich einen ganz besonderen Wert bekommen.

Lebenslauf

zur Person:

Name: Thomas Niessen
Geburtsdatum: 01.06.1971
Geburtsort: Würselen
Familienstand: verheiratet, zwei Kinder

Ausbildung:

'77	- '81	Grundschule KGS Broichweiden
'81	- '90	Heilig-Geist-Gymnasium Broich
Juni '90		Allgemeine Hochschulreife
Juli '90	- Juli '91	Bundeswehr in Koblenz
Oktober '91		Beginn des Physikstudiums an der RWTH Aachen
Oktober '93		Vordiplom
Oktober '93	- Juni '97	Studium der Hochenergiephysik an der RWTH Aachen Arbeit als Tutor/Praktikumsbetreuer
Juli '96	- September '96	Stipendium als Sommerstudent am C.E.R.N.
Juni '97		Diplom in Physik
Juni '97		Beginn der Promotion am I.Physikalischen Institut der RWTH Aachen im Bereich Elementarteilchenphysik
Januar '98	- Februar 2000	Forschungsaufenthalt am C.E.R.N. in Genf
August 2000		Doktorprüfung