

Streuung von Myon-Neutrinos und Myon-Antineutrinos an Elektronen

*Dissertation
zur Erlangung des Doktorgrades
des Fachbereichs Physik
der Universität Hamburg*

*vorgelegt von
Thomas Hebbeker
aus Lennestadt*

Hamburg 1986

Gutachter der Dissertation:

*Prof. Dr. F.-W. Büßer
Prof. Dr. G. Heinzelmann*

Gutachter der Disputation:

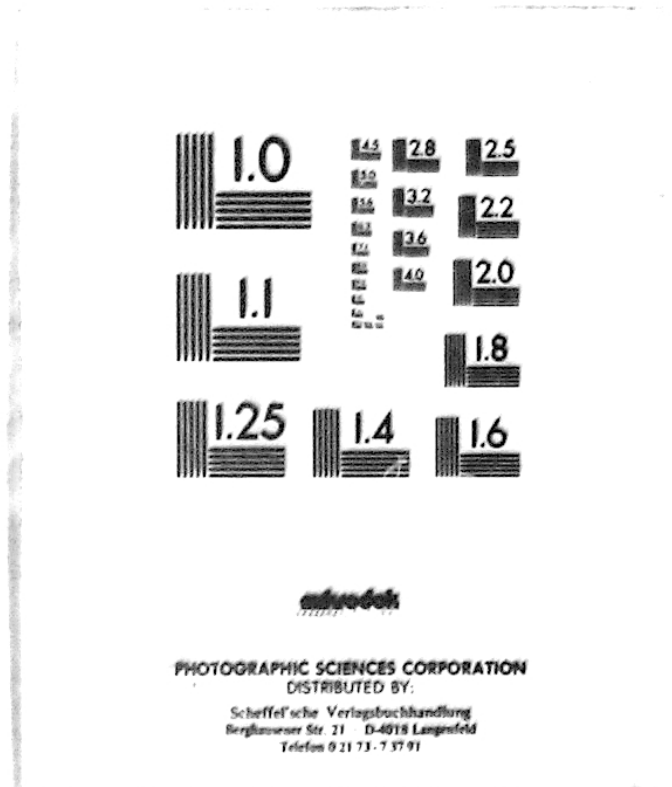
*Prof. Dr. P. Stähelin
Prof. Dr. V. Blobel*

Datum der Disputation:

Mai 1986 (12.05.1986)

**Sprecher des Fachbereichs Physik und
Vorsitzender des Promotionsausschusses:**

Prof. Dr. J. P. Kotthaus



August 2008, T.H.:

microfiche - canon 350d - photoshop - pdf

Zusammenfassung

Jeweils etwa 100 der mit dem CHARM-Detektor im SPS-Breitbandstrahl am CERN erhaltenen Neutrinoereignisse wurden den neutralen-Strom-Prozessen

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$$

$$\bar{\nu}_{\mu} + e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu} + e^{-}$$

zugeordnet.

Ereignisselektion, Untergrundabschätzung und Bestimmung des Neutrinoflusses werden in dieser Arbeit beschrieben.

Für die totalen Wirkungsquerschnitte erhält man:

$$\sigma_{\nu}/E_{\nu} = (1.8 \pm 0.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}/E_{\bar{\nu}} = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}.$$

Nimmt man das Verhältnis ρ der Kopplungsstärken des neutralen und geladenen Stromes zu 1 an, so ergibt sich für die Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten des Elektrons an den neutralen Strom:

$$g_A = -0.53 \pm 0.03 \pm 0.05$$

$$g_V = -0.05 \pm 0.07 \pm 0.02.$$

Aus dem Verhältnis der Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitte folgt:

$$\sin^2 \Theta_W = 0.215 \pm 0.032 \pm 0.012.$$

Diese Bestimmung von $\sin^2 \Theta_W$ ist unabhängig von ρ und der Z^0 -Masse. Strahlungskorrekturen sind klein. Der gemessene Wert stimmt gut mit den Ergebnissen anderer Experimente überein.

Aus der Summe der beiden Wirkungsquerschnitte ergibt sich mit dem gemessenen Wert von $\sin^2 \Theta_W$:

$$\rho = 1.06 \pm 0.07 \pm 0.11.$$

Die 700 selektierten Ereignisse der durch W-Austausch vermittelten Reaktion

$$\nu_{\mu} e^{-} \rightarrow \mu^{-} \nu_e$$

entsprechen einem Wirkungsquerschnitt von

$$\sigma_{\nu}/E_{\nu} = (1.60 \pm 0.12 \pm 0.14) \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad (E_{\nu} \gg m_{\mu}^2/m_e).$$

Abstract

About 100 neutrino events, obtained with the CHARM detector in the SPS wide band beam at CERN, could be attributed to each of the processes

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-}$$

$$\nu_{\mu} + e^{-} \rightarrow \nu_{\mu} + e^{-} .$$

Event selection, background estimation and neutrino flux determination are described in this thesis.

For the total cross section one obtains:

$$\sigma_{\nu}/E_{\nu} = (1.8 \pm 0.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma_{\bar{\nu}}/E_{\bar{\nu}} = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} .$$

Assuming the ratio of the neutral-current and charged-current coupling strengths ρ to be 1, the vector and axial-vector coupling constants of the electron to the neutral current are:

$$g_A = -0.53 \pm 0.03 \pm 0.05$$

$$g_V = -0.05 \pm 0.07 \pm 0.02 .$$

The ratio of the neutrino and antineutrino cross-sections yields:

$$\sin^2 \Theta_W = 0.215 \pm 0.032 \pm 0.012 .$$

This determination of $\sin^2 \Theta_W$ is independent of ρ and the Z^0 -mass. Radiative corrections are small. The measured value agrees well with the results of other experiments.

One obtains from the sum of the two cross-sections and the measured value for $\sin^2 \Theta_W$:

$$\rho = 1.06 \pm 0.07 \pm 0.11 .$$

The 700 selected events of reaction

$$\nu_{\mu} e^{-} \rightarrow \mu^{-} \nu_e ,$$

mediated by W -exchange, correspond to a cross-section

$$\sigma_{\nu}/E_{\nu} = (1.60 \pm 0.12 \pm 0.14) \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad (E_{\nu} \gg m_{\mu}^2/m_e) .$$

Inhalt

1. Einleitung	1
2. Theoretische Grundlagen	4
2.1 Teilchen und Wechselwirkungen	4
2.2. Die elektroschwache Wechselwirkung	6
2.2.1 Historischer Überblick	6
2.2.2 Das Standardmodell	7
2.3. Neutrino-Elektron-Streuung	11
2.4. Semileptonische Neutrino-Wechselwirkungen	20
2.4.1. Inklusive Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen	20
2.4.2. Quasielastische Neutrino-Nukleon-Streuung	22
2.4.3. Resonanz-Produktion	27
2.4.4. Kohärente und periphere Erzeugung von π^0 und γ	31
2.5. Neutrinos mit magnetischem Moment oder elektrischer Ladung	33
2.6. Angeregte Leptonen	34
2.7. Zusätzliche W- oder Z-Bosonen	36
3. Das Experiment	37
3.1. Der Neutrinostrahl	37
3.1.1. Der CERN-SPS-Breitbandstrahl	38
3.2. Der CHARM-Detektor	39
3.2.1. Das Targetkalorimeter	40
3.2.2. Das Endsystem	43
3.2.3. Die Szintillationszähler	43
3.2.4. Die Proportionaldriftrohre	44
3.2.5. Die Geigerrohre	45
3.2.6. Der Trigger	45
3.2.7. Datennahme und Online-Überwachung	48
3.3. Die Daten-Analyse	48
3.4. Die Detektor-Eichung	48
3.4.1. Die kosmische Eichung	49
3.4.2. Die Teststrahl - Anordnung	50
3.5. Energie- und Winkel-Messung für Elektronen	51
3.6. Separation hadronischer und elektromagnetischer Schauer	54
3.7. Unterscheidung Elektron- und Photon-induzierter Schauer	59
3.8. Impuls- und Winkel-Messung für Myonen	61
4. Bestimmung der Neutrinoflüsse	63
4.1. MC-Simulation des Strahls	64
4.2. Analyse inklusiver Neutrino-Kern-Wechselwirkungen	65
4.3. Analyse quasielastischer Myon-(Anti-)Neutrino-Ereignisse	67

4.3.1. Ereignisselektion	67
4.3.2. Das Simulationsprogramm	69
4.3.3. Vergleich von Daten und MC	79
4.3.4. Normierungsfaktor F und Strahluntergrund	85
4.3.5. Die Energiespektren der Neutrinos	88
4.4. Zusammenstellung aller Neutrinoflußgrößen	90
5. Neutrino-Elektron-Streuung	92
5.1. Der inverse Myon-Zerfall	92
5.1.1. Ereignisselektion und totaler Wirkungsquerschnitt	92
5.1.2. Grenzen für rechtshändige geladene Ströme	95
5.2. Die elastische Neutrino-Elektron-Streuung	96
5.2.1. Ereignisselektion	96
5.2.2. Untergrundprozesse	99
5.2.3. Anzahl der νe -Ereignisse	106
5.2.4. Wirkungsquerschnitte und Parameter der elektroschwachen Theorie	116
5.2.5. Grenzen für magnetisches Moment und Ladung von Myon-Neutrinos	123
5.2.6. Grenzen für die Masse angeregter Elektronen	125
5.2.7. Grenzen für zweites Z -Boson	126
6. Zusammenstellung und Diskussion der Ergebnisse	127
6.1. Zusammenfassung der Resultate der Datenperioden 79-81 und 83	127
6.2. Vergleich mit anderen Experimenten	129
6.3. Ausblick	131
Literaturverzeichnis	133

Abbildungen

2.1 Wirkungsquerschnitte der $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Streuung als Funktion von $\sin^2\Theta_W$	16
2.2 R als Funktion von $\sin^2\Theta_W$	17
2.3 Bestimmung von Parametern der elektroschwachen Theorie aus der Neutrino-Elektron-Streuung	19
2.4 Totaler Wirkungsquerschnitt für quasielastische Neutrino-Nukleon-Streuung als Funktion von E_ν	25
2.5 Q^2 -Verteilungen für quasielastische Neutrino-Nukleon-Streuung bei $E_\nu = 25 \text{ GeV}$	25
2.6 Pauli-Unterdrückungsfaktor als Funktion von Q^2	26
2.7 m_R -Verteilungen für Neutrino-Produktion von Nukleonresonanzen	29
2.8 Gemessener und berechneter differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\nu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$	30
2.9 Wirkungsquerschnitt für kohärente π^0 -Produktion	32
3.1 Der Aufbau des CERN-SPS-Breitbandstrahls	38
3.2 Der CHARM-Detektor	41
3.3 Schnitt durch ein Modul	42
3.4 Trigger-Effizienz als Funktion der Schauerenergie	47
3.5 Landau-Verteilung für Myonen	50
3.6 Winkelauflösung für elektromagnetische Schauer	53
3.7 Ein elektromagnetischer und ein hadronischer Schauer im CHARM-Detektor	56
3.8 Szintillatorbreite Γ_{Sci} für e^- - und π^- -Schauer	57
3.9 Schauerbreite σ_{Gei} für e^- - und π^- -Schauer	58
3.10 Schauerlänge L für e^- - und π^- -Schauer	59
3.11 E_{Fitted} -Verteilungen für e^- - und π^0 -Schauer	61
4.1 Energieverteilungen der Elektron-Neutrinos	65
4.2 Energieverteilungen der Myon-Neutrinos	65
4.3 Ein Kandidat für die Reaktion $\nu_\mu + n \rightarrow \mu^- + p$	70
4.4 Häufigkeit (T_p, Θ_p) für Protonen aus einer quasielastischen Neutrino-Neutron- Wechselwirkung im Kern	79
4.5 Häufigkeit (T_R, Θ_R) für die Δ -Resonanz	74
4.6 Häufigkeit (T, Θ) für Teilchen aus einer quasielastischen Neutrino-Kern- Wechselwirkung	75
4.7 Häufigkeit (T, Θ) aller den Kern verlassenden Teilchen für Δ -Ereignisse	76
4.8 Verteilungen des Myonimpulses	81
4.9 Verteilungen des Quadrates des Transversalimpulses	82
4.10 Verteilungen der in den ersten sechs Szintillatorebenen deponierten Energie	83
4.11 Entfaltete Neutrinoenergiespektren	90
5.1 p_T^2 -Verteilungen für Neutrino- und Antineutrino-Ereignisse	93
5.2 p_T^2 -Verteilungen für die Ereignisse des inversen Myonzerfalls	94
5.3 p_μ -Verteilungen für die Ereignisse des inversen Myonzerfalls	95
5.4 Erlaubter Bereich für $r = m^2(W_1)/m^2(W_2)$ und Mischungswinkel ω	96
5.5 Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$	102
5.6 Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu N \rightarrow \nu X_{elm}$	103
5.7 Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu A \rightarrow \nu A \pi^0$ (kohärent)	104

5.8 Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu_e N \rightarrow e N'(\pi)$	105
5.9 Gemessene $E_e^2 \Theta_e^2$ -Verteilungen	107
5.10 Gemessene $E_e - \Theta_e$ -Verteilungen	112
5.11 Projektionen des durch $LL \leq LL_{min} + 1$ definierten Teilraumes	113
5.12 Verteilungen für E , Θ und E_F für die Datenmengen der ν_e -Kandidaten	117
5.13 Verteilungen für E , Θ und E_F für die Datenmengen der ν_e -Kandidaten	118
5.14 $E_e^2 \Theta_e^2$ -Verteilungen	119
5.15 R und \hat{R} als Funktion von $\sin^2 \Theta_W$	120
5.16 Grenzen für Parameter der elektroschwachen Theorie	123
5.17 Grenzen für die Kopplungskonstante λ für angeregte Elektronen als Funktion von m^+	125

Tabellen

2.1 Drei Generationen elementarer Fermionen	4
2.2 Kopplungsstärken, Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten	9
2.3 Ladung Q , Isospin I_3 , Hyperladung Y und NC-Kopplungskonstanten	9
2.4 Parameter A und B und totale Wirkungsquerschnitte für Neutrino-Elektron- Wechselwirkungen	14
2.5 Methoden zur Bestimmung von $\sin^2\Theta_W$	18
3.1 Materialkonstanten und Schauergrößen für das CHARM-Kalorimeter	55
4.1 Wirkungsquerschnitte in 10^{-40} cm^2 für quasielastische Streuung und Resonanz- produktion	73
4.2 Mittlere Zahl von Nukleonen und Pionen, die in einem quasielastischen Ereignis entstehen	76
4.3 Mittlere Zahl von Nukleonen und Pionen, die pro Resonanz-Ereignis entstehen	77
4.4 Durch Simulationsrechnung bestimmte Effizienzen und statistische Fehler für die Selektionskriterien der Arbeitsmenge	79
4.5 Relativer Anteil der verschiedenen Ereignistypen in der Arbeitsmenge	80
4.6 Mittelwerte der Szintillatorenergien und Treffermultiplizitäten in den Proportional- und Streamer-Rohren	84
4.7 Energiemittelwerte in GeV für die verschiedenen Neutrino-Komponenten im Breitbandstrahl	91
5.1 Maximale Lochzahl für Ebenen 1 bis 8 (H_i^{max}) und deren Summe $H_{\text{tot}}^{\text{max}}$	98
5.2 Wirkungsquerschnitte, Effizienzen und erwartete Anzahl von Ereignissen für die wichtigsten Prozesse mit elektromagnetischem Endzustand	101
5.3 Zusammensetzung der Menge der νe Kandidaten	113
6.1 Ergebnisse der Messungen von $\sigma(\nu_\mu e)$ und $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)$	129
6.2 Messungen von $\sin^2\Theta_W$	131

1. Einleitung

Mit dem experimentellen Nachweis der in Proton-Antiproton-Stößen erzeugten Bosonen W^\pm und Z , den Feldquanten der schwachen Wechselwirkung, im Jahr 1983 [ARN83a, b, c, BAN83, BAG83] wurde eine der wichtigsten Voraussagen der von Glashow, Salam und Weinberg (GSW) formulierten Theorie der elektroschwachen Wechselwirkungen bestätigt. Bis heute gibt es keine Messung, die im Widerspruch zu dieser Theorie steht.

Aber es sind noch viele Fragen unbeantwortet:

So ist noch nicht geklärt, ob die Massen der Bosonen und Fermionen durch den Higgs-Mechanismus entstehen, und ob es Higgs-Teilchen gibt.

Die Theorie beansprucht universell zu sein; das bedeutet, daß alle elektroschwachen Prozesse sowohl von Leptonen als auch von Quarks mit einem einzigen Satz von Parametern richtig beschrieben werden können. Dies muß experimentell überprüft werden.

Eine weitere offene Frage ist, ob es sich um eine Eichtheorie handelt, und ob deren Voraussagen als störungstheoretische Reihenentwicklung in der (kleinen) Kopplungskonstanten dargestellt werden können. Um diese Frage beantworten zu können, bedarf es genauer Messungen, die zwischen den Ergebnissen der Rechnungen in niedrigster und höheren Ordnungen unterscheiden können.

Möglicherweise gibt es eine "höhere" Theorie, die das Standardmodell als Niederenergie-Näherung beinhaltet und Parameter, wie etwa den elektroschwachen Mischungswinkel, festlegt.

Die Existenz mehrerer Quark- und Leptonfamilien findet in der Glashow-Salam-Weinberg-Theorie keine Erklärung.

Eine interessante Hypothese besagt, daß Fermionen und Bosonen nicht punktförmig, sondern aus "kleineren" Untereinheiten zusammengesetzt sind. Dann würden die schwachen Prozesse durch eine kurzreichweitige Restwechselwirkung zwischen den Konstituenten - analog den "Van-der-Waals-Kräften" - vermittelt.

In dieser Arbeit kann nur ein sehr kleiner Beitrag zur Lösung dieser Probleme geleistet werden. Es wird die Streuung von Myon-Neutrinos und Myon-Antineutrinos an Elektronen untersucht. Außer der durch W^\pm -Austausch vermittelten Reaktion



gibt es die elastischen Streuprozesse



die nur durch Austausch des neutralen Bosons Z stattfinden können. Der Prozeß (B') ist von historischer Bedeutung, da durch diese Reaktion die neutralen Ströme entdeckt wurden [HAS73a].

Die Reaktionswahrscheinlichkeit für diese rein leptonischen Prozesse wird von der GSW-Theorie als Funktion von freien Parametern vorausgesagt. Insbesondere sind die Wirkungsquerschnitte für die Neutralen-Strom-Reaktionen (B) und (B') Funktionen des Mischungswinkels Θ_W . Ihr Verhältnis ist

$$\frac{\sigma(\text{B})}{\sigma(\text{B}')} = 3 \cdot \frac{1 - 4 \sin^2 \Theta_W + 16/3 \sin^4 \Theta_W}{1 - 4 \sin^2 \Theta_W + 16 \sin^4 \Theta_W}$$

Aus dem experimentell bestimmten Quotienten kann ohne zusätzliche Annahmen $\sin^2\Theta_W$ berechnet werden. Der Vergleich mit für andere Prozesse und Energiebereiche ermittelten Meßwerten für $\sin^2\Theta_W$ stellt einen wichtigen Test der Universalität des Standardmodells dar.

Bei bekanntem Mischungswinkel kann aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für (B) und (B') das Verhältnis der Kopplungsstärken des neutralen und geladenen schwachen Stromes, ρ , bestimmt werden:

$$\sigma(B) = \text{const} \cdot \rho^2 \quad \sigma(B') = \text{const}' \cdot \rho^2 .$$

In der vorliegenden Arbeit wird die Analyse von (Anti-)Neutrino-Elektron-Ereignissen, die im Jahr 1983 mit dem Detektor der CHARM (CERN-Hamburg-Amsterdam-Rom-Moskau) - Kollaboration [DID80a] erhalten wurden, dargestellt. Dieser Detektor, der sich aus einem feinstrukturierten Kalorimeter und einem Myonspektrometer zusammensetzt, war im Neutrino-Strahl des CERN bei Genf aufgebaut.

Die Hauptschwierigkeit für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte der Prozesse (A), (B) und (B') besteht darin, daß sie etwa drei Zehnerpotenzen kleiner sind als die für Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen. Die feine Untergliederung in aktive Detektorkomponenten ermöglicht eine sehr gute Trennung von Myonen, elektromagnetischen und hadronischen Schauern im CHARM-Detektor. So kann der Untergrund an semileptonischen Neutrino-Wechselwirkungen mit einem hadronischen Schauer im Endzustand nahezu vollständig abgetrennt werden. Im Fall (A) bleibt ein Untergrund an Ereignissen der quasielastischen Myon-Neutrino-Nukleon-Streuung; die Menge der Wechselwirkungen mit einem elektromagnetischen Schauer im Endzustand enthält neben den gesuchten Ereignissen der Reaktionen (B), (B') noch solche der quasielastischen Elektron-Neutrino-Nukleon-Streuung und der kohärenten π^0 -Erzeugung. Charakteristisch für die Neutrino-Elektron-Streuung ist der kleine Winkel zwischen einlaufendem Neutrino und auslaufendem Myon bzw. Elektron im Laborsystem. Die Untergrundreaktionen sind dagegen durch eine relativ breite Winkelverteilung gekennzeichnet, so daß durch eine genaue Messung der Richtung des Myons bzw. des elektromagnetischen Schauers zwischen Signal und Untergrund auf statistischer Basis unterschieden werden kann.

Diese Arbeit ist folgendermaßen aufgebaut:

In Kapitel 2 werden die theoretischen Grundlagen geliefert. Nach einem Überblick über das Standardmodell werden die differentiellen Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Neutrino-Elektron-Streuprozesse angegeben. Anschließend werden inklusive und einige exklusive semileptonische Wechselwirkungen diskutiert, die eine Rolle als Untergrundreaktionen bzw. für die Neutrinofluß-Bestimmung spielen.

Es folgt eine Beschreibung des Experiments und der Datennahme. Im gleichen Kapitel 3 werden auch die Möglichkeiten zur Unterscheidung hadronischer und elektromagnetischer Schauer angeführt und Algorithmen zur Bestimmung von Impuls und Richtung für Elektronen und Myonen im Detektor vorgestellt.

Kapitel 4 befaßt sich mit der Neutrinofluß-Bestimmung. Dies geschieht indirekt durch Messung der Zahl der inklusiven Neutrino-Nukleon-Ereignisse, deren Wirkungsquerschnitt bekannt ist. Das für die Messung von R wichtige Verhältnis der Flüsse im Neutrino- und Antineutrino-Strahl wird unabhängig auch aus der Zahl der quasielastischen Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen ermittelt.

Schließlich werden in Kapitel 5 die Selektion der Kandidaten für die Prozesse (A) sowie

(B) und (B') beschrieben und die verbleibenden Untergründe mit statistischen Verfahren bestimmt. Mit den Ergebnissen des Kapitels 4 können dann Wirkungsquerschnitte sowie $\sin^2\Theta_W$, ρ und andere Parameter der elektroschwachen Theorie angegeben werden. Ferner werden Grenzen für elektrische Ladung und magnetisches Moment von Neutrinos, für angeregte Elektronen und für ein zusätzliches W- oder Z-Boson gesetzt.

Die für die Meßperiode 1979-81 bestimmten Wirkungsquerschnitte [JON80a, JON81c, BER82, BER83d, JON83d] werden im letzten Kapitel 6 mit den Resultaten für die Daten des Jahres 1983 kombiniert. Die Ergebnisse werden mit denen anderer Experimente verglichen.

Es wird ein Einheitensystem verwendet, in dem $\hbar = c = 1$ gilt. Die Definition der Dirac'schen γ -Matrizen stimmt mit der von Bjorken und Drell [BJO64] angegebenen überein.

Alle Fehler und Auflösungen entsprechen einem "Confidence-Level" von 68%, sofern nicht ausdrücklich anders angegeben. Sind zwei Fehler angegeben, so ist der erste statistischer und der zweite systematischer Art.

2. Theoretische Grundlagen

In diesem Kapitel wird - nach einem Überblick über die heute als elementar und fundamental angesehenen Teilchen und Kräfte - das Standardmodell der elektroschwachen Wechselwirkung vorgestellt. In Abschnitt 2.3 werden kinematische Relationen und differentielle Wirkungsquerschnitte für die Neutrino-Elektron-Streuung angegeben. Anschließend werden verschiedene Möglichkeiten der Interpretation der gemessenen Wirkungsquerschnitte und die Bestimmung wichtiger Parameter der GSW-Theorie diskutiert. Abschnitt 2.4 behandelt die semileptonischen Neutrino-Reaktionen, die eine Rolle bei der Neutrinofluß-Bestimmung bzw. als Untergründe spielen. Schließlich wird der elektromagnetische νe -Wirkungsquerschnitt für Neutrinos mit nicht verschwindendem magnetischem Moment bzw. elektrischer Ladung angegeben. Auch die Effekte zusätzlicher Generationen angeregter schwerer Leptonen sowie zusätzlicher Eichbosonen werden kurz diskutiert.

2.1. Teilchen und Wechselwirkungen

Das heute weithin akzeptierte Bild der Elementarteilchenphysik sieht - grob skizziert - folgendermaßen aus:

Es gibt "elementare" Teilchen, Fermionen mit Spin $\frac{1}{2}$, deren durch Austausch von Spin-1-Bosonen vermittelte Wechselwirkungen mathematisch durch "Eichtheorien" erfolgreich beschrieben werden können. Die "Leptonen" unterliegen nur der "elektroschwachen", die "Quarks" zusätzlich der starken Wechselwirkung. Die Gravitationswechselwirkung zwischen den Teilchen spielt bei den heutigen Experimenten keine Rolle.

Ordnet man diese "punktförmigen" Fermionen nach (Konstituenten-) Massen [ALB85, ARN84a, PDG84] und elektrischer Ladung, erhält man das in Tabelle 2.1 angegebene Schema:

Leptonen			Quarks		
Flavor	m/GeV	Q	Flavor	m/GeV	Q
ν_e	$< 5 \cdot 10^{-6}$	0	u	0.35	$+\frac{2}{3}$
e	$5.1 \cdot 10^{-4}$	-1	d	0.35	$-\frac{1}{3}$
ν_μ	$< 5 \cdot 10^{-4}$	0	c	1.7	$+\frac{2}{3}$
μ	0.106	-1	s	0.5	$-\frac{1}{3}$
ν_τ	$< 7 \cdot 10^{-2}$	0	t	$\approx 40 ?$	$+\frac{2}{3}$
τ	1.784	-1	b	5.0	$-\frac{1}{3}$

Tabelle 2.1
Drei Generationen elementarer Fermionen

Das Teilchen ν_e konnte bisher noch nicht direkt experimentell nachgewiesen werden. Für die Existenz des top-Quarks t gibt es erste Hinweise [ARN84a]. Die in einem Experiment bestimmte untere Grenze $m(\nu_e) > 9 \text{ eV} (90\% \text{ c.l.})$ [LUB84] ist umstritten [BER85d] und bedarf einer Überprüfung durch andere Messungen.

Neutrinos treten nur in einem Helizitätszustand auf. Quarks besitzen den zusätzlichen Freiheitsgrad "Farbe" ("color"). Hinzu kommen noch die jeweiligen Antiteilchen mit entgegengesetztem Vorzeichen der ladungsartigen Quantenzahlen. Die drei "Generationen" unterscheiden sich nur in der Masse der Teilchen, nicht aber in den Wechselwirkungen!

Elektromagnetische und schwache Kräfte sind in der von Glashow, Salam, Weinberg und anderen formulierten Theorie [GLA61, SAL66, WEI67, WEI72] vereinigt. Die zugehörige Eichgruppe ist $SU(2) \times U(1)$ und die Eichbosonen sind γ , W^\pm und Z . Es handelt sich um Spin-1-Teilchen mit den Massen 0, 82 GeV und 93 GeV . Die der elektrischen Ladung analogen Quantenzahlen heißen schwacher Isospin und schwache Hyperladung. Die Universalität der Kopplungen stellt eine enge Verbindung zwischen Quarks und Leptonen her. Dieses "Standardmodell" der elektroschwachen Wechselwirkung ist genauer in Abschnitt 2.2 beschrieben.

Auch die starke Wechselwirkung, insbesondere das ausschließliche Auftreten von "Farb-Singletts" - Mesonen: $q\bar{q}$, Baryonen: qqq - ("confinement") wird durch eine nichtabelsche Eichtheorie, die Quantenchromodynamik (QCD) [NAM66, FRI73], zu erklären versucht. In diesem Fall ist $SU(3)$ die Eichgruppe. Die Rolle der Eichbosonen spielen 8 masselose Gluonen mit Spin 1, die "Farbe" tragen.

Störungsrechnungen in der QCD sind nur bei hohen Impulsüberträgen möglich, bei denen die effektive Kopplung klein ist ("asymptotic freedom"). In vielen Fällen - z.B. in der Kernphysik - ist man daher auch heute noch auf andere theoretische und phänomenologische Modelle angewiesen.

Das hier skizzierte Bild der Teilchen und ihrer Wechselwirkungen ist mit allen Experimenten in Einklang. Doch aus theoretischer Sicht bestehen noch viele unbeantwortete Fragen. Hier sind z.B. das Generationenproblem zu nennen, die Fermionmassen und die Gleichheit der Ladungen von Positron und Proton. Die in den letzten Jahren entwickelten "neuen Theorien" lassen sich grob in zwei Klassen einteilen:

- "Große Vereinigung" [ILI84, NAN84, LAN85, ELL85]

Elektroschwache und starke Wechselwirkung können durch eine gemeinsame Eichtheorie beschrieben werden, deren Symmetrie bei extrem hohen Energien $E \approx 10^{15} \text{ GeV}$ spontan gebrochen ist. Andere Theorien versuchen, auch die Gravitation mit einzubeziehen.

- "Substruktur" [NAN84, BEG85, SCH85]

Die Fermionen (und in einigen Modellen auch W und Z) sind aus wenigen "Präonen" zusammengesetzt. Die Bindung wird durch eine "Hyperfarbwechselwirkung" ermöglicht.

Diese Theorien sagen neue Teilchen und Wechselwirkungen voraus. In einigen Präon-Modellen spielt die schwache Wechselwirkung dann nur noch die Rolle einer Art "Van-der-Waals"-Wechselwirkung.

Trotz intensiver Suche nach neuen Teilchen und Wechselwirkungen gibt es bis heute keine experimentellen Resultate, die eine der neuen Theorien stützen [KOM86, RUJ86].

2.2. Die elektroschwache Wechselwirkung

2.2.1 Historischer Überblick

Elektrische und magnetische Kräfte sind schon im Altertum beobachtet und beschrieben worden. Im 19. Jahrhundert formulierte Maxwell die nach ihm benannten Gleichungen, die elektrische und magnetische Felder vereinen. In der Mitte dieses Jahrhunderts wurde die Quantenelektrodynamik (QED) entwickelt, eine Eichtheorie der elektromagnetischen Wechselwirkungen, die die Prinzipien von Quanten- und Relativitätstheorie erfüllt.

Nach Entdeckung des β -Zerfalls und Postulierung des Neutrinos durch Pauli formulierte Fermi vor ca. 50 Jahren eine erste Theorie der schwachen Wechselwirkung. Die Lagrange-funktion

$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} (\bar{p}\gamma^\lambda n) \cdot (e\gamma_\lambda\nu_e) \quad (2.1)$$

beschreibt den Neutron-Zerfall als Vier-Fermi-Wechselwirkung. $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ ist die Fermi-Konstante [PDG84]. Später wurde (2.1) durch Terme mit anderem (Lorentz-) Transformationsverhalten erweitert. Nach Entdeckung der Paritätsverletzung wurde der Neutrino-Spinor ν_e durch

$$\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)\nu_e$$

ersetzt, wobei der Chiralitätsoperator $\frac{1}{2}(1 - \gamma_5)$ die linkshändige Komponente herausprojiziert. Vor etwa 15 Jahren konnten fast alle Effekte der schwachen Wechselwirkung erfolgreich durch die Lagrangefunktion

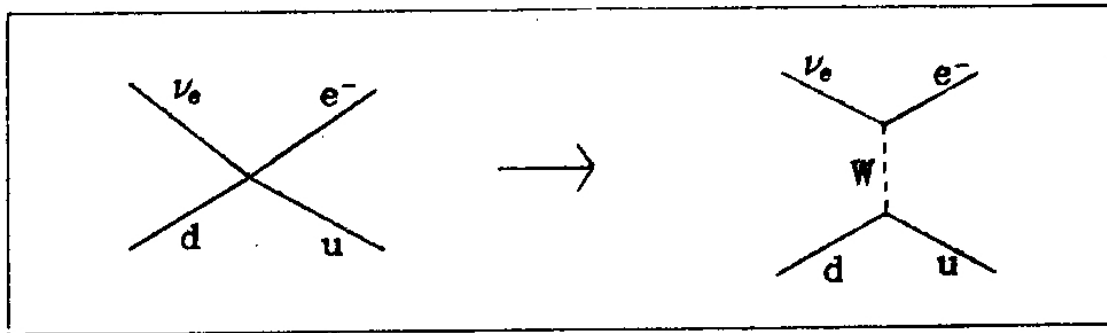
$$L = \frac{G_F}{\sqrt{2}} J^\lambda J_\lambda^\dagger \quad (2.2)$$

beschrieben werden. Der Strom J^λ enthält sowohl leptonische als auch hadronische Komponenten, beide mit V-A (Vektor minus Axialvektor)-Struktur [GAL86]:

$$J^\lambda = e\gamma^\lambda(1 - \gamma_5)\nu_e + u\gamma^\lambda(1 - \gamma_5)d' + \dots$$

Nur linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen spüren die schwachen Kräfte. (2.2) beinhaltet leptonische, semileptonische und hadronische schwache Prozesse, bei denen sich die Ladung der Fermionen um ± 1 ändert ("geladene Ströme"). Der Strom-Strom-Ansatz (2.2) ist jedoch unbefriedigend, da in höheren Ordnungen Divergenzen auftreten und der in niedrigster Ordnung berechnete Wirkungsquerschnitt $\sim G_F^2 E_{CM}^2$ bei Schwerpunktsenergien $E_{CM} > 1/\sqrt{G_F} \approx 300 \text{ GeV}$ die Unitarität verletzt. Zur Lösung dieser grundsätzlichen Probleme ersetzt man die Vier-Fermi-Kopplung durch eine Austausch-Wechselwirkung, in

Analogie zur QED:



Durch Einführung der geladenen, massiven Vektorbosonen W^+ , W^- wird in der effektiven Lagrangefunktion (2.2) G_F durch

$$\text{const} \cdot \frac{g^2}{q^2 + m_W^2}$$

ersetzt. g ist die dimensionslose schwache Kopplungskonstante und der Propagator "dämpft" den Wirkungsquerschnitt für Impulsüberträge $|q^2| > m_W^2$, so daß die Unitarität erhalten bleibt. Bei kleinen Energien erhält man wieder (2.2). Aber es bleiben immer noch Divergenzen höherer Ordnungen der Feynman-Störungsentwicklung; diese können durch Einführung eines weiteren, neutralen Bosons Z^0 vermieden werden. Da das Z^0 die gleichen Quantenzahlen wie das Photon hat, kann es "Interferenzen" zwischen elektromagnetischer und schwacher Wechselwirkung geben.

Die von Glashow, Salam, Weinberg und anderen aufgestellte Eichtheorie [GLA61, SAL68, WEI67, WEI72], die beide Wechselwirkungen vereinigt, wird im nächsten Abschnitt beschrieben. 1971 konnte gezeigt werden, daß diese Theorie renormalisierbar, d.h. divergenzfrei formulierbar ist [HOO71b].

Einen ersten großen Erfolg konnte die neue Theorie mit der Entdeckung der neutralen Ströme (Z^0 -Austausch) im Jahre 1973 verbuchen [HAS73a, b]. Die berechnete Rate für Zerfälle $K \rightarrow \mu^+ \mu^-$ konnte durch Postulieren eines vierten Quarks (charm c) in Einklang mit den Messungen gebracht werden [GLA70]. Kurze Zeit später, 1974, wurde das J/Ψ -Teilchen, ein $c\bar{c}$ -Bindungszustand, entdeckt [AUB74, AUG74]. 1983 konnten die Bosonen W^\pm , Z^0 in $p\bar{p}$ -Stößen erzeugt und mit den vorausgesagten Eigenschaften nachgewiesen werden [ARN83a, b, c, BAN83, BAG83]. Dies ist eine glänzende Bestätigung der elektroschwachen Theorie. Bis heute gibt es kein experimentelles Resultat, das im Widerspruch zu dieser Theorie steht [BAR85].

2.2.2 Das Standardmodell

Das "Standardmodell" der elektroschwachen Wechselwirkung beruht auf einer Yang-Mills-Feldtheorie [YAN54]. Die nichtabelsche Eichgruppe ist $SU(2) \times U(1)$ mit den zugehörigen Feldern W^1 , W^2 , W^3 und V . Die gegenüber lokalen Eichtransformationen invariante Lagrangedichte kann so dargestellt werden [BEC81, JAR84a, b]:

$$L = L(F, B) + L(F, F) + L(B, B) + L(H, H) + L(B, H) + L(F, H).$$

F bezeichnet Fermion-, B die Bosonfelder W^1, W^2, W^3, V und H ist ein Higgs-Dublett. Der erste Term $L(F, B)$ beschreibt die Kopplung der Leptonen und Quarks an die Eichbosonen. $L(F, B)$ enthält alle für die Berechnung von Zerfallsraten und Wirkungsquerschnitten (in niedrigster Ordnung) relevante Information und soll zuerst untersucht werden. Die Fermionen tragen die Quantenzahlen "schwacher Isospin" I ($SU(2)$) und "schwache Hyperladung" Y ($U(1)$). Unter der Gruppe $SU(2)$ transformieren sich die Fermionen als linkshändige Dubletts:

$$\begin{pmatrix} f \\ f' \end{pmatrix}_L$$

mit $I = \frac{1}{2}$ und die rechtshändigen

$$f_R, f'_R$$

als Singletts mit $I = 0$. Die schwache Hyperladung ist $Y = 2(Q - I_3)$, wobei Q die elektrische Ladung (in Einheiten der Elementarladung) und I_3 die dritte Komponente des schwachen Isospins ist: $I_3(f) = +\frac{1}{2}$, $I_3(f') = -\frac{1}{2}$. Die drei bekannten Leptondubletts sind

$$\begin{pmatrix} f \\ f' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix} .$$

Rechtshändige Neutrinos ν_R gibt es nicht. Die Quarkdubletts sind

$$\begin{pmatrix} f \\ f' \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix} ,$$

wobei die schwachen Eigenzustände d', s', b' mit denen des Massenoperators durch eine lineare Transformation verknüpft sind [KOB73]:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = M \cdot \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}$$

Die Unitarität der Kobayashi-Maskawa-Matrix M garantiert die Abwesenheit von Flavor-ändernden neutralen Strömen. Eine analoge "Mischung" im Leptonensektor ist bisher nicht beobachtet worden [BAR86, VAN86]. Der $SU(2)$ -Gruppe entsprechen die drei Eichbosonen W^1, W^2, W^3 , der Hyperladungsgruppe $U(1)$ ein Boson V . Die physikalischen Felder W^+ und W^- sind Linearkombinationen von W^1 und W^2 :

$$W^+ = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 + iW^2)$$

$$W^- = \frac{1}{\sqrt{2}} (W^1 - iW^2) .$$

Die Felder A und Z der neutralen Teilchen γ und Z^0 entstehen durch Mischung von W^3 und V :

$$A = -W^3 \sin\Theta_W + V \cos\Theta_W$$

$$Z = +W^3 \cos\Theta_W + V \sin\Theta_W ,$$

wobei der elektroschwache Mischungswinkel experimentell bestimmt werden muß. Der derzeit genaueste Wert für $\sin^2\Theta_W$ ist $0.215 \pm 0.005 \pm 0.005$ [BER86]. Die Bosonen W^\pm und Z sind massiv, das Photon γ ist masselos. Damit gibt es drei Arten von Wechselwirkungen:

$$L(F, B) = L_{elm.}(F, A) + L_{CC}(F, W^\pm) + L_{NC}(F, Z) \quad .$$

Der erste Summand beschreibt die elektromagnetische Wechselwirkung und hat die Form

$$L_{elm.} = g_{elm.} \int (g_V^{elm.} - g_A^{elm.} \gamma_5) \gamma^\lambda f A_\lambda + h.c. \quad .$$

Bei Kopplung an W^\pm ändert sich die Ladung des Fermions, man spricht daher von geladenen Strömen (CC = Charged Current):

$$L_{CC} = g_{CC} \int (g_V^{CC} - g_A^{CC} \gamma_5) \gamma^\lambda f' W_\lambda^\pm + h.c. \quad .$$

Analog gilt für die neutralen Ströme (NC = Neutral Current):

$$L_{NC} = g_{NC} \int (g_V^{NC} - g_A^{NC} \gamma_5) \gamma^\lambda f Z_\lambda + h.c. \quad .$$

Tabelle 2.2 gibt die Kopplungsstärke g und Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten g_V, g_A für die drei Fälle im Standardmodell an.

	g	g_V	g_A
elm.	e	Q	0
CC	$e/(2\sqrt{2}\sin\Theta_W)$	1	1
NC	$e/(2\sin 2\Theta_W)$	$I_3 - 2Q\sin^2\Theta_W$	I_3

Tabelle 2.2

Kopplungsstärken, Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten

	Q	I_3	Y	g_V^{NC}	g_A^{NC}
ν_e, ν_μ, ν_τ	0	$+\frac{1}{2}$	-1	$+0.50$	$+0.50$
e, μ, τ	-1	$-\frac{1}{2}$	-1	-0.07	-0.50
u, c, t	$+\frac{2}{3}$	$+\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	$+0.21$	$+0.50$
d, s, b	$-\frac{1}{3}$	$-\frac{1}{2}$	$+\frac{1}{3}$	-0.43	-0.50

Tabelle 2.3

Ladung Q , Isospin I_3 , Hyperladung Y und NC-Kopplungskonstanten

$e = \sqrt{4\pi\alpha} = 0.30$ ist die dimensionslose elektromagnetische Kopplungsstärke. Tabelle 2.3 zeigt Q, I_3, Y und die NC-Kopplungskonstanten g_V^{NC}, g_A^{NC} für $\sin^2\Theta_W = 0.215$.

$L(F, F)$ beschreibt freie Fermionen und $L(B, B)$ enthält den analogen kinetischen Term für die Bosonen und beschreibt die für nichtabelsche Eichtheorien charakteristische Kopplung der Eichbosonen untereinander. Die Massen der Bosonen und Fermionen werden durch den Higgs-Kibble-Mechanismus [HIG64, HIG66, KIB67] erzeugt. Das minimale Modell sieht ein Isospin-Dublett

$$H = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix} = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$$

mit zwei komplexen Skalarfeldern ϕ^+ und ϕ^0 vor. $L(H, H)$ enthält ein Higgs-Potential der Form

$$V \sim -\mu^2 \cdot (\phi^+ \phi^0) + h \cdot (\phi^+ \phi^0)^2 .$$

Dadurch wird die Symmetrie der Theorie "spontan gebrochen", da zwar V unter $SU(2) \times U(1)$ -Transformationen invariant ist, aber nicht der Grundzustand

$$H_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \quad \text{mit} \quad v = \sqrt{\frac{\mu^2}{h}} .$$

Mit $H = H_0 + \hat{H}$ und nach Durchführung einer Eichtransformation (so daß $\phi_1 = \phi_2 = \phi_4 = 0$) ergeben sich in L Terme der Form

$$v^2 B^2 ,$$

die den drei Bosonen W^+, W^- und Z^0 eine Masse geben, die proportional zum Parameter v ist. Es bleibt das Feld $\phi_3 \neq 0$, dem ein neutrales Higgs-Teilchen mit Spin 0 entspricht. Um bei kleinen Schwerpunktsenergien die Voraussagen der GSW-Theorie für die CC-Prozesse mit der erfolgreichen Fermi-Theorie in Einklang zu bringen, muß gelten:

$$\frac{G_F}{\sqrt{2}} = \frac{e^2}{8 \sin^2 \Theta_W m_W'^2} .$$

Damit liegt die W-Masse (und v) fest:

$$m_W' = \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin \Theta_W} = 80 \text{ GeV} .$$

Für die Z^0 -Masse erhält man im minimalen Higgs-Schema

$$m_Z'^2 = \frac{m_W'^2}{\rho \cdot \cos^2 \Theta_W} ,$$

mit $\rho = 1$:

$$m_Z' = \frac{37.3 \text{ GeV}}{\sin \Theta_W \cdot \cos \Theta_W} = 91 \text{ GeV} .$$

Für kompliziertere Higgs-Felder gilt im allgemeinen $\rho \neq 1$ [ROS75].

Die bisher diskutierten Voraussagen des Standardmodells gelten nur in niedrigster Ordnung. Berücksichtigt man auch höhere Ordnungen und definiert [SIR80, MAR80]:

$$\sin^2 \Theta_W := 1 - \frac{m_W^2}{m_Z^2}$$

($\rho = 1$!), so müssen die angegebenen Bosonmassen modifiziert werden:

$$m'_{W,Z} \rightarrow m_{W,Z} = \frac{m'_{W,Z}}{\sqrt{1 - \Delta r}}.$$

Mit $\Delta r \approx 0.07$ [SIR84, MAR84] folgt:

$$m_W = 82 \text{ GeV} \quad m_Z = 93 \text{ GeV}.$$

Die so berechneten Werte sind in sehr guter Übereinstimmung mit den experimentellen Ergebnissen $m_W = (82.2 \pm 1.8) \text{ GeV}$ und $m_Z = (93.6 \pm 1.8) \text{ GeV}$ [BAR85]. Die Abweichung des experimentell bestimmten Parameters ρ von 1 ist $\leq 1\%$ [BAR85].

Der Term $L(B, H)$ enthält neben dem Massenterm die Kopplung der Bosonen an das Higgs-Teilchen, $L(F, H)$ die Massenterme für die Fermionen und die Fermion-Higgs-Wechselwirkung.

Das Higgs-Teilchen, dessen Masse die Theorie nicht vorhersagt, ist bis heute nicht gefunden worden [BAR85]. Möglicherweise muß nach anderen Erklärungen für die Bosonen- und Fermionmassen gesucht werden [WEI76, WEI79, SUS79, DIM79, EIC80, SCH85].

Abgesehen von den Fermionmassen und der Kobayashi-Maskawa-Matrix hat die Theorie vier freie Parameter. Eine mögliche Wahl ist

$$m_W, m_Z, e, \Theta_W.$$

Eine andere häufig verwendete Parametrisierung basiert auf den Größen

$$\alpha, G_F, \rho, \Theta_W,$$

wobei Feinstruktur- und Fermi-Konstante genau gemessen sind. Im minimalen Higgs-Modell gilt $\rho = 1$, so daß als wichtiger zu messender Parameter der Mischungswinkel Θ_W verbleibt. Die Standardtheorie beansprucht, eine universelle Beschreibung aller elektroschwachen Prozesse zu geben. Ein entscheidender Test des Standardmodells besteht also darin, den Mischungswinkel in verschiedenen Reaktionen und über einen weiten Energiebereich zu messen und die erhaltenen Zahlenwerte auf Übereinstimmung zu überprüfen.

2.3. Neutrino-Elektron-Streuung

Durch Myon-(Anti-)Neutrinos induzierte Wechselwirkungen sind

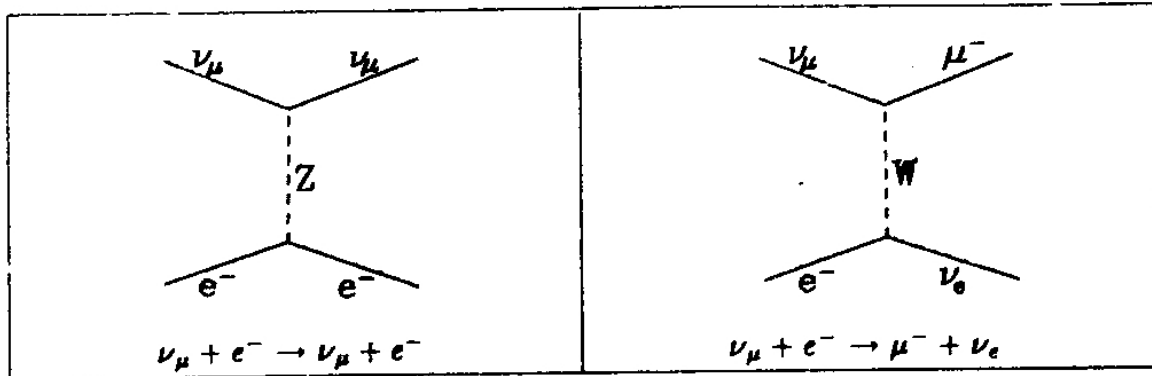
$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^- \quad (1)$$

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \nu_\mu e^- \quad (2)$$

und

$$\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e. \quad (3)$$

Wegen der Verwandtschaft mit dem Myon-Zerfall heißt Streuprozess (3) "inverser Myon-Zerfall". Die zu (3) analoge Reaktion $\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e$ ist durch die Leptonzahlerhaltung verboten. Diese Prozesse werden in niedrigster Ordnung durch die Feynman-Graphen

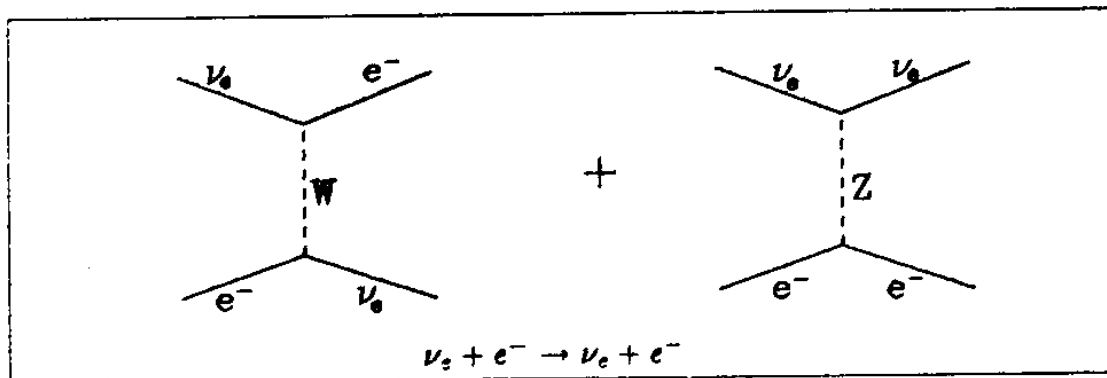


beschrieben. Die NC-Prozesse (1) und (2) können also nur durch Z -Austausch erfolgen. Die Elektron-(Anti-)Neutrinos können die Reaktionen

$$\nu_e e^- \rightarrow \nu_e e^- \quad (4)$$

$$\bar{\nu}_e e^- \rightarrow \bar{\nu}_e e^- \quad (5)$$

induzieren. Hier können sowohl geladene als auch neutrale Ströme beitragen:



Kinematik

Bezeichnet man die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen mit k und p , die der auslaufenden mit k' und p' , so fordert die Energie-Impuls-Erhaltung:

$$k + p = k' + p' \quad (2.3)$$

Legt man die Viererimpulse der einlaufenden Teilchen zu $k = (E_\nu, E_\nu, 0, 0)$ und $p = (m_e, 0, 0, 0)$ fest ("Laborsystem"), so gibt es zwei unabhängige kinematische Variable. Eine mögliche Wahl ist: Streuwinkel Θ zwischen einlaufendem Neutrino und auslaufendem Elektron (Elektron-Neutrino in (3)) und Azimutwinkel Φ . Wegen der Rotationssymmetrie ist die Verteilung in Φ uniform. Aus 2.3 folgt:

$$(k - p')^2 = (k' - p)^2$$

und weiter:

$$k^2 + p'^2 - 2kp' = k'^2 + p^2 - 2k'p \quad (2.4)$$

Im folgenden soll vorausgesetzt werden, daß das Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = 2m_e E_\nu$ groß ist im Vergleich zu den Massenquadraten der Leptonen im Endzustand. Dies bedeutet:

$$s \gg m_e^2 \quad E_\nu \gg m_e = 0.0005 \text{ GeV}$$

für (1),(2),(4) und (5) und

$$s \gg m_\mu^2 \quad E_\nu \gg \frac{m_\mu^2}{m_e} = 20 \text{ GeV}$$

im Fall der Reaktion (3). Aus (2.4) folgt dann:

$$2(E_\nu E_e - E_\nu E_e \cos\Theta) = 2(E_\nu - E_e)m_e$$

E_e ist die Energie des auslaufenden Elektrons bzw. Elektron-Neutrinos (Reaktion (3)). $y = E_e/E_\nu$ ist der relative Energieübertrag. Man erhält daher:

$$\Theta^2 \approx 2(1 - \cos\Theta) = 2(1 - y) \frac{m_e}{E_e} \leq 2 \frac{m_e}{E_e}.$$

Für einen typischen Wert $E_e = 10 \text{ GeV}$ folgt $\Theta \leq 10 \text{ mrad}$. Eine ähnliche Beziehung für den Winkel θ zwischen einlaufendem Neutrino und Myon im Fall (3) lautet:

$$\Theta^2 \approx 2 \frac{m_e}{E_\nu}$$

Wirkungsquerschnitt

Im folgenden wird die Gültigkeit des Standardmodells vorausgesetzt. Ferner wird angenommen, daß die masselosen Neutrinos vollständig und die Elektronen im Anfangszustand nicht polarisiert sind. Es soll wieder $s \gg m_e^2, m_\mu^2$ gelten. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für alle fünf Reaktionen (i) = (1) ... (5) werden in niedrigster Ordnung Störungstheorie im Laborsystem durch

$$\frac{d\sigma}{dy}(i) = \frac{G_F^2}{4\pi} \cdot s \cdot [A_i^2 + B_i^2(1 - y)^2]$$

beschrieben [HOO71a]. $G_F = 1.166 \cdot 10^{-5} \text{ GeV}^{-2}$ ist die Fermi-Konstante. Voraussetzung ist, daß das Quadrat des Viererimpulsübertrages $-q^2 = 2m_e E_\nu y \leq s$ klein ist im Vergleich zum Quadrat der Masse des ausgetauschten W- oder Z-Bosons, also

$$s \ll m_Z^2 \quad E_\nu \ll \frac{m_Z^2}{m_e} \approx 10^7 \text{ GeV}$$

Integration über y ergibt:

$$\sigma(i) = \frac{G_F^2}{4\pi} \cdot s \cdot [A_i^2 + \frac{1}{3} B_i^2]. \quad (2.5)$$

Die Konstanten A_i und B_i lassen sich durch die Kopplungskonstanten der geladenen Leptonen an den neutralen Strom $g_V = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\Theta_W$ und $g_A = -\frac{1}{2}$ darstellen. Für die Neutrinos wurde implizit $g_V^{NC}(\nu) = g_A^{NC}(\nu) = \frac{1}{2}$ angenommen. Die Kopplungskonstanten aller Fermionen an den geladenen Strom sind $g_V^{CC} = g_A^{CC} = 1$. Tabelle 2.4 gibt A und B sowie σ für die fünf diskutierten Prozesse an. Zur Berechnung der Zahlenwerte wurde $\sin^2\Theta_W = 0.215$ und $\rho = 1$ angenommen.

Reaktion	A	B	A	B	σ/E_ν
(1)	$\rho(g_V + g_A)$	$\rho(g_V - g_A)$	-0.57	0.43	$1.67 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$
(2)	$\rho(g_V - g_A)$	$\rho(g_V + g_A)$	0.43	-0.57	$1.26 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$
(3)	2	0	2.00	0.00	$17.23 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$
(4)	$2 + \rho(g_V + g_A)$	$\rho(g_V - g_A)$	1.43	0.43	$9.07 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$
(5)	$\rho(g_V - g_A)$	$2 + \rho(g_V + g_A)$	0.43	1.43	$3.73 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$

Tabelle 2.4
Parameter A und B und totale Wirkungsquerschnitte
für Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen

Bemerkungen

a) Die Kleinheit der Elektronmasse hat zwei wichtige Konsequenzen:

- (1) Die Wirkungsquerschnitte für Neutrino-Elektron-Prozesse sind viel kleiner als die der Neutrino-Nukleon-Streuung:

$$\frac{\sigma(\nu e)}{\sigma(\nu N)} \approx \frac{m_e}{m_N} \approx 5 \cdot 10^{-4}.$$

Deshalb ist eine sehr gute Trennung von hadronischen und elektromagnetischen Endzuständen unabdingbare Voraussetzung für die Bestimmung der Wirkungsquerschnitte von (1) und (2).

- (2) Charakteristisch für Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen bei hohen Energien sind die kleinen Streuwinkel. Diese Eigenschaft kann ausgenutzt werden zur Abtrennung von Untergrundreaktionen mit breiter Winkelverteilung (s. unten).

b) Die oben angegebenen kinematischen Beziehungen und Wirkungsquerschnitte für die Prozesse mit einem Elektron im Endzustand, nämlich (1),(2),(4) und (5), sind Näherungen für $E_\nu \gg m_e$. Bei einer typischen Neutrinoenergie von 25 GeV ist diese Relation sehr gut erfüllt. Die Situation ist anders im Fall der Reaktion (3), bei der ein vergleichsweise schwereres Myon erzeugt werden muß. Für $E_\nu = 25 \text{ GeV}$ beträgt das Quadrat der Schwerpunktsenergie $s = 2m_e E_\nu$ nur etwa $2.5 m_\mu^2$, so daß die Voraussetzung $s \gg m_\mu^2$ nicht erfüllt ist. Die angegebenen kinematischen Beziehungen und der Wirkungsquerschnitt müssen exakt berechnet werden. Der Prozeß (3) kann nur stattfinden, wenn $s \geq m_\mu^2$; es gibt also eine Schwellenenergie im Laborsystem von $E^{\text{min}} = 10.8 \text{ GeV}$. Dies ist zugleich auch die minimale Myonenergie. Die Winkelverteilung im Schwerpunktsystem ist nicht mehr isotrop, der totale Wirkungsquerschnitt (2.5) ist mit einem Faktor $(1 - \frac{m_e^2}{s})^2$ zu versehen [JAR70].

c) Zu berücksichtigen sind elektromagnetische Strahlungskorrekturen, die den totalen Wirkungsquerschnitt nur geringfügig modifizieren [GRES0]. In erster Ordnung Störungsrechnung erhält man die folgende Verteilung für die Energie abgestrahlter Photonen [BYE78] (Reaktionen (1),(2)):

$$\frac{dN}{dE_\gamma} = \frac{\alpha}{\pi} \frac{1}{E_\gamma} \cdot \log \frac{E_e^2}{5E_\gamma m_e}$$

$\alpha \approx \frac{1}{137}$ ist die Feinstrukturkonstante. Die Energie des Photons ist gleich der beim Durchgang von Elektronen durch 3% einer Strahlungslänge als Bremsstrahlung abgegebenen Energie [STASS, JONSSD, DAUS4]. Da im CHARM-Experiment die Summe der Energien von Elektron und Photonen gemessen wird, bleibt die y -Verteilung praktisch unverändert.

Elektroschwache Korrekturen entsprechend höheren Ordnungen der Störungsentwicklung sind klein. Man erwartet für $\sin^2\Theta_W$ eine Korrektur von der Größenordnung 0.002 [MAR80], die vernachlässigt werden kann.

Elektroschwache Parameter

Im folgenden soll nur die elastische Streuung von Myon-(Anti-)Neutrinos an Elektronen, also Reaktionen (1) und (2), betrachtet werden. Der differentielle Wirkungsquerschnitt als Funktion von G_F, ρ, g_A und g_V ist:

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dy}(G_F, \rho, g_A, g_V) = \frac{s}{4\pi} \cdot G_F^2 \cdot \rho^2 \cdot [(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2]. \quad (2.6)$$

Mit den links- und rechtshändigen Kopplungen

$$g_L = \frac{g_V + g_A}{2} \quad g_R = \frac{g_V - g_A}{2}$$

kann man schreiben:

$$\frac{d\sigma^{\nu, \bar{\nu}}}{dy}(G_F, \rho, g_R, g_L) = \frac{s}{\pi} \cdot G_F^2 \cdot \rho^2 \cdot [g_{L,R}^2 + g_{R,L}^2 (1-y)^2]. \quad (2.7)$$

Anhand dieser Darstellung kann man die y -Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts verstehen: Der konstante Term in (2.7) beschreibt die Streuung von Neutrinos [Antineutrinos] an links- [rechts-] händigen Elektronen. Im Schwerpunktsystem ist in diesem Fall die Summe der Spins null und die Verteilung des Streuwinkels Θ^* isotrop. Wegen $y = \frac{1}{2}(1 - \cos\Theta^*)$ entspricht dies einer flachen y -Verteilung im Laborsystem. Der $(1-y)^2$ -Term steht für die Wechselwirkung von Neutrinos [Antineutrinos] mit rechts- [links-] händigen Elektronen. Die Spinsumme ist jetzt 1. Bei Rückwärtsstreuung ($\Theta^* = 180^\circ, y = 1$) kehren sich im Schwerpunktsystem die Impuls- und wegen der Helizitätserhaltung auch die Spindrehimpulse beider Teilchen um. Dies widerspricht der Drehimpulserhaltung und Rückwärtsstreuung ist proportional $(1-y)^2$ unterdrückt.

Mit $g_V = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\Theta_W$ und $g_A = -\frac{1}{2}$ erhält man aus (2.6):

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^\nu}{dy}(G_F, \rho, \Theta_W) &= \frac{s}{4\pi} \cdot G_F^2 \cdot \rho^2 \cdot [(-1 + 2\sin^2\Theta_W)^2 + (2\sin^2\Theta_W)^2(1-y)^2] \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy}(G_F, \rho, \Theta_W) &= \frac{s}{4\pi} \cdot G_F^2 \cdot \rho^2 \cdot [(2\sin^2\Theta_W)^2 + (-1 + 2\sin^2\Theta_W)^2(1-y)^2]. \end{aligned} \quad (2.8)$$

Schließlich kann man noch G_F durch $\frac{\pi}{\sqrt{2}} \frac{\alpha}{\sin^2\Theta_W m_W^2}$ und ρ durch $\frac{m_W^2}{m_Z^2 \cos^2\Theta_W}$ ersetzen:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^\nu}{dy}(\alpha, m_Z', \Theta_W) &= \frac{2\pi s \alpha^2}{\sin^4 2\Theta_W m_Z'^4} \cdot [(-1 + 2\sin^2\Theta_W)^2 + (2\sin^2\Theta_W)^2(1-y)^2] \\ \frac{d\sigma^{\bar{\nu}}}{dy}(\alpha, m_Z', \Theta_W) &= \frac{2\pi s \alpha^2}{\sin^4 2\Theta_W m_Z'^4} \cdot [(2\sin^2\Theta_W)^2 + (-1 + 2\sin^2\Theta_W)^2(1-y)^2]. \end{aligned} \quad (2.9)$$

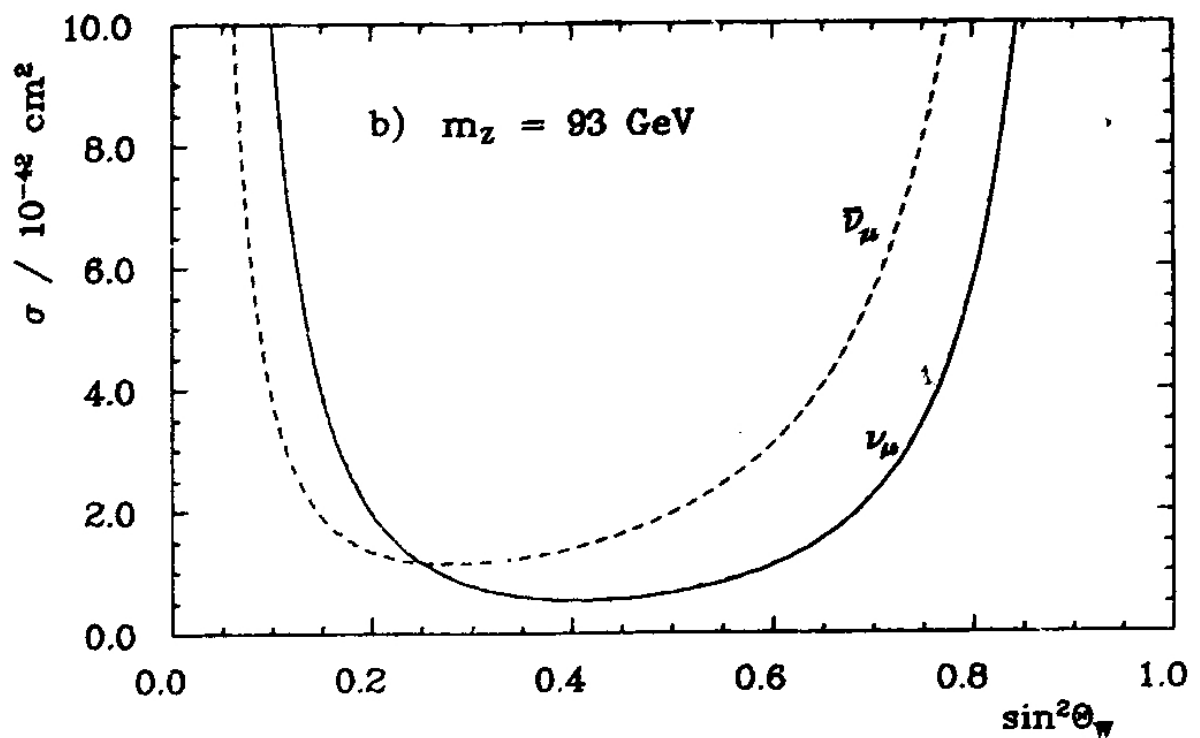
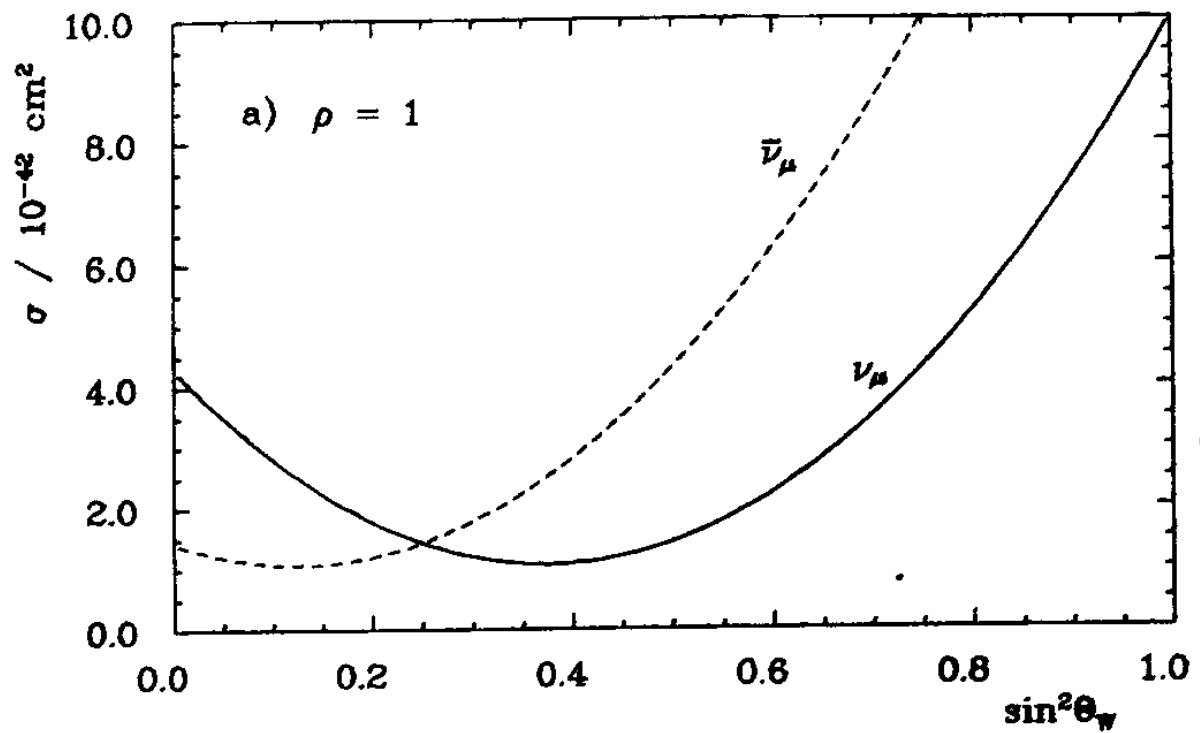


Abbildung 2.1
 Wirkungsquerschnitte der $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Streuung
 als Funktion von $\sin^2 \theta_W$

Der Mischungswinkel Θ_W kann aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten für (1) und (2) auf verschiedene Weisen bestimmt werden. Dies soll im folgenden untersucht werden.

Abbildung 2.1a zeigt die nach (2.8) berechnete Abhängigkeit der totalen Wirkungsquerschnitte der elastischen $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Streuung als Funktion von $\sin^2\Theta_W$. Dabei wird $\rho = 1$ vorausgesetzt. In Abbildung 2.1b ist der Verlauf der Wirkungsquerschnitte gezeigt, den man mit Parametrisierung (2.9) und $m_Z = 93 \text{ GeV}$ erhält. Insbesondere für $\nu_\mu e$ ist die Funktion im Bereich $\sin^2\Theta_W \approx \frac{1}{4}$ stark von $\sin^2\Theta_W$ abhängig.

Die Bestimmung des Mischungswinkel aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten hat zwei entscheidende Nachteile. Erstens muß man - je nach Parametrisierung - Annahmen über ρ bzw. m_Z machen; zweitens ist mit relativ großen systematischen Fehlern zu rechnen (Selektionseffizienz, Neutrinofluß usw.).

Eine andere, bessere Möglichkeit der Bestimmung von $\sin^2\Theta_W$ ergibt sich aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte

$$R := \frac{\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)/E_\nu}{\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e)/E_\nu},$$

das nur eine Funktion von $\sin^2\Theta_W$ ist:

$$R = \frac{(g_V - g_A)^2 + 1/3 (g_V + g_A)^2}{(g_V + g_A)^2 + 1/3 (g_V - g_A)^2} = 3 \cdot \frac{1 - 4 \sin^2\Theta_W + 16/3 \sin^4\Theta_W}{1 - 4 \sin^2\Theta_W + 16 \sin^4\Theta_W}.$$

Abbildung 2.2 zeigt R als Funktion des Mischungswinkels. Für $R \geq 0.54$ ist eine eindeutige Berechnung von Θ_W möglich.

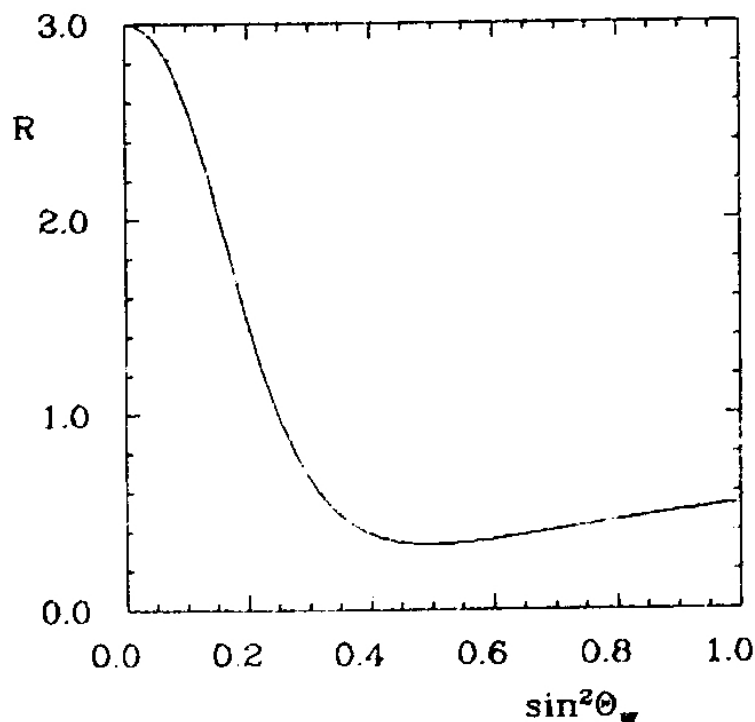


Abbildung 2.2
 R als Funktion von $\sin^2\Theta_W$

Diese Bestimmung von $\sin^2\Theta_W$ hat mehrere entscheidende Vorteile:

- R hängt nicht von ρ, m'_Z, \dots ab.
- Die absolute Effizienz für die Selektion der $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Ereignisse, die sowohl in Zähler und Nenner auftritt, muß nicht bekannt sein, damit verbundene Unsicherheiten fallen weg.
- Zur Normalisierung muß lediglich das Verhältnis der energiegewichteten Neutrino-flüsse bestimmt werden; dies ist einfacher und genauer als eine absolute Messung (s. Kapitel 4).

Eine weitere Möglichkeit der Θ_W -Messung besteht darin, den *differentiellen Wirkungsquerschnitt*, also die y -Verteilung zu messen. Im Standardmodell ist sie vollständig durch $\langle y \rangle$ bestimmt, siehe z.B. Gleichung (2.8). Der Vorteil dieser Methode ist der, daß σ_{tot} bzw. R einerseits und $\langle y \rangle$ andererseits unabhängig voneinander gemessen werden können. Von Nachteil ist, daß Neutrinospektrum und Untergründe genau bekannt sein müssen.

Wichtig ist die Sensitivität der verschiedenen Methoden. In Tabelle 2.5 ist der Zusammenhang zwischen dem Fehler für $\sin^2\Theta_W$ und dem Fehler der gemessenen Größe für $\sin^2\Theta_W \approx \frac{1}{4}$, also $g_V \approx 0$ angegeben. Ferner ist der zu erwartende *statistische Fehler* aufgeführt, wenn N Ereignisse der Reaktion (1) und N Ereignisse vom Typ (2) gemessen wurden. Die letzte Spalte enthält eine qualitative Einschätzung der *systematischen Fehler*.

Methode	Voraus.	$\Delta \sin^2\Theta_W$	$\Delta_{statist.}$	$\Delta_{system.}$
$\sigma(G_F, \rho, \Theta_W)$	G_F, ρ	$\frac{1}{4} \frac{\Delta\sigma}{\sigma}$	$0.18/\sqrt{N}$	groß
$\sigma(\alpha, m'_Z, \Theta_W)$	α, m'_Z	$\begin{cases} 3/28 \Delta\sigma/\sigma & \nu \\ 3/4 \Delta\sigma/\sigma & \bar{\nu} \end{cases}$	$0.11/\sqrt{N}$	groß
R	—	$\frac{1}{8} \frac{\Delta R}{R}$	$0.18/\sqrt{N}$	klein
$\langle y \rangle$	—	$\frac{8}{7} \cdot \Delta \langle y \rangle$	$0.23/\sqrt{N}$	groß

Tabelle 2.5
Methoden zur Bestimmung von $\sin^2\Theta_W$

Man sieht, daß der Mischungswinkel aus R mit der gleichen statistischen Genauigkeit bestimmt werden kann wie aus den Wirkungsquerschnitten $\sigma(G_F, \rho, \Theta_W)$, jedoch ohne Voraussetzungen machen zu müssen und mit geringen systematischen Unsicherheiten. Die Messung von R wird daher Hauptziel der in dieser Arbeit beschriebenen Analyse der νe -Daten sein. Eine Messung von R mit einem Fehler von 25% ist ausreichend, um $\sin^2\Theta_W$ auf 0.03 genau zu berechnen.

Mißt man die Wirkungsquerschnitte für (1) und (2), so kann man zwei elektroschwache Parameter gleichzeitig bestimmen.

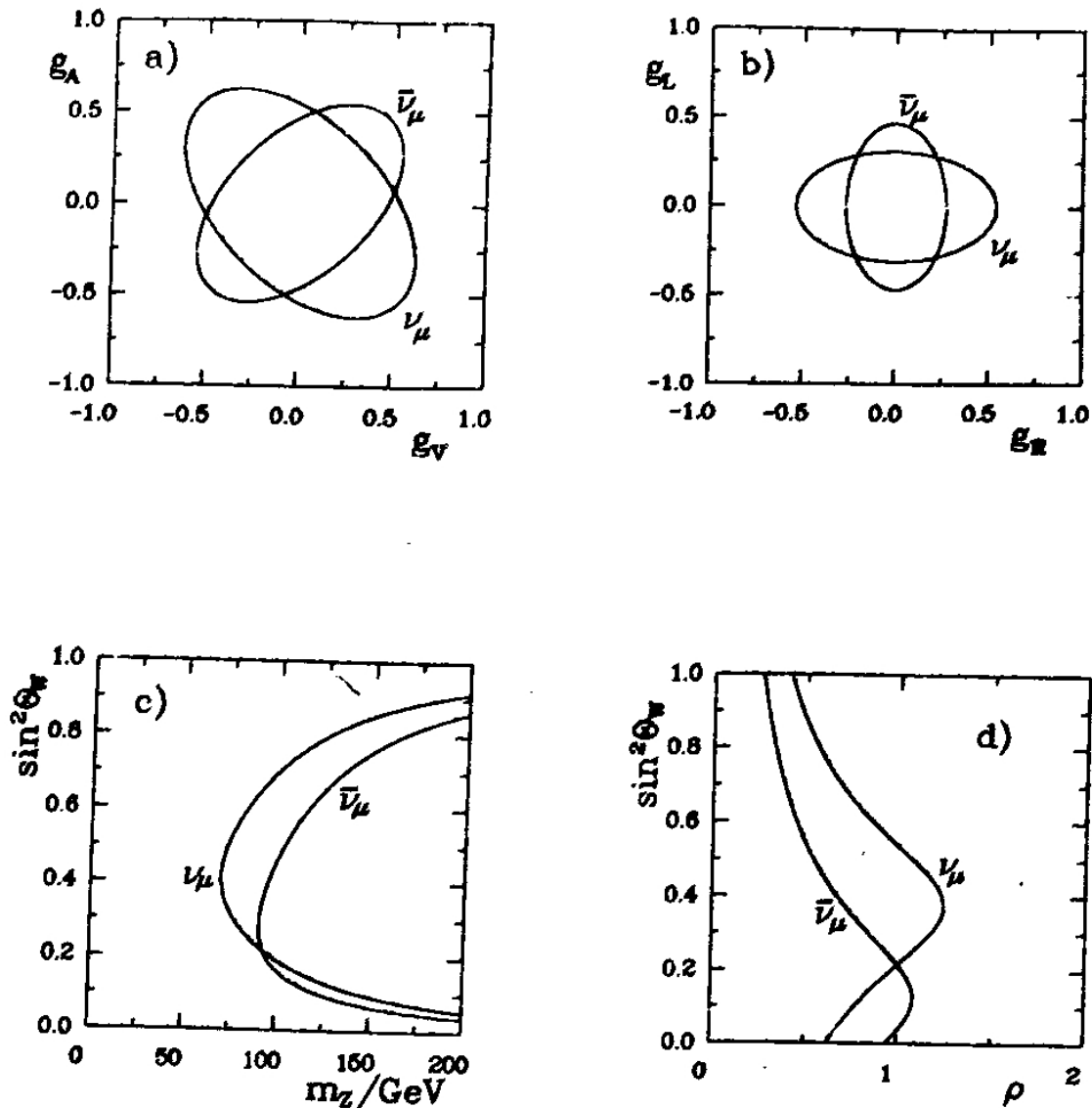


Abbildung 2.3
Bestimmung von Parametern der elektroschwachen Theorie
aus der Neutrino-Elektron-Streuung

Mit Parametrisierung (2.6) kann man durch Messung einer der Wirkungsquerschnitte die möglichen Werte von g_V, g_A auf eine Ellipse in der $g_V - g_A$ - Ebene einschränken. Dies zeigt Abbildung 2.3a mit der Annahme $\sin^2 \Theta_W = 0.215$ und $\rho = 1$. Man erkennt, daß bei Messung sowohl des ν_μ - als auch des $\bar{\nu}_\mu$ -Wirkungsquerschnitts eine Vierdeutigkeit in der Bestimmung der Kopplungskonstanten bleibt. Zusammen mit den Resultaten anderer Experimente mit rein leptonischen Prozessen ist jedoch eine eindeutige Zuordnung möglich (s. Kapitel 5). Abbildung 2.3b zeigt die Ellipsen, die man in der $g_R - g_L$ - Ebene mit Hilfe von Gleichung (2.7) erhält.

Setzt man α als bekannt voraus, kann man gleichzeitig Θ_W und m'_Z bestimmen. Figur 2.3c zeigt die mit (2.9) berechneten ν_μ - und $\bar{\nu}_\mu$ -Kurven, die genau einen Schnittpunkt haben, also eine eindeutige Bestimmung der beiden Größen erlauben.

Schließlich kann man, ausgehend von Parametrisierung (2.8), Θ_W und ρ gleichzeitig bestimmen. Auch in diesem Fall ist die Lösung eindeutig, wie Abb. 2.3d zeigt.

2.4. Semileptonische Neutrino-Wechselwirkungen

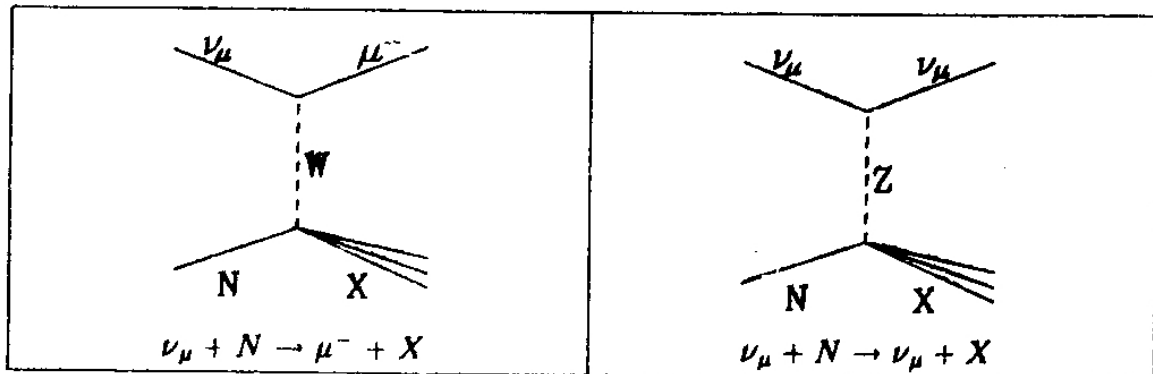
In ersten Abschnitt werden die inklusiven Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen diskutiert. Diese Prozesse spielen eine Rolle für die Neutrinofluß-Bestimmung (Kapitel 4). Die NC-Ereignisse mit dominant elektromagnetischem Endzustand stellen einen möglichen Untergrund zur elastischen Neutrino-Elektron-Streuung dar.

In Kapitel 2.4.2 wird die quasielastische Streuung von Neutrinos an Nukleonen beschrieben. Diese Prozesse sind wichtig sowohl für die Neutrinofluß-Messung als auch als Untergründe zur CC- and NC-Neutrino-Elektron-Streuung.

Da experimentell nur schlecht zwischen quasielastischen Neutrino-Reaktionen und solchen, bei denen eine Nukleonresonanz entsteht und dann zerfällt, unterschieden werden kann, müssen auch diese Prozesse berücksichtigt werden. In Abschnitt 2.4.3 sind deshalb die wichtigsten theoretischen Voraussagen und experimentellen Ergebnisse für die Resonanzproduktion zusammengestellt.

Wichtige Untergründe zur elastischen Neutrino-Elektron-Streuung stellen die kohärente und diffraktive Produktion von neutralen Pionen und Photonen dar. Diesen Prozessen ist Abschnitt 2.4.4 gewidmet.

2.4.1. Inklusive Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen



Sowohl die CC-Wechselwirkungen

$$\nu N \rightarrow \mu X \quad (6)$$

als auch die entsprechenden NC-Prozesse

$$\nu N \rightarrow \nu X \quad (7)$$

können bei hohen Impuls- und Energieüberträgen an das Nukleon gut durch das Quark-Parton-Modell beschrieben werden. Dieses beruht auf der Vorstellung, daß Nukleonen aus punktförmigen Teilchen, den Partonen, zusammengesetzt sind. Es handelt sich dabei um Gluonen und Quarks, die sich - so die Modellannahme - im Nukleon frei bewegen können.

Die Gluonen unterliegen nicht der schwachen Wechselwirkung, so daß das einlaufende Neutrino mit einem der quasifreien Quarks wechselwirkt. Es entsteht ein Lepton und ein Quark, das ebenso wie das Restnukleon in den hadronischen Endzustand X "fragmentiert". Qualitativ kann dieser Hadronisierungsprozeß durch das Ausbilden eines "Quark-Antiquark-Gluon-Schauers" und Formation von Mesonen ($q\bar{q}$) und Baryonen (qqq) verstanden werden. Im Quark-Parton-Modell wird angenommen, daß die primäre Neutrino-Quark-Wechselwirkung unabhängig vom nachfolgenden Fragmentationsprozeß ist. Der Wirkungsquerschnitt für die Streuung eines Neutrinos an einem Quark, das den Bruchteil x des Nukleonimpulses besitzt, kann dann analog zu den Wirkungsquerschnitten der Neutrino-Elektron-Streuung angegeben werden (Abschnitt 2.3):

$$\frac{d\sigma}{dy} = \frac{G_F^2 m_N}{4\pi} \cdot E_\nu \cdot x \cdot [A^2 + B^2(1-y)^2] \quad .$$

Die Konstanten A und B sind Linearkombinationen der CC- oder NC-Kopplungskonstanten des Quarks, ähnlich wie im Fall der Neutrino-Elektron-Streuung. Die Streuung von Neutrinos an Nukleonen ist als inkohärente Summe der Streuung an den einzelnen Quarks darstellbar. Im Fall der CC-Wechselwirkung gilt [PAN81, RAN83, ABT86]:

$$\frac{d^2\sigma^{\nu,p}}{dydx} = \frac{G_F^2 m_N}{2\pi} \cdot E_\nu \cdot [(F_2(x) \pm xF_3(x)) + (F_2(x) \mp xF_3(x)) \cdot (1-y)^2] \quad .$$

Das obere Vorzeichen gilt für die Streuung von Neutrinos, das untere im Fall einer Antineutrino-Wechselwirkung. Die "Strukturfunktionen" F_2 und F_3 sind durch Linearkombinationen der x -Verteilungen der verschiedenen Quarks gegeben:

$$F_2(x) = 2x \cdot \sum_i (q_i(x) + \bar{q}_i(x))$$

$$xF_3(x) = 2x \cdot \sum_i (q_i(x) - \bar{q}_i(x)) \quad .$$

$q_i(x)$ ($\bar{q}_i(x)$) ist die Wahrscheinlichkeit dafür, im Proton bzw. Neutron ein Quark (Antiquark) mit "flavor" i und Impulsanteil x zu finden. In Neutrino-Wechselwirkungen wird nur über (Anti-)Quarks mit $I_3 = -\frac{1}{2}$ summiert; im Antineutrino-Fall ist es umgekehrt. Der entsprechende differentielle NC-Wirkungsquerschnitt kann auf ähnliche Weise dargestellt werden [PAN81, RAN83, ABT86]. Die kinematischen Variablen x und y können durch experimentell bestimmbare Größen so ausgedrückt werden:

$$x = \frac{Q^2}{2m_N(E - E')}$$

$$y = \frac{E - E'}{E} \quad .$$

Q^2 bezeichnet das Quadrat des Viererimpulsübertrages an das Nukleon und E (E') ist die Energie des einlaufenden (auslaufenden) Leptons. Die totalen Wirkungsquerschnitte für ein isoskalares Target (gleiche Zahl von Protonen und Neutronen) sind mit dem CHARM-Detektor gemessen worden [JON81a, PAN81]:

$$\sigma_\nu^{CC} = (0.604 \pm 0.027) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV} / \text{Nukleon}$$

$$\sigma_\nu^{CC} = (0.301 \pm 0.015) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV} / \text{Nukleon}$$

$$\sigma_\nu^{NC} = (1.940 \pm 0.010) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV} / \text{Nukleon}$$

$$\sigma_\nu^{NC} = (1.130 \pm 0.008) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV} / \text{Nukleon}$$

Wichtig ist die Verteilung des Winkels zwischen der Richtung des Endzustandes X und der des einlaufenden Neutrinos für die NC-Ereignisse, die - bei dominant elektromagnetischem Endzustand - einen Untergrund für die elastische Neutrino-Elektron-Streuung darstellen. Eine grobe Abschätzung ergibt mit den Annahmen $\langle y \rangle \approx \frac{1}{2}$ und $\langle x \rangle \approx \frac{1}{6}$ (3 Valenzquarks, 50% Gluonen !):

$$\Theta_X^2 \approx \frac{1}{3} \frac{m_N}{E_\nu}$$

Für $E_\nu = 25 \text{ GeV}$ bedeutet dies $\Theta_X \approx 110 \text{ mrad}$. Es treten also viel größere Streuwinkel auf als bei der Neutrino-Elektron-Streuung:

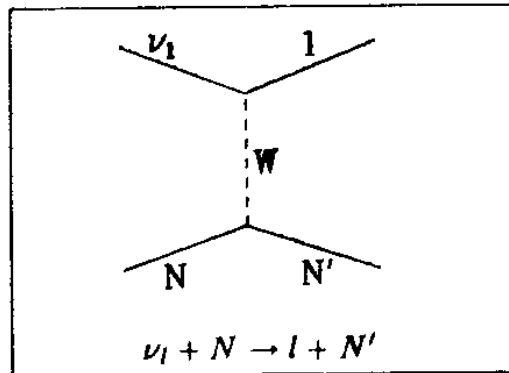
$$\frac{\Theta_X}{\Theta_e} \approx \sqrt{\frac{m_N}{6m_e}} \approx 20$$

2.4.2. Quasielastische Neutrino-Nukleon-Streuung

Sind Viererimpuls- und Energieübertrag bei Streuung eines Neutrinos an einem Nukleon klein, so besteht auch der hadronische Endzustand nur aus einem Nukleon. Im Falle einer NC-Wechselwirkung hat man es also mit einer elastischen Streuung an einem Proton oder Neutron zu tun. Bei den CC-Prozessen



wird aus einem Proton ein Neutron und umgekehrt. l steht für e oder μ . Wegen der kleinen Massendifferenz $m_n - m_p = 1.3 \text{ MeV}$ spricht man von "quasielastischer" Neutrino-Nukleon-Streuung:



Bezeichnet man die Viererimpulse der Leptonen vor und nach der Wechselwirkung mit k und k' und die der Nukleonen mit p und p' , so gilt näherungsweise:

$$k^2 \approx k'^2 \approx 0$$

$$p^2 \approx p'^2 \approx m_N^2$$

$m_N = 0.939 \text{ GeV}$ ist die mittlere Nukleonmasse. Wichtige kinematische Variablen sind das negative Quadrat des Viererimpulsübertrages, Q^2 , und der Energietransfer ν :

$$Q^2 = -(k - k')^2 = 2E_\nu E_l (1 - \cos\Theta_l)$$

$$Q^2 = -(p' - p)^2 = 2m_N \nu = 2m_N (E_\nu - E_l)$$

Q^2 und ν sind also direkt proportional. Abgesehen vom (trivialen) Azimutwinkel sind die Reaktionen (8),(9) vollständig durch E_ν und Q^2 festgelegt. Der Mittelwert für Q^2 beträgt etwa 0.5 GeV^2 , siehe unten. Damit gilt bei hohen Neutrinoenergien in guter Näherung:

$$\begin{aligned} \langle \nu \rangle &= \frac{\langle Q^2 \rangle}{2m_N} \approx 0.25 \text{ GeV} \\ E_l &= E_\nu - \nu \approx E_\nu \\ \Theta_l^2 &\approx \frac{Q^2}{E_\nu^2} \end{aligned}$$

Dies bedeutet:

- Der Energieübertrag auf das Nukleon ist sehr klein. Der Endzustand quasielastischer Ereignisse besteht aus einem Elektron oder Myon und nur wenig hadronischer Energie.
- Die Energie des Neutrinos ist bis auf eine kleine Korrektur durch die des geladenen Leptons im Endzustand gegeben.
- Der mittlere Streuwinkel ist größer als der in der Neutrino-Elektron-Streuung, aber kleiner als in inelastischen Neutrino-Nukleon-Prozessen (Abschnitt 2.4.1). Für eine typische Neutrinoenergie E_ν von 25 GeV gilt $\langle \Theta_l \rangle \approx 30 \text{ mrad}$.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt $d\sigma/dQ^2$ ist im wesentlichen durch "Formfaktoren" $F(Q^2)$ gegeben, die teilweise aus der e^- - bzw. μ^- -Nukleon-Streuung bekannt sind. Diese Funktionen sind ein Maß für die Wahrscheinlichkeit dafür, daß bei einer Neutrino-Wechselwirkung das Nukleon *nicht* in mehrere Teilchen zerfällt. Da man bei einem gegebenen Q^2 Strukturen von der Größe $D \approx 1/\sqrt{Q^2}$ auflöst, erwartet man, daß bei großen Werten von Q^2 eine Streuung an einem Quark mit nachfolgendem Aufbrechen des Nukleons erfolgt (Abschnitt 2.4.1). Bei kleinen Viererimpulsüberträgen wird die Substruktur des Nukleons nicht aufgelöst, so daß die quasielastischen Prozesse (8),(9) am wahrscheinlichsten sind. Die Größenordnung von Q^2 für diese Reaktionen kann aus der naiven Beziehung $D \approx r_{\text{Quark}} \approx \frac{1}{\sqrt{3}} r_N \approx 0.7 \text{ fm}$ abgeschätzt werden zu $Q^2 = O(0.1 \text{ GeV}^2)$.

Zur Berechnung des differentiellen Wirkungsquerschnitts wird in [LLE72] angenommen, daß Invarianz unter Zeit- und Ladungsumkehr gilt, daß das Boson W^\pm sich wie ein Isotriplet verhält, und daß der Vektorstrom erhalten ist (CVC = Conserved Vector Current). In der Näherung $m_l^2 \ll Q^2$ und $m_l^2 \ll m_N^2$ gilt dann:

$$\frac{d\sigma^{\nu,\bar{\nu}}}{dQ^2} = \frac{m_N^2 G_F^2 \cos^2 \Theta_C}{8\pi E_\nu^2} \cdot [A(Q^2) \mp B(Q^2)w + C(Q^2)w^2].$$

Hier ist G_F die Fermi-Konstante, Θ_C der Cabbibo-Winkel und $w = (4m_N E_\nu - Q^2)/m_N^2$. Die

Funktionen A,B,C sind

$$A(Q^2) = \frac{Q^2}{4m_N^2} \left[\left(4 + \frac{Q^2}{m_N^2}\right) F_A^2(Q^2) - \left(4 - \frac{Q^2}{m_N^2}\right) F_{V_1}^2(Q^2) + \frac{Q^2}{m_N^2} (\xi F_{V_2}(Q^2))^2 \left(1 - \frac{Q^2}{4m_N^2}\right) \right. \\ \left. + 4 \frac{Q^2}{m_N^2} F_{V_1}(Q^2) \xi F_{V_2}(Q^2) \right] \\ B(Q^2) = \frac{Q^2}{m_N^2} F_A(Q^2) (F_{V_1}(Q^2) + \xi F_{V_2}(Q^2)) \\ C(Q^2) = \frac{1}{4} (F_A^2(Q^2) + F_{V_1}^2(Q^2)) .$$

ξ ist die Differenz der anomalen magnetischen Momente von Proton und Neutron in Einheiten des Kernmagneton: $\xi = (\mu_p - \mu_n)/\mu_K = 3.71$ [PDG84].

Der V-A Interferenzterm B unterscheidet zwischen ν und $\bar{\nu}$. Für $Q^2 \ll m_N E_\nu$:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2}(3) - \frac{d\sigma}{dQ^2}(9) = \frac{G_F^2 \cos^2 \theta_C}{\pi m_N^2} \cdot \frac{Q^2}{m_N E_\nu} (-F_A(Q^2)) (F_{V_1}(Q^2) + \xi F_{V_2}(Q^2)) .$$

Im Grenzfall $E_\nu \rightarrow \infty$ stimmen Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitte überein. die Formfaktoren F_{V_1} und F_{V_2} sind durch die Formfaktoren G_E and G_M gegeben, die aus der Elektron-Nukleon-Streuung bekannt sind:

$$G_E(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{m_V^2}\right)^{-2} \\ G_M(Q^2) = (1 + \xi) \cdot G_E(Q^2)$$

mit $m_V = 0.84 \text{ GeV}$.

$$F_{V_1}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2}\right)^{-1} \left[G_E(Q^2) + \frac{Q^2}{4m_N^2} G_M(Q^2) \right] \\ F_{V_2}(Q^2) = \left(1 + \frac{Q^2}{4m_N^2}\right)^{-1} \left[G_M(Q^2) - G_E(Q^2) \right] .$$

Auch für den axialen Formfaktor F_A macht man einen Dipolansatz:

$$F_A(Q^2) = g_A \left(1 + \frac{Q^2}{M_A^2}\right)^{-2} \quad g_A = -1.25 .$$

Messungen der E_ν - und Q^2 -Abhängigkeiten des quasielastischen Wirkungsquerschnitts erlauben eine Bestimmung von m_A . Der Mittelwert der in [BLO64, ORK67, HOL68, BUD69a, KUS69, MAN73, BAR77, BON77, ARM79d, BAK81b, MAK81, BEL82, MIL82, ASR84] publizierten Werte beträgt

$$m_A = (0.96 \pm 0.02) \text{ GeV} .$$

Die Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment ist durchweg gut. Für den totalen Wirkungsquerschnitt folgt damit im Grenzfall $E_\nu \rightarrow \infty$:

$$\sigma_\nu = \sigma_{\bar{\nu}} = (0.84 \pm 0.02) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 .$$

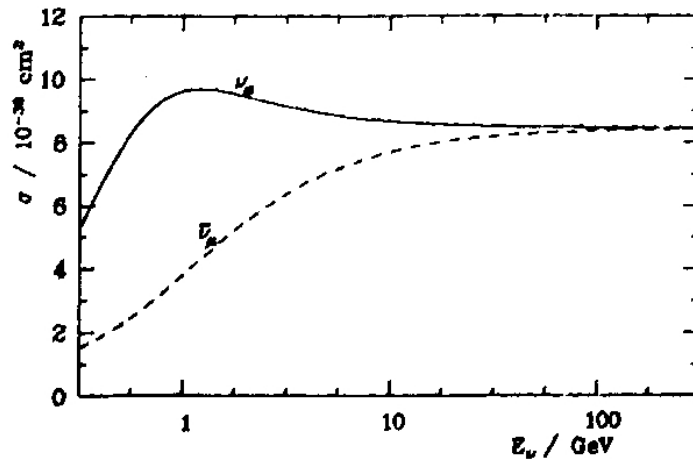


Abbildung 2.4
 Totaler Wirkungsquerschnitt für quasielastische Neutrino-Nukleon-Streuung
 als Funktion von E_ν

Abb. 2.4 zeigt die Abhängigkeit der Wirkungsquerschnitte von der Neutrinoenergie. Bei kleinen Werten ist der Unterschied zwischen Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitt groß.

Für große E_ν wird der Wirkungsquerschnitt energieunabhängig, steigt also nicht wie im Fall der Neutrino-Elektron-Streuung oder der inklusiven semileptonischen Prozesse linear mit E_ν an (solange $s \ll m_W^2$). Dies liegt daran, daß bei den quasielastischen Prozessen der "Phasenraum" des Nukleons durch $\nu = \frac{1}{2}Q^2/m_N$ beschränkt wird und nicht mit E_ν anwachsen kann. In Abb. 2.5 ist für eine typische Neutrinoenergie von 25 GeV die Q^2 -Verteilung gezeigt. Der Mittelwert beträgt etwa 0.5 GeV.

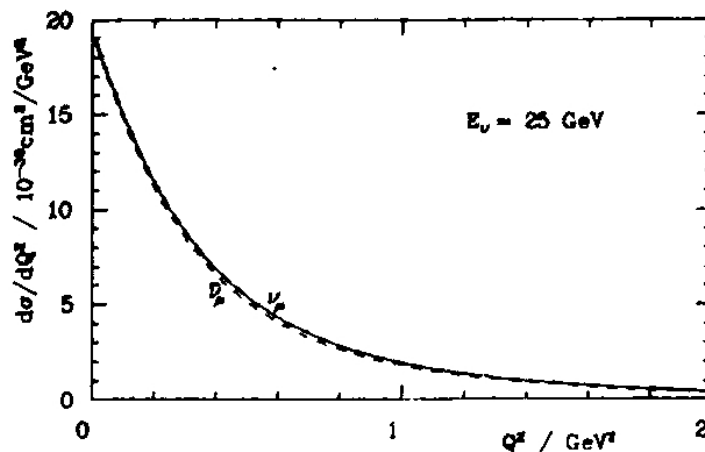


Abbildung 2.5
 Q^2 -Verteilungen für quasielastische Neutrino-Nukleon-Streuung bei $E_\nu = 25 \text{ GeV}$.

Das Auftreten eines zusätzlichen Photons im Endzustand einer quasielastischen Wechselwirkung ist in [RUJ79] als Funktion der Myonenergie berechnet worden.

Im allgemeinen bildet das Nukleon, an dem das Neutrino gestreut wird, zusammen mit anderen Protonen und Neutronen einen Kern. Dann müssen die folgenden "Kerneffekte" berücksichtigt werden [BEL70, BEL71, LLE72]:

- **Fermi-Bewegung**
Während der Kern im Laborsystem ruht, bewegen sich die Nukleonen im Kern mit einer kinetischen Energie $\leq E_F \approx 30 \text{ MeV}$.
- **Pauli-Unterdrückung**
Wenn das Nukleon im Endzustand eine kinetische Energie $T < E_F$ besitzt, kann die Reaktion möglicherweise nicht stattfinden, da dieser Zustand mit großer Wahrscheinlichkeit schon von einem anderen Nukleon besetzt ist. Wegen $T = \nu = \frac{Q^2}{2m_N}$ bedeutet dies, daß quasielastische Prozesse mit kleinem Q^2 unterdrückt sind. Abbildung 2.6 zeigt diesen Pauli-Unterdrückungsfaktor als Funktion von Q^2 [BEL71].
- **Veränderung von $d\sigma/dQ^2$**
Die Parameter im differentiellen Wirkungsquerschnitt können sich ändern, wenn man ein freies Nukleon durch ein im Kern gebundenes ersetzt. Dieser "EMC-Effekt" ist zuerst in inelastischen Myon-Kern-Reaktionen beobachtet worden [AUB88, ARN84b]. In der quasielastischen Elektron-Nukleon-Streuung wurde eine Änderung von m_N um etwa -15% und von μ_N um $+15\%$ beobachtet, wenn die Streuung statt an einem freien Nukleon an einem solchen in Kohlenstoff stattfand [MUL85].
- **Sekundäre Wechselwirkungen im Kern**
Das bei einer quasielastischen Streuung entstandene Nukleon kann auf seinem Weg durch die Kernmaterie mit den anderen Protonen und Neutronen wechselwirken.

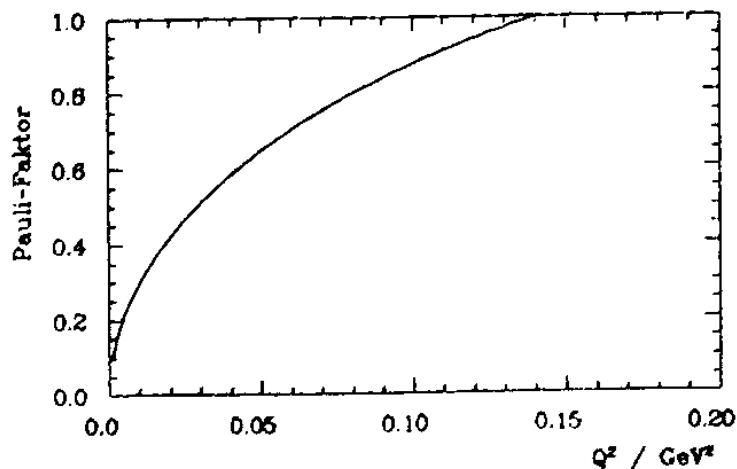
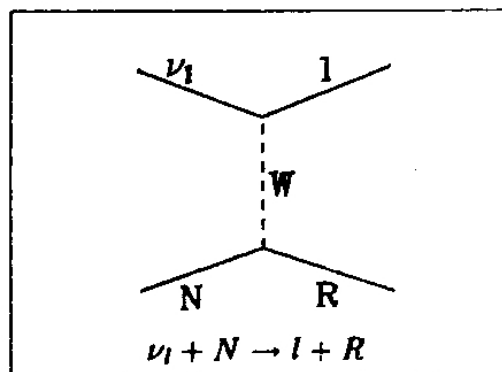


Abbildung 2.6
Pauli-Unterdrückungsfaktor als Funktion von Q^2

2.4.3. Resonanz-Produktion

Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen mit einem hadronischen Endzustand niedriger Energie und Multiplizität können nicht von quasielastischen Prozessen im CHARM-Detektor unterschieden werden. In diesem Zusammenhang ist - wegen des relativ großen Wirkungsquerschnitts - insbesondere die Erzeugung von Nukleonresonanzen, die in ein Nukleon und Pion(en) zerfallen, von Bedeutung. Die in Abschnitt 4.3.1 beschriebenen Kriterien zur Selektion quasielastischer Ereignisse mit Myonen können auch Resonanzereignisse mit einer Resonanzmasse m_R bis etwa 1.7 GeV erfüllen, siehe Abschnitt 4.3.2.

Im folgenden werden für diesen Bereich die Erzeugung von Nukleonresonanzen in Neutrino-Wechselwirkungen und deren nachfolgender Zerfall in ein Nukleon und ein Pion diskutiert. Einige Größen und Verteilungen wurden experimentell bestimmt; für einige Fragestellungen ist man allerdings auf die Aussagen theoretischer Modelle angewiesen.



Die kinematischen Relationen, die in Abschnitt 2.4.2 für den Sonderfall $m_R^2 = m_N^2 = p'^2$ angegeben wurden, sind folgendermaßen zu modifizieren:

$$Q^2 = -(p' - p)^2 = 2m_N\nu + m_N^2 - m_R^2 .$$

Der Energieübertrag ν an das Nukleon ist also größer als im Fall der quasielastischen Streuung:

$$\nu = \frac{Q^2 + m_R^2 - m_N^2}{2m_N} . \quad (2.10)$$

Für eine typische Resonanzmasse von 1.5 GeV bedeutet dies $\nu \approx 1 \text{ GeV}$. Die Näherungen $E_l \approx E_\nu$ und $Q^2 \approx \Theta_l^2 E_l^2$ und die sich daraus ergebenden Schlußfolgerungen sind bei genügend hohen Neutrinoenergien weiterhin anwendbar.

Beim Zweikörperzerfall der Resonanz $R \rightarrow \pi N'$ sind in deren Ruhesystem die Gesamtenergien der entstehenden Teilchen gegeben durch:

$$E_\pi = \frac{m_R^2 + m_\pi^2 - m_{N'}^2}{2m_R} \quad E_{N'} = m_R - E_\pi .$$

In CC-Wechselwirkungen gibt es insgesamt sechs verschiedene Endzustände mit einem Lepton, Nukleon und Pion:

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + R^+ \rightarrow l^- + p + \pi^0 \quad (10)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^- + R^+ \rightarrow l^- + n + \pi^+ \quad (11)$$

$$\nu_l + p \rightarrow l^- + R^{++} \rightarrow l^- + p + \pi^+ \quad (12)$$

$$\nu_l + n \rightarrow l^+ + R^- \rightarrow l^+ + n + \pi^- \quad (13)$$

$$\nu_l + p \rightarrow l^+ + R^0 \rightarrow l^+ + n + \pi^0 \quad (14)$$

$$\nu_l + p \rightarrow l^+ + R^0 \rightarrow l^+ + p + \pi^- \quad (15)$$

a) Angeregte Resonanzen und nichtresonanter Untergrund

Es können hadronische Endzustände mit Isospin $I = \frac{1}{2}$ oder $I = \frac{3}{2}$ entstehen. Unter der Annahme von Isospinsymmetrie können die Amplituden für die Prozesse (10),(11) und (12) als Linearkombinationen der $I = \frac{1}{2}$ - und $I = \frac{3}{2}$ -Amplituden so dargestellt werden:

$$A(10) = -\frac{\sqrt{2}}{3} A_{1/2} + \frac{\sqrt{2}}{3} A_{3/2}$$

$$A(11) = \frac{2}{3} A_{1/2} + \frac{1}{3} A_{3/2}$$

$$A(12) = A_{3/2} .$$

Entsprechendes gilt für die Antineutrino-Reaktionen. Die Prozesse (12) und (13) können also nur über eine $I = \frac{3}{2}$ -Resonanz ablaufen. Durch Messung der Wirkungsquerschnitte der drei Reaktionen (10),(11) und (12) können das Amplitudenverhältnis $\eta = |A_{1/2}|/|A_{3/2}|$ und der Phasenwinkel $\Phi = \arccos[\text{Re}(A_{3/2}^* A_{1/2})/(|A_{1/2}||A_{3/2}|)]$ bestimmt werden. Eine andere Möglichkeit, die verschiedenen Isospinanteile zu bestimmen, besteht darin, die Verteilung der invarianten Masse, m_R , des Pion-Nukleon-Systems zu messen und aus der Lage der Maxima auf bekannte Resonanzen zu schließen. Es gibt eine Vielzahl von Experimenten, die den Wirkungsquerschnitt, η oder andere Größen für eine der Reaktionen (10) bis (15) gemessen haben [BUD69b, CAM73, BAR76, BEL78a, b, LER78, BAR79, BOL79, POH79, ALL80, BAR80, BAK81a, RAD82, ALL83, ALL85]. In dem hier interessierenden Massenbereich $m_R < 1.7 \text{ GeV}$ findet man $\eta \approx 1$ und $\Phi \approx 90^\circ$. Die m_R -Verteilung zeigt ausgeprägte Maxima bei etwa 1.2 GeV und 1.5 GeV . Diese Verteilung wird gut durch detaillierte Quark-Modell-Rechnungen [REI81a] reproduziert, die es ermöglichen, die Beiträge zu den Wirkungsquerschnitten der Prozesse (10)...(15) für insgesamt 18 Resonanzen zu bestimmen. Die auftretenden Maxima können bekannten Nukleonresonanzen zugeordnet werden [PDG84]:

$$\begin{array}{lll} m_R^0 \approx 1.2 \text{ GeV} : & \Delta(1232) & I = \frac{3}{2} \\ m_R^0 \approx 1.5 \text{ GeV} : & N^*(1450), N^*(1525), N^*(1540) & I = \frac{1}{2} \end{array}$$

Wegen der Breiten $\Gamma_R^0 > 100 \text{ MeV}$ der $I = \frac{1}{2}$ -Resonanzen ist eine experimentelle Trennung der drei angegebenen Zustände bisher nicht möglich. Im folgenden werden sie ebenso wie ein nichtresonanter $I = \frac{1}{2}$ -Untergrund [REI81a] pauschal durch eine hypothetische Resonanz N^* mit $m_R^0 = 1.5 \text{ GeV}$ und $\Gamma_R^0 = 150 \text{ MeV}$ repräsentiert. Die Breite der Δ -Resonanz beträgt $\Gamma_R^0 = 115 \text{ MeV}$. In Abb. 2.7 sind die zu erwartenden invarianten Massenverteilungen der Prozesse (10),(11) und (12) stark vereinfacht dargestellt.

Hierbei wurde angenommen, daß der zweifach differentielle Wirkungsquerschnitt näherungsweise faktorisiert:

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dm_R} = |f(m_R)|^2 \cdot \frac{d\sigma}{dQ^2} .$$

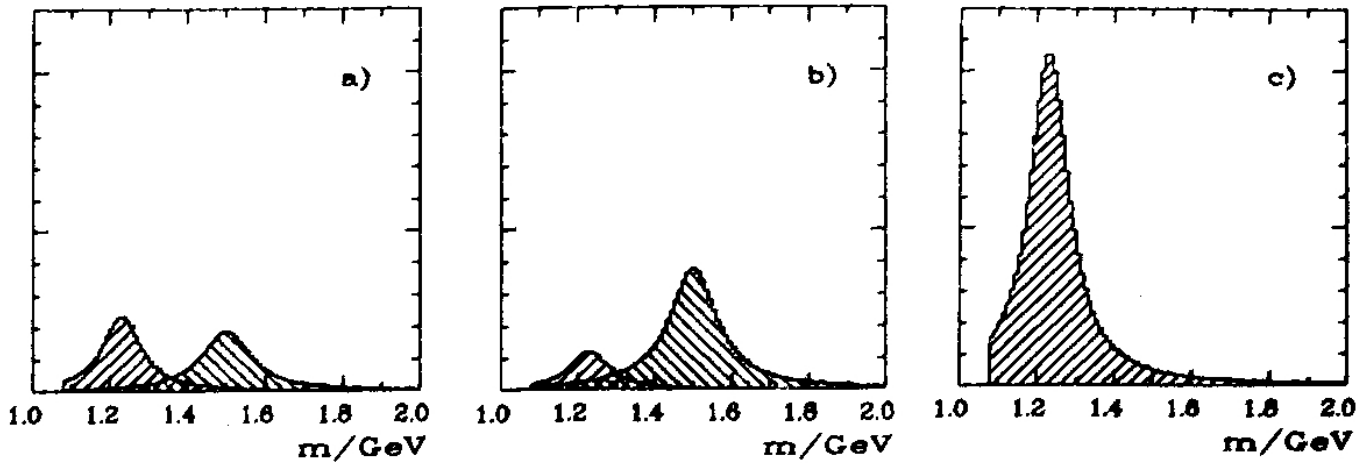


Abbildung 2.7
 m_R -Verteilungen für Neutrino-Produktion von Nukleonresonanzen

$f(m_R)$ ist eine relativistische Breit-Wigner Verteilung:

$$f(m_R) = \frac{\sqrt{\Gamma(m_R)/2\pi}}{(m_R^0 - m_R) - i/2 \cdot \Gamma(m_R)}$$

$$\Gamma(m_R) = p_\pi(m_R)/p_\pi(m_R^0) \cdot \Gamma_R^0$$

$p_\pi(m_R)$ bezeichnet den Pionimpuls im Ruhesystem der zerfallenden Resonanz als Funktion von m_R .

Für hohe Neutrinoenergien $E_\nu \gg 10 \text{ GeV}$ erhält man aus den Messungen von σ bzw. η die folgenden totalen Wirkungsquerschnitte im Bereich $m_R < 1.7 \text{ GeV}$

$$\sigma_\infty(10) = \sigma_\infty(14) = (0.25 \pm 0.10) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_\infty(11) = \sigma_\infty(15) = (0.30 \pm 0.10) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_\infty(12) = \sigma_\infty(13) = (0.60 \pm 0.10) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

in Übereinstimmung mit den Modellrechnungen [REIS1a, FOG79]. Aufgeteilt in $I = \frac{1}{2}$ - und $I = \frac{3}{2}$ -Anteile erhält man für die Summe der Neutrino- bzw. Antineutrino-Wirkungsquerschnitte im Grenzfall hoher Energien:

$$\sum \sigma_\infty(\nu, I = \frac{1}{2}) = \sum \sigma_\infty(\bar{\nu}, I = \frac{1}{2}) = (0.35 \pm 0.15) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

$$\sum \sigma_\infty(\nu, I = \frac{3}{2}) = \sum \sigma_\infty(\bar{\nu}, I = \frac{3}{2}) = (0.80 \pm 0.15) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2$$

b) Differentieller Wirkungsquerschnitt

Integriert man über den Massenbereich der Resonanz, so erhält man die Q^2 -Verteilung:

$$\frac{d\sigma}{dQ^2} = \int \frac{d^2\sigma}{dQ^2 dm_R} dm_R$$

Diese ist unter unterschiedlichen Annahmen von vielen Autoren berechnet worden. Gemeinsam ist allen diesen Voraussagen, daß $d\sigma/dQ^2$ etwas steiler mit zunehmendem Q^2 abfällt, sonst aber dem differentiellen Wirkungsquerschnitt für die quasielastischen Prozesse ähnlich ist. Insbesondere nimmt der Wirkungsquerschnitt zu kleinen Viererimpulsüberträgen hin stark zu und wird bei $Q^2 = 0$ maximal. Während für größere Werte ($Q^2 > 0.2 \text{ GeV}^2$) die experimentellen Q^2 -Verteilungen recht gut durch die theoretischen Kurven reproduziert werden, ist für einige der Prozesse (10) bis (15) für $Q^2 \rightarrow 0$ ein Wirkungsquerschnitt gemessen worden, der um einen Faktor von der Größenordnung 2 kleiner als der theoretische Wert ist [BEL78a, ALL80, BAR80, ALL83, BAR84, ALL85]. Als Beispiel ist in Abb. 2.8 die mit der Blasenkammer BEBC gemessene Q^2 -Verteilung [BAR84] von Reaktion (10) im Bereich $m_R < 1.4 \text{ GeV}$ im Vergleich zur Voraussage [REI81a] gezeigt.

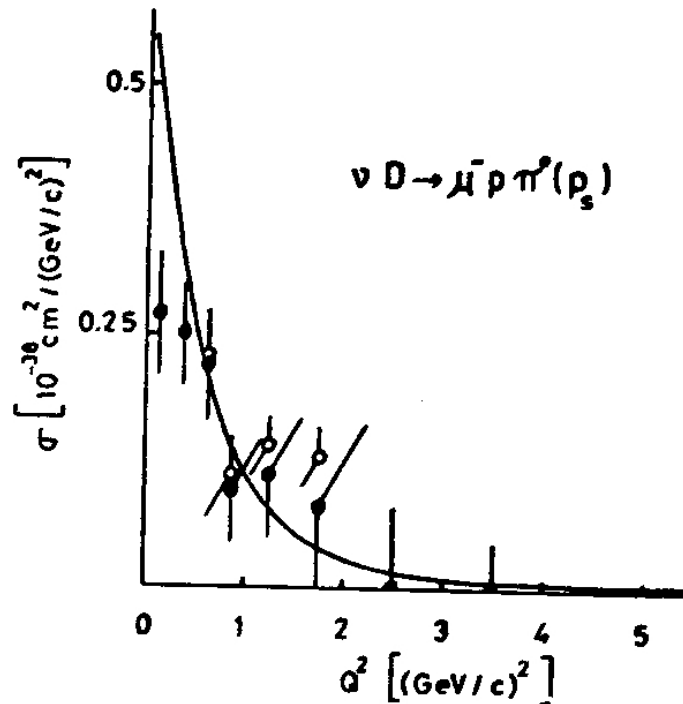


Abbildung 2.8

Gemessener und berechneter differentieller Wirkungsquerschnitt für die Reaktion $\nu n \rightarrow \mu^- p \pi^0$ [BAR84]

In dieser Arbeit wird für Simulationsrechnungen (Kapitel 4) der in [SCH73] berechnete differentielle Wirkungsquerschnitt für die Resonanzproduktion angenommen, der die Messungen [ALL80] gut reproduziert. Bei kleinen Q^2 -Werten wurde $d\sigma/dQ^2$ mit einer linearen Funktion multipliziert, so daß sich im Intervall $0 < Q^2 < 0.2 \text{ GeV}^2$ insgesamt eine Reduzierung des von [SCH73] vorausgesagten Wirkungsquerschnitts um einen Faktor 2 ergibt. Die Rechnungen in [SCH73] basieren auf ähnlichen Annahmen wie im Fall des quasielastischen Wirkungsquerschnitts. Die drei vektoriellen und vier axialvektoriellen Formfaktoren wurden für diese Arbeit so wie in [ALL80] parametrisiert.

c) Energieabhängigkeit des totalen Wirkungsquerschnitts

Wie im Fall der quasielastischen Neutrino-Nukleon-Streuung ist der Wirkungsquerschnitt bei hohen Neutrinoenergien unabhängig von E_ν und gleich groß für ν - und $\bar{\nu}$ -Wechselwirkungen. Bei kleineren Energien gilt $\sigma(\nu) > \sigma(\bar{\nu})$. Die Annäherung an den asymptotischen Wert

mit größer werdender Energie E_ν erfolgt jedoch etwas langsamer als im Fall der quasielastischen Prozesse. Obwohl die verschiedenen Modellrechnungen für $d\sigma/dQ^2$ recht ähnliche Aussagen machen, sind die relativen Beiträge der Vektor-, Axialvektor- und Interferenzterme recht verschieden [REI81a]. Damit ist auch das Verhältnis der Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitte $V = \sigma(\nu)/\sigma(\bar{\nu})$ stark modellabhängig. Bei $E_\nu = 20 \text{ GeV}$ und $m_R < 1.7 \text{ GeV}$ variieren die Berechnungen für $V - 1$ zwischen 3% [SCH73] über 5% [POG79] bis zu 12% [REI81a]. Messungen von V mit der notwendigen Präzision gibt es nicht. Diese theoretische Unsicherheit begrenzt die Genauigkeit, mit der der Quotient der Neutrino- und Antineutrino Flüsse aus der Zahl quasielastischer (und resonanter) Ereignisse bestimmt werden kann, s. Kapitel 4.

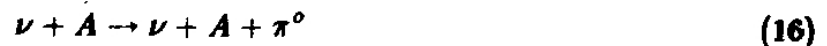
d) Winkelverteilung der Zerfallsprodukte der Resonanz

Der von null verschiedene (Anti-)Neutrino-Spin impliziert eine nicht isotrope Winkelverteilung der Pionen und Nukleonen im Ruhesystem der Resonanz. Die gemessenen und berechneten [SCH73, REI81a] Abweichungen von der Isotropie sind jedoch klein. Die Verteilung des Winkels zwischen Pion bzw. Nukleon und Neutrino im Laborsystem ist praktisch die gleiche wie im Fall einer isotropen Verteilung im Ruhesystem des Resonanzzustandes.

2.4.4. Kohärente und diffraktive Erzeugung von π^0 und γ

A) Kohärente π^0 -Produktion

In Neutrino-Wechselwirkungen mit Kernen können einzelne Pionen entstehen. Als Untergrund zur elastischen $\nu_\mu e$ -Streuung ist besonders die durch den neutralen Strom vermittelte kohärente π^0 -Erzeugung



von Bedeutung, da der Wirkungsquerschnitt relativ groß ist und im Endzustand praktisch nur ein elektromagnetischer Schauer auftritt (im CHARM-Kalorimeter). Der Kern erhält nur einen sehr kleinen Rückstoß und wird nicht im Detektor sichtbar. Kohärente Erzeugung heißt, daß sich die einzelnen Beiträge der Neutrino-Nukleon-Streuungen im Kern phasenrichtig addieren. Die Kohärenzbedingung lautet [STA83, DAU84]:

$$r_A \cdot p_A < 1$$

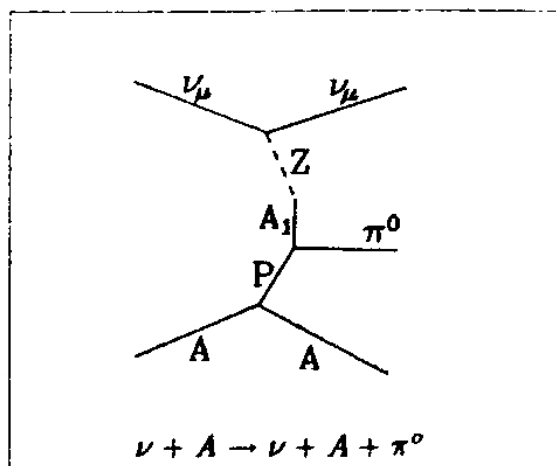
r_A und p_A sind Radius und Rückstoßimpuls des Kerns der Massenzahl A . Für Aluminium ($A = 27$, $r_A \approx 3 \text{ fm} = 0.015 \text{ MeV}$) folgt: $p_A < 60 \text{ MeV}$. Der Winkel zwischen Richtung des einlaufenden Neutrinos und der des Pions kann abgeschätzt werden [STA83, DAU84] zu :

$$\Theta_\pi^2 \approx 1/(E_\pi \cdot r_A) \approx p_A/E_\pi \quad .$$

Für $E_\pi = 10 \text{ GeV}$ erhält man $\Theta_\pi \approx 80 \text{ mrad} \gg \Theta_e$.

Der differentielle Wirkungsquerschnitt wurde in [LAC79, REI83] berechnet unter der Annahme, daß die kohärente π^0 -Produktion durch folgenden Feynman-Graphen beschrieben

wird:



Das A_1 -Teilchen hat eine Masse von 1.27 GeV [PDG84]; P bezeichnet ein Pomeron, ein fiktives Teilchen der analytischen S-Matrix-Theorie, das im Bild der Quantenchromodynamik eine Superposition niederenergetischer Gluonen repräsentiert.

Der totale Wirkungsquerschnitt für die kohärente Produktion von π^0 's in Myon-Neutrino- und Antineutrino-Wechselwirkungen mit den Kernen des CHARM-Kalorimeters wurde gemessen [DAU84, BER85c]. Das Ergebnis wird zusammen mit Meßergebnissen anderer Experimente in Abb. 2.9 mit den theoretischen Voraussagen [REI83] und [LAC79] verglichen. Im Rahmen der recht großen experimentellen ($\approx 30\%$) und theoretischen ($\approx 50\%$ [REI83]) Unsicherheiten ist die Übereinstimmung gut.

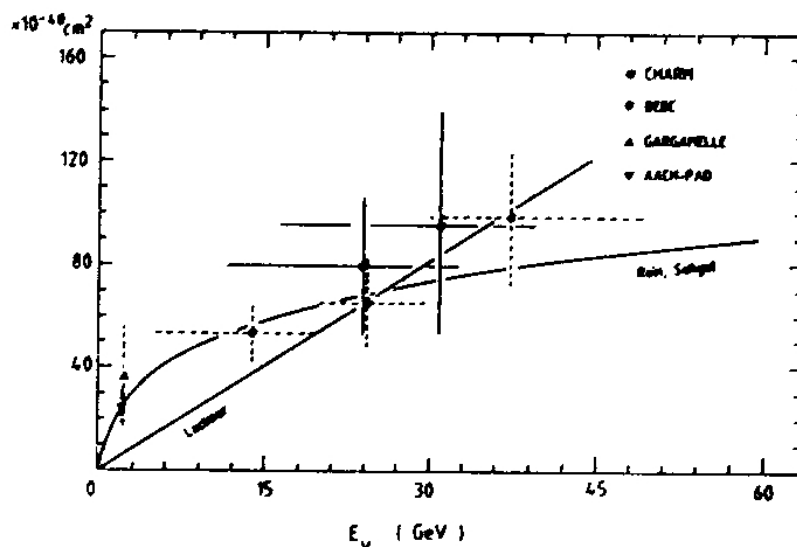


Abbildung 2.9

Wirkungsquerschnitt für kohärente π^0 -Produktion [BER85c]

Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitte sind gleich groß. Für eine typische Energie $E_\nu = 20 \text{ GeV}$ erwartet man also - gemittelt über die Materialien des CHARM-Kalorimeters - einen Wirkungsquerschnitt für die kohärente π^0 -Erzeugung von

$$\sigma_\pi^{\text{coh}} \approx 6 \cdot 10^{-39} \text{ cm}^2 / \text{Kern}.$$

B) Diffraktive π^0 -Produktion

Hier handelt es sich um die Streuung eines Neutrinos an einem Nukleon, wobei ein π^0 entsteht. Der Energieübertrag auf das Nukleon ist größer als der auf den Kern im Fall der kohärenten π^0 -Erzeugung. Der totale Wirkungsquerschnitt bei $E_\nu = 20 \text{ GeV}$ kann für invariante Massen des Pion-Nukleon-Systems $W > 2 \text{ GeV}$ zu

$$\sigma_\pi^{\text{dif}} \approx 3 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2 / \text{Nukleon}$$

abgeschätzt werden [REI85a, b]. Die Winkelverteilung ist ein wenig breiter als im Fall der kohärenten Prozesse.

C) Kohärente γ -Produktion

Dieser Prozeß hat im Vergleich zur kohärenten π^0 -Erzeugung einen vergleichsweise kleinen Wirkungsquerschnitt [GER81, REI81b]:

$$\sigma_\gamma^{\text{coh}} \approx 10^{-40} \text{ cm}^2 / \text{Kern}$$

bei $E_\nu = 20 \text{ GeV}$ und wird im folgenden vernachlässigt.

2.5. Neutrinos mit magnetischem Moment oder elektrischer Ladung

Im Standardmodell haben die masselosen Neutrinos kein magnetisches Moment. Dies ist anders z.B. für massive Dirac-Neutrinos oder in Modellen, in denen Neutrinos und die anderen Fermionen aus kleineren, geladenen Bausteinen zusammengesetzt sind. Wie das Neutron, das aus Quarks aufgebaut ist, können dann auch Neutrinos ein magnetisches Moment haben. Dann kann die elastische Neutrino-Elektron-Streuung auch aufgrund der elektromagnetischen Wechselwirkung erfolgen. Die Wechselwirkung von neutralen Teilchen mit magnetischem Dipolmoment $\mu = \tilde{\mu} / \mu_B$ ($\mu_B = \frac{e}{2m_e}$) mit dem Photonfeld $F_{\nu\mu} = \partial_\nu A_\mu - \partial_\mu A_\nu$ wird durch die Lagrangedichte

$$L = \frac{\mu}{2} \frac{e}{2m_e} \bar{\nu} \sigma_{\nu\mu} F^{\nu\mu}$$

beschrieben [DOM71]. Hier ist $\sigma_{\nu\mu} = \frac{i}{2} (\gamma_\mu \gamma_\nu - \gamma_\nu \gamma_\mu)$. Für die elektromagnetische Neutrino-Elektron-Streuung ergibt sich der Wirkungsquerschnitt [DOM71]:

$$\frac{d\sigma}{dy} = \mu^2 \frac{\alpha^2 \pi}{m_e^2} \frac{1-y}{y} \quad (2.11)$$

Dieser Ausdruck divergiert für $y \rightarrow 0$. Integriert man nur über das y -Intervall 0.01 ... 1, so folgt:

$$\sigma^{0.01} = \mu^2 \cdot 9.0 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2 .$$

Mit $\mu = 10^{-8}$ erhält man:

$$\sigma^{0.01} = 9 \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2 ,$$

also einen Wirkungsquerschnitt von der gleichen Größenordnung wie der elektroschwache νe -Wirkungsquerschnitt.

Neutrinos mit nicht verschwindender Ladung werden in einigen Vereinigungstheorien diskutiert [OKU84]. Der νe -Wirkungsquerschnitt aufgrund einer hypothetischen elektrischen Ladung $Q = \tilde{Q}/e$ ist [BJO64]:

$$\frac{d\sigma}{dy} = Q^2 \frac{\alpha^2}{2\pi m_e^2} \cdot E_\nu \cdot \frac{(1-y)^4(1-y+y^2/2)}{y^2}.$$

Integriert man wieder über das y -Intervall von 0.01 bis 1, so folgt:

$$\sigma^{0.01} = Q^2 \cdot 2.0 \cdot 10^{-21} \text{ cm}^2 \cdot E_\nu / \text{GeV}. \quad (2.12)$$

Für $Q = 10^{-10}$ und $E_\nu = 20 \text{ GeV}$ erhält man:

$$\sigma^{0.01} = 4 \cdot 10^{-40} \text{ cm}^2.$$

Falls Neutrinos (der Ladung 0) aus geladenen Präonen aufgebaut sind, so muß man die Matrixelemente des elektromagnetischen Stromes zwischen Neutrinozuständen mit einem Formfaktor $F(q^2) \approx \frac{1}{6} \langle r^2 \rangle q^2$ multiplizieren, wobei $\langle r^2 \rangle$ das Quadrat des elektromagnetischen Ladungsradius des Neutrinos ist; auch die Neutrino-Wirkungsquerschnitte müssen dann modifiziert werden [BER63b, CHE64, CHO69, BAR74, BEG76, GRA86].

2.6. Angeregte Leptonen

Modelle, in denen die Leptonen und Quarks eine Substruktur haben, sagen die Existenz "angeregter" Leptonen, z.B. e^* und ν_e^* voraus. In Referenz [GRI85] wird die Korrektur für die NC-Kopplungskonstanten g_V , g_A des Elektrons bzw. $\sin^2 \Theta_W$ berechnet, die aufgrund der Beiträge verschiedener Feynman-Diagramme mit angeregten Leptonen in zweiter Ordnung Störungstheorie erwartet werden. Die elektroschwache Wechselwirkung der angeregten Leptonen wird durch die Lagrangedichte

$$L = -\frac{e}{\sin \Theta_W} \frac{\lambda}{m^*} L^* \sigma_{\mu\nu} \vec{\tau}_L \bar{W}^{\mu\nu} - \frac{e}{\cos \Theta_W} \frac{\lambda'}{m^*} L^* \sigma_{\mu\nu} \frac{Y}{2} l_L B^{\mu\nu} + h.c. .$$

beschrieben. l and L^* bezeichnen die Isospin-Dubletts für die gewöhnlichen und angeregten Leptonen. Spin und Isospin sind $\frac{1}{2}$. \vec{W} and B repräsentieren die $SU(2)$ - und $U(1)$ -Felder. m^* ist die Masse von L^* . Es wird also angenommen, daß angeregte neutrale und geladene Leptonen eines Dubletts die gleiche Masse haben, z.B. $m^* = m(e^*) \equiv m(\nu_e^*)$! Die Kopplungskonstanten λ and λ' sind freie Parameter. Man erwartet, daß sie von der gleichen Größenordnung sind. Im folgenden wird $\lambda = \lambda'$ angenommen. L und λ sind analog zu der im Zusammenhang mit $e^+ e^-$ -Experimenten verwendeten Lagrangefunktion für die Kopplung angeregter und normaler Leptonen an das Photonfeld definiert [HAG85, ZEP85].

Die Korrektur der Kopplungskonstanten g_V und g_A ist in [GRI85] für verschiedene Feynman-Diagramme berechnet worden. Die auftretenden Integrale über innere Fermionlinien wurden bei einem Impuls $p > \Lambda$ abgeschnitten. Λ ist die Substruktur-Skala. Man erwartet $\Lambda \approx 1 \text{ TeV}$ und $1/\Lambda \approx 2 \cdot 10^{-19} \text{ m}$ [NAN84, BUC85, SCH85]. Für Impulse größer als Λ werden Formfaktor-Effekte wichtig, die die Beiträge höherer Impulse dämpfen. Nur die

führenden Terme $\sim \Lambda^2$ werden berücksichtigt. Die inkohärente Summe der Beiträge der Vertex-Korrektur- und Selbstenergie-Diagramme zur Verschiebung von g_V, g_A ist

$$\Delta g_V = \Delta g_A = \alpha \cdot \frac{3}{16\pi} \cdot (13 \cot^2 \Theta_W - 4 - 5 \tan^2 \Theta_W) \cdot \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{m^2} .$$

Mit $\alpha = \frac{1}{137}$ und $\sin^2 \Theta_W = 0.215$:

$$\Delta g_V = \Delta g_A = 0.018 \cdot \frac{\lambda^2 \Lambda^2}{m^2} . \quad (2.13)$$

Diagramme, in denen auch angeregte Leptonen der zweiten Familie auftreten, sollen hier nicht beachtet werden. Es muß betont werden, daß die Annahmen und Rechnungen nur Näherungen darstellen, so daß die Ergebnisse lediglich die richtige Größenordnung wiedergeben.

2.7. Zusätzliche W- oder Z-Bosonen

Hier sollen zwei spezielle Erweiterungen des Standardmodells durch Hinzunahme jeweils einer weiteren Eichgruppe diskutiert werden. Diese Modelle machen andere Voraussagen für die Wirkungsquerschnitte der CC- und NC- $\nu_\mu e$ -Prozesse als das Standardmodell und können daher durch Messung von σ_{CC} und σ_{NC} getestet werden.

In einem rechts-links-symmetrischen $SU(2)_L \times SU(2)_R \times U(1)$ - Modell [BEG77] gibt es außer zwei linkshändigen Bosonen W_L^\pm auch zwei rechtshändige geladene Bosonen W_R^\pm . Die Ströme, die an W_L^\pm koppeln, haben $V - A$ - Struktur. An die Felder W_R^\pm koppeln Ströme von der Form $V + A$. Durch spontane Symmetriebrechung werden W_L und W_R "gemischt":

$$\begin{aligned} W_1 &= \cos \omega W_L - \sin \omega W_R \\ W_2 &= \sin \omega W_L + \cos \omega W_R . \end{aligned}$$

W_1 und W_2 sind die Massen-Eigenzustände. Der Grenzfall

$$\omega = 0 \quad r := \frac{m^2(W_1)}{m^2(W_2)} = 0$$

führt auf das Standardmodell zurück. Im Grenzfall kleiner Impulsüberträge kann man die CC-Wechselwirkungen durch eine Lagrangefunktion der Form

$$L_{eff} \sim J_V^+ J_V + \eta_{AA} J_A^+ J_A + \eta_{AV} [J_V^+ J_A + J_A^+ J_V]$$

beschreiben [BEG77]. Die Kopplungskonstanten η_{AA} und η_{AV} sind durch ω und r bestimmt:

$$\eta_{AA} = \frac{r + \epsilon^2}{1 + r\epsilon^2} \quad \eta_{AV} = \frac{(r-1)\epsilon}{1 + r\epsilon^2} \quad \text{wobei} \quad \epsilon = \frac{1 + \tan \omega}{1 - \tan \omega} .$$

Der totale Wirkungsquerschnitt für den CC-Prozeß (3) ist in diesem Modell eine Funktion

vom Mischungswinkel ω und dem Verhältnis der Massenquadrate r . Bezeichnet man den Wirkungsquerschnitt im Standardmodell mit σ_L und den im rechts-links-symmetrischen Modell mit σ_{LR} , so gilt für deren Quotienten [MAA82]:

$$S(\omega, r) := \frac{\sigma_{LR}(\omega, r)}{\sigma_L} = \frac{(1 + \eta_{AA})^2 + 4\eta_{AV}^2 + 4\frac{\eta_{AV}^2 \eta_{AA}(1 + \eta_{AA})}{\eta_{AA}^2 + \eta_{AV}^2} + c_{kin}(1 - \eta_{AA})^2}{4(1 + \eta_{AA}^2 + 2\eta_{AV}^2)} \quad (2.14)$$

Der kinematische Faktor c_{kin} hängt von der Schwerpunktsenergie s ab. Im Grenzfall $\frac{m_e^2}{s} \rightarrow 0$ gilt $c_{kin} = \frac{1}{3}$.

Ein anderes Modell der elektroschwachen Wechselwirkung basiert auf der Eichgruppe $SU(2) \times U(1) \times U(1)_z$ [ROSS85]. Zur zusätzlichen Eichgruppe $U(1)_z$ gehört ein neutrales massives Boson Z_z . Falls ein solches existiert und dessen Kopplung an Elektronen nicht verschwindet, ändern sich die Kopplungskonstanten g_V und g_A im Wirkungsquerschnitt (2.6) der elastischen Myon-Neutrino-Elektron-Streuung:

$$\begin{aligned} g_V &= -\frac{1}{2} + 2\sin^2\Theta_W & \rightarrow g_V + \frac{3}{5}y \\ g_A &= -\frac{1}{2} & \rightarrow g_A + \frac{3}{10}y \end{aligned} \quad (2.15)$$

Dabei ist

$$y := \frac{g_z^2}{g_{NC}^2} \frac{m^2(Z^0)}{m^2(Z_z)} \quad (2.16)$$

g_{NC} bezeichnet die in Tabelle 2.3 explizit angegebene NC-Kopplungsstärke des Standard- Z^0 , und g_z ist die des neuen Bosons Z_z . Dabei wird angenommen, daß Z^0 und Z_z nicht "vermischt" werden.

3. Das Experiment

3.1. Der Neutrinostrahl

Einen Neutrinostrahl kann man auf folgende Weise erzeugen: Hochenergetische Protonen werden auf ein Target geschossen; dabei entsteht eine Vielzahl von Hadronen, vor allem Pionen und Kaonen, die in einem evakuierten Tunnel in Neutrinos und andere Teilchen zerfallen können. Hinter einer massiven Abschirmung bleibt ein praktisch reiner Strahl von Neutrinos übrig, deren Wechselwirkungen mit Materie dann mit einer geeigneten experimentellen Anordnung untersucht werden können.

Man unterscheidet drei Arten von Neutrinostrahlen:

- **Breitbandstrahl (Wide Band Beam)**

Das Target wird so dimensioniert, daß beim Auftreffen eines Protons möglichst viele π - und K - Mesonen emittiert werden. Teilchen eines Ladungsvorzeichens werden dann durch ein toroidales Magnetfeld auf den Zerfallstunnel fokussiert. Die Magnetpolarität bestimmt also, ob man einen Neutrino- oder Antineutrino-Strahl erhält. Der Breitbandstrahl hat die höchste Neutrinointensität. Das Energiespektrum der Neutrinos hat sein Maximum bei relativ kleinen Werten, ist "breit" und nicht leicht zu berechnen. Insbesondere bei hohen Energien werden die "Eltern-Mesonen" falscher Ladung nicht vollständig defokussiert, so daß ein Untergrund von Antineutrinos im Neutrino-Strahl (und umgekehrt) von einigen Prozent vorhanden ist.

- **Schmalbandstrahl (Narrow Band Beam)**

Nur π 's und K 's in einem schmalen Impulsband werden fokussiert. Dies führt zu einem Intensitätsverlust von ein bis zwei Größenordnungen gegenüber dem Breitbandstrahl. Das Energiespektrum ist härter und kann leichter berechnet werden. Da die meisten Neutrinos in Zweikörper-Zerfällen entstehen, kann aus der gemessenen Flugrichtung der Neutrinos deren Energie berechnet werden. Diese Bestimmung ist allerdings zweideutig, da das zerfallene Meson ein π oder K gewesen sein kann.

- **Proton-Beam-Dump - Strahl**

Um die Zerfälle von kurzlebigen Hadronen in Neutrinos oder hypothetische neue Teilchen zu untersuchen, wird ein "dickes" Target gewählt, so daß Pionen und Kaonen durch hadronische Wechselwirkungen weitgehend absorbiert werden und somit der Strahl stark mit "prompten" Neutrinos angereichert wird.

Da der Wirkungsquerschnitt $\sigma_{\nu e}$ der zu untersuchenden Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen sehr klein ist, kommt nur der Breitbandstrahl als Neutrinoquelle in Betracht. Eine hohe Neutrinoenergie ist von Vorteil, da $\sigma_{\nu e}$ proportional zu dieser anwächst. Diese Forderungen werden vom SPS-Breitbandstrahl am Forschungszentrum CERN ("European Organization for Nuclear Research") in Genf (Schweiz) erfüllt.

3.1.1. Der CERN-SPS-Breitbandstrahl

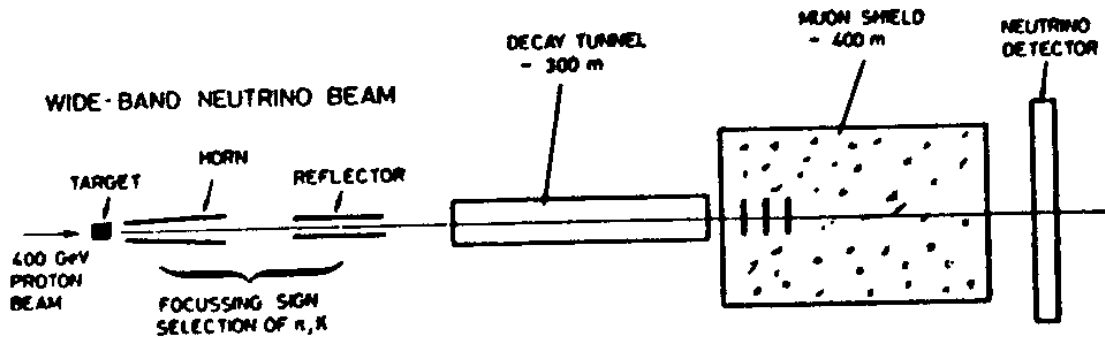
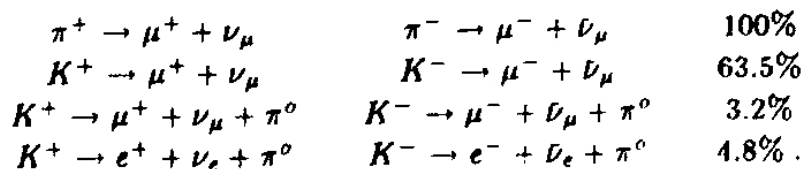


Abbildung 3.1
Der Aufbau des CERN-SPS-Breitbandstrahls

Die im SPS ("Super Proton Synchrotron") zyklisch mit einer Periode von 12 Sekunden beschleunigten Protonen wurden bei einer Energie von 400 GeV in einem Zeitintervall von etwa 3 ms auf das Target gelenkt. Dieses bestand aus fünf (ν -Strahl) bzw. elf ($\bar{\nu}$ -Strahl) Beryllium-Stäben von 10 cm Länge und 3 mm Durchmesser, die äquidistant auf einer Strecke von 2 m hintereinander aufgestellt waren. Da in Proton-Kern-Wechselwirkungen mehr positive als negative Mesonen (und damit mehr Neutrinos als Antineutrinos) erzeugt werden ($\pi^+/\pi^- \approx 3$), wurden die maximalen Intensitäten im Antineutrino-Strahl bei einer größeren Targetdicke erreicht als im Neutrino-Strahl.

Die das Target verlassenden Mesonen ($K/\pi \approx 15\%$ im ν -Strahl und $\approx 5\%$ im $\bar{\nu}$ -Strahl) und Protonen wurden durch zwei toroidale Magnetfelder ("Horn" und "Reflektor") in Richtung Zerfallstunnel fokussiert. Im Pulsbetrieb wurden Ströme von ca. 100 kA und Magnetfelder der Größenordnung 10 ... 100 T erreicht. In Vorwärtsrichtung fliegende hochenergetische Mesonen "falscher" Ladung wurden nicht oder nur unzureichend defokussiert. Im Antineutrino-Strahl war dieser Untergrund besonders hoch; er wurde durch einen Beryllium-"Stopper" einige Meter hinter dem Target stark reduziert.

Nachdem die Pionen und Kaonen durch ein 2 mm dickes Titanfenster in den 290 m langen, evakuierten (Restdruck ≈ 1 Torr) Tunnel von 1.2 m Durchmesser gelangt waren, konnten sie zerfallen. Die wichtigsten (semi-)leptonischen Kanäle und Verzweigungsverhältnisse sind:



Es entstehen also hauptsächlich Myon-Neutrinos, da die Zweikörperzerfälle in Elektron und Elektron-Neutrino wegen der kleinen Elektronmasse stark helizitäts-unterdrückt sind. Nur durch den letzten Zerfallsmodus wird ein kleiner Untergrund an Elektron-Neutrinos erzeugt. Die Distanz Target - Ende Zerfallstunnel beträgt etwa 410 m. Bei einer typischen Mesonenergie von 50 GeV zerfallen auf dieser Strecke 14% der Pionen und 66% der Kaonen. Für die

dominanten Zweikörperzerfälle gilt folgende Beziehung zwischen der Neutrino-Energie E_ν , Energie E bzw. Impuls p der Mesonen und Zerfallswinkel Θ :

$$E_\nu = \frac{(m^2 - m_\mu^2)/m^2}{2(1 - p/E \cos\Theta)} \cdot E$$

Alle Größen beziehen sich auf das Laborsystem. m und m_μ bezeichnen Masse des zerfallenden Teilchens und Myonmasse. Den in einer Entfernung von 640 m von der Mitte des Zerfallstunnels aufgebauten CHARM-Detektor können nur Neutrinos mit $\Theta \leq 4 \text{ mrad}$ erreichen. Für den Grenzfall $E \gg m$ und $\Theta \ll m/E$ gilt:

$$E_\nu/E = 1 - \frac{m_\mu^2}{m^2} = \begin{cases} 0.43 & \pi \\ 0.95 & K \end{cases}$$

Die Kaonen tragen also insbesondere zum hochenergetischen Teil des Neutrinospektrums bei.

Nicht zerfallene Mesonen sowie die entstandenen geladenen Leptonen wurden in einer aus 180 m Eisen und 230 m Erde bestehenden Abschirmung hinter dem Zerfallstunnel absorbiert.

Im Eisen-Absorber waren an verschiedenen Stellen Festkörperzähler angebracht, mit denen der Myon-Fluß als Funktion des Winkels und der Eindringtiefe bestimmt werden konnte [HEI83]. In Kapitel 4 wird kurz diskutiert werden, wie diese Kenntnis zur Bestimmung des Neutrino-Flusses im Detektor benutzt werden kann. Das Ergebnis der Bestimmung der Neutrino-Spektren (durch verschiedene Methoden) sei hier - in groben Zügen - vorweggenommen: Die mittlere Neutrino-Energie beträgt etwa 25 GeV, der Untergrund an Myon-Neutrinos im Neutrino-Strahl (und umgekehrt) zwischen 5% und 10%. Elektron- und Anti-Elektron-Neutrinos tragen zu etwa jeweils 1% bei.

In dieser Arbeit werden die während der Breitbandstrahlperiode '83 gewonnenen Daten analysiert. Von Mitte September bis Dezember des Jahres 1983 wurden insgesamt etwa $3.5 \cdot 10^{18}$ Protonen auf das Target geschossen und im CHARM-Detektor in diesem Zeitraum etwa zwei Millionen Neutrino-Wechselwirkungen registriert. Von drei Teilchen, die den Detektor passierten, waren etwa zwei Neutrinos und eines ein Antineutrino.

3.2. Der CHARM-Detektor

Für die Untersuchung von Neutrino-Wechselwirkungen ist es wichtig, eine große Targetmasse zu haben, um trotz der kleinen Wirkungsquerschnitte eine hohe Ereignisrate zu erzielen. Zur Unterscheidung verschiedener Prozesse und Messung kinematischer Variablen ist eine hohe Orts- und Energieauflösung notwendig.

Blasenkammern haben eine relativ kleines Target geringer Dichte, so daß die Ereignisraten klein sind. Detektoren mit dicken Eisentargets genügen der Forderung nach hoher Auflösung nur schlecht.

Der CHARM-Detektor [DID80b, DOR86b] vereint die Vorteile beider Detektorarten: Er besteht aus einem Targetkalorimeter großer Masse, in dem die Neutrino-Wechselwirkungen stattfinden, und einem Myon-Spektrometer, siehe Abbildung 3.2.

Das Target ist aus 8 cm dicken Marmorplatten aufgebaut. Zwischen diesen sind Szintillationszähler, Proportionaldrift- und Geigerrohre angeordnet. Deren feine horizontale und vertikale Untergliederung ermöglicht eine genaue Bestimmung von Energie und Richtung der bei einer Wechselwirkung entstandenen geladenen Teilchen und Teilchenschauer. Hadronische und elektromagnetische Kaskaden und Myonen können unterschieden werden. Das Myon-Spektrometer, bestehend aus magnetisierten Eisenscheiben, Proportionaldriftrohren und Szintillationszählern, wird zur Bestimmung von Ladung und Impuls von Myonen benötigt.

Der CHARM Detektor wurde 1977 in Betrieb genommen und 1984 wieder abgebaut. Im Laufe dieser Zeit konnte eine Vielzahl von physikalischen Fragestellungen untersucht werden. Die wichtigsten sind:

- Totale und differentielle Wirkungsquerschnitte der inklusiven NC- und CC- (Anti-) Neutrino-Nukleon-Wechselwirkung, Strukturfunktionen, $\sin^2\theta_W$
[KRO81, PAN81, JON81a, JON81b, JON82a, RAN83, JON83c, BER83c, BER84a, BER85a, ABT86, BER86]
- Wirkungsquerschnitte der (Anti-)Neutrino - Elektron Streuung, $\sin^2\theta_W$
[JON80a, JON81c, BER82, BER83d, JON83d, BER84d und diese Arbeit]
- Polarisation von Myonen, die in Antineutrino-Eisen-Wechselwirkungen (im CDHS-Detektor [HOL78]) entstanden
[JON79, MET82, JON83a]
- Suche nach neuen Teilchen (Axionen, schwere Neutrinos, supersymmetrische Teilchen, Teilchen nicht ganzzahliger Ladung)
[BER83b, BER83e, BER84c, BER85b, ASP85, DOR86a]
- Produktion prompter Neutrinos in Proton-Kern - Wechselwirkungen
[JON80b, NIE86]
- Suche nach Neutrino-Oszillationen
[BER84b, SCH86]
- Neutrino-Ereignisse mit zwei Myonen gleicher bzw. entgegengesetzter Ladung
[JON81d, BER83a]
- Kohärente π^0 -Produktion
[DAU84, BER85c]

Je nach Problemstellung wurden unterschiedliche Neutrino-Strahl-Typen verwendet. Für einige der angeführten Untersuchungen wurden Teile des CHARM-Detektors modifiziert, ergänzt bzw. anders positioniert. Im folgenden wird nur die "Standardkonfiguration" beschrieben.

3.2.1. Das Targetkalorimeter

Das Targetkalorimeter dient gleichzeitig als Target für die Neutrinos und als Kalorimeter zur Untersuchung der auftretenden Endzustände. Es besteht aus 78 gleichen, 20 cm dicken Modulen ("Ebenen"), die hintereinander angeordnet sind. Sie sind so ausgerichtet, daß

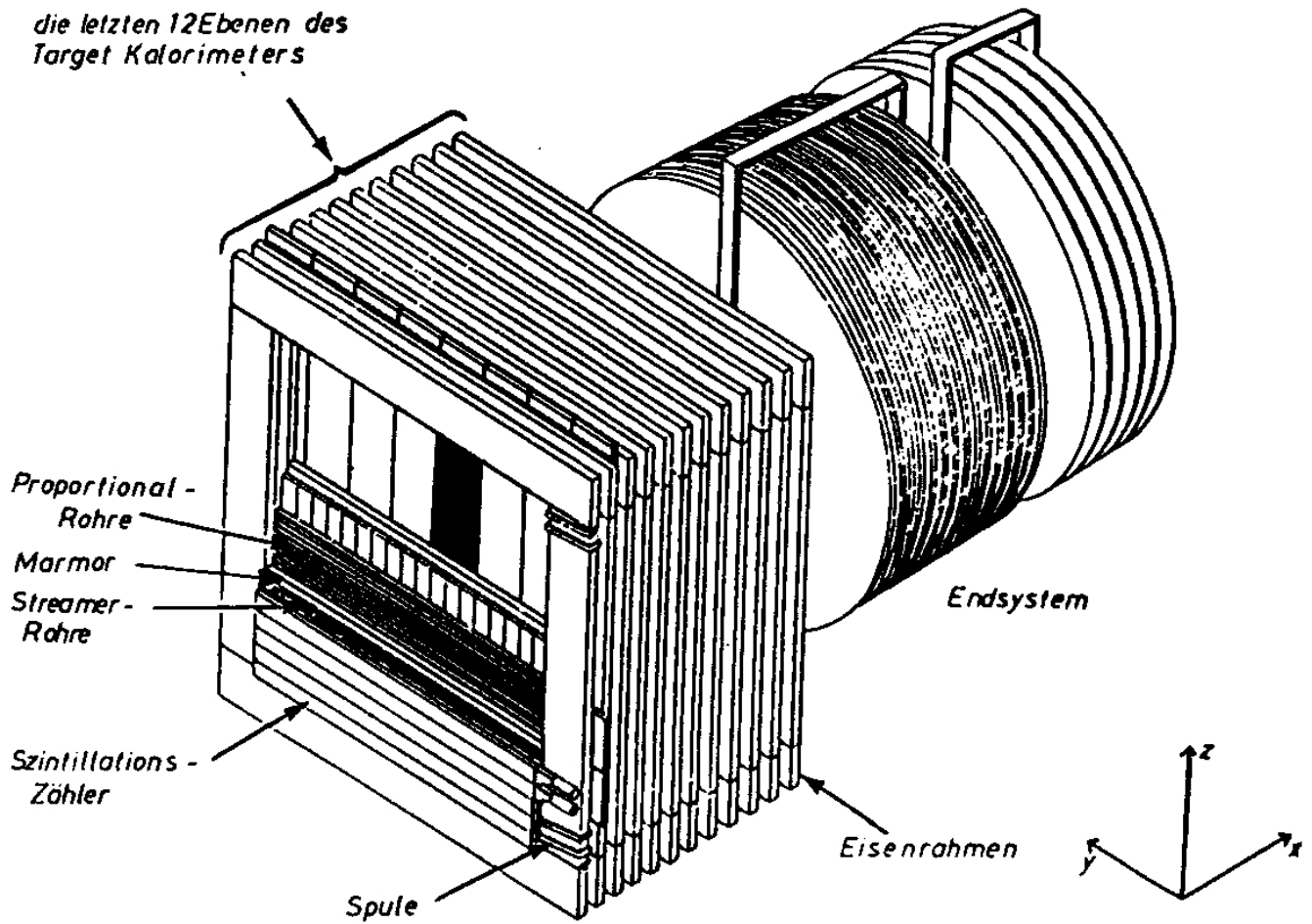
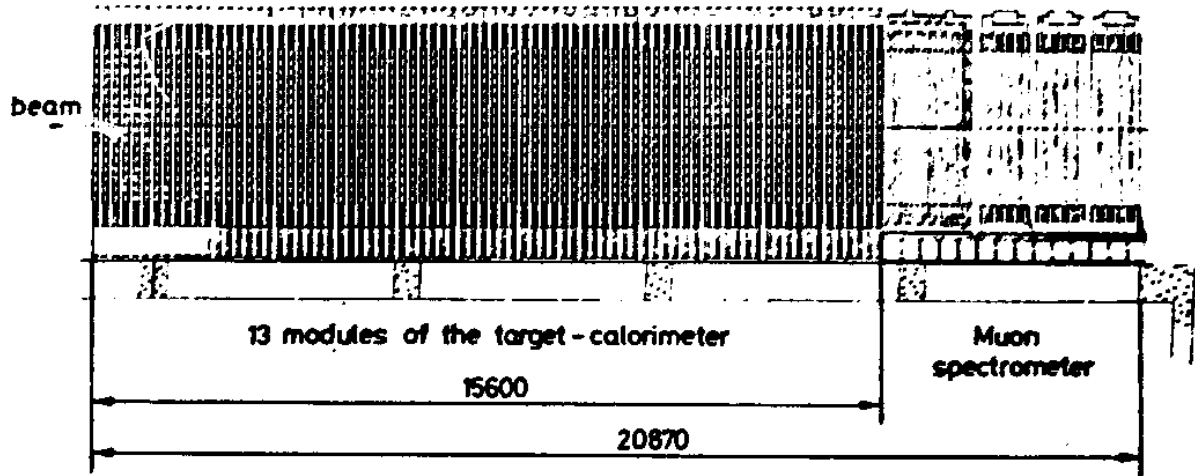


Abbildung 3.2
 Der CHARM-Detektor
 a) Seitenansicht, b) die letzten Ebenen und das Endsystem

Neutrino-Strahl-Achse und die Symmetrieachse des Detektors zusammenfallen. Die Detektor-Querschnittsfläche beträgt $4\text{ m} \cdot 4\text{ m}$. Jede Einheit besteht aus

- einer 8 cm dicken Marmorplatte, die von einem magnetisierbaren Eisenrahmen umgeben ist,
- 20 Szintillationszählern,
- 128 Proportionaldriftrohren und
- 256 Geigerrohren.

Die aktiven Detektorelemente sind - ebenenweise - abwechselnd horizontal und vertikal angeordnet. Abbildung 3.3 zeigt einen Querschnitt durch ein Modul.

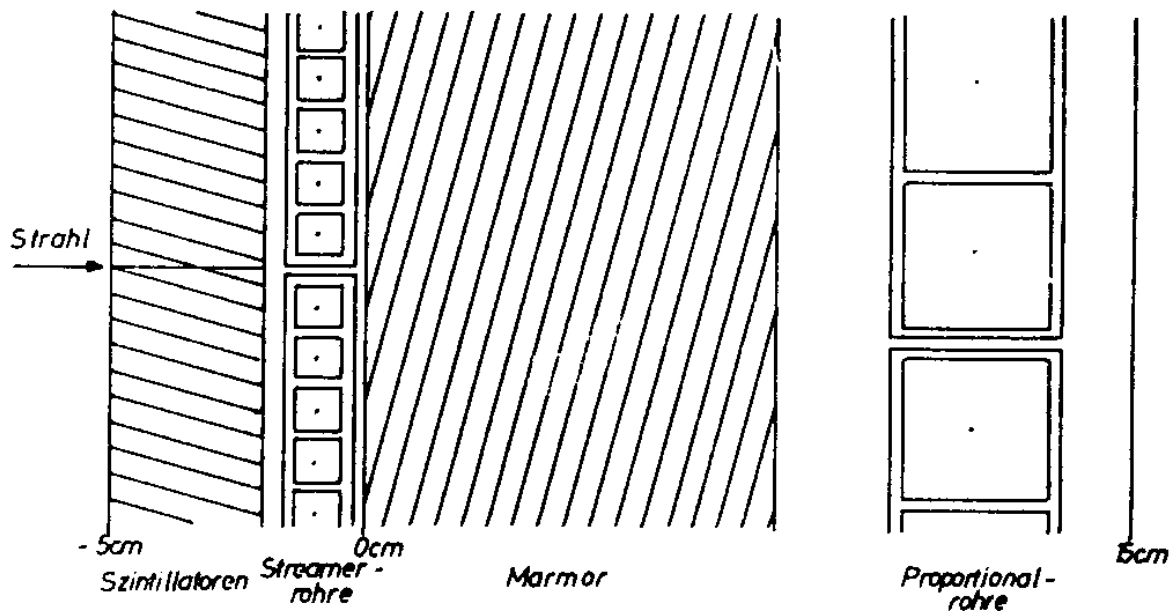


Abbildung 3.3
Schnitt durch ein Modul

Als Material wurde wegen der folgenden Eigenschaften Marmor (CaCO_3) gewählt:

- es ist isoskalar (keine Korrekturen ungleicher Anteile von Protonen und Neutronen),
- ergibt ungefähr gleiche Länge für die elektromagnetischen und hadronischen Anteile eines Schauers (geringe Fluktuationen in primär hadronischen Schauern),
- wirkt nicht depolarisierend (Messung der Myon-Polarisation) und
- ist bei ähnlichen physikalischen Eigenschaften eine Größenordnung billiger als Aluminium.

Die Dichte von Marmor beträgt $\rho = 2.77\text{ g/cm}^3$, die Strahlungslänge $X_0 = 8.7\text{ cm}$ und die Wechselwirkungslänge $\Lambda = 37\text{ cm}$. Die 78 quadratischen Marmorplatten haben eine Fläche

von $3\text{ m} \cdot 3\text{ m}$ und eine Gesamtmasse von 156 t.

Im seitlichen Abstand von 5 cm wird jede Marmorplatte von einem 45 cm breiten und 8 cm dicken magnetisierbaren Eisenrahmen umgeben. Zwei Spulen erzeugen bei einer Stromstärke von 1000 A im Eisen ein toroidales Magnetfeld von 1.5 T. Auch Myonen, die den Detektor seitlich verlassen, werden daher identifiziert und deren Ladung und Impuls können gemessen werden.

In der Breitbandstrahlperiode '83 waren die ersten sechs Ebenen neben dem "Haupt-Detektor" aufgebaut und bildeten mit einigen zusätzlichen Blei- und Proportionalrohr-Ebenen den "Zerfalls-Detektor" zur Suche nach den Zerfallsprodukten neutraler Teilchen, z.B. schwerer Neutrinos. Damit standen für die Untersuchung der Neutrino-Elektron-Streuprozesse statt 78 nur 72 Ebenen zur Verfügung.

3.2.2. Das Endsystem

Das Endsystem dient gleichzeitig als Myon-Spektrometer und Kalorimeter, das die Energie von Schauern, die im Targetkalorimeter entstehen und bis ins Endsystem reichen, mißt. Es besteht aus

- 30 kreisförmigen magnetisierbaren Eisenplatten,
- 18 Ebenen mit jeweils 128 Proportionaldriftrohren und
- 6 Ebenen mit jeweils 18 Szintillationszählern.

Die ersten 15 Platten sind 5 cm, die anderen 15 cm dick. Sie können toroidal magnetisiert werden. Die Feldrichtung wird so gewählt, daß beim Neutrino (Antineutrino) - Strahl negative (positive) Myonen fokussiert werden. Wegen der notwendigen Spulen, die bei einem Strom von 1000 A ein mittleres Magnetfeld von 1.7 T erzeugen, befindet sich in der Mitte der Eisenplatten ein Loch von 16 cm Durchmesser. Entsprechende Lücken für die Spulen gibt es auch in den Rohren und Szintillatoren.

3.2.3. Die Szintillationszähler

Die Szintillationszähler im Targetkalorimeter dienen zur genauen Messung der Energie einzelner Spuren und von Teilchenschauern. Ferner ermöglichen sie eine genaue Bestimmung von Position, Richtung und longitudinalem und transversalem Profil eines Schauers. Die erste Ebene, 4 m · 4 m groß, dient als "Veto-Ebene" gegen geladene Teilchen, die in Strahlrichtung auf den Detektor treffen. Die Zähler im Endsystem messen die Energie von Bremsstrahlungsfotonen, die von hochenergetischen Myonen im Eisen abgestrahlt werden. Eine wichtige Eigenschaft aller Szintillationszähler ist, daß die Signale schon nach einigen Nanosekunden zur Verfügung stehen, so daß sie zum Triggern verwendet werden können.

Hinter jeder Marmorplatte befinden sich 20 Szintillatoren aus Polyvinyl-Toluen (NE114) von 3 m Länge, 15 cm Breite und 3 cm Dicke. Die Gesamtfläche pro Ebene beträgt $3\text{ m} \cdot 3\text{ m}$. Der hintere Teil des Endsystems ist mit sechs Szintillatorebenen ausgestattet. Die jeweils 18 Zähler sind 44 cm breit und unterschiedlich lang. Jeder der insgesamt fast 1700 Szintillatoren

wird an einem Ende mittels eines 50 cm langen Plexiglas-Lichtleiters von einem Photomultiplier (EMI 9839A) ausgelesen; das gegenüberliegende Ende ist verspiegelt. Die Szintillationszähler sind in Aluminium-Folie und einer lichtundurchlässigen Kunststoff-Schicht verpackt.

Auf dem Weg vom Entstehungsort zum Photomultiplier wird das Licht im Szintillator abgeschwächt. Da dieser Effekt mit zunehmendem Alter des Kunststoffs zunimmt, wurden 1981 zwischen Lichtleiter und Photomultiplier Gelbfilter eingesetzt, um den kurzwelligen Lichtanteil, für den der Abschwächungseffekt besonders groß ist, zu verkleinern. Über die gesamte Länge des Szintillators variiert die Lichtausbeute um etwa 50%. Das Auslesen erfolgt - von der Strahlrichtung aus gesehen - abwechselnd rechts, unten, links und oben. Über vier Ebenen gemittelt ist so die von einem Teilchen erzeugte Pulshöhe nahezu unabhängig vom Durchgangsort.

Ein minimal ionisierendes Teilchen erzeugt im Mittel etwa 20 Photoelektronen in der Kathode des Photomultipliers. Die elektrischen Signale werden über "twisted pair" - Kabel einem "Splitter" - System zugeführt. Ein kleiner Teil des Signals wird zum Triggern benutzt, der andere über einen Spannungsteiler im Verhältnis 1 : 19 zwei 8 Bit Analog-Digital-Wandlern (ADC) (pro Szintillator) zugeführt. So lassen sich Pulshöhen in einem Bereich von 5000 Kanälen messen. Die digitalisierten Signale eines akzeptierten Ereignisses werden zwischengespeichert und von einem CAMAC-System ausgelesen.

Vor der ersten Marmorplatte waren 29 Szintillationszähler der Abmessungen 4 m · 15 cm so angebracht, daß sie sich gegenseitig etwas überlappten und insgesamt eine Fläche von 4 m · 4 m abdeckten. Diese "Veto-Ebene" diente der Erkennung geladener in den Detektor von vorn einfliegender Teilchen.

3.2.4. Die Proportionaldriftrohre

Die Proportionaldriftrohre [BOS78] dienen

- a) zur genauen Positionsmessung von Myonspuren, um Richtung und Ablenkung im magnetisierten Eisen zu bestimmen und
- b) zur Bestimmung des Ionisationsverlustes von geladenen Teilchen. Wichtig ist dies insbesondere im Eisenrahmen des Kalorimeters und im Endsystem, wo keine Szintillationszähler sind.

Insgesamt ist der CHARM-Detektor mit 96 Lagen von jeweils 128 Proportionaldriftrohren bestückt; 78 Ebenen befinden sich im Kalorimeter und 18 im Endsystem. Jedes Rohr besteht aus einem 4 m langen quadratischen Aluminiumprofil mit einem inneren Querschnitt von 2.9 cm · 2.9 cm und einem Signaldraht von 50 µm Durchmesser. Die Gasfüllung besteht aus einer Argon-Propan (95% - 5%) Mischung. Die Proportionaldriftrohre werden bei einer Spannung von etwa 1.6 kV betrieben.

Um die Gasverstärkung unabhängig vom Luftdruck zu machen, wird die Hochspannung von einem Stabilisator laufend nachgeregelt. Dieser besteht aus einem von einem radioaktiven Präparat bestrahlten Vergleichsrohr und einem Rückkopplungssystem, das den Strom im Vergleichsrohr und damit die Gasverstärkung konstant hält.

Gemessen wird jeweils die am Draht gesammelte Ladung und die Driftzeit, die bei bekannter Driftgeschwindigkeit eine Driftwegmessung mit einer Genauigkeit von 1 mm erlaubt. Jeweils 16 Rohre bilden eine Kammer, an die die Elektronikarten (ADC für die Pulshöhe und Zeit-

Digital-Konverter (TDC) für die Driftzeit) direkt angebracht sind. Das Auslesen erfolgt über ein CAMAC-System; die Signale für etwa 30 Ereignisse können zwischengespeichert werden. Die Rohrebenen sind abwechselnd vertikal und horizontal angeordnet. Um Myonspuren eindeutig in beiden Projektionen rekonstruieren und zuordnen zu können, sind drei Ebenen des Myon-Spektrometers um 12.5° um die Detektorachse gedreht. Um die Links-Rechts-Driftweg-Ambiguität aufzulösen, ist in jeder Projektion jede zweite Ebene um eine halbe Rohrbreite versetzt.

Die Positionen der Drähte sind auf etwa 0.3 mm genau bekannt. Mit Hilfe hochenergetischer Myonen, die den Detektor in Strahlrichtung durchfliegen, werden die Drahtpositionen regelmäßig überprüft.

3.2.5. Die Geigerrohre

Im Frühjahr 1981 wurden zusätzlich Geigerrohre, die im "limited streamer mode" betrieben werden, ins Targetkalorimeter eingebaut [JON83b]. Ihre Hauptaufgabe ist eine Verbesserung der Winkelauflösung, insbesondere für Elektronschauer. Auch zur Separation hadronischer und elektromagnetischer Schauer, die sich hinsichtlich der räumlichen Verteilung der angesprochenen Drähte unterscheiden, sind sie gut geeignet.

Jede Ebene ist mit 256 je 2.7 m langen quadratischen Aluminiumrohren mit einem inneren Querschnitt von $0.9\text{ cm} \cdot 0.9\text{ cm}$ bestückt. Der Drahtdurchmesser beträgt $50\ \mu\text{m}$. Die Gasmischung besteht zu 25% aus Argon und zu 75% aus Isobutan. Die Betriebsspannung beträgt etwa 3.8 kV . Die Signale von jeweils 16 Drähten werden zu einer Elektronikarte, die an der Geigerrohr-Ebene angebracht ist, geführt. Die digitale Information wird gesammelt, zwischengespeichert und durch CAMAC ausgelesen. Die Geigerrohre liefern nur eine "Ja - Nein - Information", eine Pulshöhenmessung wird nicht vorgenommen. Sie stehen senkrecht zu den Proportionaldriftrohren und parallel zu den Szintillationszählern der gleichen Marmorlücke.

3.2.6. Der Trigger

Der Trigger analysiert mit einer schnellen Elektronik die Szintillatortpulse und unterscheidet Neutrino-Ereignisse der gewünschten Sorte von anderen, durch Neutrinos oder geladene Teilchen hervorgerufenen Wechselwirkungen im Detektor. Sind alle Triggerbedingungen erfüllt, werden alle Pulshöhen und Driftzeiten digitalisiert und die Information auf Magnetband geschrieben. Eine effiziente Vorselektion von Ereignissen durch den Trigger ist wichtig, um die Totzeit gering zu halten (während der elektronischen Verarbeitung aller Daten eines Ereignisses ist der Detektor nicht in der Lage, ein zweites zu registrieren). Im folgenden werden die für die Datennahme am Neutrino-Breitband-Strahl des Jahre 1983 benutzten Triggerbedingungen für den "Haupt-Detektor" erläutert. Neutrino-Ereignisse wurden in einem Zeitintervall von einigen Millisekunden, in dem die Protonen auf das Berylliumtarget gelenkt wurden, akzeptiert, sofern (mindestens) eine der drei folgenden Bedingungen erfüllt war:

a) Elektron-Trigger

Um Ereignisse der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung zu selektieren, mußten gleichzeitig

folgende Anforderungen erfüllt sein:

- Kein Treffer in der Veto-Ebene
- Treffer in mindestens vier Ebenen
- Mindestens zwei Treffer "P"
- Mindestens zwei Treffer "R"
- Summe aller Pulshöhen überschreitet einen vorgegebenen Grenzwert.

Ein "Treffer" liegt dann vor, wenn die in einem Szintillationszähler deponierte Energie mindestens $1/4$ des mittleren Energieverlustes eines minimalionisierenden Teilchens beträgt. "P" Treffer sind solche aus der Serie der Ebenennummern 4,8,12,16,... und "R" Treffer solche der Nummern 2,6,10,14... .

b) Myon-Trigger

Myonen der quasielastischen Neutrino-Nukleon- und Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen wurden so vorselektiert:

- Kein Treffer in der Veto-Ebene
- Mindestens drei Treffer "P" oder "R"
- Mindestens zwei Ebenen des Endsystems sind getroffen.

c) "Minimum-Bias"-Trigger

Dieser Trigger spricht auf alle Neutrino-Wechselwirkungen mit einer Schauerenergie $\geq 2 \text{ GeV}$ an. Zur Reduzierung der Totzeit wurde nur jeweils jedes 5. dieser Ereignisse akzeptiert (jedoch immer, wenn auch eine der Bedingungen a) oder b) erfüllt waren). Aus der Menge dieser Ereignisse wurden später die zur Normalisierung benutzten inklusiven NC- und CC-Neutrino-Reaktionen selektiert:

- Kein Treffer in der Veto-Ebene
- Treffer in mindestens vier Ebenen
- Mindestens zwei Treffer "P" oder "R"
- Summe aller Pulshöhen überschreitet einen vorgegebenen Grenzwert (niedriger als im Elektron-Trigger).

Typische relative Totzeiten waren 10... 20%.

Die Triggereffizienz für Elektronen als Funktion der Schauerenergie ist in Abbildung 3.4 angegeben. Bei 4 GeV beträgt sie etwa 40% und steigt mit zunehmender Elektronenergie schnell an und erreicht 90% bei etwa 7 GeV . Die durchgezogene Linie zeigt eine Parametrisierung der Energieabhängigkeit, wie sie für die Datenanalyse in Kapitel 5.2 verwendet wurde.

Ist ϵ_a die Effizienz von Trigger a) für Elektronen, $s_c = 20\%$ der Anteil der aufgenommenen Ereignisse, die c) erfüllen, und nimmt man $\epsilon_c = 100\%$ an für Schauerenergien oberhalb 2 GeV , so ist die Triggereffizienz für Elektronschauer durch

$$\epsilon = \epsilon_a + s_c \epsilon_c (1 - \epsilon_a)$$

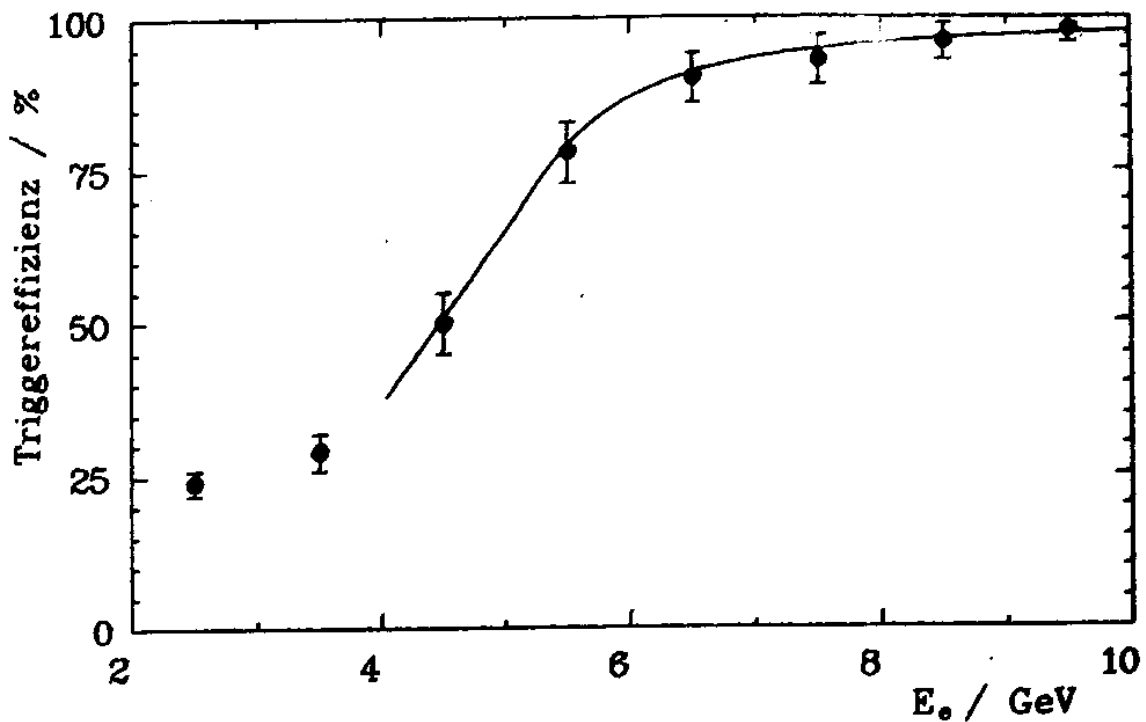


Abbildung 3.4
Triggereffizienz als Funktion der Schauerenergie

gegeben. ϵ_a wurde

- 1) aus dem Anteil der Neutrino-Elektron-Kandidaten (Abschnitt 5.2.1), die c), aber nicht a) erfüllen und
- 2) aus dem Anteil aller aufgezeichneten Ereignisse mit einem Schauer, die außer c) auch die Bedingung a) erfüllen

bestimmt. Beide Methoden führen zu den gleichen Resultaten. In Abbildung 3.4 ist ϵ als Funktion der gemessenen Elektronenergie aufgetragen.

Ferner gab es noch zwei Kalibrationstrigger, die zwischen den Neutrino-Pulsen ausgelöst wurden:

d) "Cosmic"-Trigger

Für die (off-line-) Kalibration des Szintillatorsystems und der Proportionalrohre wurden nach jedem Neutrinopuls sieben Ereignisse mit kosmischen Myonen aufgezeichnet, für die gefordert wurde, daß

- Treffer in mindestens vier Ebenen vorlagen, und daß
- mindestens drei Treffer "P" oder "R" registriert wurden.

e) "Pedestal"-Trigger

Alle 32 Pulse wurden die Szintillator-ADC's ausgelesen, um deren Nullpunkte (etwa 1 bis 5

Kanäle) zu bestimmen. Diese wurden gespeichert und von den ADC-Werten der nachfolgenden Ereignisse subtrahiert, bevor die Daten auf Band geschrieben wurden.

3.2.7. Datennahme und Online-Überwachung

Die Pulshöhen- und Driftzeitinformation aller Ereignisse eines etwa 3 ms dauernden Neutrinopulses wurde zwischengespeichert und anschließend via CAMAC einem NORD 100 Computer zugeführt. Die Daten der angesprochenen Detektorelemente sowie weitere Informationen (Trigger-Bit, Zeit, Strahl-Parameter, ...) wurden dann auf Magnetband geschrieben. Gleichzeitig wurde eine Teilmenge der Ereignisse von einem HP21MX-f - Rechner analysiert. Eine große Zahl von Histogrammen (Treffer-Multiplizitäten, Pulshöhen, usw.) wurde gefüllt und konnte jederzeit abgerufen werden. Es war möglich, einzelne Ereignisse an einem Bildschirm graphisch darzustellen. Auf diese Weise konnten defekte Detektorelemente frühzeitig erkannt und repariert oder ausgetauscht werden. Auch der Neutrino-Strahl wurde so überwacht.

Die jeweils etwa 30000 Ereignisse enthaltenden Magnetbänder wurden unmittelbar nach dem Beschreiben und auf ihre Lesbarkeit hin getestet und zu statistischen Zwecken analysiert.

3.3. Die Daten-Analyse

Die off-line Daten-Analyse wird mit dem Vielzweck-Programmpaket NAUGHT [ALL84] durchgeführt. Installiert ist es auf den CERN IBM- und CDC-Computersystemen sowie auf den Rechnern der anderen an der CHARM Kollaboration beteiligten Institute. In Hamburg werden die IBM-Computer des DESY-Rechenzentrums benutzt.

Zunächst werden die Roh-Daten geeicht und kosmische Myonereignisse herausgefiltert. Die Kalibrationskonstanten wurden zuvor mit NAUGHT bestimmt und gespeichert (Kapitel 3.4). Dann werden die für den speziellen Analysezweck benötigten Neutrino-Ereignisse selektiert. Das Programm kann Myonen, hadronische und elektromagnetische Kaskaden unterscheiden (Abschnitt 3.7). Für diese Ereignisse werden wichtige Parameter wie Vertex, Myonimpuls, Schauerenergie usw. bestimmt (Kapitel 3.6) und zusammen mit der ursprünglichen Information auf ein "Data-Summary-Tape" (DST) geschrieben. Dieses kann dann wieder von NAUGHT gelesen und die Ereignisse weiter untersucht werden. Oft wird ein "Mini-DST" erzeugt, das nur die wichtigsten kinematischen Variablen, nicht aber mehr die Information aller Treffer enthält. Mit speziellen - an die jeweilige Fragestellung angepaßten - kleineren Programmen können diese Mini-DST's dann mit geringem Rechenaufwand gelesen und analysiert werden.

3.4. Die Detektor-Eichung

Es sind zwei Aufgaben zu unterscheiden:

- Eine absolute Eichung der Pulshöhen, das heißt eine Konversion von ADC-Kanälen in den Energieverlust eines Teilchens im jeweiligen Detektorelement. Der gesamte

von einem Schauer in den Szintillatoren oder Proportionalrohren deponierte Energie muß umgerechnet werden in die totale Schauerenergie.

- Eine *relative* Eichung zur Korrektur von zeitveränderlichen Größen.

Zur absoluten Pulshöheneichung eines minimal-ionisierenden Teilchens und für die Aktualisierung der zeitabhängigen Parameter wurden kosmische Myonen verwendet. Die Eichung der Schauerenergie erfolgte in einem speziellen Teststrahl, bei dem der Detektor einem Elektronen- bzw Pionen-Strahl bekannter Energie ausgesetzt wurde [JON88d, DAU84]. Auch die Vertex- und Winkelauflösung sowie die Unterschiede hadronischer und elektromagnetischer Kaskaden konnten untersucht werden (Kapitel 3.5 und 3.6).

3.4.1. Die kosmische Eichung

Lichtabschwächung der Szintillatoren

Das Szintillatormaterial ändert im Lauf der Zeit seine Durchlässigkeit. Die mittlere Zahl der Photonen, die von der Mitte des Szintillators ausgehend den Photomultiplier erreichen, nimmt um etwa 1 % pro Monat ab.

Etwa alle zwei Monate wurden etwa 500000 Myonspuren aufgezeichnet und für jeden Zähler die Abhängigkeit der Pulshöhe vom Abstand des Teilchendurchgangs zum Photomultiplier durch eine Parabel angepaßt. Mit Hilfe dieser Parabel-Koeffizienten wurde dann in NAUGHT die Pulshöhe von Myonen (wichtig auch für die Pulshöhen-Eichung !) und Schauern als Funktion des Ortes korrigiert.

Raumladungseffekt bei Proportionaldriftrohren

Die Höhe des von einem Teilchen beim Durchgang durch ein Proportionalrohr erzeugten Pulses hängt vom Winkel der Spur zum Draht ab. Trifft das Teilchen senkrecht auf den Draht, wird die auf den Draht zudriftende Elektronenlawine durch Entstehen von Raumladungen gebremst, die Pulshöhe ist kleiner als bei anderen Winkeln. Dieser Effekt hängt von Gasgemisch und Hochspannung ab und ist somit zeitveränderlich.

Monatlich wurden ca. 50000 Myonspuren verwendet um die Winkel -Abhängigkeit der mittleren Pulshöhe zu bestimmen. Auch hier wurde eine Parabel angefitet, die für 8 bis 12 Ebenen gilt, die jeweils ein Gasmodul bilden.

Für Einzelspuren ist so eine Korrektur des Raumladungseffektes möglich, jedoch nicht bei Schauern.

Pulshöhen der Szintillatoren

Aus jeweils drei Rohdatenbändern wurden 20000 Myonspuren (Cosmic Trigger) gefiltert und für jeden Szintillationszähler die mittlere Pulshöhe ermittelt. Dabei wurde auf Lichtabschwächung und die Weglänge im Szintillator korrigiert. Für ein senkrecht den Zähler durchlaufendes minimal ionisierendes Teilchen erwartet man einen mittleren Energieverlust von etwa 7 MeV. Abbildung 3.5 zeigt die Verteilung der gemessenen Energiedeposition von 25 GeV-Myonen, die senkrecht auf die Szintillationszähler auftreffen. Landau-Fluktuationen und auch die Schwankungen der Anzahl der Photoelektronen bestimmen diese Verteilung. So wurde etwa 2-mal am Tag ein neuer Satz an Kalibrationsfaktoren bestimmt und später zur Umrechnung von ADC-Kanälen in Energieeinheiten verwendet.

Pulshöhen der Proportionaldriftrohre

Es wurden die gleichen Myonspuren wie für die Szintillator-Kalibration verwendet. Für eine

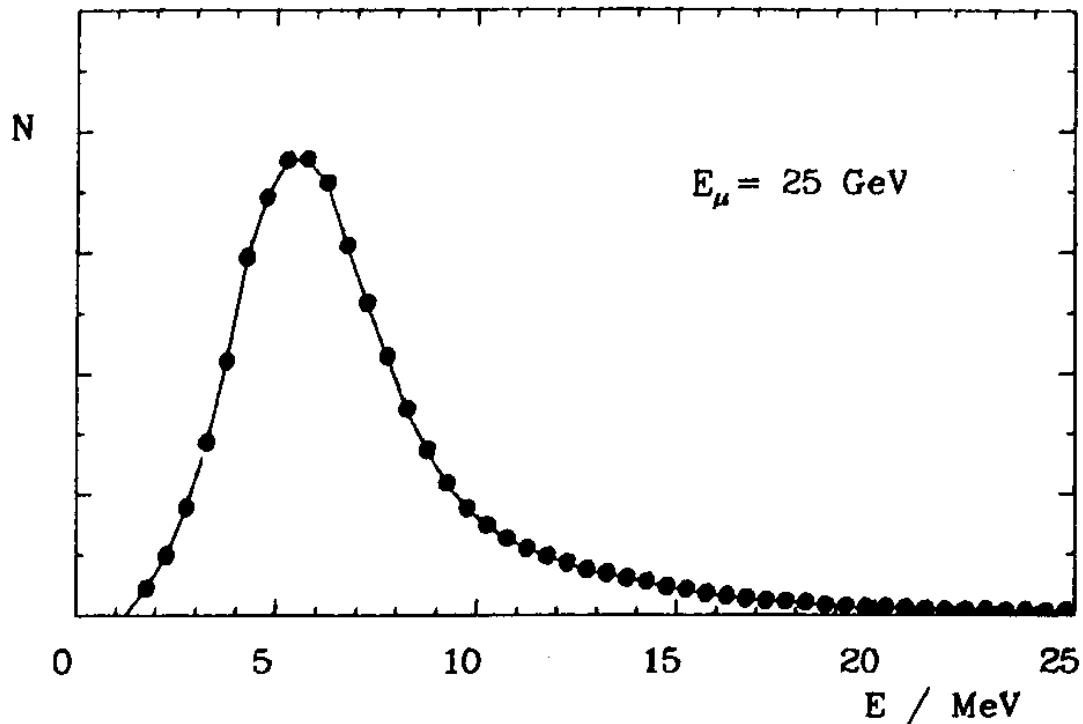


Abbildung 3.5
Landau-Verteilung für Myonen

Kammer (16 Rohre) wurde jeweils eine Proportionalitätskonstante bestimmt. Dafür wurde die Pulshöhe auf den Raumladungseffekt korrigiert. Der mittlere Energieverlust eines minimal ionisierenden Teilchens beträgt etwa 6 keV .

3.4.2. Die Teststrahl - Anordnung

Im März 1979 und im Juni 1981 wurden in einen Teil des Detektors Pionen und Elektronen einer genau bestimmten Energie zwischen 5 GeV und 140 GeV gelenkt. Dazu wurden die ersten 36 Ebenen um 3.4 m seitlich verschoben, so daß die Teilchen am CDHS-Detektor [HOL78] vorbei fliegen konnten. Der durch die Kollision von 210 GeV Protonen mit Beryllium/Kupfer erzeugte Teilchenstrahl bestand nach Ladungs- und Impulsselektion durch Magnete aus negativen Pionen, Elektronen (aus dem Zerfall von π^0 's) und einem kleinen Untergrund an Myonen (aus π^- -Zerfällen). Im Energie-Bereich von 5 bis 50 GeV konnten Pionen und Elektronen durch einen Cerenkov-Zähler unterschieden werden. Der Anteil an Elektronen betrug zwischen 90% (5 GeV) und 15% (50 GeV). Oberhalb von 50 GeV wurden nur Pion-Schauer untersucht; der Elektronenanteil wurde zu diesem Zweck durch eine etwa eine Strahlungslänge dicke Bleiplatte, die in den Strahl vor der magnetischen Fokussierung gesetzt wurde, auf nahezu null verringert. Richtung und Auftreffpunkt auf den Testdetektor wurde mit Hilfe von Magneten variiert, die einige Meter vor dem Detektor aufgebaut waren. Gemessen wurden diese Parameter mit zwei Vieldrahtproportionalkammern. Unmittelbar vor der ersten Marmorebene befand sich ein "Rückstreudetektor", bestehend aus drei Ebe-

nen (jeweils Marmor, Szintillatoren und Proportionaldriftrohre), die ein Loch besaßen, durch das der Strahl durchtreten konnte. Auf diese Weise konnte die - bei hadronischen Kaskaden wichtige - Rückstreuung von Teilchen untersucht werden. Bei Neutrino-Wechselwirkungen ist die longitudinale Vertexkoordinate innerhalb des Marmors gleichmäßig verteilt. Um diese Verschmierung für die Wechselwirkung von geladenen Strahlen mit dem Test-Aufbau zu simulieren, wurde das Loch in der letzten Ebene des Rückstreudetektors mit einem Aluminium - "Kamm" verschlossen, dessen Dicke über eine Breite von 5 cm 10-mal zwischen 0 und 8 cm variierte.

Mit diesem Aufbau wurde die Energieeichung für Schauer durchgeführt und die Entwicklung hadronischer und elektromagnetischer Kaskaden detailliert analysiert. Die Ergebnisse werden in den folgenden Kapiteln dargestellt.

Teilchenschauer bei Energien unter 6 GeV wurden mit einer kleinen Kopie des CHARM-Detektors in Moskau untersucht.

3.5. Energie- und Winkel-Messung für Elektronen

Die Energie eines Schauers kann aus der Summe der mit den Szintillatoren oder Proportionalrohren gemessenen Pulshöhen bestimmt werden und auch aus der Zahl der getroffenen Geigerrohre [ASP85]. Da die in den Szintillatoren deponierte Energie am genauesten gemessen werden kann, wird hier nur diese Methode beschrieben. Alle Pulshöhen werden geeicht und auf Lichtabschwächung korrigiert. Die Summe E_{vis} gibt den Anteil der totalen Schauerenergie E an, der in den Szintillatoren durch Ionisationsverlust der Elektronen und Positronen abgegeben wird. Dieser Anteil kann grob abgeschätzt werden durch die Dicken $d_S = 3\text{ cm}$, $d_M = 8\text{ cm}$, $d_A = 0.8\text{ cm}$ der Szintillatoren, Marmorplatten und des Aluminiums der Rohre sowie den spezifischen minimalen Energieverlusten $dE_S/dx = 2.0\text{ MeV/cm}$, $dE_M/dx = 4.6\text{ MeV/cm}$ und $dE_A/dx = 4.4\text{ MeV/cm}$:

$$\frac{E_{vis}}{E} \approx \frac{d_S \cdot dE_S/dx}{d_S \cdot dE_S/dx + d_M \cdot dE_M/dx + d_A \cdot dE_A/dx} \approx 13\% .$$

Aus der Analyse der Teststrahlendaten erhält man

$$\frac{E_{vis}}{E} = (11.1 \pm 0.3)\% .$$

Im Bereich 5...30 GeV ist dieser Wert energieunabhängig.

E_{vis} ist bei vorgegebener Schauerenergie gaußisch verteilt. Die als Verhältnis von Standardabweichung und Mittelwert definierte relative Energieauflösung kann durch

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{(18 \pm 1)\%}{\sqrt{E/\text{GeV}}}$$

parametrisiert werden. Sie nimmt mit $E^{-\frac{1}{2}}$ ab, da die Gesamtzahl N der in einem Schauer erzeugten Elektronen und Positronen proportional zur Energie E anwächst und der relative statistische Fehler der Messung proportional zu $N^{-\frac{1}{2}}$ ist.

Charakteristisch für die elastische Wechselwirkung von Neutrinos mit Elektronen ist der sehr kleine Streuwinkel. Zur Unterscheidung dieses Prozesses von Untergrundreaktionen mit

breiterer Winkelverteilung ist eine sehr gute Winkelauflösung entscheidend. Es wurden verschiedene Algorithmen entwickelt, die separat für die horizontale und vertikale Projektion des Schauers den Winkel zur Detektorachse rekonstruieren. Zwei Methoden sollen hier kurz beschrieben werden:

- A) Zunächst wird die Vertexebene bestimmt. Bei Detektormodul 1 anfangend wird die erste Marmorebene, für die die beiden nachfolgenden Szintillatorebenen mindestens jeweils 2 MeV aufweisen, gesucht. Die longitudinale Vertexkoordinate x wird durch den Mittelpunkt dieser Marmorplatte definiert. Eine der transversalen Vertexkoordinaten y und z wird durch die Proportionaldriftrohre, die andere durch die Geigerrohre festgelegt. In letzterem Fall wird der Mittelwert der Drahtkoordinaten der getroffenen Geigerrohre benutzt. Für den Proportionalrohrvertex wird bei der Mittelwertbildung jede Drahtkoordinate mit der gemessenen Pulshöhe gewichtet. Die Schauerrichtung wird dann - für beide Projektionen unabhängig - mit den Proportional- und Geigerrohren so bestimmt, daß die links und rechts von der Schauerachse deponierte Energie gleich groß ist [STA88]:

$$\begin{aligned} \sum P_i^P \cdot W(T_i^P - \Theta^P L_i^P) &= 0 \\ \sum P_i^S \cdot W(T_i^G - \Theta^G L_i^G) &= 0 \end{aligned} .$$

Summiert wird über alle getroffenen Proportional- bzw Geigerrohre. P_i^P ist die Pulshöhe in den Proportionalrohren und P_i^S die Energie in dem Szintillationszähler, der dem Geigerrohr i am nächsten liegt. T_i und L_i sind die transversalen und longitudinalen Drahtkoordinaten bezüglich des Vertex. Die Gewichtsfunktion W ist so gewählt, daß die Winkelauflösung optimal wird:

$$W(X) = \text{atan}(X/\sigma) .$$

σ ist die mit den Proportionaldriftrohren gemessene Schauerbreite. Für $E = 20\text{ GeV}$ gilt $\langle \sigma \rangle \approx 7\text{ cm}$.

- B) Ein gedachter "mittlerer" elektromagnetischer Schauer wird solange im Detektor verschoben, bis die beste Übereinstimmung mit der gemessenen räumlichen Verteilung der Treffer und Pulshöhen erreicht wird. Die Richtung des gedachten Schauers gibt dann den Winkel des Elektrons an. Aus den mit dem Testaufbau gemessenen elektromagnetischen Schauern wurde eine Parametrisierung für

$$\text{prob}(L, T, P, D, E)$$

bestimmt. $\text{prob}(L, T, P, E, D)$ gibt die Wahrscheinlichkeit an, in einem Elektronenschauer der totalen Energie E im Detektorelement des Typs D (Szintillator, Proportionalrohr, Geigerrohr) mit den longitudinalen und transversalen Koordinaten L und T einen Treffer mit Pulshöhe P zu finden. L ist definiert in Bezug auf die Vertexebene, die wie in Methode A) bestimmt wurde. Die wahre Schauerrichtung des Elektrons in der betrachteten Projektion sei durch die Gerade

$$T' = a + bL$$

definiert. Die Parameter a und b werden durch Maximieren der "Likelihood"

$$\prod_i \text{prob}(L_i, T_i - T'(L_i), P_i, D_i, E)$$

bestimmt. Das Produkt erstreckt sich über aller Detektorelemente in einem Bereich des Kalorimeters, der den Schauer beinhaltet.

Ist in der Verticebene nur ein Proportionaldriftrohr getroffen, so kann im Prinzip die Driftzeitinformation benutzt und damit die Vertex- und Winkelauflösung verbessert werden. Algorithmus A) beseitigt die Rechts-Links-Ambiguität mit Hilfe der Positionen der getroffenen Geigerrohre in der nachfolgenden Ebene [SAN84]. Im Fall B) entscheidet der höhere Likelihood-Wert über die richtige Zuordnung. In beiden Fällen wird die richtige Lösung mit einer Wahrscheinlichkeit von etwa 70% gefunden. Die Winkelauflösung verbessert sich nur geringfügig. Aus den in beiden Projektionen bestimmten Winkeln Θ_y und Θ_z wird dann der Raumwinkel

$$\Theta \approx \sqrt{\Theta_y^2 + \Theta_z^2}$$

berechnet.

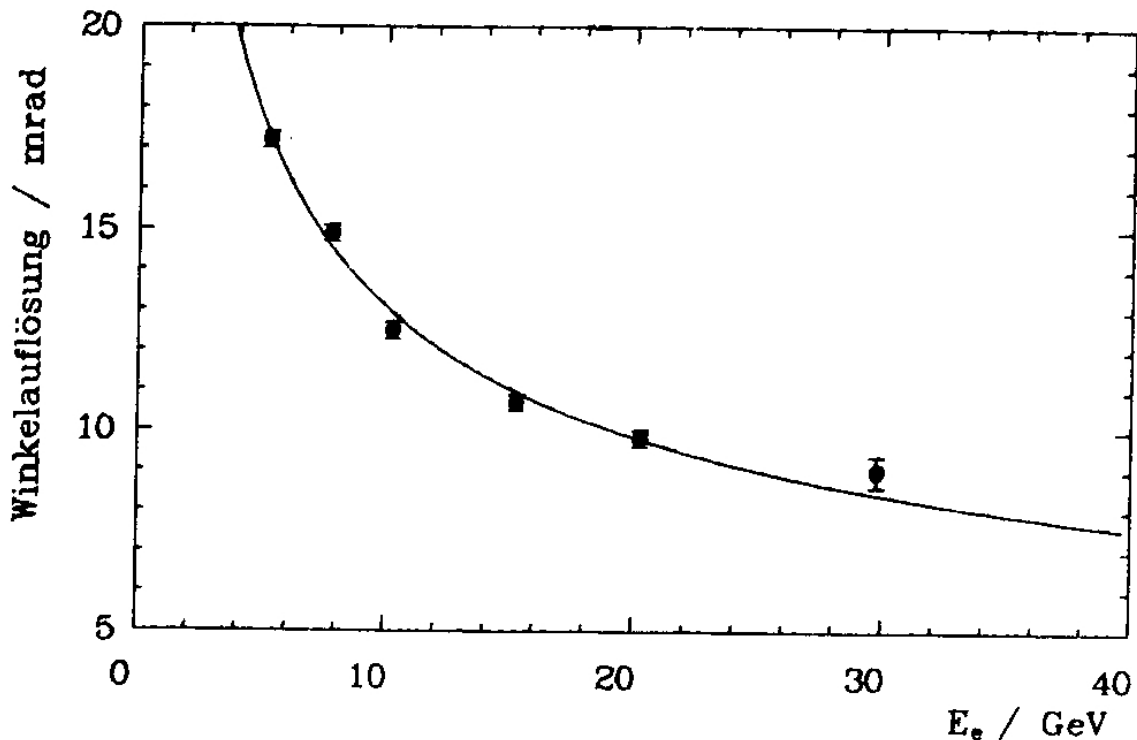


Abbildung 3.6
Winkelauflösung für elektromagnetische Schauer

Abb. 3.6 zeigt die unter Verwendung von Methode A) gemessene Auflösung des Winkels im Raum als Funktion der Schauerenergie. Es wurden nur Elektronschauer mit genau einem

Treffer in den Proportionaldriftrohren der ersten Ebene untersucht. Das sind etwa $\frac{4}{5}$ aller Ereignisse. Die Winkelauflösung als Funktion der Energie kann durch

$$\Delta\theta = \left(2 + \frac{35}{\sqrt{E/\text{GeV}}}\right) \text{ mrad}$$

parametrisiert werden. Mit Methode B) erreicht man zwar eine gleich gute Richtungsbestimmung, aber die benötigte Rechenzeit ist - bedingt durch die Suche nach dem Maximum der Likelihood-Funktion - sehr groß. Deshalb wurde für die Selektion und Analyse der Ereignisse der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung der schnellere Algorithmus A) zur Winkelbestimmung benutzt, siehe Kapitel 5. Lediglich für die endgültige Ereignismenge wurde die Schauerrichtung zu Vergleichszwecken zusätzlich nach Methode B) berechnet.

3.6. Separation hadronischer und elektromagnetischer Schauer

Zunächst werden kurz die charakteristischen Eigenschaften elektromagnetischer und hadronischer Kaskaden im CHARM-Detektor dargestellt. Anschließend werden Methoden zur Unterscheidung beider Schauertypen diskutiert.

Elektromagnetische Schauer

Die für die Entwicklung elektromagnetischer Kaskaden wichtigsten Prozesse sind Bremsstrahlung und Paarerzeugung im Feld eines Kerns. Beim Durchgang eines hochenergetischen Elektrons durch Materie strahlt es Photonen ab. Diese können in Positron-Elektron-Paare umgewandelt werden. Die entstehenden Leptonen geben wieder Energie durch Bremsstrahlung ab, usw. Der spezifische Energieverlust durch Bremsstrahlung ist

$$\frac{dE_e^B}{dx} = -\frac{E_e}{X_0}$$

Die Wahrscheinlichkeit für Paarerzeugung ist für Photonenergien $E_\gamma \gg m_e$

$$\frac{dp_\gamma}{dx} = -\frac{7}{9} \frac{1}{X_0}$$

Die Strahlungslänge X_0 beträgt für Marmor 8.7 cm. Berücksichtigt man noch das Szintillationsmaterial und das Aluminium, so folgt, daß ein Detektormodul ungefähr einer Strahlungslänge entspricht. Die Schauerentwicklung endet, wenn die Energien der Photonen unter den Minimalwert von $2m_e \approx 1 \text{ MeV}$ abgesunken sind. Bei den Elektronen und Positronen überwiegt bei kleinen Energien $E < E_c$ der Energieverlust dE^I/dx durch Ionisation und Anregung des Materials. Für Marmor beträgt die kritische Energie $E_c \approx 40 \text{ MeV}$ und der mittlere Ionisationsverlust für minimalionisierende Teilchen $dE^I/dx = 4.6 \text{ MeV/cm}$.

Andere elektromagnetische Effekte wie Compton-, Möller-, Bhabha-Streuung und Photoeffekt spielen nur eine untergeordnete Rolle.

Da die Energie E des primären Elektrons exponentiell bis zum Erreichen der kritischen Energie E_c abnimmt, kann man die Schauerlänge durch

$$L' \approx X_0 \cdot \ln(E/E_c)$$

abschätzen [PER82]. Detailliertere Überlegungen [ROS52] ergeben, daß in Marmor 90% der Schauerenergie auf einer Strecke von etwa $L = 1\text{ m}$ abgegeben werden für $E = 10\text{ GeV}$. Bei der Paarproduktion sind die mittleren Winkel zwischen ein- und auslaufendem Teilchen klein ($\approx \sqrt{m_e/E}$). Die Schauerbreite ist im wesentlichen durch die Vielfachstreuung von Elektronen mit einer Energie nahe E_c gegeben. Für Marmor befindet sich etwa 90% der Schauerenergie in einem Zylinder um die Schauerachse mit Radius $R \approx X_o \approx 9\text{ cm}$ ($E = 10\text{ GeV}$) [BAT70].

Hadronische Kaskaden sind solche, die durch ein oder mehrere Baryonen oder Mesonen ausgelöst werden. Sie entstehen z.B. bei Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen. Die Entwicklung hadronischer Schauer ist kompliziert, da es eine Vielzahl von Prozessen gibt:

- inelastische hadronische Wechselwirkungen mit Kernen, bei denen neue Mesonen und Baryonen entstehen. Die mittlere freie Weglänge, die Absorptionslänge Λ_o , beträgt für Marmor 34 cm . Die Winkel zwischen ein- und auslaufenden Teilchen sind - im Vergleich zu elektromagnetischen Kaskaden - groß.
- Zerfall von geladenen Pionen und Kaonen.
- elektromagnetische Schauer, die durch die Photonen aus π^0 -Zerfällen ausgelöst werden.

Hadronische Kaskaden sind breiter als elektromagnetische. Außerdem sind die Unterschiede von Schauer zu Schauer viel größer. Ein mittlerer hadronischer Schauer von $E = 10\text{ GeV}$ deponiert in Marmor 90% der Energie innerhalb eines Zylinders mit Radius $R \approx \Lambda_o$. Die Länge beträgt $L \approx 3 \cdot \Lambda_o \approx 1\text{ m}$ (90%) [AMA81].

Die Tabelle 3.1 faßt die wichtigsten Parameter für die im CHARM-Kalorimeter (ohne Rahmen) verwendeten Materialien zusammen. Die angegebenen Zahlen für L und R gelten für $E = 10\text{ GeV}$, hängen aber nur schwach von der Energie ab. d ist die Materialdicke pro Modul. Die letzte Zeile gibt die über die Materialien im CHARM-Kalorimeter gemittelten Werte an.

Material	d/cm	$\rho/\text{g}/\text{cm}^3$	elektromagnetisch			hadronisch		
			X_o/cm	L/cm	R/cm	Λ_o/cm	L/cm	R/cm
CaCO_3	8.0	2.75	8.7	105	9.0	34	100	35
Szintillator	3.0	1.03	42.4	440	21.0	69	210	70
Al	0.8	2.70	8.9	110	9.6	37	110	35
CHARM	20.0	1.38	19	230	9	35	210	35

Tabelle 3.1
Materialkonstanten und Schauergrößen für das CHARM-Kalorimeter

Abb. 3.7 zeigt die "On-Line-Graphik" eines e^- - bzw. eines π^- -Schauers mit $E = 15 \text{ GeV}$ im CHARM-Detektor. Es ist jeweils nur die horizontale Projektion, also nur jede zweite Ebene dargestellt. Die vertikalen Striche bezeichnen getroffene Szintillationszähler und die Punkte Treffer in den Proportionalrohren. Man erkennt den großen Unterschied in den Schauerbreiten.

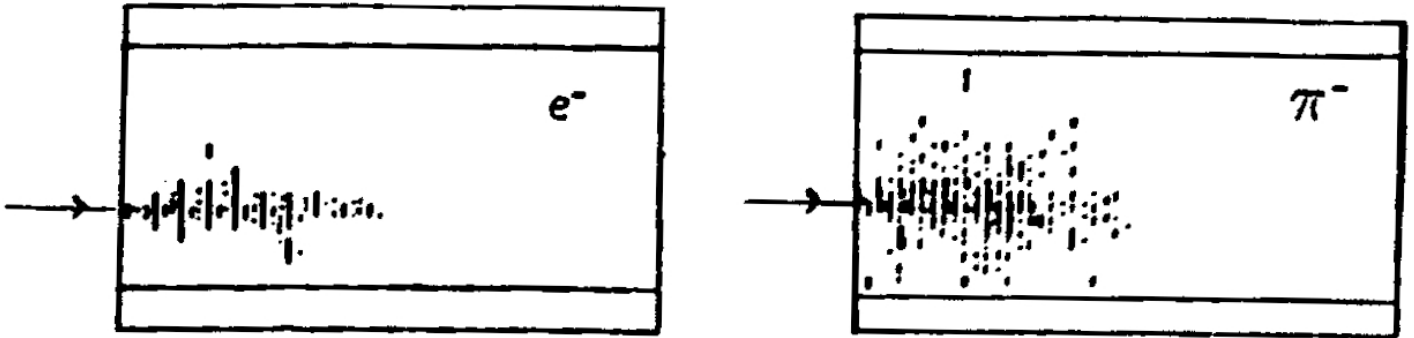


Abbildung 3.7

Ein elektromagnetischer und ein hadronischer Schauer im CHARM-Detektor

Im folgenden werden mehrere Schätzgrößen für die Schauerbreite, durch die sich elektromagnetische und hadronische Kaskaden am deutlichsten unterscheiden, erläutert. Es wird vorausgesetzt, daß die Schauerachse vorher gemessen wurde, s. Abschnitt 3.5. Alle Estimatoren können dann so konstruiert werden, daß sie winkelunabhängig sind.

Szintillatoren

Das laterale Profil eines Schauers entspricht näherungsweise einer Cauchy-Verteilung:

$$\frac{dE}{dT} = \frac{E}{\pi\Gamma} \cdot \frac{1}{1 + (T/\Gamma)^2}$$

T ist der Abstand zur Schauerachse und Γ die Halbwertsbreite. Für elektromagnetische Schauer erwartet man $\Gamma \approx 1 \text{ cm}$. Obwohl die Breite der Szintillatoren mit 15 cm etwa eine Größenordnung oberhalb dieser Zahl liegt, gelingt eine sehr gute Messung von Γ , indem man ebenenweise an die Szintillatoren um die Schauerachse herum eine Cauchy-Verteilung anpaßt und dann über alle Ebenen des Schauers mittelt.

In der Praxis geht man dabei folgendermaßen vor:

Zuerst wird für die Ebenen i einer jeden Projektion aus 7 oder 8 Szintillatoren ein Γ_i bestimmt. Dabei werden maximal 23 Ebenen, in denen Energie deponierte wurde, herangezogen. Um Rechenzeit zu sparen wird kein χ^2 - oder Maximum-Likelihood-Verfahren angewandt, sondern ein empirisch entwickelter Algorithmus benutzt [STA83, JON83d, DAU84]. Aus den Γ_i einer Projektion wird dann ein mit der in Ebene i deponierten Energie gewichteter Mittelwert gebildet. Schließlich werden die Ergebnisse für die beiden Projektionen quadratisch gemittelt und mit einem Korrekturfaktor multipliziert, der den Estimator Γ_{Szi} unabhängig von der Schauerenergie E macht:

$$\Gamma_{Szi} = \Gamma'_{Szi} \cdot \left(1 + 0.3 \cdot \left(\sqrt{\frac{E}{15 \text{ GeV}}} - 1\right)\right)$$

Die gemessene Verteilung von Γ_{Szi} für Elektron- und Pion-Ereignisse des Teststrahls zeigt Abb. 3.8. Die Mittelwerte unterscheiden sich um einen Faktor ≈ 10 . Wegen der größeren Fluktuationen in hadronischen Schauern ist die Γ_{Szi} -Verteilung für Pionen sehr breit.

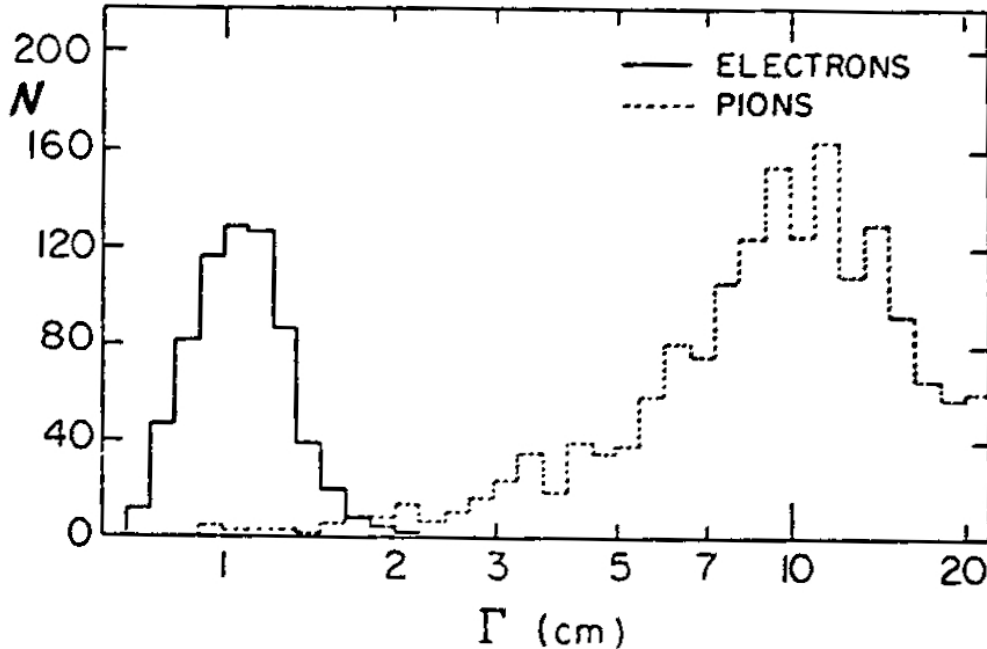


Abbildung 3.8
Szintillatorbreite Γ_{Szi} für e^- - und π^- -Schauer [DOR86b]

Geigerrohre

Es wird die Verteilung der Positionen aller getroffenen Geigerrohre relativ zur Schauerachse gebildet. Die Standardabweichung σ_{Gei} ist ein Maß für die Schauerbreite. Abb. 3.9 zeigt die gemessenen σ_{Gei} -Häufigkeiten für 10 GeV-Schauer. Es ergibt sich qualitativ das gleiche Bild wie im Fall der Szintillatorbreite. Der Mittelwert steigt geringfügig mit der Schauerenergie an. Eine weitere Möglichkeit der Diskriminierung zwischen hadronischen und elektromagnetischen Schauern mit Hilfe der Geigerrohre wird in Abschnitt 5.2.1 beschrieben ("holicity").

Proportionaldriftrohre

Man bildet das Verhältnis der in einem Abstand $< 6\text{ cm}$ von der Schauerachse deponierten Energie zur Gesamtschauerenergie [ASP80]. Auch in diesem Fall erhält man eine gute Trennung von Elektronen und Pionen. Eine zweite Möglichkeit besteht in der Berechnung der Standardabweichung wie im Falle der Geigerrohre, mit dem einzigen Unterschied einer Wichtung der einzelnen Treffer proportional zur Pulshöhe.

Die verschiedenen Estimatoren sind alle so gut, daß mit einem geeigneten Schnitt Elektronen mit einer Effizienz von ca. 95% selektiert werden, während die entsprechende Zahl für Pionen bei nur etwa 1% liegt. Da jedoch alle Estimatoren relativ stark korreliert sind, kann durch Kombination der auf verschiedene Weisen bestimmten Schauerbreiten die Elektron-Pion-Trennung nicht wesentlich verbessert werden.

Die Schauerlänge ist im CHARM-Detektor nahezu gleich für Elektronen und Pionen. Trotzdem ergeben sich wegen der stärkeren Fluktuationen hadronischer Schauer unterschiedli-

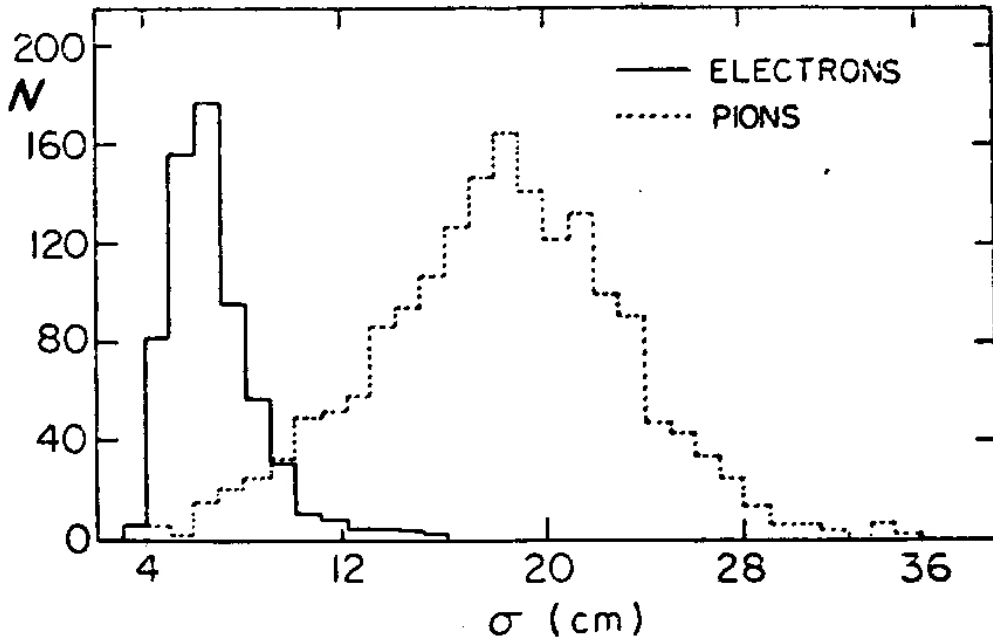


Abbildung 3.9
Schauerbreite σ_{Gei} für e^- - und π^- -Schauer [DOR86b]

che Verteilungen der Schauerlänge. Diese wird als der longitudinale Schwerpunkt des Schauers so definiert:

$$L_{Szi} = \frac{1}{E} \cdot \sum_i E_i L_i - X_0 \cdot \ln(E/20 \text{ GeV})$$

E_i bezeichnet die Szintillatorenergie der Ebene i und L_i die longitudinale Koordinate bezüglich des Vertex. Der Korrekturterm macht die Größe L_{Szi} nahezu unabhängig von der Schauerenergie im Fall elektromagnetischer Kaskaden. Abbildung 3.10 vergleicht die L_{Szi} -Verteilungen für Pionen und Elektronen.

Für die endgültige Selektion der Kandidaten der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung (Abschnitt 5.2.1) werden die Estimatoren Γ_{Szi} , σ_{Gei} und L_{Szi} benutzt: Mit den Schnitten

$$\begin{aligned} \Gamma_{Szi} &< 1.8 \text{ cm} \\ \sigma_{Gei} &< 11 \dots 14 \text{ cm} \quad (E = 4 \dots 30 \text{ GeV}) \\ L_{Szi} &> 92 \text{ cm} \quad \text{und} \quad L_{Szi} < 165 \text{ cm} \end{aligned}$$

ergibt sich eine praktisch energieunabhängige Effizienz für die Selektion von Elektronen von

$$\epsilon_{\text{Schauer}}^e = 85\% \pm 5\%$$

Hadronische Schauer, wie sie in tief inelastischen Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen entstehen, unterscheiden sich von durch einzelne π^- -Mesonen induzierte Kaskaden durch Multiplizität und Art der beteiligten Teilchen. Insbesondere der zu elektromagnetischen Teilschauern führende π^0 -Anteil ist hier zu nennen. Deshalb kann die Wahrscheinlichkeit dafür, daß hadronische Schauer aus semileptonischen Neutrino-Wechselwirkungen obige Schnitte passieren

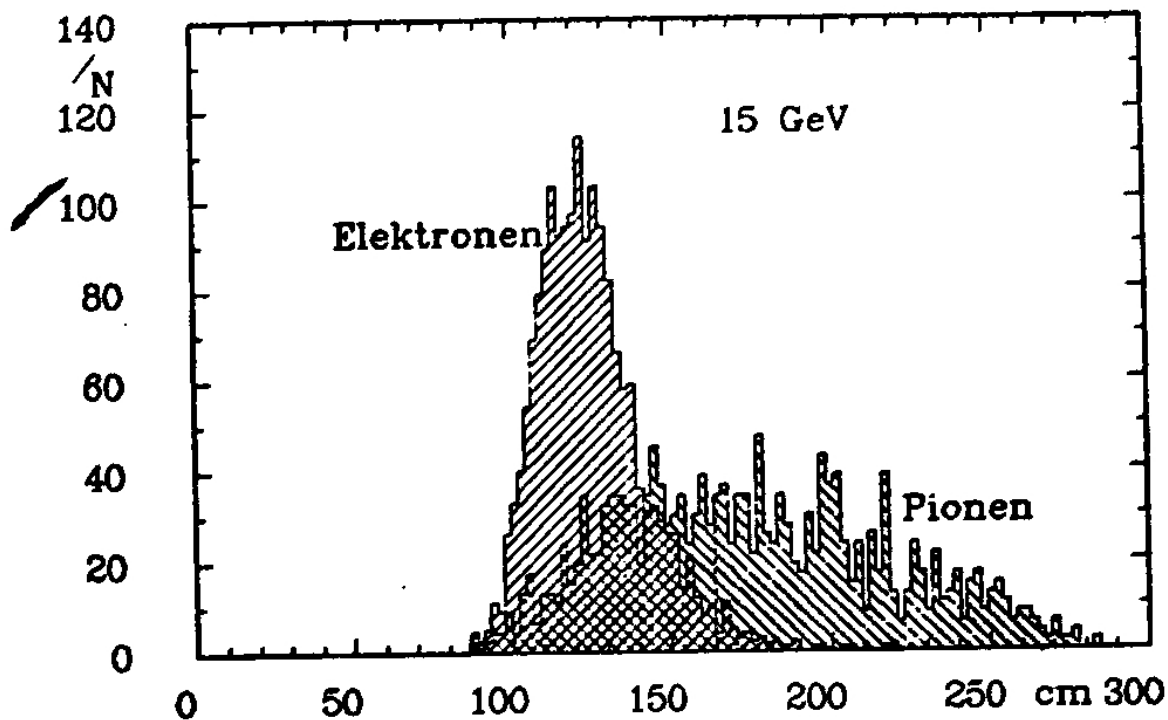


Abbildung 3.10
Schauerlänge L für e^- - und π^- -Schauer [DAU84]

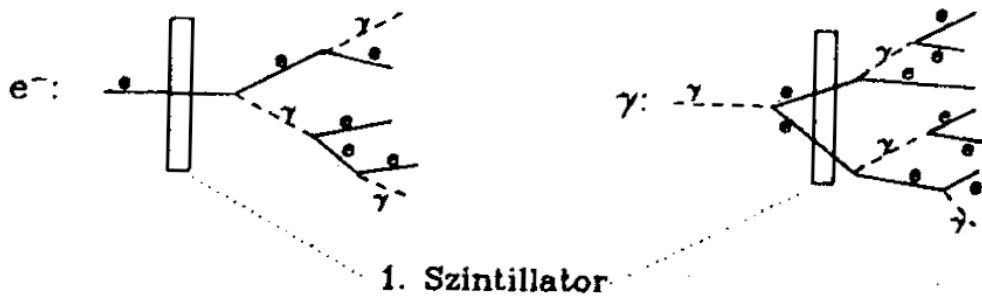
nur bedingt aus den π^- -Ereignissen des Teststrahls bestimmt werden. Eine konservative Abschätzung ist

$$\epsilon_{\text{Schauer}}^h < 1\%$$

3.7. Unterscheidung Elektron- und Photon-induzierter Schauer

Einen wichtigen elektromagnetischen Untergrund für die elastische Neutrino-Elektron-Streuung stellen kohärent erzeugte Photonen und neutrale Pionen dar. Letztere zerfallen wegen der kurzen Lebensdauer von nur etwa 10^{-16} s in unmittelbarer Nähe des Entstehungsortes in zwei Photonen (98.8%) oder ein Elektron-Positron-Paar (1.2%). Auf statistischer Basis können durch Elektronen induzierte Kaskaden von Photonschauern aufgrund der in der ersten Ebene deponierten Szintillatorenergie E_{Firat} unterschieden werden:

Elektronenschauer beginnen mit einem geladenen Teilchen. Man erwartet in diesem Fall im Mittel $E_{\text{Firat}}^e \approx 6 \text{ MeV}$. Photonschauer werden im Detektor erst sichtbar, wenn das Photon in ein Elektron-Positron-Paar umgewandelt ist; dann sind es zwei geladene Teilchen, die den ersten Szintillator durchfliegen: $E_{\text{Firat}}^\gamma \approx 12 \text{ MeV}$.



Um die unterschiedlichen E_{First} -Verteilungen genau zu bestimmen, wurden die Entwicklung von e^- - und π^0 -Schauern im CHARM-Detektor mit dem Programm EGS ("Electron-Gamma-Simulation") [FOR78] simuliert. Dieses Monte-Carlo (MC) - Programm berücksichtigt alle Prozesse, die im Zusammenhang mit elektromagnetischen Schauern eine Rolle spielen, siehe Abschnitt 3.6. Es wurde an die Geometrie und Materialien des CHARM-Detektors angepaßt. Elektronische Schwelleneffekte für die verschiedenen Detektorkomponenten wurden simuliert und auch die Lichtabschwächung in den Szintillatoren. Entsprechend der Zahl der Photoelektronen wurden die Szintillatorpulshöhen mit einer Poisson-Verteilung gefaltet und so "kalibriert", daß der wahrscheinlichste Wert für ein minimalionisierendes Elektron 5.5 MeV beträgt. Die MC-Ereignisse wurden im Datenformat abgespeichert, so daß sie wie gemessene Schauer mit NAUGHT analysiert werden konnten.

Um das MC-Programm zu testen, wurden zunächst Elektronschauer für die Geometrie des Testaufbaus simuliert und dann mit NAUGHT wichtige Größen wie E_{vis} , E_{First} , Γ_{Sxi} und die Treffermultiplizitäten in der Vertexebene bestimmt. Ein Vergleich mit den entsprechenden gemessenen Verteilungen ergibt gute Übereinstimmung für alle Energien und Winkel.

Dann wurden Elektronschauer mit einer Energie- und Winkelverteilung simuliert, wie sie für Neutrino-Elektron-Ereignisse im Breitband-Neutrinostrahl zu erwarten sind. Strahlungskorrekturen wurden durch zusätzliche Photonen, deren Energieverteilung in Abschnitt 2.3 angegeben ist, explizit berücksichtigt. Auf die so erzeugten Ereignisse wurden dann alle Schnitte (Schauerprofil, Kinematik, Vertex) angewandt, die zur Selektion von Neutrino-Elektron-Ereignissen benutzt werden, s. Abschnitt 5.2.1.

Entsprechend wurden - gemäß dem differentiellen Wirkungsquerschnitt der kohärenten π^0 -Erzeugung [REI83] - neutrale Pionen erzeugt, die in zwei Photonen zerfallen und aufschauern. Der Winkel $\Theta_{\gamma\gamma}$ zwischen den Photonen ist bei hohen Pionenergien E_π im Laborsystem näherungsweise durch $\Theta_{\gamma\gamma} \approx 2 \frac{m_\pi}{E_\pi}$ gegeben. Für $E_\pi = 15 \text{ GeV}$ folgt $\Theta_{\gamma\gamma} \approx 20 \text{ mrad}$. Dieser Winkel ist so klein, daß die beiden γ -Schauer nicht getrennt werden können, also im CHARM-Detektor wie eine einzige elektromagnetische Kaskade aussehen.

Es wurden die gleichen Selektionskriterien angewandt wie für die Neutrino-Elektron-Ereignisse.

Das Ergebnis zeigt Abb. 3.11. Die E_{First} -Verteilung für Elektronen hat ihr Maximum bei etwa 6 MeV , die für π^0 -Schauer bei ungefähr 12 MeV , was der Erwartung entspricht. Einen Wert unterhalb von 8 MeV haben etwa 40% der Elektronen, aber nur ca. 5% der Pionen.

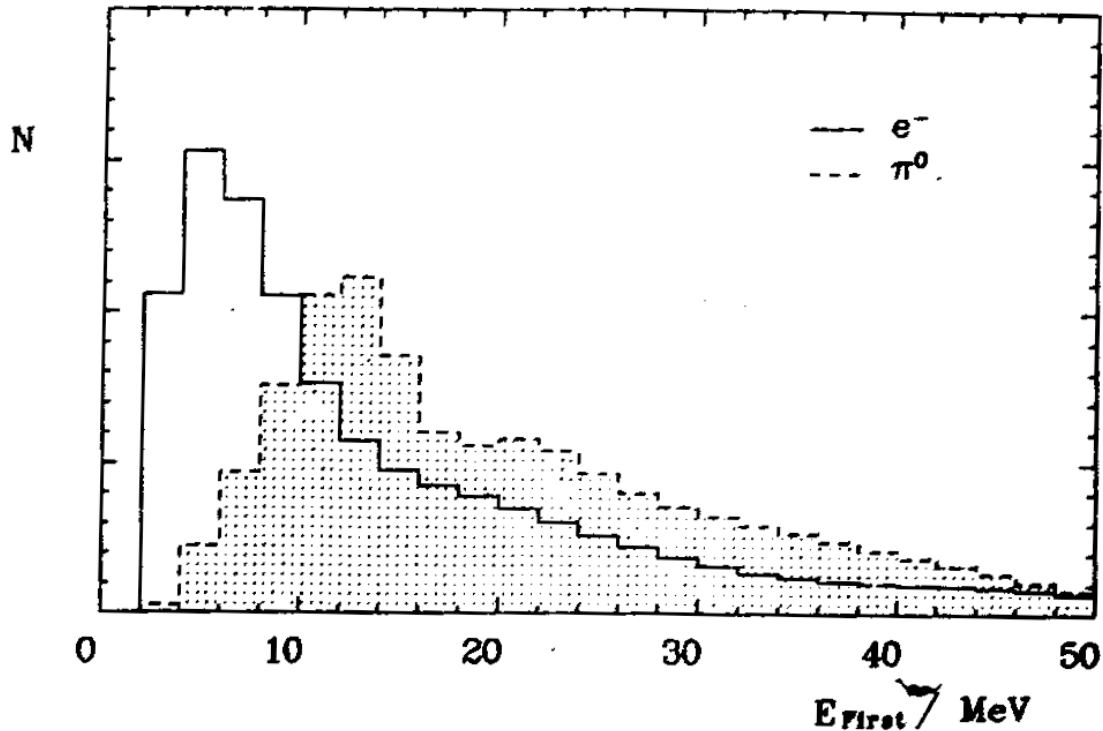


Abbildung 3.11
 E_{First} -Verteilungen für e^- - und π^0 -Schauer

3.8. Impuls- und Winkel-Messung für Myonen

Ladung und Impuls der Myonen werden aus der gemessenen Ablenkung der Teilchen im magnetisierten Eisen des Rahmens und des Endsystems bestimmt. Da in quasielastischen Myon-Neutrino-Streuprozessen und beim inversen Myon-Zerfall Myonen mit kleinem Winkel zur Detektorachse und hoher Energie entstehen, soll hier nur der Fall erläutert werden, in dem das Lepton das Endsystem vollständig durchfliegt. Das im Analyseprogramm NAUGHT verwendete Verfahren kann hier nur skizziert werden [GRO81, PAN81, MET82]:

Zunächst muß in beiden Projektionen erst im Endsystem und dann im Kalorimeter eine Spur gefunden werden. Mit Hilfe der gedrehten Proportionalebene werden dann die Spuren in den einzelnen Projektionen einander zugeordnet. In den oben genannten Prozessen entsteht nur ein Myon und keine oder nur sehr wenig hadronische Energie. Damit ist die Spurrekonstruktion unproblematisch (Effizienz > 99%).

Mit einer Anpassungsrechnung nach der Methode der kleinsten Quadrate wird aus den Myonkoordinaten in den Ebenen des Endsystems Ladung und Impuls bestimmt. Berücksichtigt werden außer dem Magnetfeld auch Energieverlust und Vielfachstreuung des Myons beim Durchgang durch das Eisen. Die Myonkoordinaten erhält man - bis auf eine Links-Rechts-Zweideutigkeit - aus der Position des Drahtes des getroffenen Proportionalrohres und der gemessenen Driftzeit. Die Ambiguität wird beseitigt, indem zunächst für alle möglichen Kombinationen eine Anpassung durchgeführt wird. Die mit dem kleinsten χ^2 definiert dann die jeweils richtige Driftrichtung. Falls die Driftzeiten nicht zu einer guten Anpassung führen, werden die Driftkoordinaten teilweise oder vollständig durch die Drahtkoordinaten ersetzt.

Der mittlere relative Fehler der Impulsmessung beträgt

$$\frac{\Delta p_\mu}{p_\mu} = \sqrt{(0.14)^2 + (0.001 \cdot p_\mu / \text{GeV})^2}$$

Der konstante Term beschreibt den Einfluß der Vielfachstreuung, die wie die Ablenkung im Magnetfeld proportional zu $1/p_\mu$ ist. Der zweite Summand steht für die Ortsauflösung von etwa 1 mm der Driftrohre. Die Gleichung für $\frac{\Delta p_\mu}{p_\mu}$ gibt lediglich einen Mittelwert für die Impulsauflösung an. Sie hängt ab von der Länge und Lage der Spur und wird durch Fehlmessungen der Driftzeit beeinflusst. Bei einem typischen Myonenimpuls von $p_\mu = 25 \text{ GeV}$ ist die Impulsauflösung also etwa $4 \text{ GeV} = 15\% \cdot p_\mu$.

NAUGHT gibt für jedes Myon außer dem Impuls selbst auch eine Abschätzung für den Meßfehler Δp_μ an. Für die Analyse der quasielastischen Ereignisse werden nur solche Myonen akzeptiert, für die $\Delta p_\mu < 25\% \cdot p_\mu$ gilt. Damit ist die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Ladungsbestimmung vernachlässigbar klein ($< 10^{-3}$). Die Effizienz ϵ für eine Impulsbestimmung der geforderten Güte hängt von der Vertexposition, Richtung und Energie ab. Gemittelt über das Targetkalorimeter (mit $|y|, |z| < 1.15 \text{ m}$) und für kleine Winkel $\approx 30 \text{ mrad}$ zur Detektorachse gilt näherungsweise $\epsilon = 0.95$ für $p_\mu = 15 \text{ GeV}$ und $\epsilon = 0.90$ für $p_\mu = 100 \text{ GeV}$. Für vom Magnetfeld defokussierte Myonen ist die Effizienz etwas kleiner als für solche, die vom Magnetfeld in Richtung Detektorachse abgelenkt werden.

Die Richtung des Myons wird durch Anpassung einer Geraden an die Ortskoordinaten im nichtmagnetisierten Teil des Kalorimeters bestimmt. Die Winkelauflösung hängt von der Länge der Spur und wegen der Vielfachstreuung vom Impuls ab. Gemittelt über die ersten 63 Detektorebenen und kleine Winkel kann die Winkelauflösung pro Projektion näherungsweise durch

$$\Delta \Theta_\mu = \left(0.5 + 1.1 \cdot \frac{20 \text{ GeV}}{p_\mu} \right) \text{ mrad}$$

beschrieben werden. Der erste Term berücksichtigt die Auflösung der Proportionalrohre und der zweite Summand beschreibt den Einfluß der Vielfachstreuung.

4. Bestimmung der Neutrinoflüsse

Entscheidend für eine physikalische Interpretation der experimentell ermittelten Anzahl der $\nu_{\mu}e$ -Wechselwirkungen im CHARM-Detektor ist eine gute Kenntnis der Neutrinoflüsse. Zu bestimmen sind:

- die relativen Anteile der Neutrinosorten ν_{μ} , $\bar{\nu}_{\mu}$, ν_e und $\bar{\nu}_e$,
- deren Energieverteilung,
- der absolute mit der Energie gewichtete Neutrinofluß

$$\Phi = \int \frac{dN}{dE^{\nu}} \cdot E^{\nu} dE^{\nu} = N_{tot} \cdot \langle E^{\nu} \rangle,$$

wobei N_{tot} die Gesamtzahl der Neutrinos, die den Detektor während der Breitbandstrahlperiode '83 passierten und $\langle E^{\nu} \rangle$ der Mittelwert der Energie ist, und

- der Quotient der energiegewichteten Flüsse von Antineutrino- und Neutrino-Strahl $F = \Phi^{\nu}(\bar{\nu}_{\mu})/\Phi^{\nu}(\nu_{\mu})$.

Die letztere Größe, der relative Normierungsfaktor F , wird für die Bestimmung des Verhältnisses der Wirkungsquerschnitte der Prozesse $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$ und $\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e$, R , benötigt. Da die Fehler von Zähler und Nenner korreliert sind, kann der Quotient F vergleichsweise genau gemessen werden.

Es gibt prinzipiell zwei Möglichkeiten zur Bestimmung der gesuchten Größen und Verteilungen:

a) Monte-Carlo-Simulation und Myonflußmessung

Energie- und Winkelverteilungen der das Target verlassenden Pionen und Kaonen sind aus Messungen bekannt [ATH80]. Unter Berücksichtigung aller Fokussierungselemente, der Zerfallskinetik und der Absorption in Eisen und Erde kann der Neutrinofluß im CHARM-Detektor berechnet werden. Auch der Myonfluß im Eisenabsorber hinter dem Zerfallstunnel kann so vorausgesagt und mit den Messungen der Festkörperzähler verglichen werden. Man erhält auf diese Weise eine absolute Eichung. Allerdings können die Halbleiterdetektoren nicht zwischen positiven und negativen Teilchen unterscheiden, so daß eine zuverlässige Bestimmung des Untergrundes von Myon-Neutrinos der "falschen" Sorte nicht möglich ist. Die Energieverteilung der Myonen kann aus der Abnahme des Myonflusses mit zunehmender Absorberdicke bestimmt werden. Da aber die Energiespektren für nach vorn fliegende Myonen aus K- und π -Zerfällen nahezu gleich sind, können die verschiedenen Anteile nicht separiert werden.

b) Neutrino-Ereignisse einer Reaktion mit bekanntem Wirkungsquerschnitt.

Aus der Anzahl von Neutrino-Wechselwirkungen einer bestimmten Art im Detektor während der Breitbandstrahl-Meßperiode kann bei bekanntem Wirkungsquerschnitt die totale Zahl von Neutrinos, die den Detektor passiert haben, berechnet werden. Im Fall eines CC-Prozesses kann die Neutrinoenergie als Summe von myonischer und hadronischer Energie gemessen werden. Die Ladung eines Myons im Endzustand erlaubt eine Trennung von ν_{μ} - und $\bar{\nu}_{\mu}$ -Ereignissen. Geeignete Reaktionen sind

- inklusive CC- und NC-Neutrino-Kern-Wechselwirkungen und

- quasielastische Neutrino-Kern-Wechselwirkungen.

Eine Messung des Myonflusses wurde für die Breibandstrahl-Periode '83 nicht vorgenommen. Mit dem Neutrinostrahl-MC-Programm NUBEAM [VIS79] wurden die Energie-Verteilungen der Elektron-Neutrinos und das Verhältnis der Flüsse von ν_e und $\bar{\nu}_e$ bestimmt, siehe Abschnitt 4.1.

Absolute und relative Normierung sowie den Anteil an Elektron-Neutrinos liefert die Analyse inklusiver Neutrino-Wechselwirkungen, wie in Abschnitt 4.2 kurz dargestellt wird.

Energieverteilungen der Myon-(Anti-)Neutrinos, der Anteil von Myon-Antineutrinos im Neutrino-Strahl und umgekehrt sowie der relative Normalisierungsfaktor lassen sich aus der Untersuchung quasielastischer Myon-Neutrino-Ereignisse gewinnen. Das Verstehen dieser Ereignisse ist auch wichtig für die Abtrennung des Untergrundes von ν_e -induzierten quasielastischen Ereignisse in der Datenmenge der $\nu_\mu e$ -Ereignisse, siehe Abschnitte 5.2.2 und 5.2.3. Da der statistische Fehler von R wegen der relativ kleinen Zahl von elastischen $\nu_\mu e$ -Ereignissen groß ist, ist eine Bestimmung von F mit einem relativen Fehler von 20% ausreichend. Im Hinblick auf ein im Aufbau befindliches Nachfolgeexperiment [BUS83a, b], dessen Ziel eine Messung von R mit einem Fehler von etwa 5% ist, soll hier versucht werden, F mit einem möglichst kleinen Fehler zu bestimmen und mögliche Schwierigkeiten aufzuzeigen und zu beseitigen. Im Abschnitt 4.3 wird deshalb eine ausführliche Beschreibung der Analyse quasielastischer Prozesse mit Myon-Neutrinos erfolgen.

Abschnitt 4.4 faßt alle Neutrinoflußgrößen zusammen.

NC- $\nu_\mu e$ -Ereignisse werden nur selektiert, wenn der Wechselwirkungspunkt im "nutzbaren Detektorvolumen" liegt, d.h. zwischen Ebene 7 und 63 und $|y|, |z| \leq 1.15 m$. So ist sichergestellt, daß der Elektronschauer sich im Targetkalorimeter befindet und vollständig von allen Detektorelementen erfaßt wird.

Intensität und Energie der Neutrinos sowie der relative Anteil der verschiedenen Neutrinosorten hängen vom Abstand Vertex-Detektorachse ab. Alle Neutrinoflußgrößen sind daher als Mittelwerte über das oben definierte nutzbare Detektorvolumen zu bestimmen.

4.1. Ergebnisse der MC-Rechnung

Ein bis zwei Prozent der den Detektor erreichenden Neutrinos sind aus K -Zerfällen stammende Elektron-(Anti-)Neutrinos. Die vom Monte-Carlo-Programm NUBEAM [VIS79] berechneten Energieverteilungen der Elektron-Neutrinos zeigt Abb. 4.1.

Die Mittelwerte für Neutrino(ν)- und Antineutrino($\bar{\nu}$)-Strahl sind:

$$\begin{aligned} \nu : & \langle E(\nu_e) \rangle = (47 \pm 3) \text{ GeV} & \langle E(\bar{\nu}_e) \rangle & = (32 \pm 3) \text{ GeV} \\ \bar{\nu} : & \langle E(\bar{\nu}_e) \rangle = (35 \pm 3) \text{ GeV} & \langle E(\nu_e) \rangle & = (29 \pm 3) \text{ GeV} . \end{aligned}$$

Das Verhältnis der energiegewichteten Flüsse von Elektron-Neutrinos und -Antineutrinos ist

$$\begin{aligned} \nu : & \Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi(\nu_e) = 0.2 \pm 0.05 \\ \bar{\nu} : & \Phi(\nu_e)/\Phi(\bar{\nu}_e) = 0.5 \pm 0.1 . \end{aligned}$$

Die Energieverteilungen der Myonneutrinos zeigt Abbildung 4.2. Die relative Normierung der Verteilungen für Neutrinos und Antineutrinos in Abb. 4.1 und 4.2 entspricht dem Verhältnis der jeweiligen Flüsse, siehe Abschnitt 4.4.

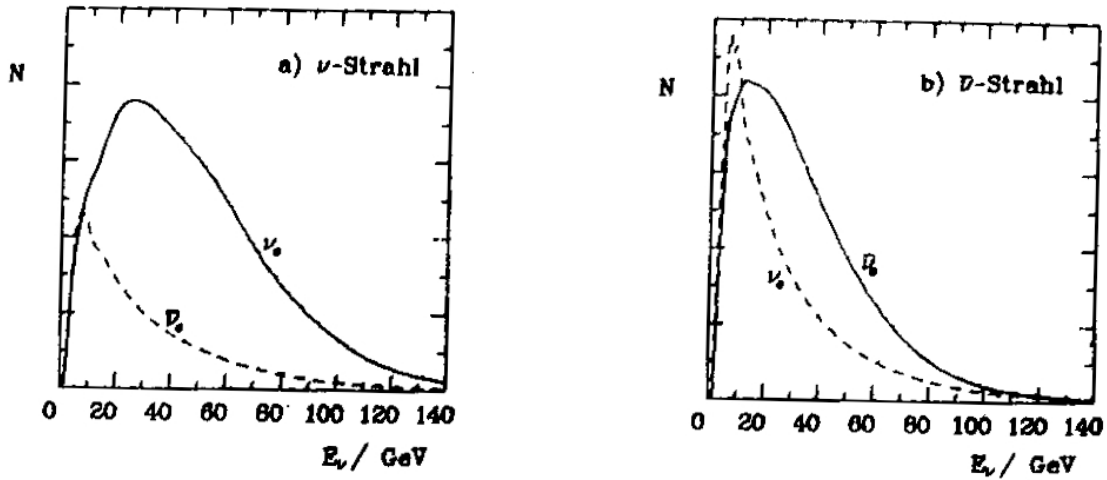


Abbildung 4.1
Energieverteilungen der Elektron-Neutrinos

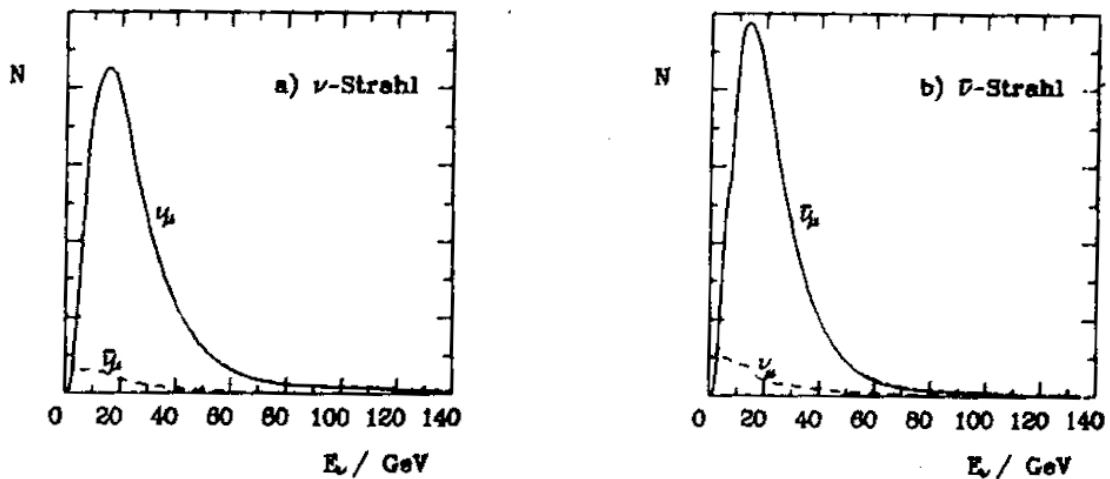


Abbildung 4.2
Energieverteilungen der Myon-Neutrinos

4.2. Analyse inklusiver Neutrino-Kern-Wechselwirkungen

Dieser Untersuchung liegen 10% aller "Minimum-Bias"-Trigger-Ereignisse zugrunde, die vom Analyseprogramm NAUGHT als NC- oder CC-Neutrino-Wechselwirkungen klassifiziert wurden. Das Auftreten eines Myons dient als Unterscheidungsmerkmal. Die hadronische Energie und der Myonimpuls (CC) mußten mindestens 1.5 GeV betragen. Die longitudinale Vertexkoordinate war auf die Ebenen 10 bis 58 eingeschränkt. Unter diesen Bedingungen findet man die folgenden Anzahlen von Ereignissen:

$$\nu : 20179 \pm 142$$

$$\bar{\nu} : 11903 \pm 109$$

Nimmt man an, daß die y -Verteilungen für CC- und NC-Ereignisse der inelastischen Myon-Neutrino-Quark-Streuung etwa gleich sind [KRO81, JON81a, JON81b, ABT86], so sollten die Verteilungen der Hadronenergie in beiden Fällen übereinstimmen. Man beobachtet jedoch bei Energien $E_{Schauer} \geq 30 \text{ GeV}$ einen Überschuß an NC-Ereignissen, wenn man NC- und CC-Verteilungen im Energiebereich $E_{Schauer} = 10 \dots 30 \text{ GeV}$ normalisiert. Dieser Überschuß beträgt

$$\nu : 282 \pm 121$$

$$\bar{\nu} : 190 \pm 95$$

Ereignisse. Der große systematische Fehler ist bedingt durch Unsicherheiten in der Ereignis-Klassifikation. Es handelt sich hier um CC-Ereignisse, die durch Elektron-Neutrinos oder -Antineutrinos induziert wurden und wegen des nicht vorhandenen Myons als NC-Wechselwirkung klassifiziert wurden. Durch Elektron-Neutrinos ausgelöste NC-Ereignisse tragen sowohl zum nieder- als auch hochenergetischen Teil des $E_{Schauer}$ -Spektrums bei und sind deshalb - in der groben Näherung gleicher Energieverteilungen für Myon- und Elektron-Neutrinos - nicht von ν_{μ} -NC-Wechselwirkungen zu unterscheiden.

Berücksichtigt man den Untergrund von Myon-Antineutrinos im ν -Strahl und umgekehrt (s. Abschnitt 4.3) sowie die in Abschnitt 4.1 angegebenen Anteile von Elektron-Neutrinos und -Antineutrinos, so ergibt sich:

$$\nu : \Phi(\nu_e)/\Phi(\nu_{\mu}) = 0.017 \pm 0.009 \quad \Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi(\nu_{\mu}) = 0.004 \pm 0.002$$

$$\bar{\nu} : \Phi(\bar{\nu}_e)/\Phi(\bar{\nu}_{\mu}) = 0.012 \pm 0.006 \quad \Phi(\nu_e)/\Phi(\bar{\nu}_{\mu}) = 0.006 \pm 0.003.$$

Diese Zahlen sind konsistent mit der Zahl der quasielastischen Elektron-(Anti-)Neutrino-Ereignisse, die in Kapitel 5.2.3 bestimmt wird.

Um den Normierungsfaktor F zu bestimmen, müssen an die rohen Ereigniszahlen kleine Akzeptanzkorrekturen angebracht werden. Ferner muß auf die Kontamination des Strahls mit Elektron-Neutrinos sowie Myon-Neutrinos der "falschen Sorte" korrigiert werden. Zur Berechnung des absoluten energiegewichteten Neutrinoflusses muß noch mit den Reduktionsfaktoren von Trigger (=5) und Analyse (=10) multipliziert und auf das nutzbare Detektorvolumen extrapoliert werden:

$$\nu : (1.156 \pm 0.019) \cdot 10^6$$

$$\bar{\nu} : (0.676 \pm 0.029) \cdot 10^6.$$

Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte pro Nukleon sind die Summe der in Abschnitt 2.4.1 angegebenen NC- und CC-Wirkungsquerschnitte:

$$\nu : \sigma = (0.797 \pm 0.029) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E/\text{GeV}$$

$$\bar{\nu} : \sigma = (0.415 \pm 0.017) \cdot 10^{-38} \text{ cm}^2 \cdot E/\text{GeV}.$$

Damit folgt für den relativen Normierungsfaktor F :

$$F = \Phi^{\bar{\nu}}(\bar{\nu}_{\mu})/\Phi^{\nu}(\nu_{\mu}) = 1.12 \pm 0.01 \pm 0.08$$

und für die energiegewichteten Neutrinoflüsse:

$$\nu : \Phi(\nu_{\mu}) = (1.45 \pm 0.06) \cdot 10^{44} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2} \frac{A}{N_{\text{Nukleon}}}$$

$$\bar{\nu} : \Phi(\bar{\nu}_{\mu}) = (1.63 \pm 0.06) \cdot 10^{44} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2} \frac{A}{N_{\text{Nukleon}}}$$

: Hier ist $N_{\text{Nukleon}} = 5 \cdot 10^{31}$ die Zahl der Nukleonen im nutzbaren Detektorvolumen (Targetmasse 83 t) und $A = (2 \cdot 1.15 \text{ m})^2 = 5.29 \text{ m}^2$ dessen Querschnittsfläche.

4.3. Analyse quasielastischer Myon-(Anti-)Neutrino-Ereignisse

Im ersten Abschnitt dieses Kapitels wird die Selektion der Ereignisse beschrieben, die im folgenden die "Arbeitsmenge" bilden. Um den Untergrund an Resonanzproduktion und die relevanten Effizienzen zu bestimmen, ist eine detaillierte Simulation der Prozesse, die zu dieser Datenmenge beitragen, erforderlich. Dies ist wichtig, da die Effizienzen für die Selektion von Neutrino- und Antineutrino-Ereignissen wegen der unterschiedlichen hadronischen Endzustände nicht gleich sind. So erhält man bei der quasielastischen Neutrino-Nukleon-Streuung ein geladenes Teilchen, ein Proton, im Antineutrino-Fall aber ein Neutron im Endzustand. In Abschnitt 4.3.2 wird ein entsprechendes MC-Programm beschrieben. Nachdem dann wichtige Verteilungen und Parameter der gemessenen und simulierten Ereignisse miteinander verglichen wurden, können schließlich in Abschnitt 4.3.4 der Normierungsfaktor F und die Untergründe von Myon-Antineutrinos im Neutrino-Strahl und umgekehrt bestimmt werden. Zuletzt werden dann noch die Neutrinoenergieverteilungen durch Entfaltung der gemessenen Myonimpulsverteilungen berechnet.

4.3.1. Ereignisselektion

Charakteristisch für quasielastische Myon-Neutrino-Kern-Wechselwirkungen ist die geringe sichtbare hadronische Energie und der kleine Viererimpulsübertrag Q^2 . Der Myonimpuls stimmt deshalb in Betrag und Richtung gut mit dem der Neutrinos überein. Deshalb wurden Kandidaten für die Prozesse (8) $[\nu_l + n \rightarrow l^- + p]$ und (9) $[\bar{\nu}_l + p \rightarrow l^+ + n]$ folgendermaßen selektiert:

Während der Datennahme im Breitbandstrahl im Jahre 1983 wurden jeweils ungefähr 250 Magnetbänder mit Neutrino- und Antineutrino-Daten beschrieben. Mit einem schnellen Filterprogramm wurden kosmische Myonen entfernt und gleichzeitig die Pulshöhen der Proportionaldriftrohre und Szintillatoren geeicht. Es blieben $2.2 \cdot 10^6$ (ν) bzw. $1.6 \cdot 10^6$ ($\bar{\nu}$) Neutrino-Wechselwirkungen. Aus diesen wurden dann Kandidaten für die quasielastischen Prozesse (8),(9) grob vorselektiert, die folgenden Anforderungen genügen mußten:

- die Myon-Trigger-Bedingung ist erfüllt,
- es gibt keine getroffenen Szintillatoren in den Ebenen 7 und 8,
- im Targetkalorimeter ist eine mindestens 7 Ebenen lange Spur erkennbar,
- die sichtbare hadronische Energie beträgt weniger als 400 MeV und
- für die laterale Vertexposition gilt $|y_V|, |z_V| \leq 1.30 \text{ m}$.

Hadronische Energie und Vertexkoordinaten wurden in diesem Selektionsschritt nur grob bestimmt. Die Schnitte sind deshalb so großzügig gewählt, damit kein Ereignis, das die später definierten, präziseren Kriterien erfüllen würde, verloren geht. Die zweite der obigen Forderungen dient der Aussonderung von Myonen, die durch die Veto-Ebene in den Detektor

eindringen. Dies bedeutet, daß quasielastische Ereignisse, die in den Ebenen 7 oder 8, den ersten zwei Ebenen des für die NC- $\nu_\mu e$ -Ereignisse nutzbaren Volumens stattfinden, nicht selektiert werden.

Man erreicht so eine Datenreduktion um etwa eine Zehnerpotenz.

Für die ausgewählten Ereignisse wurden dann die Vertexkoordinaten noch einmal genauer bestimmt und die in den Szintillationszählern in den ersten sechs Ebenen deponierte Energie aufsummiert. Nur solche Wechselwirkungen mit $E_6^{vis} \leq 138 \text{ MeV}$ (d.h. $E_{had} \leq 1.5 \text{ GeV}$) wurden weiter analysiert: Mit Hilfe des Programms NAUGHT wurden dann Ladung Q_μ , Impuls p_μ und Richtung der Myonen bestimmt. Die longitudinale Vertexkoordinate z_V ist definiert als der Mittelpunkt der ersten Marmorebene, für die die beiden nachfolgenden Szintillatorebenen jeweils mindestens einen Treffer aufweisen. Im Kalorimeter wurde an die Myonspur in beiden Projektionen eine Gerade angepaßt. Der Schnittpunkt mit der Ebene $x = z_V$ liefert die Vertexkoordinaten y_V bzw. z_V . Zur Berechnung des Streuwinkels Θ_μ wurde angenommen, daß das Neutrino in der Mitte des Zerfallstunnels, d.h. in einer Entfernung von etwa 640 m vom Mittelpunkt des Detektors, entstand. Ferner wurde die Zahl der Treffer in den Proportionaldrift- und Geiger-Rohren sowie die Summe der Szintillatorenergien pro Ebene ermittelt. Diese Variablen wurden dann in einem Datensatz, "Mini-DST" genannt, gespeichert. Die Ereigniszahlen sind:

$$\begin{aligned} \nu &: 94181 \\ \bar{\nu} &: 126396 . \end{aligned}$$

Bei dem beschriebenen Selektionsverfahren werden relativ mehr Neutrino- als Antineutrino-Ereignisse zurückgewiesen, da die Wirkungsquerschnitte für inklusive ν - und $\bar{\nu}$ -Wechselwirkungen sich um einen Faktor ≈ 2 unterscheiden, während die quasielastischen Neutrino- und Antineutrino-Prozesse etwa mit der gleichen Häufigkeit auftreten.

Die auf den Mini-DST's gespeicherte Datenmenge wird schließlich noch weiter reduziert durch die folgenden Schnitte:

- es gibt Treffer in mindestens zwei Szintillatorebenen des Endsystems ,
- der Vertex befindet sich in den Ebenen 9...63, für die lateralen Vertexkoordinaten gilt $|y_V|, |z_V| \leq 1.15 \text{ m}$,
- der Abstand Detektorachse zu Myon, R , beträgt bei Eintritt ins Endsystem: $0.20 \text{ m} \leq R \leq 1.80 \text{ m}$,
- es gibt genau ein Myon im Detektor, eine Spuranpassung ist in beiden Projektionen möglich, der Impuls liegt zwischen 1 GeV und 200 GeV , wobei für den relativen Meßfehler $\Delta p_\mu / p_\mu \leq 25\%$ gilt ,
- $p_T^2 = p_\mu^2 \Theta_\mu^2 (\approx Q^2) \leq 1 \text{ GeV}^2$,
- die Szintillatorenergie in den ersten sechs Ebenen ab Vertex E_6^{vis} ist kleiner oder gleich 92 MeV .

Durch die dritte Bedingung wird vermieden, daß das Myon durch das Loch in der Mitte des Endsystems fliegt oder seitlich aus dem Myonspektrometer entweicht. Aufgrund der vierten Forderung ist die Wahrscheinlichkeit für eine falsche Bestimmung der Myonladung vernachlässigbar klein. Der Zahlenwert für die obere Grenze der Szintillatorenergiesumme

$E_6^{v\mu}$ errechnet sich aufgrund der Überlegung, daß ein Myon im Mittel etwa 7 MeV pro Szintillator, in 6 Ebenen also 42 MeV deponiert. Als zusätzliche sichtbare hadronische Energie sind 50 MeV "erlaubt", insgesamt also 92 MeV . Diese letzte Bedingung erfüllen ungefähr 90% der quasielastischen Ereignisse, wie MC-Rechnungen zeigen (Abschnitt 4.3.3).

Die so erhaltenen Ereignisse bilden die "Arbeitsmenge", auf der die weitere Analyse, einschließlich Vergleich von Daten und MC-Ereignissen, basiert:

$$\begin{aligned}\nu &: 26416 (\mu^-) + 2058 (\mu^+) \\ \bar{\nu} &: 40041 (\mu^+) + 3370 (\mu^-) .\end{aligned}$$

Die Verteilungen einiger wichtiger Variablen für diese Ereignisse werden in Abschnitt 4.3.3 in Form von Histogrammen und Tabellen zusammen mit den entsprechenden MC-Zahlen präsentiert.

Unter den selektierten Ereignissen befinden sich noch kosmische Myonen, die "rückwärts" durch das Endsystem hindurchfliegen und im Targetkalorimeter stoppen. Dieser Untergrund wurde folgendermaßen bestimmt:

In einer speziellen Meßperiode, während der das SPS abgeschaltet war, wurden alle (durch Myonen der kosmischen Höhenstrahlung induzierte) Ereignisse aufgezeichnet, sofern die Myon-Trigger-Bedingungen (s. Abschnitt 3.2.6) erfüllt waren. Später wurden diese Ereignisse mit den gleichen Computeralgorithmen analysiert wie die bei eingeschaltetem Neutrinostrahl gewonnenen. Die totale Meßzeit im Breitbandstrahl '83, d.h. die Zeit, in der der Detektor aufnahmebereit war, beträgt:

$$\begin{aligned}\nu &: 875 \text{ s} \\ \bar{\nu} &: 1491 \text{ s} .\end{aligned}$$

Nach Normierung auf diese Zeiten kann der Untergrund - statistisch - subtrahiert werden. Es handelt sich dabei überwiegend um Topologien mit kleiner Myonenergie, großem Winkel zur Detektorachse und Vertex in den letzten Ebenen des Targetkalorimeters. In der Arbeitsmenge betragen Untergrund und statistische Fehler:

$$\begin{aligned}\nu &: 123 \pm 12 (\mu^-) + 82 \pm 10 (\mu^+) \\ \bar{\nu} &: 192 \pm 19 (\mu^+) + 186 \pm 18 (\mu^-) .\end{aligned}$$

Alle in den folgenden Abschnitten gezeigten Verteilungen sind entsprechend korrigiert.

In Abb. 4.3 ist ein selektiertes Neutrino-Ereignis im Bereich des Wechselwirkungspunktes in beiden Projektionen dargestellt. Die Marmorplatten sind mit dem Buchstaben M gekennzeichnet, die Ebenen der Proportionalrohre, Szintillatoren und Geigerrohre durch die Buchstaben T, S und G angedeutet. Getroffene Elemente sind durch einen schwarzen Balken dargestellt. Man erkennt die zur Myonspur (gestrichelt) gehörenden Treffer in den Detektorelementen sowie eine zweite, kurze Spur (gepunktet), die von einem Proton oder Pion erzeugt sein könnte.

4.3.2. Das Simulationsprogramm

Aufgabe des MC-Programms ist die Simulation der Neutrino-Ereignisse im CHARM-Kalorimeter, die in der im vorigen Abschnitt definierten "Arbeitsmenge" enthalten sein

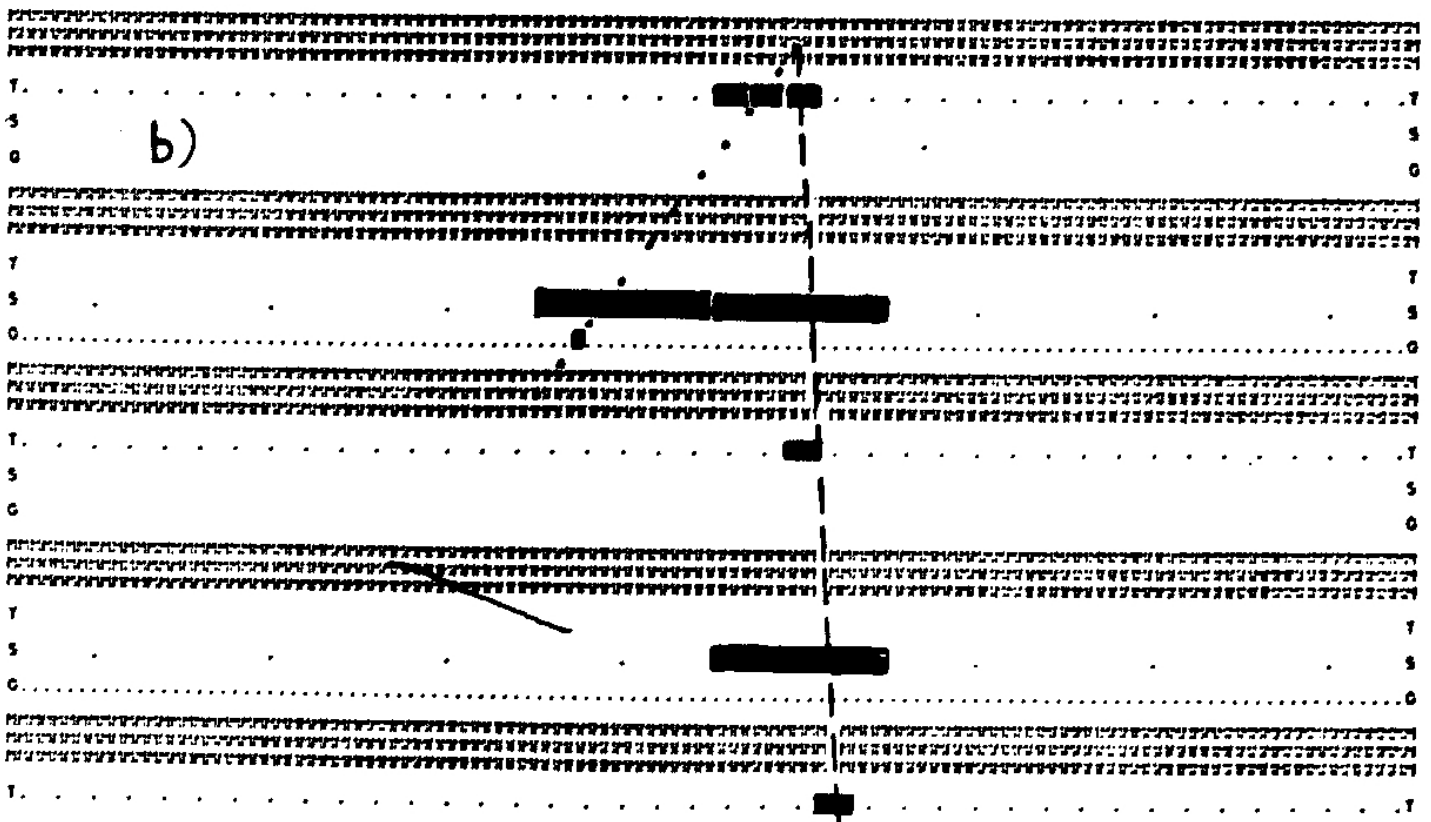
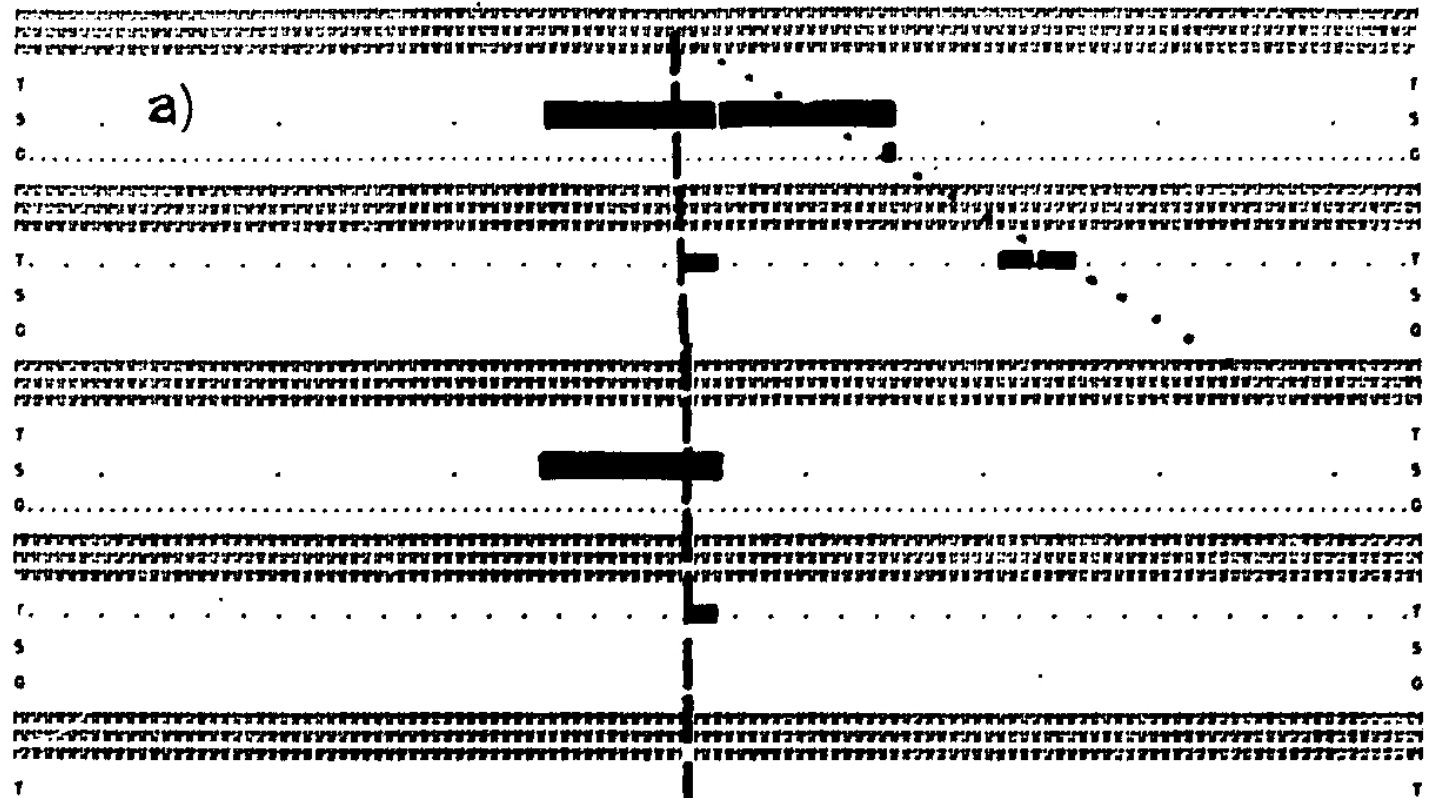


Abbildung 4.3
 Ein Kandidat für eine Reaktion $\nu_{\mu} + n \rightarrow \mu^{-} + p$

können. Dabei handelt es sich um Neutrino-Kern-Wechselwirkungen mit kleiner hadronischer Energie im Endzustand. Zu dieser Klasse von Ereignissen tragen die quasielastische Streuung von Myon-Neutrinos an Nukleonen (im Kern) sowie inelastische Wechselwirkungen mit der invarianten Masse W des hadronischen Systems im Resonanzbereich bei (s. Abschnitt 2.4). Ziel ist die Bestimmung des relativen Anteils dieser verschiedenen Ereignisse und die Effizienzen für die Schnitte der Arbeitsmenge, getrennt für Neutrino- und Antineutrino-induzierte Wechselwirkungen.

Die in Frage kommenden Resonanzmassen m_R ergibt die folgende Abschätzung: Aus der kinematischen Beziehung (2.10) in Abschnitt 2.4.3 folgt für den Energieübertrag an das Nukleon:

$$T_R \equiv \nu = \frac{m_R^2 - m_N^2 + Q^2}{2m_N} .$$

Selektiert man nur Ereignisse mit $Q^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$, so gilt $\langle Q^2 \rangle \approx 0.3 \text{ GeV}^2$. Also:

$$m_R = 0.94 \text{ GeV} : T_R \approx 150 \text{ MeV}$$

$$m_R = 1.23 \text{ GeV} : T_R \approx 500 \text{ MeV}$$

$$m_R = 1.50 \text{ GeV} : T_R \approx 850 \text{ MeV}$$

$$m_R = 1.80 \text{ GeV} : T_R \approx 1400 \text{ MeV} .$$

Der Maximalwert $E_{had}^{vis} = E_6^{vis} - 42 \text{ MeV} = 50 \text{ MeV}$ entspricht einer Energie T_R von etwa 700 MeV bei einer Auflösung von ca. 100%. Somit tragen die Isospin $\frac{3}{2}$ -Resonanz $\Delta(1232)$, die $I = \frac{1}{2}$ -Anregungszustände um 1.5 GeV , sowie ein nichtresonanter Untergrund im Bereich dieser Resonanzen zur Arbeitsmenge bei.

Mit dem MC-Programm wurden in drei separaten Computer-Rechnungen folgende Neutrino-Wechselwirkungen simuliert und in Mini-DST-Format abgespeichert:

- quasielastische Prozesse
- Erzeugung einer $\Delta(1232)$ -Resonanz mit Breite $\Gamma = 120 \text{ MeV}$
- Erzeugung einer " $N^*(1500)$ "-Resonanz mit $\Gamma = 150 \text{ MeV}$.

Der hypothetische Anregungszustand N^* bei 1500 MeV soll die drei eng benachbarten $I = \frac{3}{2}$ -Resonanzen bei 1450 , 1525 und 1540 MeV repräsentieren, siehe Abschnitt 2.4.3.

Alle drei Reaktionen müssen sowohl für den Neutrino- als auch Antineutrino-Strahl simuliert werden, wobei die Simulationsrechnung in drei Teilschritte unterteilt wird, nämlich in die

- Neutrino-Nukleon-Streuung,
- intranukleare Wechselwirkungen und
- Detektorsimulation.

Eine grundlegende Annahme dabei ist, daß die Neutrinos an "quasifreien" Nukleonen im Kern gestreut werden. Kinematik und differentielle Wirkungsquerschnitte sind in den Abschnitten 2.4.2 und 2.4.3 diskutiert.

Entstehende Nukleonen und Nukleon-Resonanzen können dann auf ihrem Weg durch die Kernmaterie mit Protonen oder Neutronen wechselwirken. Die Resonanzen können in Nukleonen und Pionen zerfallen. Zur Simulation dieser Prozesse wird das Programm ISOBAR [HAR73, HAR74] verwendet.

Die den Kern verlassenden Teilchen wechselwirken dann mit den Elektronen und Kernen des Targetkalorimeters. Szintillationszähler, Proportionaldrift- und Geiger-Rohre sprechen an. Es müssen die verschiedenen elektromagnetischen und hadronischen Prozesse sowie das Verhalten der Detektorelemente bei einem Teilchendurchgang (Pulshöhe, Ansprechwahrscheinlichkeit,...) simuliert werden.

Neutrino-Nukleon Streuung

Zuerst wird der Wechselwirkungspunkt bestimmt. Man wählt die longitudinale Koordinate z_V im Bereich des Targetkalorimeters mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zur Dichte der verschiedenen Detektormaterialien. Bei der Festlegung der lateralen Vertexkoordinaten y_V und z_V ist ein leichtes Abfallen der Strahlintensität mit zunehmendem Abstand von der Detektor-(=Strahl-)Achse berücksichtigt.

Dann wird der getroffene Kern ($C^{12}, O^{16}, Al^{27}, Ca^{40}$) gemäß den bekannten Häufigkeiten und Massen gewählt. Schließlich ist zu entscheiden, ob ein Proton oder ein Neutron Reaktionspartner sein soll. Bei quasielastischen Wechselwirkungen und $I = \frac{1}{2}$ -Resonanzen gibt es nur eine Möglichkeit, im Falle der Δ 's sind die Wahrscheinlichkeiten durch die Isospin-symmetrie vorgegeben (s. Abschnitt 2.4.2). Die Position des getroffenen Nukleons innerhalb des Kerns wird mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zur Kerndichte ρ als Funktion des Abstandes r zum Mittelpunkt gewählt. Für $\rho(r)$ wird eine Parametrisierung des Programmes ISOBAR verwendet.

Die Energie E_ν der Myon-Neutrinos muß mit einer Wahrscheinlichkeit proportional zum Energiespektrum des Breitbandstrahles gewählt werden. Dieses ist jedoch zunächst unbekannt und soll durch die Analyse quasielastischer Ereignisse erst bestimmt werden. Man geht daher iterativ vor. Es werden zunächst mit NUBEAM berechnete Spektren benutzt, wie sie in Abbildung 4.2 dargestellt sind. Diese stellen eine sehr gute Näherung des gemessenen Spektrums dar, wie später gezeigt werden kann. Damit ist dieses Vorgehen gerechtfertigt; man kommt mit einem Iterationsschritt aus.

Der Winkel des Neutrinos zur Strahlachse ergibt sich aus den Vertexkoordinaten und dem Entstehungsort im Zerfallstunnel. Da letzterer nicht bekannt ist, wurde der Tunnelmittelpunkt angenommen und die Neutrinowinkel mit einer Gauß-Funktion ($\sigma \approx 1 \text{ mrad}$) gefaltet. Der Viererimpulsübertrag Q^2 wurde zufällig im Bereich $0 \dots 2 \text{ GeV}^2$ gewählt.

Die Fermi-Energie eines Nukleons als Funktion der Koordinate r im Kern wurde mit Hilfe des Programmes ISOBAR berechnet. Die kinetische Energie des wechselwirkenden Protons oder Neutrons wurde gemäß der Energiezustandsdichte und die Impulsrichtung entsprechend einer isotropen Verteilung festgelegt.

Die invariante Masse W der Resonanz-Ereignisse wurde einer relativistischen Breit-Wigner-Verteilung folgend gewählt, wie sie in Abschnitt 2.4.3 angegeben ist.

Nachdem schließlich der Azimutwinkel des Myons bezüglich der Neutrinorichtung bestimmt war, konnten die Vierer-Vektoren des Myons und des Hadrons ($n, p; \Delta; N^*$) berechnet werden.

Ereignisse wurden mit mit einer Häufigkeit proportional zum Wirkungsquerschnitt als Funktion von E_ν, Q^2 und W erzeugt. Wichtig ist, daß im Fall quasielastischer Ereignisse das Pauli-Prinzip beachten werden muß. Im Falle der Resonanz-Erzeugung wurde der von [SCH73] berechnete Wirkungsquerschnitt für $Q^2 \leq 0.25 \text{ GeV}^2$ um insgesamt einen Faktor 2 reduziert (Abschnitt 2.4.3). Die über das Neutrinospektrum gemittelten Werte der Wirkungsquerschnitte σ_i sind in Tabelle 4.1 aufgeführt.

Strahl	$\sigma_1 \equiv \sigma_{n,p}$	$\sigma_2 \equiv \sigma_{\Delta}$	$\sigma_3 \equiv \sigma_{N^*}$
ν	76	79	34
$\bar{\nu}$	72	73	32

Tabelle 4.1
Wirkungsquerschnitte in 10^{-40}cm^2
für quasielastische Streuung und Resonanzproduktion

Die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten eines Photons der Energie E_γ im Endzustand ("Strahlungskorrektur") wurde berechnet [RUJ79] und im Fall $E_\gamma \geq 1 \text{ MeV}$ dem Endzustand ein Photon hinzugefügt. Die mittlere Energie ist von der Größenordnung 100 MeV . Die Häufigkeit, mit der bei einer quasielastischen Neutrino-Reaktion ein Proton mit kinetischer Energie T_p und Winkel Θ_p zur Neutrinorichtung entsteht, ist aus Abb. 4.4 zu entnehmen. Die durchgezogene Linie gibt den Zusammenhang zwischen T_p und Θ_p für die Streuung an einem ruhenden Neutron an (keine Fermi-Bewegung!).

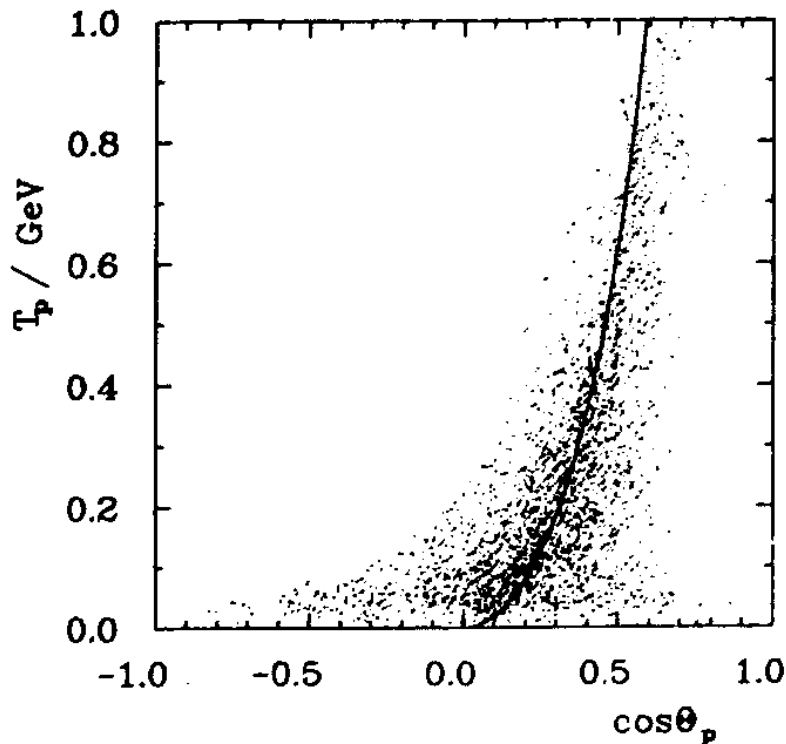


Abbildung 4.4
Häufigkeit (T_p, Θ_p) für Protonen aus einer quasielastischen
Neutrino-Neutron-Wechselwirkung im Kern

In Abb. 4.5 sind die entsprechenden zweidimensionalen Verteilungen für die Δ -Erzeugung dargestellt. Für die Nukleonresonanzen N^* erhält man eine ähnliche Verteilung.

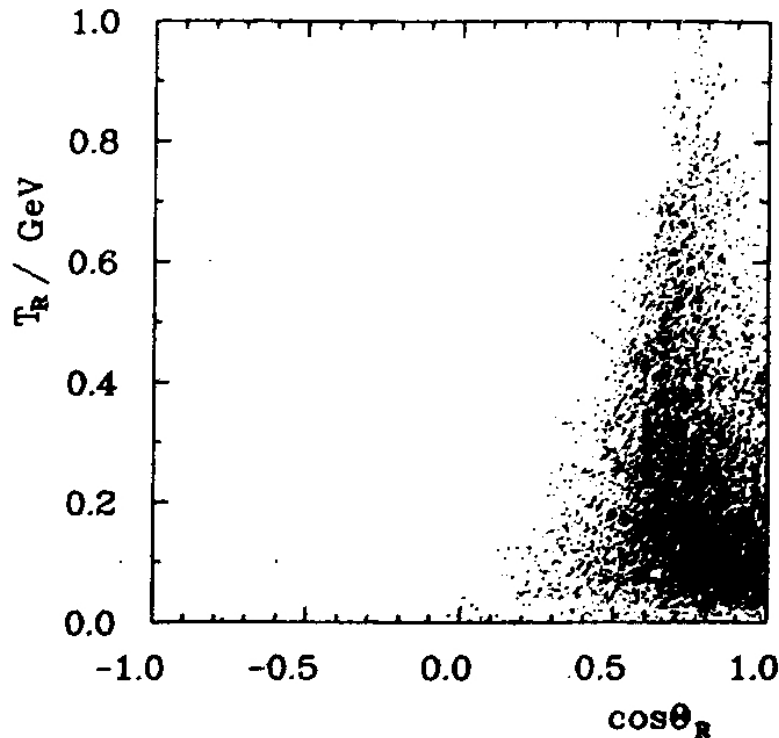


Abbildung 4.5
Häufigkeit (T_R, Θ_R) für die Δ -Resonanz

Intranukleare Wechselwirkungen

Wechselwirkungen und Zerfälle innerhalb des Kerns der im ersten Schritt erzeugten hadronische Teilchen wurden mit dem Programm ISOBAR simuliert [HAR73, HAR74]. Es handelt sich um ein in Los Alamos entwickeltes und angewandtes Programmpaket zur Simulation von Wechselwirkungen hadronischer Teilchen innerhalb von Kernen. Es wurde eine Version von ISOBAR benutzt, die auch am Schweizer Kernforschungsinstitut SIN eingesetzt wird [BAU84]. Neben Zweikörperzerfällen von Δ -Resonanzen werden die folgenden Prozesse simuliert:

- Nukleon-Nukleon-Streuung,
- Pion-Nukleon-Wechselwirkungen und
- Δ -Nukleon-Reaktionen ("Einfang"- und "Austausch"-Reaktionen).

Das dem Algorithmus zugrundeliegende Modell kann hier nur angedeutet werden:

Der Kern ist in konzentrische Kugelschichten unterschiedlicher Dichte unterteilt. Die Hadronen verhalten sich wie "klassische Teilchen", d.h. Unschärfelation und andere quantenmechanische Prinzipien sind nicht explizit berücksichtigt, werden aber z.B. in der Fermi-Bewegung oder bei der Anwendung des Pauli-Prinzips sichtbar. Die differentiellen Wirkungsquerschnitte sind Parametrisierungen von gemessenen Reaktionswahrscheinlichkeiten.

Für die $J = \frac{1}{2}$ -Resonanz N^* wurden die gleichen Wirkungsquerschnitte benutzt wie für die Δ -Resonanz.

Nachdem alle Teilchen den Kern verlassen haben, bleibt ein Kern mit einer Anregungsenergie zurück und "dampft" Nukleonen ab. Relative Häufigkeiten für Protonen und Neutronen sowie die Energiespektren wurden aufgrund eines einfachen thermodynamischen Mo-

dells bestimmt [BUT64, ROY67, MAY79]. Die Anregungsenergie beträgt je nach Prozeß ($n, p; \Delta; N^*$) im Mittel zwischen 30 MeV und 100 MeV . Die kinetische Energie eines Evaporationsnukleons ist von der Größenordnung $10 \dots 20 \text{ MeV}$.

Abb. 4.6 stellt ein (T, Θ) - Streudiagramm für alle bei einer quasielastischen Reaktion den Kern verlassenden Nukleonen und Pionen dar. Man erkennt die Evaporationsnukleonen mit isotroper Winkelverteilung und kleinen kinetischen Energien.

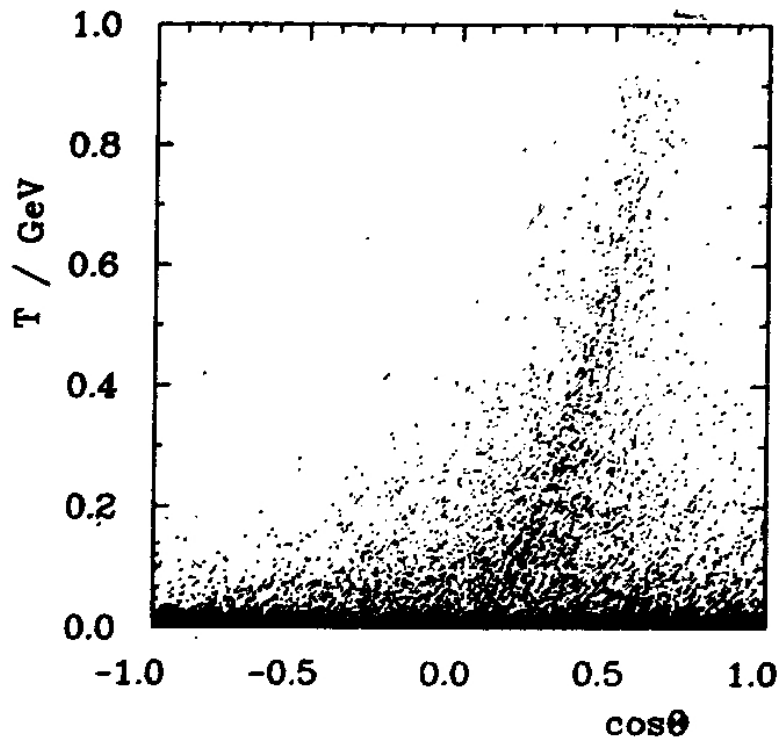


Abbildung 4.6
Häufigkeit (T, Θ) für Teilchen aus einer quasielastischen
Neutrino-Kern-Wechselwirkung

In Abb. 4.7 sind die entsprechenden zweidimensionalen Verteilungen für die Δ -Ereignisse dargestellt.

Die Anzahl der Teilchen, die im Mittel pro Neutrino-Wechselwirkung den Kern mit einer kinetischen Energie T oberhalb eines Minimalwertes verlassen, ist in den Tabellen 4.2 und 4.3 angegeben. Der Berechnung der Einträge in 4.3 wurde ein Δ -Anteil von 75% und ein N^* -Anteil von 25% zugrundegelegt.

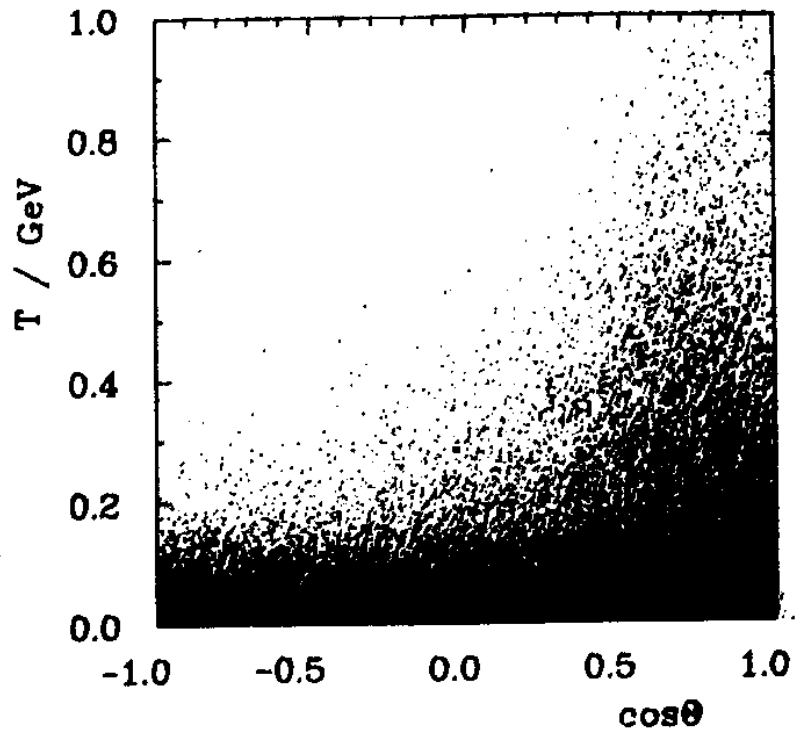


Abbildung 4.7
Häufigkeit (T, θ) aller den Kern verlassenden Teilchen
für Δ -Ereignisse

Neutrino							
	ISOBAR					Verdampfung	
T/MeV	p	n	π^+	π^0	π^-	p	n
≥ 5	1.18	0.30	0.01	0.01	0.00	0.34	0.20
≥ 25	1.03	0.27	0.01	0.01	0.00	0.03	0.02
≥ 100	0.64	0.11	0.01	0.00	0.00	0.00	0.00
Antineutrino							
	ISOBAR					Verdampfung	
T/MeV	p	n	π^+	π^0	π^-	p	n
≥ 5	0.32	0.96	0.00	0.01	0.01	0.34	0.67
≥ 25	0.24	0.88	0.00	0.01	0.01	0.04	0.09
≥ 100	0.10	0.56	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00

Tabelle 4.2
Mittlere Zahl von Nukleonen und Pionen, die in einem quasielastischen Ereignis entstehen

Neutrino							
	ISOBAR					Verdampfung	
T/MeV	p	n	π^+	π^0	π^-	p	n
≥ 5	1.83	0.71	0.50	0.23	0.06	0.55	1.70
≥ 25	1.45	0.60	0.48	0.22	0.05	0.09	0.31
≥ 100	0.74	0.26	0.32	0.16	0.02	0.00	0.00
Antineutrino							
	ISOBAR					Verdampfung	
T/MeV	p	n	π^+	π^0	π^-	p	n
≥ 5	1.00	1.48	0.07	0.22	0.52	0.89	1.32
≥ 25	0.72	1.35	0.07	0.22	0.47	0.15	0.28
≥ 100	0.29	0.71	0.03	0.16	0.30	0.00	0.00

Tabelle 4.8

Mittlere Zahl von Nukleonen und Pionen, die pro Resonanz-Ereignis entstehen

Detektorsimulation

Alle Teilchen wurden in kleinen Schritten der Länge von etwa 1 cm durch das CHARM-Targetkalorimeter verfolgt. Jedesmal wurden die Wahrscheinlichkeiten p für Zerfälle und Wechselwirkungen berechnet und mit einer Zufallszahl r zwischen 0 und 1 verglichen. Im Fall $p \geq r$ wird der entsprechende Prozeß simuliert. Lediglich die sehr häufigen Wechselwirkungen von geladenen Teilchen mit Elektronen werden pauschal berücksichtigt als "Ionisationsverlust" und "Vielfachstreuung". Im einzelnen sind die folgenden physikalischen Prozesse im Simulationsprogramm berücksichtigt:

Zerfälle

- $\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu$ $\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu$
- $\pi^0 \rightarrow \gamma + \gamma$

elektromagnetische Prozesse

- Ionisationsverlust von geladenen Teilchen beim Durchgang durch Materie; Landaufluktuationen
- Vielfachstreuung für geladene Teilchen
- Bremsstrahlung, d.h. Abstrahlung eines Photons im Feld von Kernen; nur für e^- und e^+
- Paarerzeugung, d.h. Umwandlung eines Photons in ein e^+e^- -Paar im Kernfeld
- Compton-Effekt, d.h. elastische Streuung von Photonen an Elektronen.

hadronische Prozesse

- elastische Streuung von Nukleonen und Pionen; Kernrückstoß wird nur im Fall der Neutron-Wasserstoff-Streuung berücksichtigt.
- inelastische Wechselwirkungen an Nukleonen im Kern; es können Pionen, Nukleonen und Δ s entstehen; der Kern wird angeregt und dampft Neutronen und Protonen ab.

Die hadronischen Wechselwirkungen wurden mit einer leicht modifizierten Version des MC-Programms von Grant [GRA75] berechnet.

Schließlich sind noch die getroffenen Detektorelemente und die Pulshöhe in den Szintillatoren zu bestimmen. Driftzeit und Energiedeposition in den Proportionaldriftrohren wurden nicht berechnet, da sie in der Analyse der Aktivitäten im Vertexbereich nicht benutzt werden.

Ein Treffer in den Proportionaldrift- und Geiger-Rohren wird beim Durchgang eines geladenen Teilchen erzeugt. Zu beachten ist, daß Teilchen, die entlang der Aluminium-Rohrwände fliegen oder nur eine kleine Wegstrecke im Gas zurücklegen, nicht zum Ansprechen der Elektronik führen. Die Wahrscheinlichkeiten, beim Durchgang eines hochenergetischen Myons mit kleinem Winkel zur Detektorachse 0, 1 oder mehr Treffer pro Ebene zu erhalten, betragen 9%, 82% und 9% im Falle der Proportional- und 13%, 74%, 13% für die Geiger-Rohre.

Die Ineffizienz der Szintillationszähler ist kleiner als 2%. Die in einen Zähler von verschiedenen Teilchen deponierten Energien werden summiert. Diese Summe ist bei kleinem dE/dz proportional zur Zahl der die Photokathode des Sekundärelektronenvervielfachers treffenden Photonen. Bei stark ionisierenden Teilchen ist die Lichtausbeute relativ geringer ("Sättigung"). Die Photonenzahl wird mit einer Poisson-Verteilung gefaltet und "kalibriert".

Myonimpuls und -winkel wurden mit den in Abschnitt 3.8 angegebenen Auflösungsfunktionen gefaltet und die so erhaltenen "Meßwerte" zusammen mit den Szintillatorenergien und Treffermultiplizitäten (pro Ebene) der Rohre in Mini-DST-Format gebracht. Zusätzlich wurden pro Ereignis die Viererimpulse der Teilchen vor und nach der Neutrino-Kern-Wechselwirkung abgespeichert.

Bei diesem Verfahren ist nicht berücksichtigt, daß einige 1-Myon-Ereignisse die Myon-Trigger- und andere Selektions-Kriterien nicht erfüllen oder die Impulsrekonstruktion nicht (in der bei der Datenselektion geforderten Qualität) gelingt.

Um diese Ineffizienzen zu bestimmen, wurden mit dem universellen Detektor-Simulationsprogramm "HHMC" [GAL84] Myonen mit Energie- und Winkel-Verteilung quasielastischer Prozesse durch den Detektor einschließlich Myonspektrometer verfolgt. Für die getroffenen aktiven Detektorelemente werden Pulshöhe und Driftzeit im "Datenformat" abgespeichert. Diese MC-Ereignisse wurden dann vom Analyseprogramm NAUGHT rekonstruiert. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Myon die Schritte zur Selektion der Ereignisse in der Arbeitsmenge erfüllt, wurde als Funktion von Myonenergie und Quadrat des Transversalimpulses (bzgl. Detektorachse) bestimmt. Diese Effizienzen hängen geringfügig davon ab, ob das Myon vom Magnetfeld fokussiert oder defokussiert wird.

Bei $p_T^2 \approx 0.3 \text{ GeV}^2$ und Energien um 15 GeV beträgt die Effizienz etwa 95%. Mit zunehmendem Myonimpuls nimmt sie ab, vor allem wegen der Forderung $\Delta p_\mu/p_\mu \leq 25\%$. Zu kleinen Impulsen hin nimmt die Wahrscheinlichkeit zu, daß das Myon im Detektor "stoppt" und nicht das Myonspektrometer durchfliegt. Ist Θ_μ und damit p_T^2 groß, verläßt das Myon den Detektor seitlich.

Gemittelt über die bei quasielastischen Ereignissen auftretenden Impulse und Winkel beträgt die Effizienz etwa 94% im fokussierenden Magnetfeld und 93% im defokussierenden.

Die Größen, die für die Analyse quasielastischer Myon-Neutrino-Ereignisse eine bedeutende Rolle spielen, sind p_μ , p_T^2 und $E_{had}^{vis} = E_8^{vis} - 42 \text{ MeV}$. Die Genauigkeit, mit der Impulse und Winkel gemessen werden können, ist in Abschnitt 3.6 erläutert. Für p_T^2 findet man eine relative Auflösung von etwa 30% im Bereich $0.2 \dots 1.0 \text{ GeV}^2$; bei kleinen Transversalimpulsen liegt sie in der Größenordnung von etwa 0.02 GeV^2 (absolut). Diese Zahlen gelten für Impuls- und Winkelverteilung quasielastischer Ereignisse. Die durch E_{had}^{vis} gemessene in den Szintillatoren deponierte Energie beträgt etwa 7% der gesamten hadronischen Energie. Dieser Anteil ist kleiner als der bei Schauerenergien oberhalb 5 GeV bestimmte Wert von etwa 9.5% [JON82b]. Ein Grund dafür ist, daß ein Teil der hadronischen Energie außerhalb der sechs Ebenen abgegeben wird. Eine weitere Ursache sind die Sättigungseffekte im Szintillationsmaterial bei Teilchen mit hohem spezifischen Ionisationsverlust (also kleiner Energie). Die relative Energieauflösung nimmt von ca. 150% bei $E_{had} = 0.3 \text{ GeV}$ ab auf ungefähr 80% bei $E_{had} = 1.0 \text{ GeV}$.

4.3.3. Vergleich von Daten und MC

Die Ereignisse der Daten-Arbeitsmenge können nun mit den entsprechend selektierten vom MC-Programm generierten Wechselwirkungen verglichen werden. Es werden hier nur die μ^- -Ereignisse des ν -Strahls und solche mit einem μ^+ für den $\bar{\nu}$ -Strahl untersucht.

Zunächst sollen die absoluten Ereigniszahlen verglichen werden. Tabelle 4.4 gibt die Effizienzen ϵ_i für die die zur Definition der Arbeitsmenge verwendeten Schnitte an.

Strahl	ϵ^{MC}	$\epsilon_1 \equiv \epsilon_{n,p}$	$\epsilon_2 \equiv \epsilon_\Delta$	$\epsilon_3 \equiv \epsilon_{N^-}$
ν	$(62.2 \pm 0.3)\%$	$(64.5 \pm 0.4)\%$	$(64.9 \pm 0.4)\%$	$(51.3 \pm 0.4)\%$
$\bar{\nu}$	$(66.0 \pm 0.3)\%$	$(68.9 \pm 0.4)\%$	$(68.4 \pm 0.4)\%$	$(54.4 \pm 0.4)\%$

Tabelle 4.4

Durch Simulationsrechnung bestimmte Effizienzen und statistische Fehler

Die erste Spalte enthält den mit den in Tabelle 4.1 angegebenen totalen Wirkungsquerschnitten σ_i gewichteten Mittelwert

$$\epsilon^{MC} = \frac{\sum \sigma_i \epsilon_i}{\sum \sigma_i}.$$

Die Effizienz für den Schnitt $p_T^2 \leq 1 \text{ GeV}^2$, angewandt auf die Ereignisse, die alle anderen Selektionskriterien erfüllen, beträgt etwa 92% für quasielastische Wechselwirkungen und 96% für die Resonanzproduktion.

Die relative Zusammensetzung der Arbeitsmenge gibt Tabelle 4.5 an.

Strahl	n, p	Δ	N^*
ν	42%	43%	15%
$\bar{\nu}$	42%	43%	15%

Tabelle 4.5

Relativer Anteil der verschiedenen Ereignistypen in der Arbeitsmenge

Mit den in Kapitel 4 berechneten energiegewichteten Neutrinoströmen erwartet man also folgende Ereigniszahlen:

$$N^{MC} = \sum \sigma_{i\ell_i} \cdot \frac{\Phi \cdot N_{p,n}}{A \cdot \langle E \rangle}$$

Hier ist $N_{p,n} \approx \frac{1}{2} N_{\text{Nukleon}}$ und A die Querschnittsfläche des nutzbaren Detektorvolumens. Die Mittelwerte der Neutrinoenergien sind $\langle E \rangle = (28.7 \pm 0.5) \text{ GeV}$ für den Neutrinostrahl und $\langle E \rangle = (23.1 \pm 0.5) \text{ GeV}$ für den Antineutrinostrahl (s. weiter unten). Also:

$$\nu: \quad N^{\text{Daten}} = 26293 \quad N^{MC} = 28700 \pm 3000$$

$$\bar{\nu}: \quad N^{\text{Daten}} = 39849 \quad N^{MC} = 40000 \pm 4000.$$

Die Übereinstimmung mit den experimentell bestimmten Zahlen N^{Daten} ist gut.

Abb. 4.8 zeigt die gemessenen und berechneten Verteilungen des Myonimpulses. Der Anteil der quasielastischen Wechselwirkungen ist separat eingezeichnet. Die Unterschiede sind gering, d.h. die im Simulationsprogramm angenommene Neutrinoenergieverteilung stellt eine brauchbare Näherung dar.

Die in Abb. 4.9 dargestellten Verteilungen des Quadrates des Transversalimpulses $p_T^2 \approx Q^2$ lassen Unterschiede zwischen MC und Daten erkennen. Die Abweichung bei kleinen Werten von p_T^2 ist nicht überraschend, da die Q^2 -Verteilung der Resonanz-Ereignisse im Bereich $0 \dots 0.25 \text{ GeV}^2$ nur sehr schlecht bekannt ist und deshalb im MC-Programm recht willkürliche Annahmen gemacht werden mußten, siehe Abschnitt 2.4.3. Daß die Datenmenge mehr Ereignisse große Transversalimpulse haben als in der MC-Arbeitsmenge, kann daran liegen, daß die differentiellen Wirkungsquerschnitte $d\sigma/dQ^2$ für die Resonanzproduktion als zu steil angenommen wurden.

Wichtig ist, daß die Diskrepanzen zwischen Simulationsrechnung und Messung bei ν - und $\bar{\nu}$ -Ereignissen etwa gleich sind, so daß bei der Berechnung des Quotienten F keine Probleme entstehen.

Der Unterschied zwischen ν - und $\bar{\nu}$ -Daten bei sehr kleinen Werten von p_T^2 ist auf den kleinen Untergrund an Ereignissen der Reaktion $\nu_{\mu} e \rightarrow \mu^- \nu_e$ zurückzuführen, siehe Abschnitt 5.1.

Die gemessenen und durch Simulationsrechnung bestimmten Verteilungen der Größe E_6^{vis} sind in Abb. 4.10 dargestellt. Man erkennt, daß insbesondere die Resonanz-Prozesse zu hohen Werten von E_6^{vis} beitragen, wie zu erwarten. Die Übereinstimmung ist recht gut bis auf den Bereich $80 \dots 92 \text{ MeV}$. Möglicherweise enthält die Datenmenge Ereignisse mit einer Resonanzmasse oberhalb 1.5 GeV oder einen kleinen Anteil von Neutrino-Wechselwirkungen mit einem Endzustand aus mehr als zwei Hadronen.

Entscheidend ist auch hier, daß die Diskrepanzen für ν - und $\bar{\nu}$ -Wechselwirkungen etwa gleich sind.

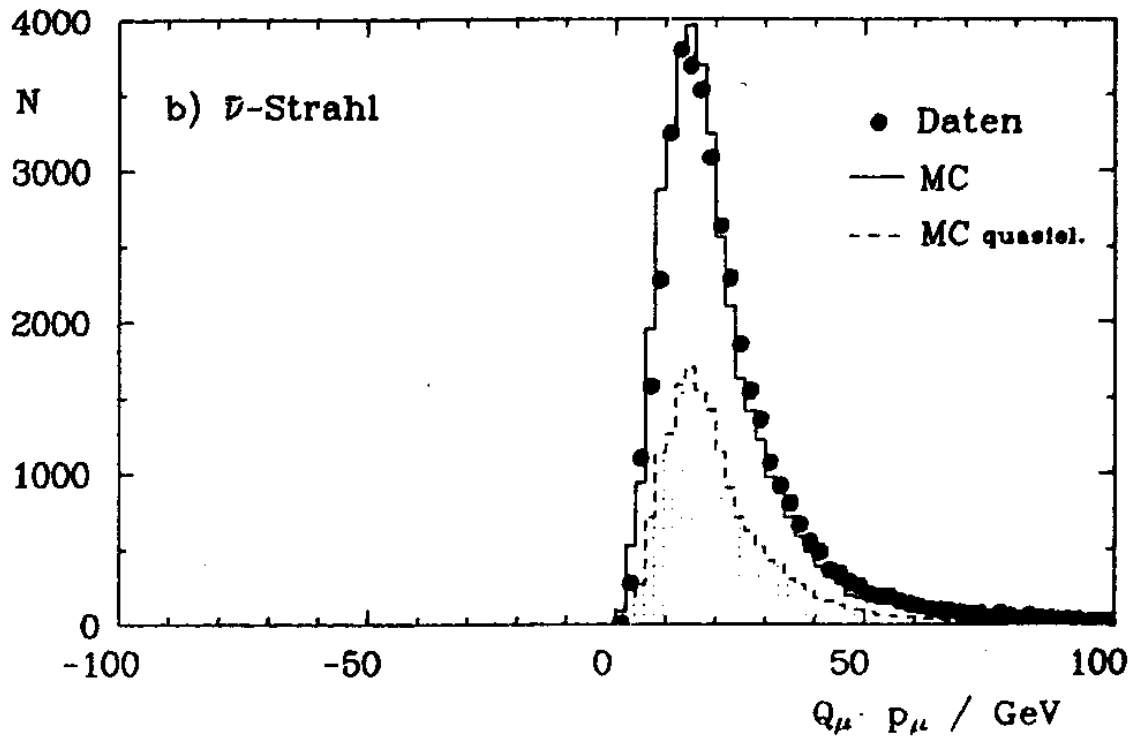
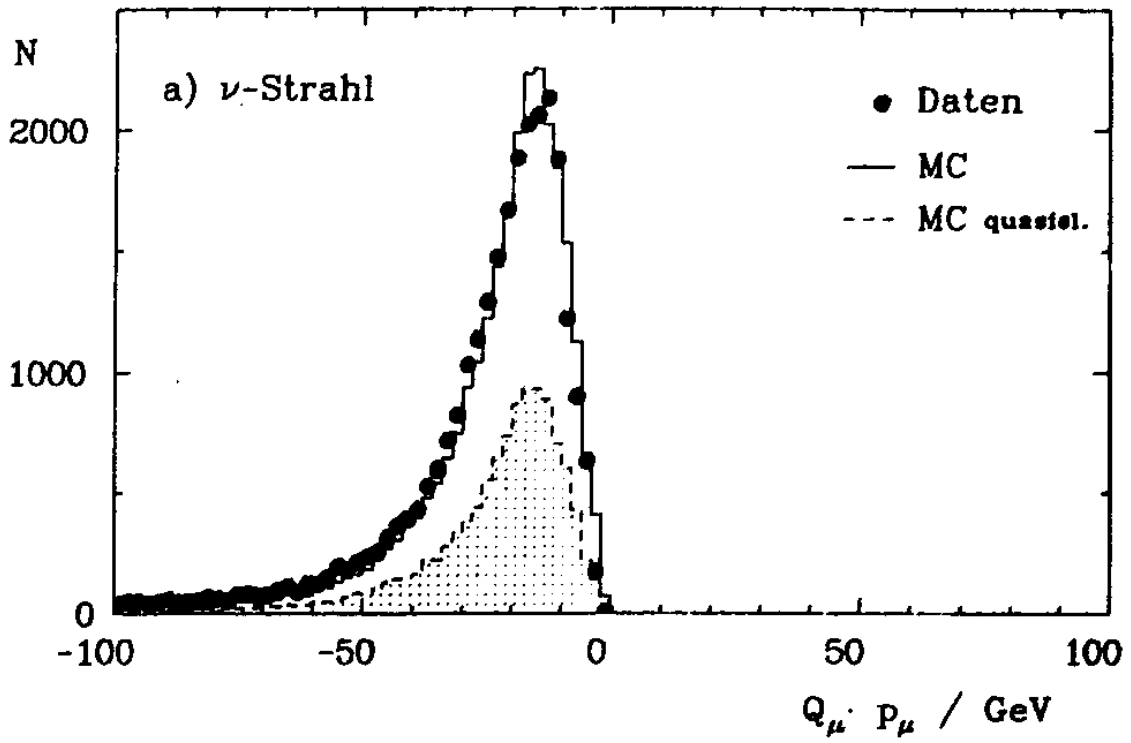


Abbildung 4.8
Verteilungen des Myonimpulses

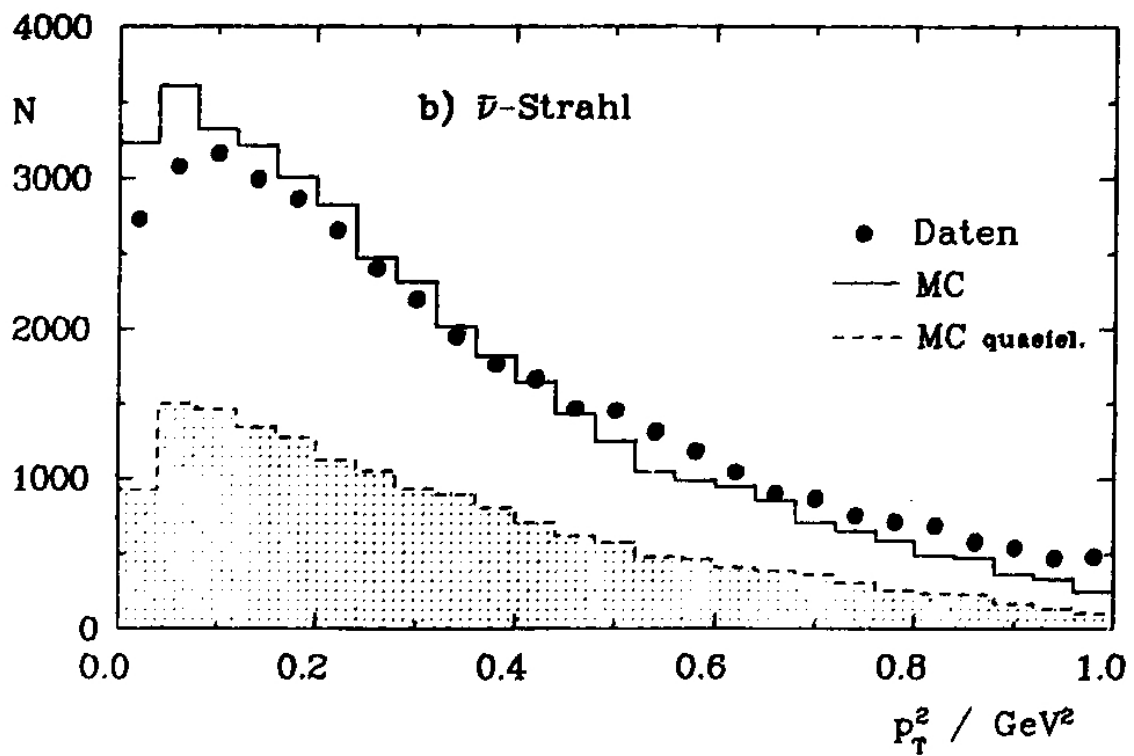
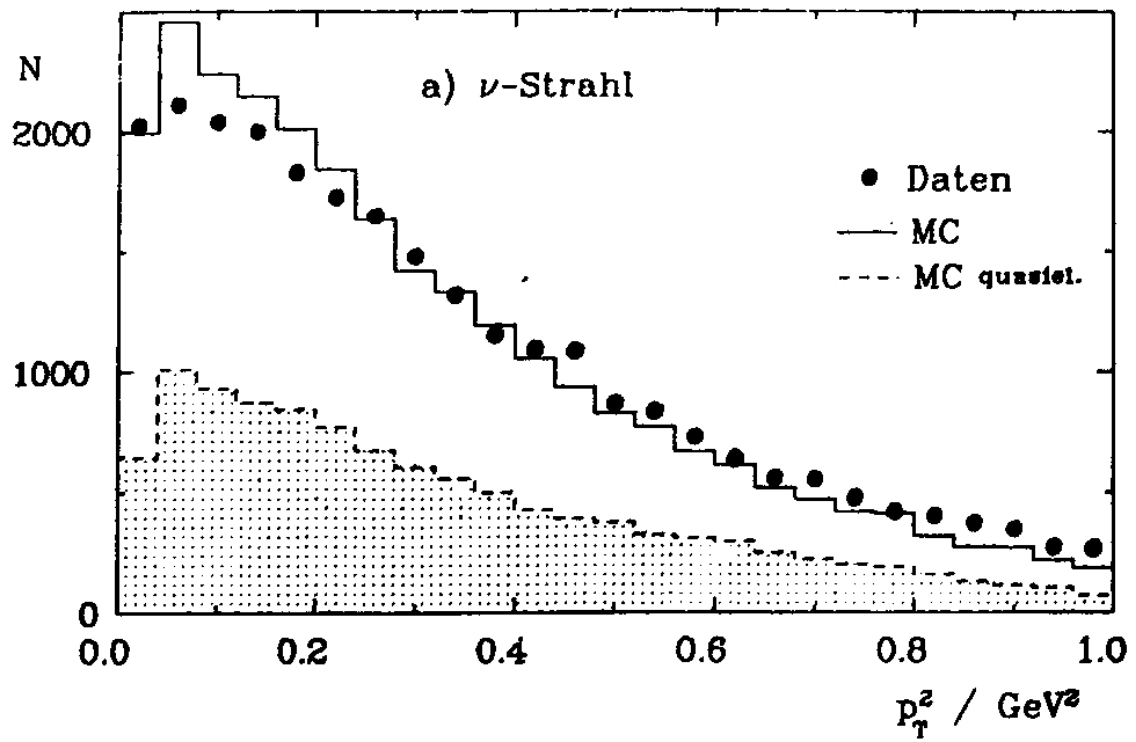


Abbildung 4.9
Verteilungen des Quadrates des Transversalimpulses

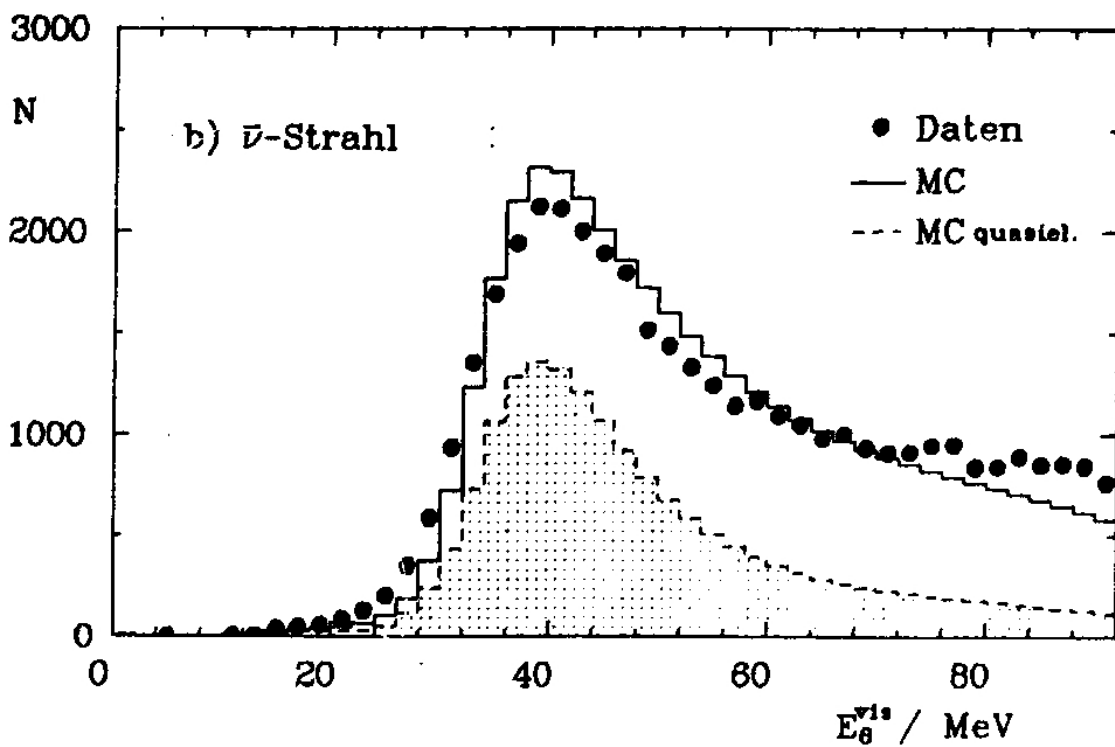
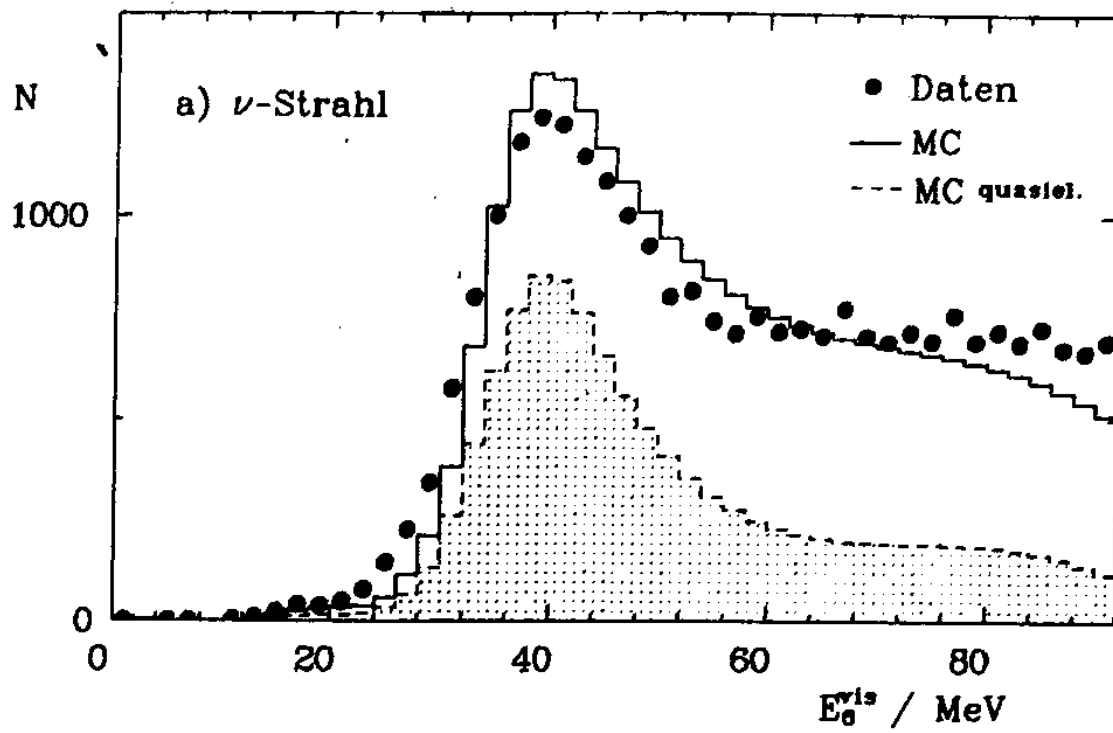


Abbildung 4.10
Verteilungen der in den ersten sechs Szintillatorebenen deponierten Energie

Neutrino						
Det.	Ebene	Daten	MC	MC n,p	MC Δ	MC N^*
Szint.	1	15.8	15.9	14.0	17.5	16.9
Szint.	2	10.3	9.9	8.6	10.3	12.4
Szint.	3	8.6	8.3	7.6	8.4	9.9
Szint.	4	7.7	7.6	7.2	7.5	8.8
Szint.	5	7.6	7.4	7.2	7.3	8.2
Prop.	1	1.46	1.56	1.39	1.67	1.76
Prop.	2	1.35	1.33	1.17	1.37	1.65
Prop.	3	1.21	1.19	1.10	1.20	1.42
Prop.	4	1.14	1.12	1.06	1.11	1.28
Prop.	5	1.11	1.09	1.05	1.09	1.22
Geiger	1	1.61	1.77	1.54	1.91	2.06
Geiger	2	1.33	1.33	1.18	1.37	1.64
Geiger	3	1.21	1.21	1.12	1.21	1.43
Geiger	4	1.14	1.16	1.11	1.16	1.32
Geiger	5	1.14	1.13	1.09	1.12	1.23
Antineutrino						
Det.	Ebene	Daten	MC	MC n,p	MC Δ	MC N^*
Szint.	1	12.2	12.8	10.3	14.2	15.5
Szint.	2	10.2	9.7	8.7	10.1	11.5
Szint.	3	8.9	8.6	8.1	8.8	9.8
Szint.	4	8.2	7.9	7.5	7.9	8.8
Szint.	5	7.9	7.7	7.5	7.7	8.4
Prop.	1	1.17	1.33	1.07	1.46	1.67
Prop.	2	1.31	1.29	1.13	1.36	1.54
Prop.	3	1.22	1.20	1.11	1.23	1.38
Prop.	4	1.16	1.14	1.08	1.14	1.27
Prop.	5	1.12	1.11	1.07	1.11	1.21
Geiger	1	1.30	1.53	1.21	1.71	1.91
Geiger	2	1.28	1.32	1.17	1.37	1.57
Geiger	3	1.19	1.23	1.14	1.25	1.41
Geiger	4	1.13	1.17	1.12	1.12	1.29
Geiger	5	1.13	1.14	1.10	1.15	1.24

Tabelle 4.6
Mittelwerte der Szintillatorenergien und Treffermultiplizitäten
in den Proportional- und Geigerrohren

In Tabelle 4.6 sind die Mittelwerte der in den Szintillatoren deponierten Energie sowie der Zahl der Treffer in den Proportionaldrift- und Geigerrohren für die Vertexebene und die

nachfolgenden 4 Module aufgelistet. Der statistische Fehler beträgt etwa 1%. Man erkennt einige Diskrepanzen zwischen den gemessenen und mit Hilfe der MC-Rechnung bestimmten Mittelwerten. So ist für die Ereignisse der Arbeitsmenge die in der ersten Ebene (gezählt ab Vertex) deponierte Energie kleiner, die in der zweiten Ebene jedoch etwas größer als die MC-Voraussagen. Die Trefferhäufigkeiten der ersten Ebene werden vom MC-Programm deutlich überschätzt.

Auffallend ist, daß im Fall des ν -Strahles die Anzahl der getroffenen Proportionalrohre in der ersten Ebene kleiner ist als in der zweiten. Die Simulationsrechnung kommt nur bei den quasielastischen Prozessen zu einem ähnlichen Ergebnis.

Ursache dieses Effektes sind Neutronen, die - nach wenigen Kernstreuungen - "rückwärts" fliegen und für einen Treffer in einem Szintillationszähler vor vor dem eigentlichen Vertex sorgen. Dadurch wird die longitudinale Vertexkoordinate falsch bestimmt (s. Abschnitt 4.3.1).

Insgesamt findet man jedoch eine zufriedenstellende Übereinstimmung zwischen Messung und MC-Simulation.

4.3.4. Normierungsfaktor F und Strahluntergrund

Es sind das Verhältnis der energiegewichteten Neutrinoflüsse

$$F = \frac{\Phi^\nu(\nu)}{\Phi^\nu(\bar{\nu})},$$

der Anteil von Myon-Antineutrinos im Neutrino-Strahl

$$U^\nu(\nu) = \frac{\Phi^\nu(\nu)}{\Phi^\nu(\nu)}$$

sowie der Untergrund von Myon-Neutrinos im Antineutrino-Strahl zu bestimmen:

$$U^\nu(\bar{\nu}) = \frac{\Phi^\nu(\bar{\nu})}{\Phi^\nu(\nu)}$$

Der Quotient zweier energiegewichteter Flüsse $\Phi(i)$ und $\Phi(j)$ wird so berechnet:

$$\frac{\Phi(i)}{\Phi(j)} = \frac{N(i)}{N(j)} \cdot \frac{\langle E(i) \rangle}{\langle E(j) \rangle} \cdot \frac{\sigma(j)}{\sigma(i)} \cdot \frac{\epsilon(j)}{\epsilon(i)}.$$

N ist die Anzahl der Ereignisse, $\langle E \rangle$ der Mittelwert der Neutrinoenergie, σ der von der Theorie vorausgesagte Wirkungsquerschnitt und ϵ die durch Simulationsrechnung bestimmte Effizienz der Ereignisselektion.

Bestimmung von F

Es erscheint sinnvoll, nur eine Teilmenge der Arbeitsmenge zur Berechnung von F zu benutzen, um die *systematischen* Fehler zu minimieren. Die Untermenge wird "F-Menge" genannt. Dabei soll ein p_T^2 -Intervall gewählt werden, für das Messung und Simulation in guter Übereinstimmung sind. Entsprechendes muß bei der Wahl der von der Szintillatorenergie oder Treffermultiplizität abhängenden Selektionskriterien gelten. Wenn $\epsilon(\nu)/\epsilon(\bar{\nu}) \approx 1$,

wird auch der systematische Fehler dieses Quotienten klein sein. Zu wenige Ereignisse darf die F-Menge nicht enthalten, da sonst der statistische Fehler zu groß wird. Es wurden die folgenden Schnitte gewählt:

$$(a) \quad p_T^2 = 0.1 \dots 0.3 \text{ GeV}$$

$$(b) \quad \sum_2^6 E_i^{S_{\text{int}}} \leq 60 \text{ MeV}; \quad \sum_2^6 N_i^{\text{Prop.}} \leq 9; \quad \sum_2^6 N_i^{\text{Geiger}} \leq 9;$$

Der Bereich $p_T^2 < 0.1 \text{ GeV}$ wurde auch deshalb ausgespart, um den Untergrund an CC- $\nu_\mu e$ -Ereignissen auszuschalten. Da die Unterschiede zwischen ν - und $\bar{\nu}$ -induzierten Ereignissen in der 1. Ebene besonders deutlich sind und auch die Trefferhäufigkeiten in den Rohren vom MC-Programm nicht reproduziert werden (s. Tabelle 4.6), wurden Energie und Trefferzahl nur über die Ebenen 2 bis 6 summiert.

Die Anzahl der Ereignisse beträgt nach Subtraktion der kosmischen Myonen:

$$\nu: \quad 8882 \hat{=} (33.8 \pm 0.3)\%$$

$$\bar{\nu}: \quad 13571 \hat{=} (34.0 \pm 0.2)\%$$

Die Prozentzahlen geben das Verhältnis der Anzahlen der Ereignisse von F-Menge und Arbeitsmenge an. Die korrespondierenden MC-Zahlen und statistischen Fehler sind $(35.0 \pm 0.3)\%$ (ν) bzw. $(35.2 \pm 0.3)\%$ ($\bar{\nu}$). Werden die Bedingungen (a) und (b) nacheinander auf die Arbeitsmenge angewendet, erhält man eine Effizienz von etwa 36% bzw. 98%, d.h. die entscheidende Forderung ist der p_T^2 -Schnitt. Damit erhält man:

$$\frac{N^{\bar{\nu}}(\bar{\nu})}{N^{\nu}(\nu)} = 1.528 \pm 0.021 .$$

Die Größen $\langle E^\nu \rangle$ wurden folgendermaßen berechnet: Die Mittelwerte $\langle p^\mu \rangle$ der Myonimpulse wurden für die gemessenen und simulierten Ereignisse der F-Menge bestimmt. Die Unterschiede sind von der Größenordnung 1 GeV . Mit dem bekannten Mittelwert $\langle E_{MC}^\nu \rangle$ und der Näherung

$$\frac{\langle E_{\text{Daten}}^\nu \rangle}{\langle E_{MC}^\nu \rangle} = \frac{\langle p_{\text{Daten}}^\mu \rangle}{\langle p_{MC}^\mu \rangle}$$

wurde dann $\langle E_{\text{Daten}}^\nu \rangle$ berechnet:

$$\nu: \quad \langle E^\nu(\nu) \rangle = 28.7 \pm 0.2 \pm 0.5$$

$$\bar{\nu}: \quad \langle E^{\bar{\nu}}(\bar{\nu}) \rangle = 23.1 \pm 0.1 \pm 0.5$$

Es gilt: $\langle E^\nu - p^\mu \rangle \approx 1 \text{ GeV}$. Der systematische Fehler von 0.5 GeV wurde durch Variation des Resonanzanteils und Vergleich mit den für die Arbeitsmenge berechneten mittleren Energien abgeschätzt. Auch der statistische Fehler der MC-Mittelwerte wurde berücksichtigt. Da die systematischen Unsicherheiten für ν - und $\bar{\nu}$ -Strahl stark korreliert sind, kann der Quotient der Energiemittelwerte vergleichsweise genau bestimmt werden:

$$\frac{\langle E^{\bar{\nu}}(\bar{\nu}) \rangle}{\langle E^\nu(\nu) \rangle} = 0.803 \pm 0.009 \pm 0.010 .$$

Für die Simulationsrechnung wurden die Anteile der quasielastischen Wechselwirkungen und der resonanten Streuung gemäß den in Abschnitt 2.4 abgeschätzten Wirkungsquerschnitten gewählt ($f_{n,p} = (41 \pm 5)\%$ und $f_R = (59 \pm 5)\%$). Die Quotienten der über das Breitbandspektrum gemittelten Wirkungsquerschnitte sind $Q_{n,p} \equiv \frac{\langle \sigma_{n,p}^{\nu} \rangle}{\langle \sigma_{n,p}^{\nu} \rangle} = 1.05 \pm 0.007$ und $Q_R \equiv \frac{\langle \sigma_R^{\nu} \rangle}{\langle \sigma_R^{\nu} \rangle} = 1.075 \pm 0.04$. Berücksichtigt ist hier auch der kleine Unterschied der Zahl der Protonen und Neutronen im Targetkalorimeter: $N_p/N_n = 1.009 \pm 0.004$. Die Fehler von $Q_{n,p}, Q_R$ schließen Unsicherheiten in der Kenntnis der Neutrinospektren, der Formfaktoren [MUL85] und - wichtig für Q_R - des Verhältnisses der theoretischen Wirkungsquerschnitte (siehe Abschnitt 2.4.3) mit ein. Damit erhält man:

$$\frac{\langle \sigma^{\nu}(\nu) \rangle}{\langle \sigma^{\nu}(\bar{\nu}) \rangle} = f_{n,p} Q_{n,p} + f_R Q_R = 1.065 \pm 0.025.$$

Ein kleiner Untergrund an Ereignissen der inelastischen Neutrino-Quark-Streuung wird diesen Quotienten nicht wesentlich verändern, da für $y = E_{had}/E_{\nu} \rightarrow 0$ gilt: $\sigma^{inel}(\nu) \rightarrow \sigma^{inel}(\bar{\nu})$.

Der Quotient der Effizienzen ist

$$\frac{\epsilon^{\nu}(\nu)}{\epsilon^{\nu}(\bar{\nu})} = \frac{(21.8 \pm 0.31)\%}{(23.2 \pm 0.30)\%} = 0.940 \pm 0.035.$$

Der angegebene systematische Fehler ergibt sich aus dem statistischen Fehler der Simulationsrechnung von 0.018 und systematischen Unsicherheiten von 0.030. Diese wurden folgendermaßen abgeschätzt:

(a) Die Schnitte zur Selektion der F-Menge wurden so variiert, daß für etwa 20 verschiedenen definierte Datenmengen jeweils der Quotient der Ereigniszahlen sowie der mit Hilfe der MC-Rechnung bestimmte Normierungsfaktor F ermittelt werden konnte. Die Anzahlen der Ereignisse variierten innerhalb dieser Datensätze um etwa einen Faktor 2, das Verhältnis der Anzahlen von ν - und $\bar{\nu}$ -Ereignissen um etwa 4% (eine Standardabweichung). Die Variation von F beträgt jedoch nur etwa 2%, die maximale Abweichung vom Mittelwert 4%. Dies zeigt, daß der berechnete Normierungsfaktor stabil gegenüber Änderung der Selektionskriterien ist.

(b) Eine Variation des Resonanzanteils von 60% auf 70% oder 50% bedingt eine Unsicherheit für F von 2%.

Multipliziert man die vier berechneten Quotienten miteinander, erhält man schließlich

$$F = \frac{\Phi^{\nu}(\bar{\nu})}{\Phi^{\nu}(\nu)} = 1.22 \pm 0.02 \pm 0.06$$

Die relative Genauigkeit beträgt also 5%. Zum Fehler tragen vor allem die Unsicherheiten von $\sigma_R^{\nu}/\sigma_R^{\nu}$ sowie des durch Simulationsrechnung bestimmten Quotienten der Effizienzen bei.

Bestimmung von $U^{\nu}(\nu)$

Die Vorgehensweise entspricht der bei der Bestimmung von F . Mit Rücksicht auf die statistischen Fehler wurde der Analyse die Arbeitsmenge zugrundegelegt. Im MC-Programm ist zu beachten, daß vom Magnetfeld defokussierte Myonen die Trigger- und Selektionsbedingungen mit etwas kleinerer Wahrscheinlichkeit erfüllen als fokussierte Myonen. Außerdem sind die

Energiespektren ein wenig unterschiedlich.

$$\begin{aligned}\frac{N^\nu(\nu)}{N^\nu(\nu)} &= \frac{1976}{26293} = 0.075 \pm 0.0017 \pm 0.0004 \\ \frac{\langle E^\nu(\nu) \rangle}{\langle E^\nu(\nu) \rangle} &= \frac{(21.3 \pm 1.0) \text{ GeV}}{(28.7 \pm 0.5) \text{ GeV}} = 0.742 \pm 0.014 \pm 0.020 \\ \frac{\langle \sigma^\nu(\nu) \rangle}{\langle \sigma^\nu(\nu) \rangle} &= 1.065 \pm 0.025 \\ \frac{\epsilon^\nu(\nu)}{\epsilon^\nu(\nu)} &= \frac{(62.2 \pm 0.3)\%}{(65.9 \pm 0.3)\%} = 0.945 \pm 0.035\end{aligned}$$

Der systematische Fehler des Verhältnisses der Ereignisanzahlen ist durch die Subtraktion der kosmischen Ereignisse bedingt. Also:

$$U^\nu(\nu) = \frac{\Phi^\nu(\nu)}{\Phi^\nu(\nu)} = (5.6 \pm 0.2 \pm 0.3)\%$$

Bestimmung von $U^\nu(\nu)$

$$\begin{aligned}\frac{N^\nu(\nu)}{N^\nu(\nu)} &= \frac{3184}{39849} = 0.080 \pm 0.0014 \pm 0.0005 \\ \frac{\langle E^\nu(\nu) \rangle}{\langle E^\nu(\nu) \rangle} &= \frac{(25.1 \pm 1.0) \text{ GeV}}{(23.1 \pm 0.5) \text{ GeV}} = 1.085 \pm 0.020 \pm 0.020 \\ \frac{\langle \sigma^\nu(\nu) \rangle}{\langle \sigma^\nu(\nu) \rangle} &= 0.939 \pm 0.022 \\ \frac{\epsilon^\nu(\nu)}{\epsilon^\nu(\nu)} &= \frac{(66.0 \pm 0.3)\%}{(62.4 \pm 0.3)\%} = 1.057 \pm 0.035\end{aligned}$$

Somit findet man:

$$U^\nu(\nu) = \frac{\Phi^\nu(\nu)}{\Phi^\nu(\nu)} = (8.6 \pm 0.2 \pm 0.4)\%$$

4.3.5. Die Energiespektren der Neutrinos

Die gemessene Verteilung des Myonimpulses f_p kann als das Faltungsintegral

$$f_p(p) = \int A(p, E) \cdot f_E(E) dE$$

dargestellt werden, wobei f_E das zu "entfaltende" Neutrinoenergiespektrum und A die Auflösungsfunktion ist. Diese gibt die Wahrscheinlichkeitsdichte dafür an, bei einer Neutrinoenergie E in der Arbeitsmenge ein Ereignis mit gemessenem Myonimpuls p zu finden. A ist bestimmt durch die impulsabhängige Effizienz der Selektionskriterien, den Impulsübertrag des Neutrinos an das Myon und die Impulsauflösung des Myonspektrometers, die den wichtigsten Beitrag ausmacht.

Zur Entfaltung wird ein Computeralgorithmus [BLO84a, b] benutzt, der hier nur sehr kurz erklärt werden kann:

Die gemessene Funktion f_p wird diskretisiert durch Unterteilung des Definitionsbereichs in n Teilintervalle I_i mit Integral

$$f_i^p = \int_{I_i} f_p(p) dp \quad i = 1, \dots, n.$$

Die zunächst unbekannte Verteilung f_E wird als Linearkombination von m ($\leq n$) orthonormierten kubischen Spline-Funktionen s_j geschrieben:

$$f_E(E) = \sum_j c_j \cdot s_j(E) \quad j = 1, \dots, m.$$

Mit den Definitionen

$$A_j(p) = \int A(p, E) \cdot s_j(E) dE \quad j = 1, \dots, m$$

$$A_{ij} = \int_{I_i} A_j(p) \cdot dp \quad i = 1, \dots, n \quad j = 1, \dots, m$$

wird aus der Integralgleichung ein lineares Gleichungssystem für die Spline-Koeffizienten c_j :

$$f_i^p = A_{ij} c_j \quad i = 1, \dots, n \quad j = 1, \dots, m.$$

Im allgemeinen Fall $m < n$ ist die Lösung nicht eindeutig. Unter Berücksichtigung der "Meßfehler" wird man in diesem Fall eine Likelihood-Funktion L definieren und durch Maximierung den Lösungsvektor (c_j) bestimmen:

$$L(c_1, \dots, c_m) = \prod_{i=1}^n P_i(f_i^p; c_1, \dots, c_m).$$

Hier gibt P_i die Wahrscheinlichkeit dafür an, f_i^p zu messen, wenn der Erwartungswert $\sum A_{ij} c_j$ ist. Wählt man die Anzahl m der Splines zu groß, kann die entfaltete Funktion starke Oszillationen aufweisen. Dies ist auf statistisch nicht signifikant von 0 verschiedene Koeffizienten c_j zurückzuführen. Zur Vermeidung solcher unerwünschter Fluktuationen wird ein Regularisierungsverfahren angewandt. Die "Oszillationsstärke" der Funktion wird durch

$$O(c_1, \dots, c_m) = \int |f_E''(E)|^2 dE$$

gemessen und von der Likelihood-Funktion subtrahiert.

$$L'(c_1, \dots, c_m) = L(c_1, \dots, c_m) - \tau \cdot O(c_1, \dots, c_m)$$

Die maximale, statistisch sinnvolle Zahl m der Splines wird mit Hilfe statistischer Tests bestimmt und dann der positive Regularisierungsparameter τ geeignet gewählt [BLO84a].

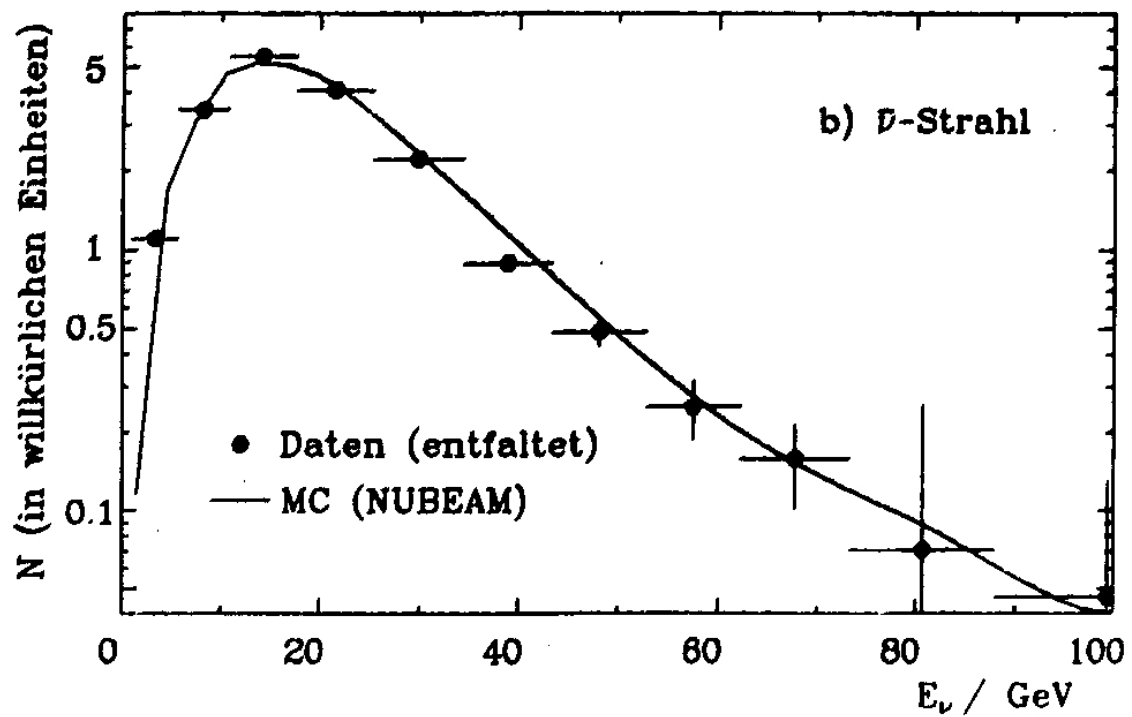
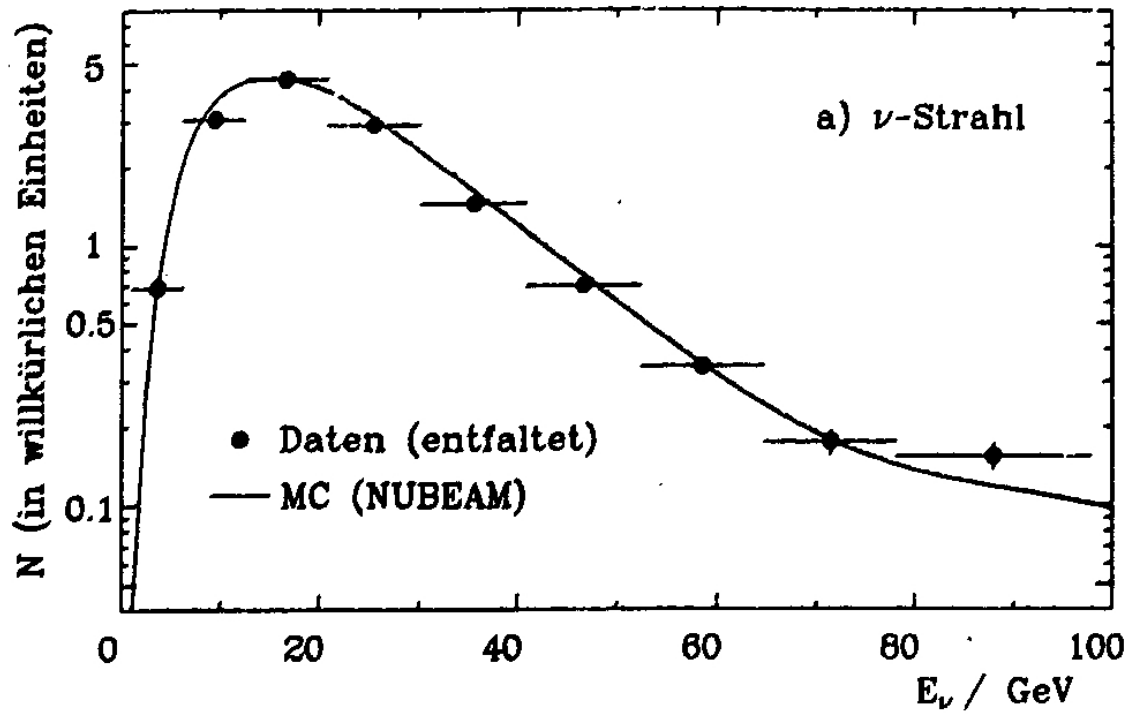


Abbildung 4.11
Entfaltete Neutrinoenergiespektren

Der durch Maximierung von L' berechnete neue Lösungsvektor (c_j) hat dann die Eigenschaft, daß statistisch insignifikante Koeffizienten unterdrückt sind.

Zur Bestimmung der Neutrinoenergiespektren wird als Funktion f_p die gemessene, durch ein Histogramm ($n = 50$) dargestellte Myonimpulsverteilung der Arbeitsmenge benutzt. Die Auflösungsfunktion ist implizit durch Angabe der im Simulationsprogramm angenommenen Verteilung der Neutrinoenergie und der der MC-Myonimpulse für entsprechend selektierte MC-Ereignisse definiert.

Mit m zwischen 10 und 12 erhält man die in Abb. 4.11 gezeigten Energiespektren. Die durchgezogene Linie gibt die mit NUBEAM berechneten Spektren an, siehe Abbildung 4.2. Die Übereinstimmung ist ausgezeichnet.

4.4. Zusammenstellung aller Neutrinoflußgrößen

Die energiegewichteten Flüsse der verschiedenen Neutrinos verhalten sich wie

$$\nu : p_{\nu_\mu} : p_{\nu_\mu} : p_{\nu_e} : p_{\nu_e} = 1 : 0.06 : 0.017 : 0.004$$

$$\bar{\nu} : p_{\nu_\mu} : p_{\nu_\mu} : p_{\nu_e} : p_{\nu_e} = 1 : 0.09 : 0.012 : 0.006 .$$

Der relative Fehler beträgt ungefähr 5% für den Myon-Neutrino-Untergrund und etwa 50% für den der Elektron-Neutrinos.

Die Energiemittelwerte sind in Tabelle 4.7 angegeben.

Strahl	ν_μ	$\bar{\nu}_\mu$	ν_e	$\bar{\nu}_e$
ν	28.7 ± 0.5	21.3 ± 1.0	47 ± 3	32 ± 3
$\bar{\nu}$	25.1 ± 1.0	23.1 ± 0.5	29 ± 3	35 ± 3

Tabelle 4.7

Energiemittelwerte in GeV für die verschiedenen Neutrino­komponenten im Breitbandstrahl

Die absoluten energiegewichteten Neutrino­flüsse für ν_μ - und $\bar{\nu}_\mu$ -Strahl sind:

$$\nu : \Phi(\nu_\mu) = (1.45 \pm 0.06) \cdot 10^{44} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2} \frac{A}{N_{\text{Nukleon}}}$$

$$\bar{\nu} : \Phi(\bar{\nu}_\mu) = (1.63 \pm 0.06) \cdot 10^{44} \frac{\text{GeV}}{\text{cm}^2} \frac{A}{N_{\text{Nukleon}}} .$$

Der gewichtete Mittelwert der Normierungsfaktoren F aus den Abschnitten 4.2 und 4.3 ist

$$F = 1.18 \pm 0.05 .$$

5. Neutrino-Elektron-Streuung

In diesem Kapitel wird die Selektion von Ereignissen, die den Wechselwirkungen von Myon-Neutrinos und -Antineutrinos mit Elektronen zugeordnet werden können, beschrieben. Nach Abtrennung des Untergrundes auf statistischer Basis und Bestimmung der Effizienz der Selektionskriterien erhält man die Anzahl der $\nu_\mu e$ -Ereignisse, die im nutzbaren Volumen des CHARM-Detektors stattgefunden haben. Mit den in Kapitel 4 bestimmten Neutrinoströmen können Wirkungsquerschnitte und wichtige Parameter der elektroschwachen Theorie berechnet werden. Die Diskussion dieser Resultate erfolgt dann in Kapitel 6. Für magnetisches Moment und Ladung von Neutrinos, zusätzliche W- und Z-Bosonen sowie angeregte Elektronen können obere Grenzen angegeben werden.

5.1. Der inverse Myon-Zerfall

5.1.1. Ereignisselektion und totaler Wirkungsquerschnitt

Ausgehend von der in Abschnitt 4.3.1 definierten Arbeitsmenge wird die Anzahl der Ereignisse für den inversen Myon-Zerfall (3) $[\nu_\mu e^- \rightarrow \mu^- \nu_e]$ bestimmt.

Die Arbeitsmenge enthält Ereignisse quasielastischer Neutrino-Nukleon-Reaktionen, solche, bei denen Nukleonresonanzen angeregt werden und auch die Ereignisse des inversen Myon-Zerfalls. Charakteristisch für letztere sind die kleinen Streuwinkel (und damit verbunden die kleinen Transversalimpulse) sowie ein Endzustand ohne Hadronen. Deshalb wurde die Arbeitsmenge durch folgende Schnitte weiter reduziert [JON80a, BER83d]:

- $p_T^2 \leq 0.1 \text{ GeV}^2$
- Die in den ersten drei Szintillatorebenen abgegebene Energie darf jeweils 18 MeV nicht überschreiten. Die Summe der Energien der ersten zwei Ebenen muß kleiner als 20 MeV sein. Wenn eine der ersten drei Proportionaldriftrohren Ebenen mehr als einen Treffer aufweist, sind maximal 10 MeV in jeder der ersten drei Szintillatorebenen erlaubt.

Die p_T^2 -Verteilungen für die so selektierten Ereignisse zeigt Abb. 5.1 für den Neutrino- und Antineutrinostrahl.

Der Überschuß bei kleinen Transversalimpulsen im ν_μ -Strahl kann dem inversen Myonzerfall zugeordnet werden. Die Erzeugung eines positiven Myons in einer Antineutrino-Wechselwirkung mit einem Elektron widerspricht der Erhaltung der elektrischen Ladung. Die p_T^2 -Verteilung der ν_μ -Ereignisse stellt somit die des Untergrundes aus quasielastischen und resonanten Neutrinoereignissen dar. Über das kleine p_T^2 -Intervall von $0 \dots 0.1 \text{ GeV}^2$ weist die Effizienz der Schnitte in der Szintillatorenergie im Fall des ν - und $\bar{\nu}$ -induzierten Untergrundes die gleiche p_T^2 -Abhängigkeit auf. Daher kann die Zahl der Ereignisse (3) durch Subtraktion der p_T^2 -Verteilungen von ν - und $\bar{\nu}$ -Ereignissen nach Normalisierung im Bereich

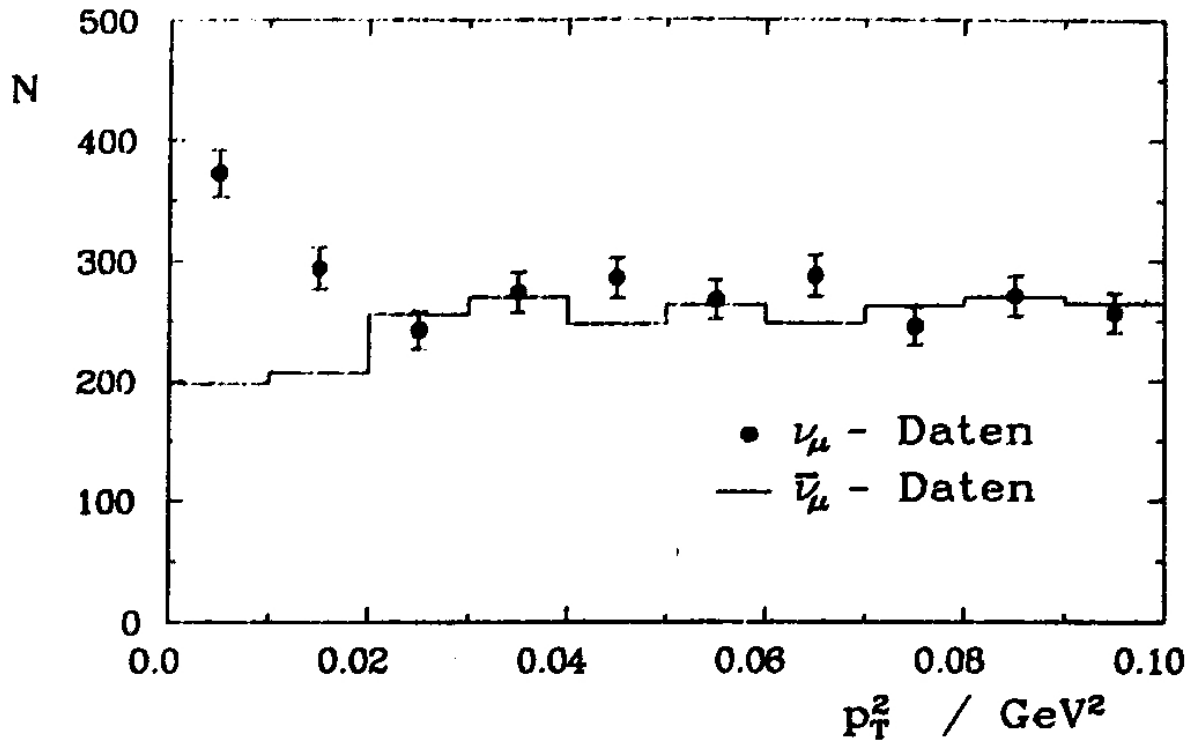


Abbildung 5.1
 p_T^2 -Verteilungen für Neutrino- und Antineutrino-Ereignisse

$p_T^2 = 0.02 \dots 0.1 \text{ GeV}^2$ bestimmt werden:

$$N^\nu = \epsilon N' + \delta N^\nu$$

$$N_N^\nu = (1 - \epsilon) N' + \delta N_N^\nu$$

Hier sind $N^\nu = 667$ die Zahl der ν -Ereignisse mit $p_T^2 \leq 0.02 \text{ GeV}^2$ und $N_N^\nu = 2133$ die Zahl der ν -Ereignisse im Normalisierungsintervall $0.02 \text{ GeV}^2 \leq p_T^2 \leq 0.1 \text{ GeV}^2$. Die entsprechenden $\bar{\nu}$ -Zahlen sind $N^{\bar{\nu}} = 651$ und $N_N^{\bar{\nu}} = 3352$. $\epsilon = 0.81 \pm 0.02$ ist die Effizienz für den Schnitt $p_T^2 \leq 0.02 \text{ GeV}^2$, N' die Zahl der Ereignisse (3) und δ der Normierungsfaktor. Man erhält $\delta = 0.622$ und

$$N' = 323 \pm 40 \pm 10$$

Abbildung 5.2 zeigt die p_T^2 -Verteilung dieser Ereignisse, die im Rahmen der statistischen Fehler mit dem Ergebnis einer MC-Rechnung, für die der differentielle Wirkungsquerschnitt des Standardmodells zugrundegelegt wurde, übereinstimmen. Die Verteilung des Myonimpulses ist in Abb. 5.3 gezeigt. Charakteristisch ist die Schwellenenergie von etwa 10.8 GeV . Zur Bestimmung des Wirkungsquerschnitts der Reaktion (3) muß die Zahl N' noch folgendermaßen korrigiert werden:

$$N = N' \cdot \frac{1}{\epsilon_{\text{Myon}}} \cdot \frac{1}{\epsilon_{\text{Vertex}}} \cdot \frac{57}{55}$$

$\epsilon_{\text{Myon}} = 0.92 \pm 0.02$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß die Myonspur innerhalb der geometrischen Akzeptanz des Detektors liegt und die Impulsrekonstruktion mit der erforderlichen

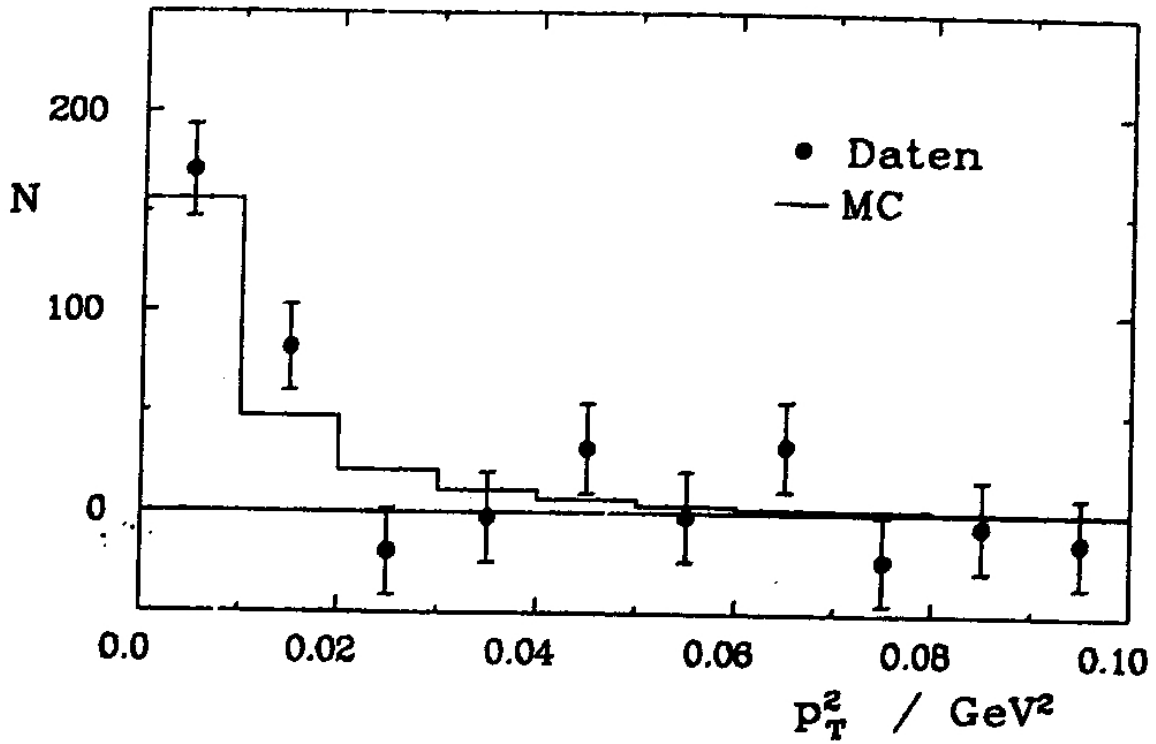


Abbildung 5.2
 p_T^2 -Verteilungen für die Ereignisse des inversen Myonzerfalls

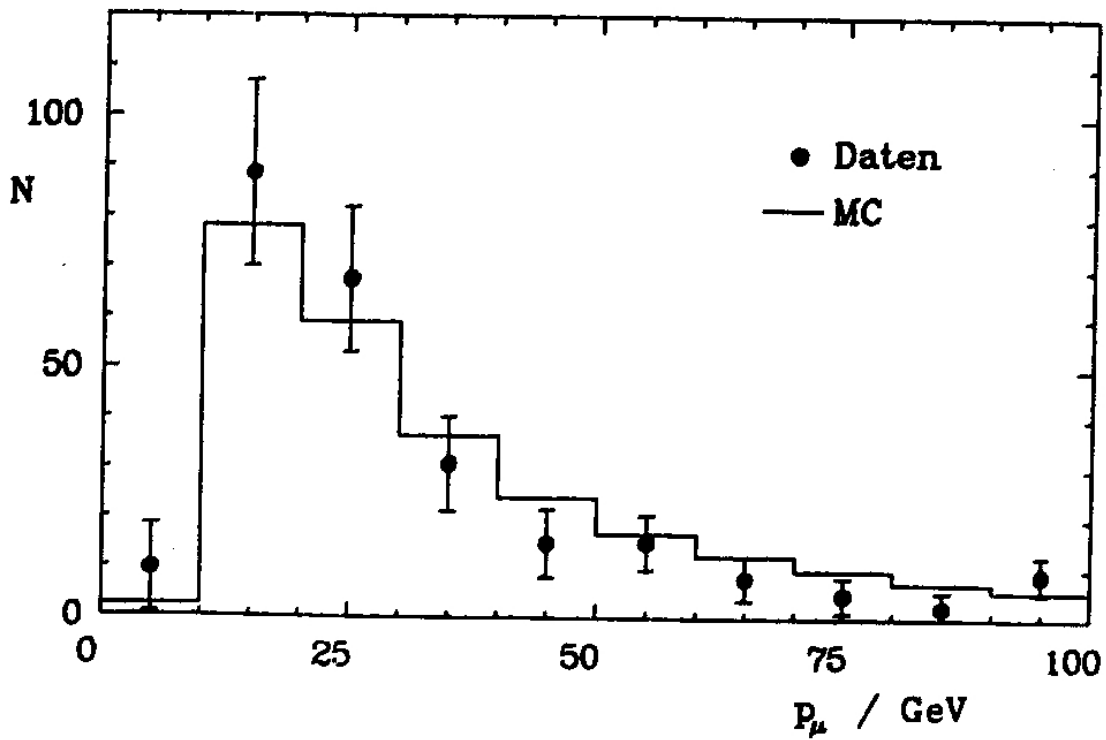


Abbildung 5.3
 p_μ -Verteilungen für die Ereignisse des inversen Myonzerfalls

Genauigkeit möglich ist. $\epsilon_{\text{vertex}} = 0.88 \pm 0.03$ ist die Effizienz für die Schnitte in der Szintillatorenergie in den ersten Ebenen nach dem Wechselwirkungspunkt. Diese Zahl wurde ermittelt durch Anwendung dieser Schnitte auf weit vom Vertex entfernt liegende Teile der Myonspuren. Der letzte Faktor berücksichtigt, daß das in Kapitel 4 definierte nutzbare Volumen 57 Ebenen lang ist, die Ereignisse der Arbeitsmenge aber nur aus 55 Detektorebenen selektiert wurden.

Damit folgt:

$$N = 414 \pm 51 \pm 20 .$$

Angegeben sind statistischer und systematischer Fehler; letzterer ist bedingt durch die Unsicherheiten in den Effizienzen.

Der über das Energiespektrum des Breitbandstrahles gemittelte Wirkungsquerschnitt für den inversen Myon-Zerfall beträgt damit

$$\sigma/E_\nu = \frac{N}{\Phi/A \cdot N_{\text{Elektron}}} = (5.7 \pm 0.7 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{cm}^2/\text{GeV}$$

Dabei wird angenommen $N_{\text{Elektron}}/N_{\text{Nukleon}} = \frac{1}{2}$. Der in Abschnitt 2.3 definierte kinematische Faktor $(1 - \frac{m_\mu^2}{s})^2$ hat den Wert 0.38 ± 0.03 , wenn über das Breitbandspektrum gemittelt wird. Damit kann man zu hohen Neutrinoenergien $E_\nu \gg \frac{m_\mu^2}{m_e}$ extrapolieren:

$$\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \mu^- \nu_e)/E_\nu = (1.50 \pm 0.18 \pm 0.14) \cdot 10^{-41} \text{cm}^2/\text{GeV} .$$

Dieser Wert stimmt mit dem theoretischen Wirkungsquerschnitt überein, siehe Tabelle 2.4.

5.1.2. Grenzen für rechtshändige geladene Ströme

Das Verhältnis aus gemessenem und im Standardmodell berechneten Wirkungsquerschnitt ist

$$S' := \sigma^{\text{exp}}/\sigma^{\text{theor}} = 0.87 \pm 0.10 \pm 0.09 .$$

Durch Vergleich mit dem in Gleichung (2.14) angegebenen Ausdruck für $S(\omega, \tau)$ kann man Grenzen für das Massenverhältnis $\tau = m^2(W_1)/m^2(W_2)$ und den Mischungswinkel ω berechnen. Der Mittelwert der Konstante c_{kin} in (2.14) beträgt für den SPS-Breitbandstrahl 0.37. In Abbildung 5.4 ist der erlaubte Bereich (68% c.l.) eingezeichnet, woraus man abliest:

$$\tau < 0.5 \quad \text{und} \quad |\omega| < 25^\circ .$$

Diese Grenzen können verbessert werden, wenn man auch Messungen der Zerfallsparameter für den Myonzerfall und der longitudinalen Polarisation von Elektronen im β -Zerfall berücksichtigt [MAA82]:

$$\tau < 0.29 \quad \text{und} \quad |\omega| < 4.2^\circ .$$

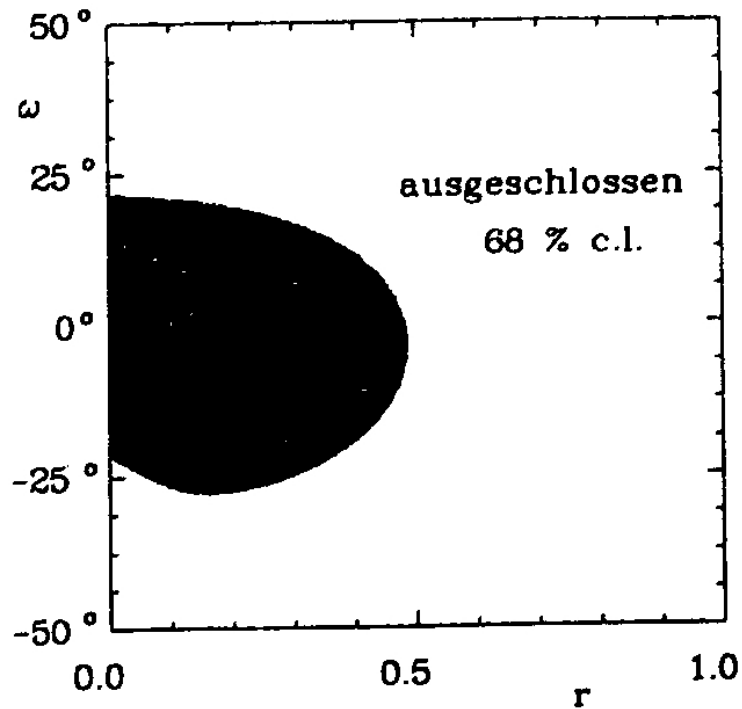


Abbildung 5.4
Erlaubter Bereich für $r = m^2(W_1)/m^2(W_2)$ und Mischungswinkel ω

5.2. Die elastische Neutrino-Elektron-Streuung

Wie aus der großen Zahl von Neutrino-Ereignissen diejenigen mit einem elektromagnetischem Schauer herausgefiltert werden, wird in Abschnitt 5.2.1 beschrieben. Man erhält für den Neutrino- bzw. Antineutrinostrahl jeweils eine Menge von etwa 350 Ereignissen, von denen etwa 10% νe -Wechselwirkungen sind. Die Beiträge der verschiedenen Untergründe werden in Kapitel 5.2.2. abgeschätzt. In Abschnitt 5.2.3 wird ein statistisches Verfahren angewandt, um die Zahl der νe -Ereignisse in der Menge der Kandidaten zu ermitteln. Aus diesem Ergebnis können dann in Abschnitt 5.2.4. Wirkungsquerschnitte und Parameter der GSW-Theorie, insbesondere $\sin^2\Theta_W$, berechnet werden. Schließlich werden in den Abschnitten 5.2.5 bis 5.2.7 Grenzen für Ladung und magnetisches Moment von Neutrinos, angeregte Leptonen und ein hypothetisches zusätzliches Z-Boson angegeben.

5.2.1. Ereignisselektion

In der Breitbandstrahlperiode 1983 wurden insgesamt etwa 500 Magnetbänder mit Neutrino- und AntineutrinoDaten beschrieben. Nach Entfernen der kosmischen Myonen und gleichzeitiger Pulshöheneichung bleiben $2.2 \cdot 10^6$ ν - und $1.6 \cdot 10^6$ $\bar{\nu}$ - Wechselwirkungen übrig. Alle diese Ereignisse wurden von einem schnellen Filterprogramm ("Filter 0") analysiert und klassifiziert als

- a) Kandidaten für die elastische Neutrino-Elektron-Streuung,
- b) Kandidaten für inklusive Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen oder als

- c) Kandidaten für quäsielastische Neutrino-Nukleon-Streuung und inversen Myon-Zerfall.

Um die Stabilität des Triggers sowie der Detektorelemente zu überprüfen, wurden für verschiedene Teilperioden die relativen Anzahlen der Ereignisse in den drei Klassen untereinander und mit der Gesamtzahl der aufgenommenen Wechselwirkungen und Protonen verglichen. Im Rahmen der statistischen Fehler waren diese Vergleichszahlen konstant. Die Selektion der Ereignisse der Klassen b) und c) ist in Kapitel 4 erläutert. Die Kriterien zur Selektion der ν_e -Kandidaten (Filter 0) waren [SAN84]:

- Die sichtbare Energie E_{vis} in den Szintillatoren des Kalorimeters beträgt mindestens 200 MeV . Die Pulshöhen wurden auf Lichtabschwächung korrigiert; hierzu wurde der Schauerschwerpunkt aus den Positionen der getroffenen Geigerrohre bestimmt.
- Das Verhältnis K aus E_{vis} und der Anzahl der Treffer in den Geigerrohren ist kleiner als 35 MeV . Dieser Schnitt entfernt Ereignisse, die zum größten Teil außerhalb des durch die Geigerrohre erfaßten Detektorvolumens liegen. Für Elektronschauer von 5 GeV erwartet man einen Mittelwert $\langle K \rangle = 13\text{ MeV}$ und eine Standardabweichung von $\sigma_K = 2\text{ MeV}$. Der Mittelwert nimmt mit der Schauerenergie zu. Bei 50 GeV gilt $\langle K \rangle = 25\text{ MeV}$ und $\sigma_K = 2\text{ MeV}$.
- Ereignisse mit einem Vertex in Ebene 71...78 werden nicht berücksichtigt.
- Viele CC-Wechselwirkungen werden aussortiert durch die Forderung, daß höchstens 4 Treffer in den Bremsstrahlungszählern vorliegen durften.
- Anwendung des Separators "holicity": Für jede Geigerrohrebene i werden die beiden äußeren getroffenen Rohre bestimmt. Es werden nur solche Treffer berücksichtigt, für die der davor liegende Szintillator mindestens die Pulshöhe eines minimal ionisierenden Teilchens aufweist. Dann wird die Zahl aller *nicht* getroffenen Rohre zwischen den beiden äußeren Treffern, die Lochzahl H_i , bestimmt. Ereignisse mit $\sum_i H_i \leq 2$ werden nicht berücksichtigt. Dabei handelt es sich um einzelne (Myon-)Spuren. Die Zahl der Löcher in den ersten 8 Ebenen ab Vertex sowie deren Summe wurde nach oben beschränkt, um hadronische Schauer, die breit sind und viele "Löcher" haben, auszusortieren. Die oberen Schranken wurden energieabhängig gewählt, so daß die Effizienz für die Selektion elektromagnetischer Schauer nicht von der Schauerenergie abhängt. Tabelle 5.1 gibt die oberen Schranken für die Lochzahl in den verschiedenen Ebenen für verschiedene Schauerenergien an. Für Zwischenwerte wurde eine lineare Interpolation benutzt.

Die Effizienz dieser Schnitte wurde für elektromagnetische Schauer des Teststrahles zu $(96 \pm 1)\%$ ermittelt. Sie ist im Bereich $E = 5 \dots 50\text{ GeV}$ und $\Theta_{proj} = 0 \dots 100\text{ mrad}$ unabhängig von Schauerenergie und Winkel.

Die Filter 0 - Kriterien werden von

$$\nu : 11000$$

$$\bar{\nu} : 6700$$

Breitbandstrahl-Ereignissen erfüllt. Diese Wechselwirkungen wurden vom Programm NAUGHT weiter analysiert. Ereignisse mit einer erkennbaren Myonspur (etwa 50%) wurden aussortiert; für die anderen wurden alle wichtigen Größen wie Energie, Breite, Vertex, Richtung und E_{fist} der Schauer nach den in Kapitel 3 beschriebenen Algorithmen berechnet und

die gesamte Information auf einem "DST" abgespeichert.

E/GeV	H_1^{max}	H_2^{max}	H_3^{max}	H_4^{max}	H_5^{max}	H_6^{max}	H_7^{max}	H_8^{max}	H_{tot}^{max}
5	8	13	15	18	21	24	25	26	62
7.5	9	13	15	19	22	25	27	30	70
10	9	13	17	22	23	26	31	32	80
15	9	13	17	22	25	29	32	35	82
20	9	14	18	23	26	30	32	39	90
30	9	17	19	25	28	31	37	41	98
50	11	19	21	27	32	33	42	46	112

Tabelle 5.1

Maximale Lochzahl für Ebenen 1 bis 8 (H_i^{max}) und deren Summe H_{tot}^{max}

Dann wurden aus der Menge dieser Ereignisse mit einem weiteren Programm, "Filter 1", Kandidaten für die Neutrino-Elektron-Streuung nach folgenden Kriterien selektiert:

- $7 \leq \text{Vertextebene} \leq 67 ; |y_V|, |z_V| \leq 1.15 m$
- $\Gamma_{Sxi} < 5 cm$
- $E_e \Theta_e^2 < 0.23 GeV$.

Das zweite Kriterium erfüllen nur verhältnismäßig schmale Schauer. Aus Abb. 3.8 folgt, daß Elektronschauer diesen Schnitt mit einer Effizienz von 100% passieren. Unter Berücksichtigung der Winkelauflösung im CHARM-Detektor erwartet man, daß mehr als 95% aller νe -Wechselwirkungen einen Wert $E_e \Theta_e^2$ unter $0.01 GeV$ haben. Das dritte Selektionskriterium wird also ebenfalls von allen Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen erfüllt. Die Ereigniszahlen nach Anwendung des Filters 1 sind:

$$\nu : 3661$$

$$D : 3693$$

Schließlich wurden die folgenden Schnitte zur Selektion der endgültigen Neutrino-Elektron-Kandidaten angebracht ("Filter 2"):

- Nutzbares Detektorvolumen
 $7 \leq \text{Vertextebene} \leq 63 ; |y_V|, |z_V| \leq 1.15 m$
- Schauerprofil
 $\Gamma_{Sxi} < 1.8 cm ; \sigma_{Gei} \leq 10 \dots 13 cm ; 92 cm \leq L_{Sxi} \leq 165 cm$

- Vertex

$$3 \text{ MeV} \leq E_{\text{first}} \leq 50 \text{ MeV} ; P_1 = 1 ; 0 < G_1 < 7 ; H_1 < 3$$

- Kinematik

$$4 \text{ GeV} \leq E_e \leq 30 \text{ GeV} ; E_e^2 \Theta_e^2 \leq 0.54 \text{ GeV}^2.$$

Der erste Schnitt definiert das "nutzbare Detektorvolumen". Ereignisse mit einem Wechselwirkungspunkt außerhalb dieses Bereiches werden nicht vollständig von allen Detektorelementen erfaßt und deshalb aussortiert. Die Selektion elektromagnetischer Kaskaden mit Hilfe von Breite und Länge der Schauer ist in Abschnitt 3.6 ausführlich diskutiert. Die Effizienz für elastische Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen ist unabhängig von Winkel und Energie und beträgt $(85 \pm 3)\%$. Diese Zahl gilt auch unter Berücksichtigung des "holicity"-Schnitts, der in Filter 0 enthalten ist, da νe -Ereignisse mit einer zu großen Lochzahl auch die Filter 2 - Schnitte in der Schauerbreite nicht passieren. Die Vertexschnitte dienen neben einer kleinen Reduzierung des Untergrundes an hadronischen oder γ -induzierten Schauern vor allem der Verbesserung der Winkelauflösung. P_1 bzw. G_1 stehen für die Multiplizitäten in den Proportional- und Geigerrohrebenen der Vertexebene. H_1 ist die Zahl der "Löcher" in den Geigerrohren. Die Effizienz für νe -Ereignisse, die die Vertex-Kriterien erfüllen, beträgt $(73 \pm 4)\%$. Sie ist praktisch unabhängig von der Schauerenergie: Von $E_e = 4 \text{ GeV}$ bis $E_e = 30 \text{ GeV}$ nimmt sie nur um etwa 2% ab. Die kinematischen Schnitte sind deshalb so gewählt worden, weil zum einen unter 4 GeV die Triggereffizienz sehr klein ist und zum anderen oberhalb von 30 GeV der Untergrund an quasielastischen $\nu_e N$ -Wechselwirkungen sehr groß ist. Denn die aus K-Zerfällen stammenden Elektron-Neutrinos haben im Mittel eine größere Energie als Myon-Neutrinos und außerdem wird fast die gesamte Energie auf das Elektron übertragen, während für Neutrino-Elektron-Ereignisse $\langle y \rangle \approx 0.5$ gilt. Etwa 85% aller νe -Wechselwirkungen erfüllen $E_e^2 \Theta_e^2 < 0.06 \text{ GeV}^2$. Die obere Grenze von 0.54 GeV^2 wurde bewußt so groß gewählt, daß die Menge der νe -Kandidaten auch genügend Untergrundergebnisse in einer kinematischen Region enthält, zu der Neutrino-Elektron-Wechselwirkungen nicht beitragen. Der Untergrund kann aus der gemessenen Population dieser Region bestimmt und auf den für νe -Ereignisse typischen Bereich extrapoliert werden. Dies wird in den folgenden Abschnitten durchgeführt. Die Effizienz des Schnittes in E_e beträgt für $\sin^2 \Theta_W = 0.215$ und mit den in Kapitel 4 bestimmten Neutrinoenergie-Spektren etwa 54% für $\nu_e e$ -Ereignisse und 51% für $\nu_\mu e$ -Wechselwirkungen, siehe auch Abschnitt 5.2.4.

Für die Breitbandstrahlperiode 1983 bleiben nach Anwendung von Filter 2

$$\nu : 339$$

$$\nu : 376$$

Ereignisse übrig.

5.2.2. Untergrundprozesse

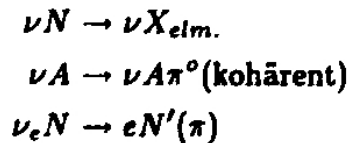
In Tabelle 5.2. sind die verschiedenen Beiträge der vier Neutrino-Elektron-Prozesse und der Untergrundreaktionen zur Menge der im letzten Abschnitt definierten νe -Kandidaten abgeschätzt. Aufgeführt sind die in Abschnitt 2.4.1 erläuterten inklusiven Neutrino-Nukleon-Wechselwirkungen mit dominant elektromagnetischem Endzustand, die kohärente und dif-

fraktive π^0 -Erzeugung sowie die "quasielastische" Streuung von Elektron-Neutrinos an Nukleonen. Außer der quasielastischen Streuung von Elektron-Neutrinos an Nukleonen wurde auch die resonante Erzeugung von Pion-Nukleon-Endzuständen für invariante Massen bis etwa 1.7 GeV berücksichtigt, siehe Kapitel 2 und 4. NC-Prozesse, in denen eine Nukleonresonanz entsteht und in ein π^0 (und ein Nukleon) zerfällt, stellen einen weiteren Untergrund zur Neutrino-Elektron-Streuung dar; da die Pionenergie jedoch kleiner als 4 GeV ist, spielt die resonante π^0 -Erzeugung hier keine Rolle und ist deshalb nicht in Tabelle 5.2 aufgeführt. Zusätzlich sind auch die Streuprozesse hypothetischer Neutrinos mit nicht verschwindendem magnetischem Moment bzw. elektrischer Ladung an Elektronen berücksichtigt. Die erste Spalte gibt den totalen Wirkungsquerschnitt in der Einheit 10^{-40} cm^2 bei einer Neutrinoenergie von 20 GeV an, bezogen auf ein Elektron e , einen Kern A bzw. ein Nukleon N . Es wurde $\sin^2 \Theta_W = 0.215$ angenommen. Die zweite mit $p \cdot \sigma_N$ bezeichnete Spalte enthält das Produkt aus der Wahrscheinlichkeit p , ein Neutrino der betrachteten Sorte im Strahl zu finden (s. Kapitel 4), und dem über das Breitbandstrahlspektrum gemittelten totalen Wirkungsquerschnitt pro Nukleon. Diese Zahlen ermöglichen einen direkten Vergleich der Beiträge der verschiedenen Prozesse vor Anwendung irgendwelcher Selektionskriterien. $\epsilon_{\text{Schauer}}$ gibt die Effizienz bei der Anwendung der Schauerprofil- und Vertex-Schnitte an. $\epsilon_{\text{kinem.}}$ ist die Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Ereignis die in Abschnitt 5.2.1 definierten kinematischen Schnitte in E_e und $E_e^2 \Theta_e^2$ erfüllt. Mit Hilfe des in Kapitel 4 angegebenen Neutrino fluxes Φ kann dann die erwartete Anzahl von Ereignissen N_{tot} in der Menge der νe -Kandidaten berechnet werden:

$$N_{\text{tot}} = \epsilon_{\text{Schauer}} \cdot \epsilon_{\text{kinem.}} \cdot (p \cdot \sigma_N) \cdot \frac{\Phi \cdot N_{\text{Nukleon}}}{A \cdot \langle E \rangle}$$

In der letzten Spalte ist die Anzahl der Ereignisse mit $E_e^2 \Theta_e^2 < 0.06 \text{ GeV}^2$ aufgeführt. Im Fall der Neutrino-Elektron-Streuung sind das etwa 85% aller Wechselwirkungen.

Man sieht, daß der erwartete Anteil an νe -Ereignissen etwa 10% beträgt. Davon sind wiederum ca. 15% Neutrinos der "falschen" Leptonzahl zuzuordnen. Die Verteilung von Θ_e der diffraktiven π^0 -Produktion ist ähnlich der der anderen beiden semileptonischen Myon-Neutrino-Reaktionen. Die Energieverteilung hat - wie bei der kohärenten π^0 -Produktion - ihr Maximum bei kleinen Pionenergien. Im folgenden wird daher angenommen, daß der Gesamtuntergrund zur elastischen Neutrino-Elektron-Streuung als eine Linearkombination (nur) der Prozesse



dargestellt werden kann.

Die Abbildungen 5.5 bis 5.8 zeigen für die Neutrino-Elektron-Streuung und die drei Untergrundprozesse jeweils fünf charakteristische Verteilungen: a) $E_e - \Theta_e$, b) E_e , c) Θ_e , d) $E_e^2 \Theta_e^2$, und e) E_{First} . Schauerenergie E_e , -Winkel Θ_e und Azimutwinkel Φ_e sind die Variablen, durch die ein Neutrino-Elektron-Ereignis vollständig kinematisch beschrieben wird. Der uniform verteilte Azimutwinkel Φ_e ist für die Datenanalyse ohne Bedeutung. Die Variable $E_e^2 \Theta_e^2 = E_e^2 \Theta_e^2$ eignet sich besonders gut zur Unterscheidung von Signal ($< 0.06 \text{ GeV}^2$) und Untergrund. E_{First} ist die Energie, die in der ersten Szintillatorebene hinter dem Vertex deponiert wird. Mit Hilfe dieser Variablen kann zwischen e^- - und γ -induzierten Schauern unterschieden werden, siehe Abschnitt 3.7.

Neutrino						
Prozeß	$\sigma_{20 \text{ GeV}}$	$p \cdot \sigma_N$	$\epsilon_{\text{Schauer}}$	$\epsilon_{\text{kinem.}}$	N_{tot}	$N_{<0.06}$
$\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$	0.33	0.20	0.6	0.55	35	30
$\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e$	0.25	0.01	0.6	0.50	1.5	1.5
$\nu_{e}e \rightarrow \nu_{e}e$	1.8	0.02	0.6	0.45	3	2.5
$\bar{\nu}_{e}e \rightarrow \bar{\nu}_{e}e$	0.75	0.005	0.6	0.50	1	1
$\nu N \rightarrow \nu X_{\text{elm.}}$	390	500	≤ 0.005	0.12	≤ 150	≤ 25
$\nu A \rightarrow \nu A \pi^0$ koh.	60	3	0.4	0.23	145	20
$\nu N \rightarrow \nu N \pi^0$ dif.	≈ 3	≈ 3	≈ 0.3	≈ 0.15	≈ 70	≈ 7
$\nu_e N \rightarrow e N'(\pi)$	100	1	0.4	0.25	55	10
$\nu e \rightarrow \nu e \quad \mu = 10^{-8}$	0.9	0.45	0.6	0.17	25	20
$\nu e \rightarrow \nu e \quad Q = 10^{-10}$	4	2.6	0.6	0.04	35	30
Antineutrino						
Prozeß	$\sigma_{20 \text{ GeV}}$	$p \cdot \sigma_N$	$\epsilon_{\text{Schauer}}$	$\epsilon_{\text{kinem.}}$	N_{tot}	$N_{<0.06}$
$\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e$	0.25	0.14	0.6	0.50	28	24
$\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$	0.33	0.02	0.6	0.55	4.5	4
$\bar{\nu}_{e}e \rightarrow \bar{\nu}_{e}e$	0.75	0.004	0.6	0.50	1	1
$\nu_{e}e \rightarrow \nu_{e}e$	1.8	0.006	0.6	0.45	1	1
$\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} X_{\text{elm.}}$	230	250	≤ 0.005	0.10	≤ 85	≤ 15
$\bar{\nu} A \rightarrow \bar{\nu} A \pi^0$ koh.	50	2.5	0.4	0.21	140	20
$\bar{\nu} N \rightarrow \bar{\nu} N \pi^0$ dif.	≈ 3	≈ 3	≈ 0.3	≈ 0.15	≈ 90	≈ 9
$\bar{\nu}_e N \rightarrow e N'(\pi)$	100	1	0.5	0.35	110	20
$\bar{\nu} e \rightarrow \bar{\nu} e \quad \mu = 10^{-8}$	0.9	0.45	0.6	0.18	30	25
$\bar{\nu} e \rightarrow \bar{\nu} e \quad Q = 10^{-10}$	4	2.6	0.6	0.05	50	45

Tabelle 5.2

Wirkungsquerschnitte, Effizienzen und erwartete Anzahl von Ereignissen für die wichtigsten Prozesse mit elektromagnetischem Endzustand

Die Verteilungen a) bis d) wurden mit einem Simulationsprogramm berechnet, das auf den Energieverteilungen der Neutrinos im Breitbandstrahl, den in Kapitel 2 angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitten und den experimentellen Auflösungsfunktionen für E_e und Θ_e basiert. Auch die Energieabhängigkeit der Effizienzen des Triggers und der Selektionskriterien von Abschnitt 5.2.1 sind berücksichtigt worden.

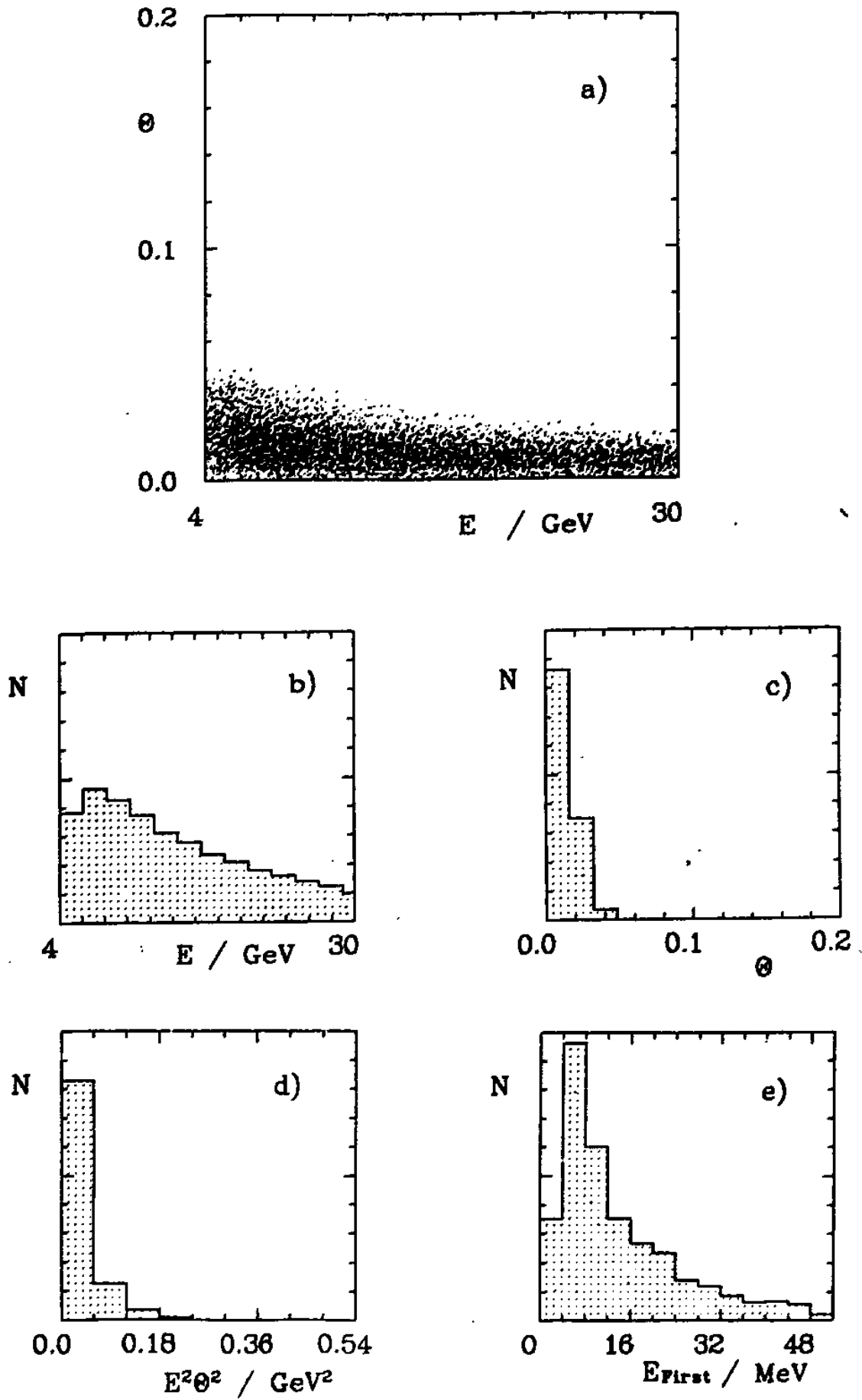


Abbildung 5.5
Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e$

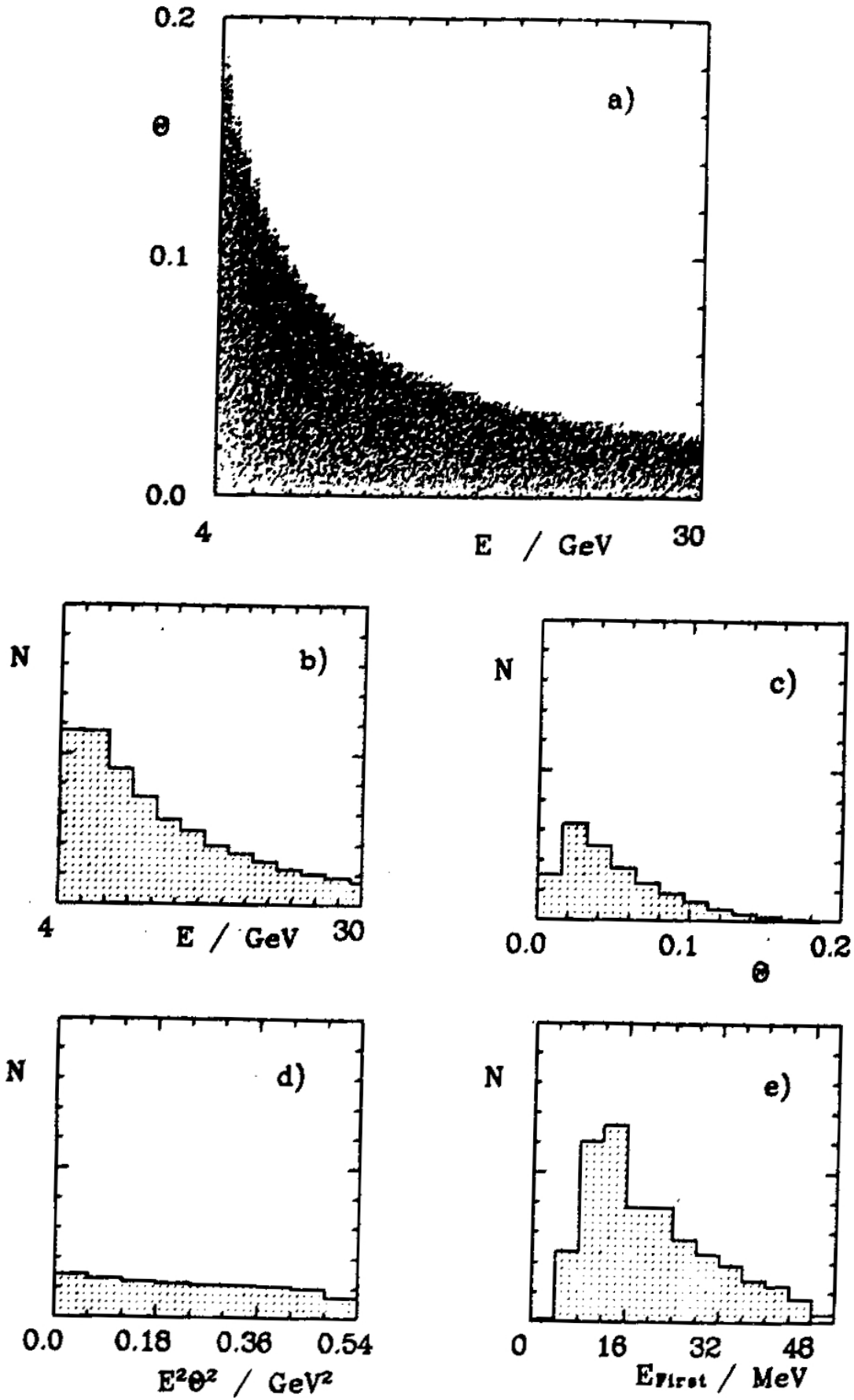


Abbildung 5.6
Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu N \rightarrow \nu X_{\text{elm.}}$.

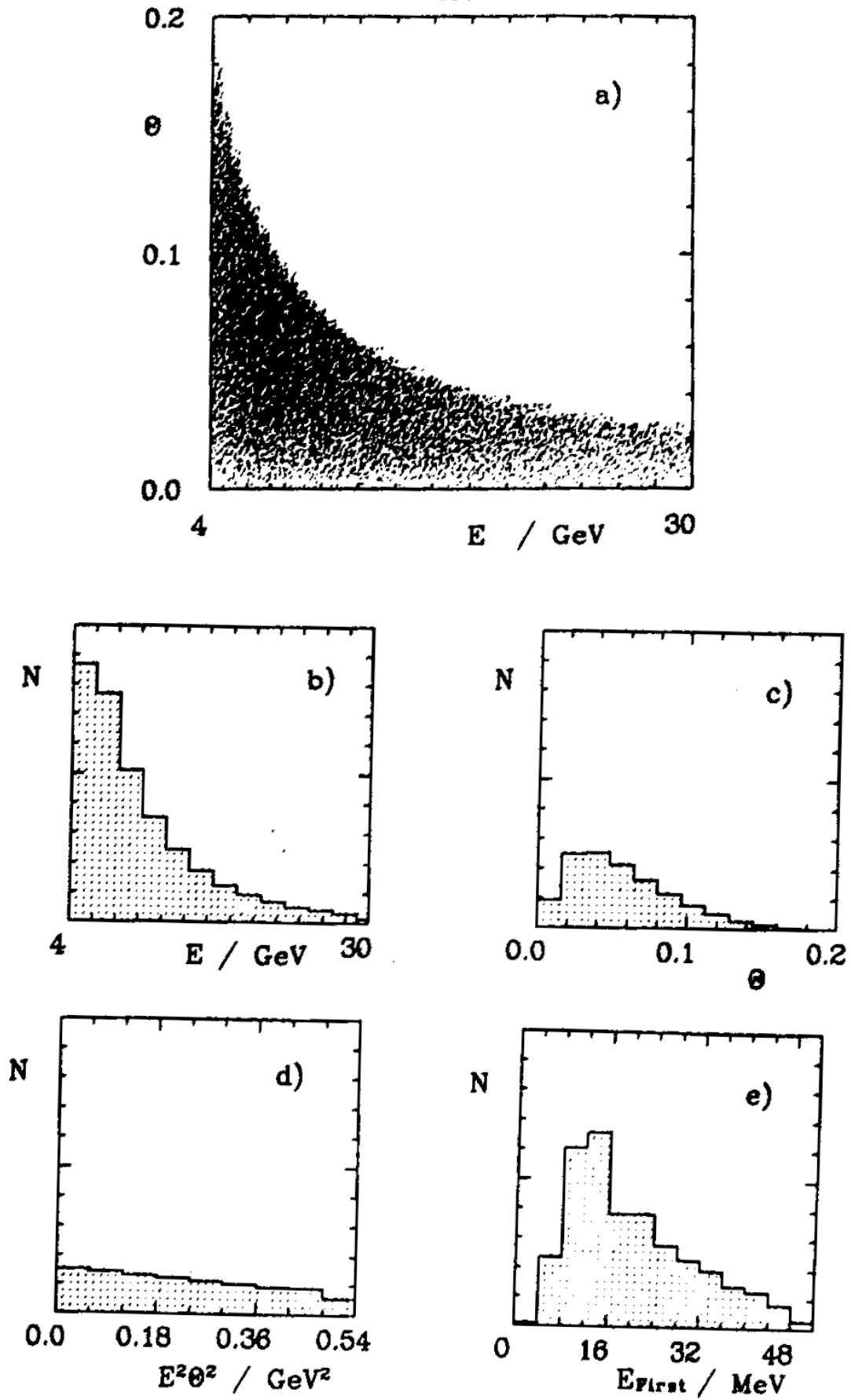


Abbildung 5.7

Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu A \rightarrow \nu A \pi^0$ (kohärent)

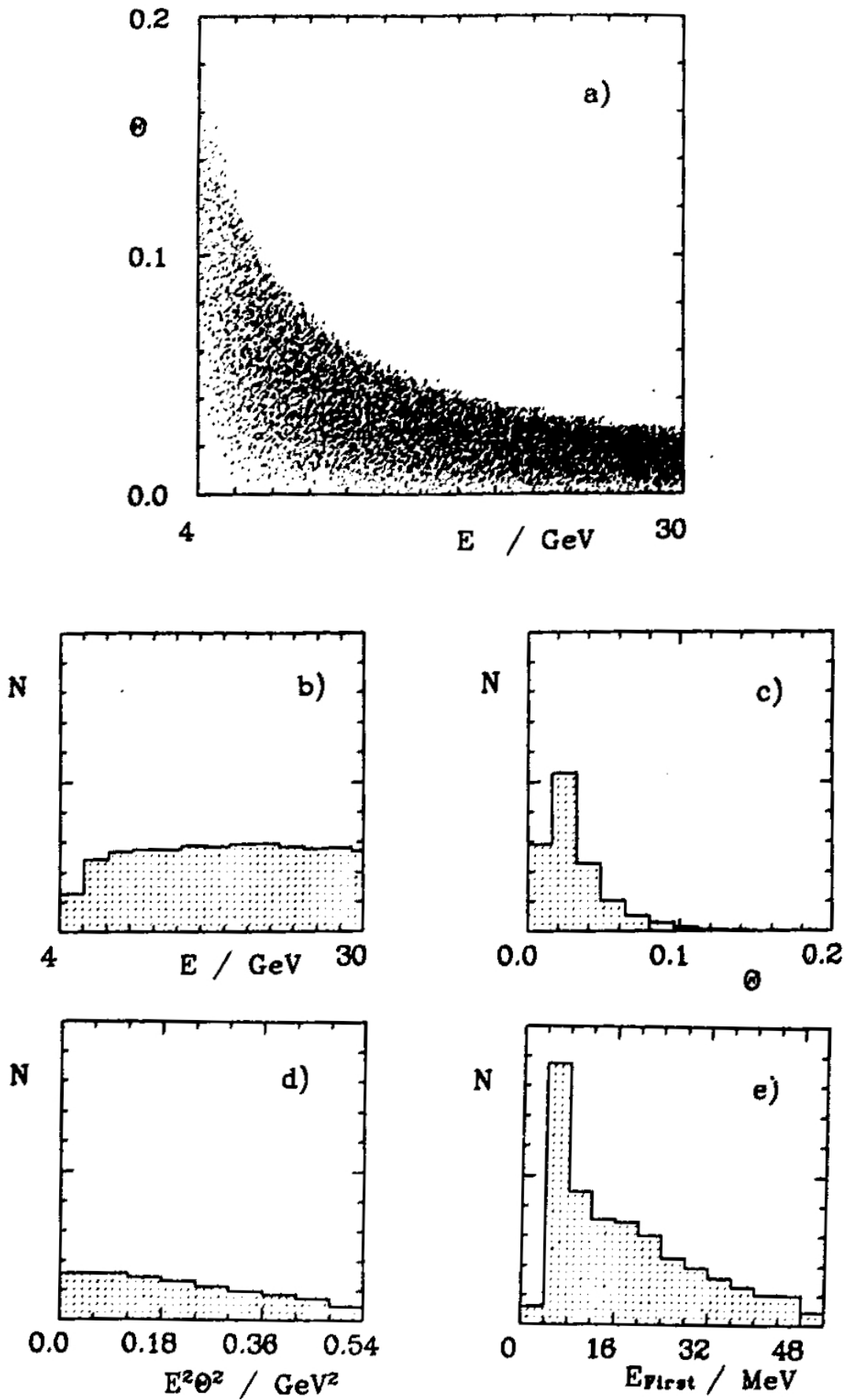


Abbildung 5.8
Charakteristische Verteilungen für Ereignisse des Typs $\nu_e N \rightarrow e N'(\pi)$

Es ist jeweils über alle möglichen Neutrinoarten gemäß ihrer in Abschnitt 4.4 angegebenen relativen Häufigkeiten summiert. Die inklusiven NC-Wirkungsquerschnitte wurden mit den in [JON83b] angegebenen Parametrisierungen der Strukturfunktionen berechnet. Alle Verteilungen gelten für den Neutrino-Strahl, die im Antineutrino-Fall sind ähnlich. Die E_{First} -Verteilungen für Elektronen und neutrale Pionen sind die in Abschnitt 3.7 angegebenen. Es wird angenommen, daß auch die Endzustände $X_{elm.}$ der NC-Wechselwirkungen näherungsweise durch die Verteilung von E_{First} für π^0 's charakterisiert werden können. Für quasielastische und resonante Elektron-Neutrino-Wechselwirkungen wurde zunächst mit dem in Abschnitt 4.3.2 beschriebenen MC-Programm der hadronische Anteil an E_{First} bestimmt und die so erhaltene Verteilung mit der für Elektronschauer gefaltet. Neutrino- und Antineutrino-Verteilungen unterscheiden sich geringfügig.

5.2.3. Anzahl der νe -Ereignisse

In Abschnitt 5.2.1 wurde eine Menge von Ereignissen selektiert, zu der verschiedene Prozesse beitragen können. Um welche Wechselwirkungen es sich handelt, und welche Verteilungen der kinematischen Variablen und E_{First} zu erwarten sind, wurde in Abschnitt 5.2.2 untersucht. Nun soll durch Vergleich der gemessenen und für die verschiedenen Reaktionen simulierten Verteilungen die Anzahl $N_{\nu e}$ der νe -Wechselwirkungen für Neutrino- und Antineutrino-Periode bestimmt werden.

Zunächst soll $N_{\nu e}$ auf einfache Weise aus der gemessenen Verteilung der Variable $E_e^2 \Theta_e^2 = E_e^2 \Theta_e^2$ grob abgeschätzt werden. Danach wird ausführlich ein Verfahren beschrieben, bei dem der Anteil der νe -Ereignisse durch Vergleich der gemessenen dreidimensionalen Verteilungen der Variablen E_e , Θ_e und E_{First} mit einer Linearkombination der für die verschiedenen Prozesse erwarteten $(E_e, \Theta_e, E_{First})$ -Verteilungen bestimmt wird. Die "beste" Linearkombination ist die, für die die Likelihood maximal wird.

Abbildung 5.9 zeigt die gemessenen $E_e^2 \Theta_e^2$ -Verteilungen. Abbildung 5.5d kann man entnehmen, daß etwa 85% der νe -Ereignisse einen Wert $E_e^2 \Theta_e^2 < 0.06 \text{ GeV}^2$ haben und nahezu keine Ereignisse oberhalb von 0.12 GeV^2 zu erwarten sind. Die entsprechenden Verteilungen der Untergrundreaktionen können in guter Näherung im gesamten Intervall $0 \leq E_e^2 \Theta_e^2 \leq 0.54 \text{ GeV}^2$ durch eine Gerade approximiert werden, wie die Abbildungen 5.6d bis 5.8d zeigen.

Paßt man nun an die gemessene Verteilung im Bereich $E_e^2 \Theta_e^2 > 0.12 \text{ GeV}^2$ eine Gerade an und extrapoliert zu kleinen Werten (s. Abb. 5.9), so findet man im Intervall $E_e^2 \Theta_e^2 \leq 0.06 \text{ GeV}^2$ einen "Überschuß" an Ereignissen, den man der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung zuordnet. In der Menge der νe -Kandidaten sind damit

$$\nu : N_{\nu e} = 41 \pm 11 \text{ (statist.)}$$

$$\bar{\nu} : N_{\bar{\nu} e} = 42 \pm 11 \text{ (statist.)}$$

νe -Ereignisse. Zu beachten ist, daß es sich hier um die Summe von $\nu_\mu e^-$, $\bar{\nu}_\mu e^-$, $\nu_e e^-$ und $\bar{\nu}_e e^-$ -Wechselwirkungen handelt, siehe Tabelle 5.2.

Die Bestimmung von $N_{\nu e}$ aus der $E_e^2 \Theta_e^2$ -Verteilung kann verbessert werden, indem man die durch MC-Simulation bestimmten Untergrundverteilungen anpaßt und den relativen Anteil der π^0 - und e^- -induzierten Schauer aus der E_{First} -Verteilung berechnet. Man erhält dann

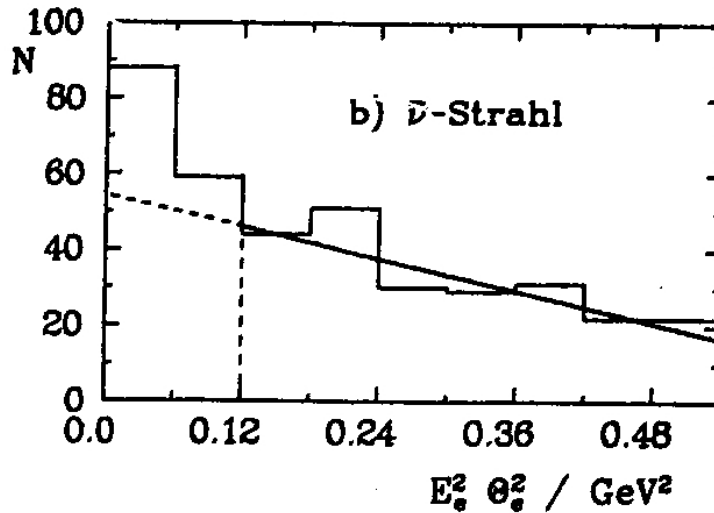
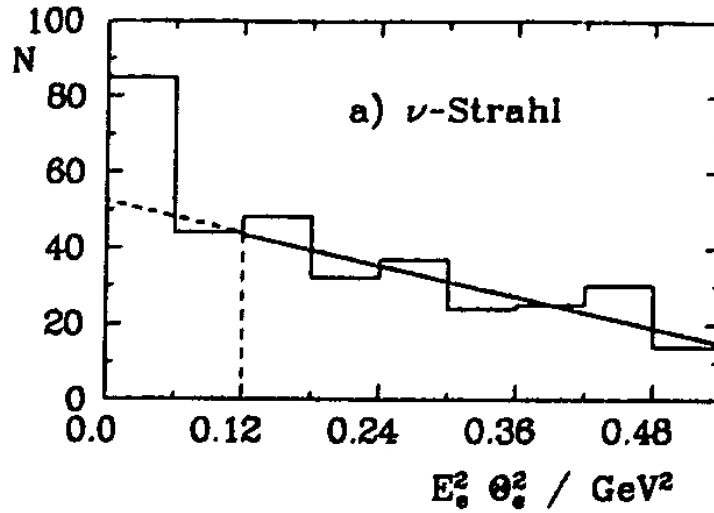


Abbildung 5.9
Gemessene $E_e^2 \Theta_e^2$ -Verteilungen

[BER84d]:

$$\nu : N_{\nu e} = 43 \pm 11 \text{ (statist.)}$$

$$\bar{\nu} : N_{\bar{\nu} e} = 40 \pm 11 \text{ (statist.)}$$

Zahlenwerte und statistische Fehler sind nahezu die gleichen wie die oben angegebenen.

Eine bessere Methode zur Bestimmung von $N_{\nu e}$ ist die im folgenden beschriebene: Die gemessenen Verteilungen N^ν und $N^{\bar{\nu}}$ der Variablen $E \equiv E_e$, $\Theta \equiv \Theta_e$ und $E_F \equiv E_{F \text{ first}}$ sollen durch theoretische Verteilungen X^ν und $X^{\bar{\nu}}$ möglichst gut reproduziert werden:

$$N^\nu(E, \Theta, E_F) \sim X^\nu(a_1, \dots, a_n; E, \Theta, E_F)$$

$$N^{\bar{\nu}}(E, \Theta, E_F) \sim X^{\bar{\nu}}(\bar{a}_1, \dots, \bar{a}_n; E, \Theta, E_F).$$

Die Funktionen X sind dabei Linearkombinationen der (E, Θ, E_F) -Verteilungen f_i , \bar{f}_i der

verschiedenen möglichen Reaktionen:

$$\begin{aligned}
 X^\nu(a_1, \dots, a_n; E, \Theta, E_F) &= N_{tot}^\nu \cdot [a_1^{\nu e} f_1^{\nu e}(E, \Theta, E_F) + \sum_{i=2}^n a_i \cdot f_i(E, \Theta, E_F)] \\
 X^\bar{\nu}(\bar{a}_1, \dots, \bar{a}_n; E, \Theta, E_F) &= N_{tot}^{\bar{\nu}} \cdot [\bar{a}_1^{\nu e} \bar{f}_1^{\nu e}(E, \Theta, E_F) + \sum_{i=2}^n \bar{a}_i \cdot \bar{f}_i(E, \Theta, E_F)] .
 \end{aligned} \tag{5.1}$$

$N_{tot}^\nu = 339$ und $N_{tot}^{\bar{\nu}} = 376$ ist die Gesamtzahl der νe - Kandidaten im Neutrino- bzw. Antineutrino-Strahl. Die f_i, \bar{f}_i wurden, wie im vorigen Abschnitt beschrieben, durch Simulationsrechnung bestimmt. f_1 ist die Verteilung für die elastische Streuung der im Neutrino-Strahl vorkommenden Neutrinos an Elektronen und f_i ($i = 2, \dots, n$) steht für $n - 1$ Untergrundreaktionen. Analog sind die Funktionen \bar{f}_i für den Antineutrino-Strahl definiert. Es gelten die folgenden Normierungsbedingungen:

$$\int f_i(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F = \int \bar{f}_i(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F = 1 \quad i = 1, \dots, n .$$

Dabei erstreckt sich das Integral über den durch die Selektionskriterien in Abschnitt 5.2.1 erlaubten Bereich für die Variablen E, Θ, E_F . Die $2n$ Koeffizienten a_i, \bar{a}_i sollen so bestimmt werden, daß die später genauer definierte Likelihoodfunktion $L(a_i, \bar{a}_i)$ maximal wird, d.h. der Ansatz 5.1 stellt die beste Beschreibung der experimentellen Verteilungen N^ν und $N^{\bar{\nu}}$ dar. Die Zahl der zu bestimmenden Parameter wird durch folgende zusätzliche Annahmen reduziert:

a) Die Gesamtzahl der Ereignisse wird festgelegt:

$$\begin{aligned}
 X_{tot}^\nu &= \int X^\nu(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F := \int N^\nu(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F = N_{tot}^\nu \\
 X_{tot}^{\bar{\nu}} &= \int X^{\bar{\nu}}(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F := \int N^{\bar{\nu}}(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F = N_{tot}^{\bar{\nu}}
 \end{aligned}$$

Diese Gleichsetzung ist nicht ganz korrekt, da die Ereigniszahlen *nicht* durch die experimentellen Randbedingungen vorgegeben sind. Da jedoch $N_{\nu e} \ll N_{tot}$ ist Annahme a) gerechtfertigt, siehe hierzu auch weiter unten.

Damit folgt für die Summe der Koeffizienten:

$$\sum_i a_i = \sum_i \bar{a}_i = 1 .$$

Es ist also z.B. der jeweils letzte Koeffizient durch die anderen festgelegt:

$$a_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} a_i \quad \bar{a}_n = 1 - \sum_{i=1}^{n-1} \bar{a}_i . \tag{5.2}$$

b) Für die Untergründe sind die Verhältnisse der Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitte bekannt. Also:

$$\frac{N_{tot}^\nu \cdot a_i}{N_{tot}^{\bar{\nu}} \cdot \bar{a}_i} = F^{-1} \cdot \frac{p_i}{\bar{p}_i} \cdot \frac{\langle \sigma_i^\nu \rangle \langle \epsilon_i^\nu \rangle \langle E_\nu \rangle}{\langle \sigma_i^{\bar{\nu}} \rangle \langle \epsilon_i^{\bar{\nu}} \rangle \langle E_\nu \rangle} \quad i = 2, \dots, n - 1 .$$

Hier ist $F = 1.18 \pm 0.05$ das in Abschnitt 4 bestimmte Verhältnis der energiegewichteten Neutrinoflüsse für Myon-Antineutrinos und Myon-Neutrinos. p_i gibt den Fluß der zur jeweiligen Untergrundreaktion i beitragenden Neutrinos relativ zum Myon-Neutrino-Fluß an, siehe Abschnitt 4.4. $\langle \sigma \rangle$, $\langle \epsilon \rangle$ und $\langle E \rangle$ stehen für die über das Breitbandstrahlspektrum gemittelten Wirkungsquerschnitte, Effizienzen der Selektionskriterien und Neutrinoenergien. Annahme b) wird nur für die Untergründe $i = 2, \dots, n-1$ gemacht (und nicht für $i = n$), da sonst möglicherweise eine Korrelation zwischen den Parametern a_1 und \bar{a}_1 erzwungen wird. Es verbleiben die n unabhängigen Parameter $a_1, \dots, a_{n-1}; \bar{a}_1$.

Die "Likelihood" ist die "a-posteriori-Wahrscheinlichkeit", die Verteilungen $N(E, \Theta, E_F)$ zu messen, wenn die "wahre" Wahrscheinlichkeitsverteilung durch $X(E, \Theta, E_F)$ gegeben ist. zur Berechnung der Likelihood wird der durch E, Θ, E_F aufgespannte Raum in k kleine Parzellen T_j aufgeteilt und die entsprechenden gemessenen und theoretischen Ereigniszahlen N_j und X_j bestimmt:

$$N_j^\nu = \int_{T_j} N^\nu(E, \Theta, E_F) dE d\Theta dE_F \quad j = 1 \dots k \quad .$$

Analog sind N_j^p , X_j^ν und X_j^p definiert. Die Likelihood L ist dann

$$L(a_1, \dots, a_{n-1}, \bar{a}_1) = \prod_j \text{prob}(N_j^\nu, X_j^\nu(a_1, \dots, a_n)) \cdot \prod_j \text{prob}(N_j^p, X_j^p(\bar{a}_1, \dots, \bar{a}_n)) \quad ,$$

wobei die oben festgelegten Nebenbedingungen für die a_i , \bar{a}_i gelten sollen. Die Wahrscheinlichkeit, N Ereignisse zu messen, wenn X der Erwartungswert ist, wird durch die Poisson-Verteilung gegeben:

$$\text{prob}(N, X) = e^{-X} \cdot \frac{X^N}{N!} \quad .$$

Anstelle der Likelihood L wird im folgenden der negative, zweifache (natürliche) Logarithmus, LL , betrachtet:

$$LL(a_1, \dots, a_{n-1}, \bar{a}_1) = -2 \log L(a_1, \dots, a_{n-1}, \bar{a}_1) \quad .$$

LL muß minimiert werden. Die Definition ist so gewählt, daß im Grenzfall großer X_j, N_j , in dem die Poisson-Verteilung gut durch eine Gauß-Funktion angenähert werden kann, LL in die bekannte χ^2 -Verteilung übergeht.

Die Likelihood kann im Prinzip auch unabhängig von einer Aufspaltung in Parzellen definiert werden. Die Funktionen f_i , \bar{f}_i können aber nicht analytisch dargestellt werden, sondern müssen durch Simulationsrechnungen bestimmt werden. Deshalb können diese Wahrscheinlichkeiten nur für endlich viele Parzellen mit ausreichender statistischer Genauigkeit berechnet werden. Da zwei Meßwerttripel (E^I, Θ^I, E_F^I) , die in der gleichen Parzelle liegen, nicht mehr unterschieden werden, geht Information verloren. Dieser Verlust ist gering, wenn Größe und Zahl der Parzellen so gewählt werden, daß die folgenden Bedingungen erfüllt sind:

- 1) Die experimentellen Auflösungen der einzelnen Variablen sind größer als die entsprechenden Abmessungen der Parzellen.
- 2) Die Zahl der Parzellen mit $N_j > 1$ ist klein im Verhältnis der Parzellen mit $N_j = 0, 1$.

Die zweite Forderung impliziert $k \gg N_{tot}$. Deshalb ist folgende Überlegung zur Verringerung des mit der Minimierung von LL verbundenen Rechenaufwandes nützlich. LL ist proportional zu

$$\begin{aligned} & \sum_j \log \text{prob}(N_j, X_j) \\ &= \sum_{N_j \neq 0} N_j \log X_j + \sum_{N_j=0} 0 - \sum_j \log N_j! - \sum_j X_j \\ &= \sum_{N_j \neq 0} N_j \log X_j + \text{const.} \end{aligned}$$

Man muß also nur über die maximal N_{tot} Parzellen mit $N_j > 0$ summieren und nicht über alle k Parzellen!

Die Parameter a_i, \bar{a}_i erhält man durch Bestimmung des Minimums von LL . Interessiert man sich nur für jeweils einen der Werte, z.B. a_1 , dann erhält man das Intervall

$$[a_1 - \Delta_{a_1}^-, a_1 + \Delta_{a_1}^+] ,$$

das mit einer Wahrscheinlichkeit von 68% den "wahren Wert" enthält, aus der durch

$$LL(a_1, \dots, a_{n-1}, \bar{a}_i) = LL_{min} + 1$$

definierten Kontur durch Projektion auf die a_1 -Achse.

Außer der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung ($i = 1$) wurden die folgenden drei Untergrundreaktionen berücksichtigt:

$i = 2$ Kohärente π^0 -Erzeugung

$i = 3$ Inelastische NC-Wechselwirkungen mit dominant elektromagnetischem Endzustand

$i = 4$ Von Elektron-(Anti-)Neutrinos induzierte quasielastische Prozesse.

Dabei sind jeweils die Beiträge aller im Strahl vorhandenen Neutrinosorten gemäß den relativen Flüssen, Wirkungsquerschnitten und Effizienzen addiert. Die Funktionen f_i, \hat{f}_i wurden folgendermaßen faktorisiert:

$$f(E, \Theta, E_F) = \hat{f}(E, \Theta) \cdot \hat{f}(E_F) .$$

\hat{f} wurde berechnet für die Neutrinospektren des Breitbandstrahls, den in Kapitel 2 angegebenen differentiellen Wirkungsquerschnitten und den experimentellen Auflösungsfunktionen für E_e und Θ_e . Auch die Energieabhängigkeit der Effizienzen des Triggers und der Selektionskriterien von Abschnitt 5.2.1 von E_e sind berücksichtigt worden. Die Verteilungen \hat{f} und \hat{f} sind in den Abbildungen 5.5 bis 5.8 gezeigt. Die Faktorisierung gilt nur näherungsweise, da z.B. die Winkelauflösung oder die Effizienzen schwach mit $E_{F_{tot}}$ korreliert sind.

Die Parzellen wurden definiert durch Einteilung der E_e - und Θ_e -Achse in 50 und der $E_{F_{tot}}$ -Achse in 25 äquidistante Intervalle:

$$\begin{aligned} E_e &: 4 \dots 30 \text{ GeV} & \Delta E_e &\approx 0.5 \text{ GeV} \\ \Theta_e &: 0 \dots 200 \text{ mrad} & \Delta \Theta_e &= 4 \text{ mrad} \\ E_{F_{tot}} &: 0 \dots 50 \text{ MeV} & \Delta E_{F_{tot}} &= 2 \text{ MeV} \end{aligned}$$

Die Intervallängen sind also kleiner als die experimentellen Auflösungen. Im durch $E_e^2 \Theta_e^2 \leq 0.54 \text{ GeV}^2$ eingeschränkten Bereich bleiben jeweils etwa $k = 25000$ Parzellen für die 339 Neutrino- und 376 Antineutrino-Ereignisse übrig.

Für die Untergründe 2 und 3 gilt

$$\begin{aligned} \frac{\bar{a}_2}{a_2} &= 0.85 \pm 0.15 \\ \frac{\bar{a}_3}{a_3} &= 0.50 \pm 0.10 \end{aligned} \quad (5.3)$$

a_4 und \bar{a}_4 sind wegen der Bedingung (5.2) als Funktion der anderen a_i bzw. \bar{a}_i gegeben.

Die gemessenen (E_e, Θ_e) - Verteilungen sind in Abbildung 5.10 gezeigt. Weitere (eindimensionale) Verteilungen findet man in Abb. 5.12 und 5.13.

Damit kann LL als Funktion der $n = 4$ freien Parameter a_1, a_2, a_3 und \bar{a}_1 berechnet werden. Das Minimum wurde unabhängig mit Hilfe des Programms MINUIT [JAM83] und mit einem einfachen Such-Algorithmus bestimmt. Lokale Minima werden in MINUIT durch Kombination eines Simplexalgorithmus [NEL65] und einer "variable metric" - Methode [FLE70] bestimmt. Beim Such-Verfahren werden eine große Zahl von Quadrupeln $(a_1, a_2, a_3, \bar{a}_1)$ zufällig bestimmt und jeweils LL berechnet. Nachdem Lage des Minimums und LL_{min} festgelegt sind, kann der Teilraum der (a_1, a_2, a_3, a_4) mit

$$LL \leq LL_{min} = 1$$

bestimmt werden. Abbildung 5.11 zeigt einige Projektionen auf durch zwei der Koeffizienten aufgespannte Ebenen. Projiziert man weiter auf eine der Achsen, erhält man das 68%-Intervall für die entsprechende Größe.

Aus 5.11a und 5.11b erkennt man, daß der Koeffizient a_1 , der den νe -Anteil im Neutrino-Datensatz angibt, nicht oder nur wenig mit den Untergrundanteilen a_2 und a_4 korreliert ist. Ein ähnliches Bild erhält man auch für die a_1 - a_3 -Ebene. Dies bedeutet, daß ein Fehler in der Bestimmung eines der Untergrundanteile eine verhältnismäßig kleine Änderung von a_1 bedingt. Die Anteile der kohärenten π^0 -Ereignisse und der NC-Wechselwirkungen mit dominant elektromagnetischem Untergrund sind sehr stark (negativ) korreliert, wie Figur 5.11c zeigt. Dies ist zu erwarten, da sowohl die Verteilungen \hat{f} als auch \tilde{f} für die beiden Prozesse ähnlich sind. Wegen der unterschiedlichen $E_{F,stat}$ -Verteilungen ist die Korrelation zwischen a_2 (bzw. a_3) und a_4 kleiner. Abbildung 5.11d zeigt, daß a_1 und \bar{a}_1 praktisch unkorreliert sind. Man liest ab:

$$a_1 = 0.130 \pm 0.026 \quad \bar{a}_1 = 0.115 \pm 0.027 .$$

Die Fehler sind nahezu symmetrisch: $\Delta^+ \approx \Delta^-$. Tabelle 5.3 gibt die Zahl der Ereignisse $N_i = N_{tot} \cdot a_i$ für die verschiedenen Prozesse in der Datenmenge an. Neben den statistischen sind auch systematische Fehler aufgeführt, die weiter unten abgeschätzt werden.

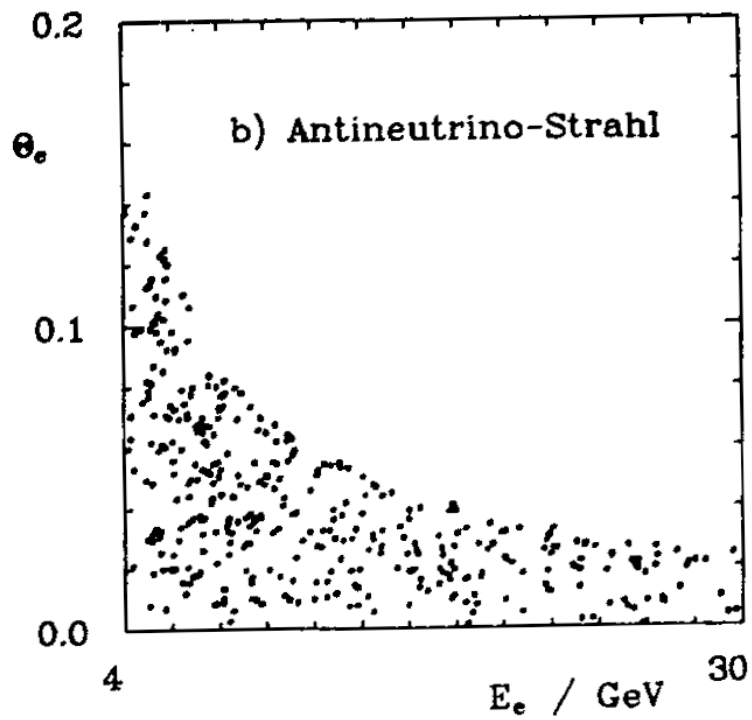
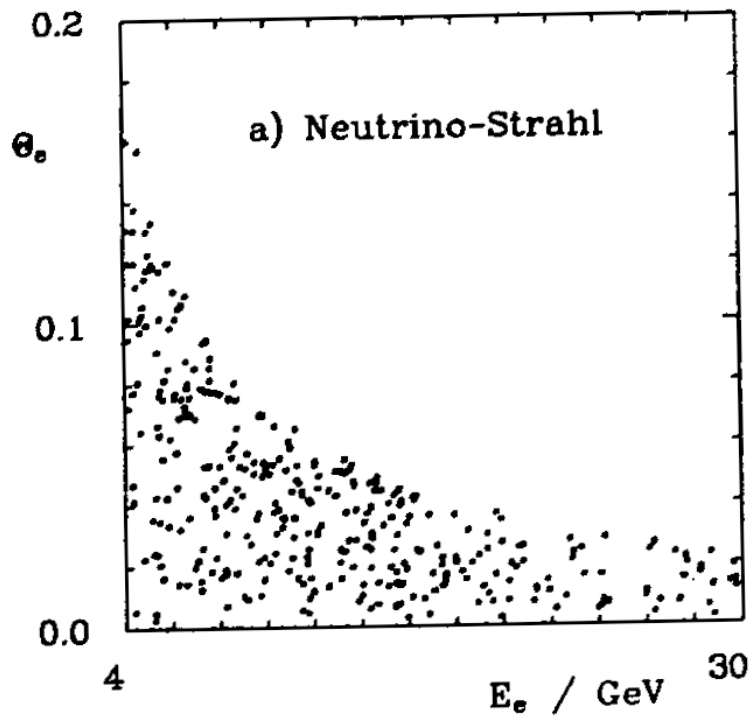


Abbildung 5.10
Gemessene $E_e - \theta_e$ -Verteilungen

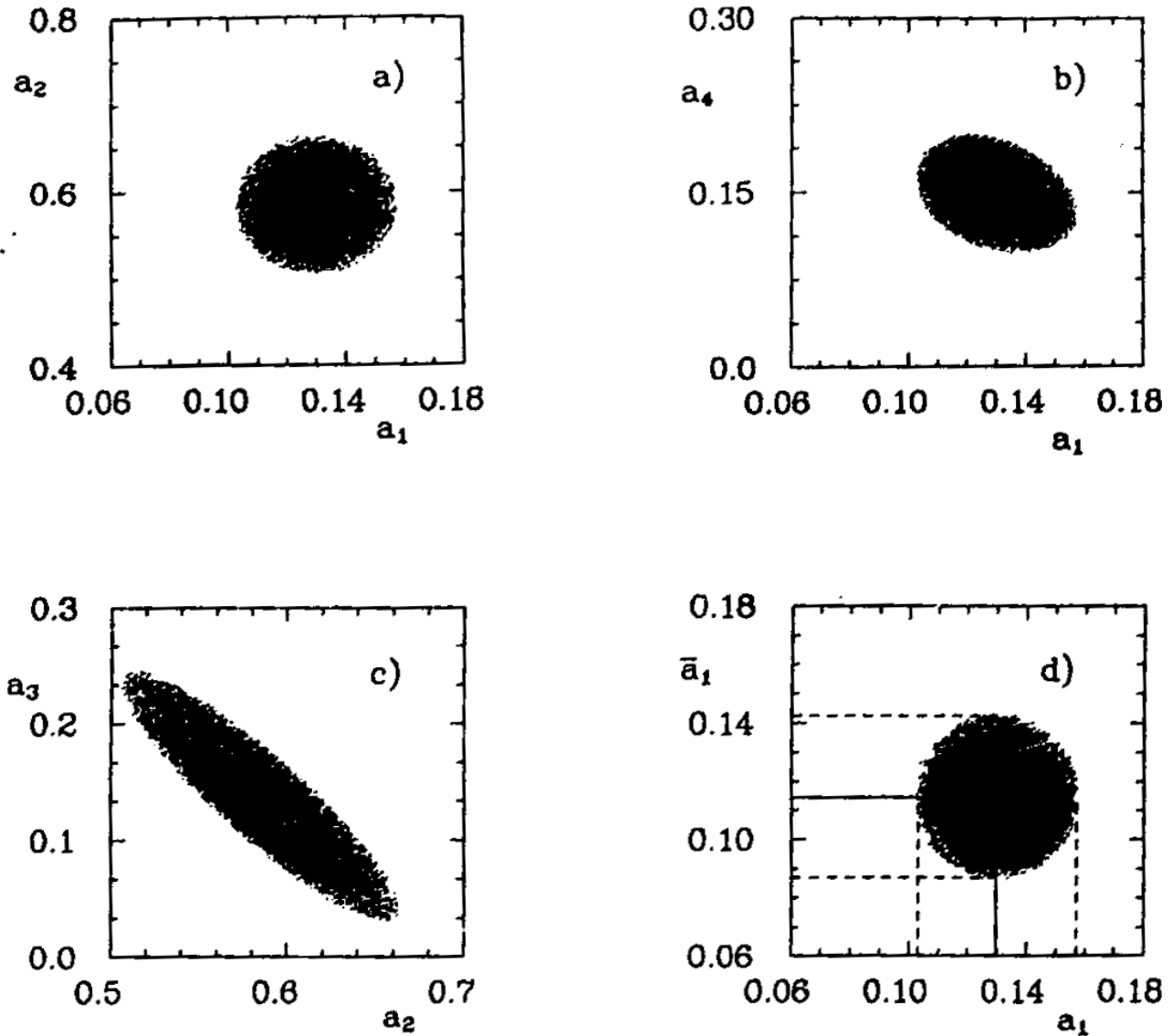


Abbildung 5.11
Projektionen des durch $LL \leq LL_{min} + 1$ definierten Teilraumes

Prozeß	Neutrino	Antineutrino
$\nu e \rightarrow \nu e$	$44 \pm 9 \pm 4$	$43 \pm 10 \pm 4$
$\nu A \rightarrow \nu A \pi^0$ "koh."	$198 \pm 26 \pm 30$	$191 \pm 25 \pm 30$
$\nu N \rightarrow \nu X_{elm.}$	$47 \pm 35 \pm 20$	$26 \pm 19 \pm 20$
$\nu_e N \rightarrow e N'(\pi)$	$51 \pm 16 \pm 20$	$116 \pm 14 \pm 30$

Tabelle 5.3
Zusammensetzung der Menge der νe Kandidaten

Die erhaltenen Anzahlen stimmen gut mit den in Tabelle 5.2 angegebenen Abschätzungen überein. Die Berechnung der Wirkungsquerschnitte und Parameter der elektroschwachen Theorie für die Neutrino-Elektron-Streuung erfolgt im nächsten Abschnitt.

Die Zahl der Untergrundereignisse vom Typ $\nu N \rightarrow \nu X_{elm.}$ ist kleiner als die obere Grenze aus Tabelle 5.2, die auf der konservativen Abschätzung $\epsilon_{Schauer} < 0.01$ für inklusive NC-Wechselwirkungen beruht. Aus der gemessenen Anzahl $\approx 75 \pm 40 \pm 20$ (gemittelt über ν - und $\bar{\nu}$ -Strahl) kann umgekehrt eine obere Grenze für ϵ bestimmt werden:

$$\epsilon_{Schauer} < 0.006 \quad (95\% \text{ c.l.}).$$

Die Zahl der "kohärenten" π^0 -Ereignisse enthält einen großen Teil der durch diffraktive Neutrino-Nukleon-Streuung erzeugten π^0 -Schauer. Nimmt man an, daß dieser Untergrund für die kohärenten Prozesse etwa 50...100% der in Tabelle 5.3 angegebenen Anzahl der diffraktiven Prozesse beträgt, erhält man:

$$N(\nu A \rightarrow \nu A \pi^0 \text{ kohärent}) = 145 \pm 50$$

$$N(\bar{\nu} A \rightarrow \bar{\nu} A \pi^0 \text{ kohärent}) = 125 \pm 50.$$

Bildet man den Mittelwert dieser Zahlen und vergleicht mit denen in Tabelle 5.2, so erhält man für das Verhältnis der experimentellen und theoretischen Wirkungsquerschnitte

$$\frac{\sigma_{exp.}}{\sigma_{theor.}} = 0.95 \pm 0.35 \text{ (exp.)} \pm 0.45 \text{ (theor.)}.$$

0.35 ist der kombinierte statistische und systematische experimentelle Fehler; die Unsicherheiten in der Theorie betragen etwa 50% [REI83]. Die hier erhaltenen Werte stimmen im Rahmen der Fehler mit den für die Breitbandstrahlperiode 78-81 bestimmten Wirkungsquerschnitten [DAU84, BER85c] überein.

Die Anzahl der quasielastischen (Anti-)Elektron-Nukleon-Ereignisse entspricht den für die in Kapitel 4 mit dem Strahl-Simulationsprogramm NUBEAM berechneten Anteilen von (Anti-)Elektron-Neutrinos, s. Tabelle 5.2. Diese Übereinstimmung kann als obere Grenze für die Oszillation von Elektron-Neutrinos in Myon-Neutrinos ausgedrückt werden [SCH86].

Als nächstes sollen die Stabilität der Koeffizienten a_i, \bar{a}_i überprüft und die systematischen Fehler abgeschätzt werden.

A) Maximum - Likelihood - Methode

Die Ergebnisse für $N_{\nu e}$ und $N_{\bar{\nu} e}$, die mit der Maximum-Likelihood-Methode erhalten wurden, stimmen gut mit den aus der $E_e^2 \Theta_e^2$ -Verteilung bestimmten Anzahlen überein.

Außerdem wurde folgender Test durchgeführt: Ausgehend von den Verteilungen $f_i(E, \Theta, E_F)$, $\bar{f}_i(E, \Theta, E_F)$ und willkürlichen Annahmen für die Koeffizienten a_i, \bar{a}_i wurde eine Menge von "Ereignissen" generiert und für diese dann unter Anwendung des Maximum-Likelihood-Verfahrens die Parameter a_i, \bar{a}_i rekonstruiert. Dies wurde mehrmals wiederholt. Im Rahmen der statistischen Fehler ergab sich Übereinstimmung zwischen "wahren" und "gemessenen" Werten.

Bestimmt man die Koeffizienten a_i und \bar{a}_i für Neutrino- und Antineutrino-Datenmenge unabhängig voneinander, d.h. lässt man alle Einschränkungen der Form $\bar{a}_i = const \cdot a_i$ fallen,

so erhält man ähnliche Werte (± 0.006) und nahezu die gleichen statistischen Fehler für a_1 und \bar{a}_1 . Von Nachteil ist, daß diese Methode der separaten Bestimmung der Zahl der ν_e - und $\bar{\nu}_e$ -Ereignisse weniger stabil gegenüber Änderungen der theoretischen Annahmen bzw. MC-Verteilungen f_i, \bar{f}_i ist.

Verzichtet man auf die Normierungsbedingung $X_{tot} = N_{tot}$, so erhält man Werte für X_{tot}^{ν} und $X_{tot}^{\bar{\nu}}$, die um jeweils weniger als $5\% \approx 1/\sqrt{N_{tot}}$ von N_{tot}^{ν} bzw. $N_{tot}^{\bar{\nu}}$ abweichen.

Die MC-Verteilungen \bar{f}_i basieren jeweils auf mehr als 10^6 Ereignissen, für die Verteilungen \bar{f}_i wurden jeweils etwa 10^3 elektromagnetische Schauer simuliert. Deshalb ist der statistische Fehler der Simulationsrechnung klein gegenüber dem der Messung. Um den Einfluß der statistischen Fehler der MC-Rechnung explizit zu untersuchen, wurde angenommen, daß sie Gauß-verteilt sind und die Poisson-Verteilung in der Gleichung für die Likelihood durch eine Faltung einer Poisson- und einer Gauß-Verteilung ersetzt. Die Resultate, a_i, \bar{a}_i und $\Delta a_i, \Delta \bar{a}_i$, bleiben unverändert.

B) Gemessene(E, Θ, E_F) - Verteilung

Entscheidend ist die Messung des Winkels Θ . Dieser wurde mit dem in Kapitel 3.5 beschriebenen Verfahren A) bestimmt, bei dem die Schauerachse so definiert wird, daß die rechts und links deponierte Energie gleich groß ist. Zur Kontrolle wurde für die selektierten ν_e -Kandidaten der Winkel auch nach Methode B) gemessen, bei der die Richtung dadurch bestimmt wird, daß man einen gedachten Schauer mit der gemessenen räumlichen Trefferverteilung in möglichst gute Übereinstimmung bringt. Wendet man auf die (E, Θ^B, E_F) -Verteilung das Maximum-Likelihood-Verfahren an, so erhält man Zahlen für a_1, \bar{a}_1 , die im Rahmen zu erwartender statistischer Schwankungen mit den oben angegebenen (nach Methode A) ermittelten) übereinstimmen (± 0.015).

Einen weiteren Test der Winkelmessung stellt die folgende Untersuchung dar: Selektiert man die gemessenen Ereignisse mit $\Gamma_{Szi} = 2 \dots 5 \text{ cm}$ (anstelle der Forderung $\Gamma_{Szi} \leq 1.8 \text{ cm}$) und wendet die in Abschnitt 5.2.1 angegebenen kinematischen und anderen Schnitte an, so erhält man etwa 150 ν - und 150 $\bar{\nu}$ -Ereignisse. Aus der (E, Θ, E_F) -Verteilung dieser Datenmenge findet man Koeffizienten a_1, \bar{a}_1 , die mit Null verträglich sind. Dies ist zu erwarten, da für ν_e -Ereignisse $\Gamma_{Szi} < 2 \text{ cm}$ gilt.

C) Theorie, MC - Verteilungen

Zur Abschätzung systematischer Fehler wurden die im folgenden aufgeführten Größen und Verteilungen variiert:

- $\sin^2 \Theta_W$ im Bereich $0.15 \dots 0.30$ für die Verteilungen f_1 und \bar{f}_1
- $\frac{\partial a_1}{\partial a_2}$ und $\frac{\partial \bar{a}_1}{\partial \bar{a}_2}$ innerhalb der in (5.3) angegebenen Fehler
- $\bar{f}_2(E, \Theta)$. Es wurden unterschiedliche Parametrisierungen für die Strukturfunktionen eingesetzt
- $\bar{f}_3(E, \Theta)$. Die Verteilungen gemäß [REI83] wurden durch die [LAC79] entsprechenden ersetzt
- $\bar{f}_4(E, \Theta)$. Der Resonanzanteil und damit die $E^2 \Theta^2 \approx Q^2$ -Verteilung im Bereich $0 \dots 0.06 \text{ GeV}$ wurde variiert
- $\bar{f}_2(E_F)$. Anstelle der E_{F1tot} -Verteilungen für π^0 -Schauer wurden die für die quasielastischen Neutrino-Nukleon-Ereignisse benutzt

- $\tilde{f}_3(E_F)$ Diese $E_{F_{1rat}}$ -Verteilungen wurden so geändert, daß der relative Anteil unter 8 MeV zwischen 3% und 8% betrug
- Triggereffizienz (E). Die Ineffizienz wurde um $\pm 30\%$ variiert
- Winkelauflösung. Die in Abschnitt 3.5 angegebene Auflösung wurde um $\pm 7.5\%$ geändert.

Aus den entsprechenden Schwankungen der Koeffizienten a_i und \bar{a}_i wurde deren systematischer Fehler abgeschätzt. Umgerechnet auf die Anzahl der Ereignisse der einzelnen Prozesse ergeben sich die in Tabelle 5.3 aufgeführten Fehler. Man beachte, daß die systematischen Fehler für Neutrino- und Antineutrino-Datenmenge (positiv) korreliert sind!

In den Abbildungen 5.12 und 5.13 sind die gemessenen Verteilungen für E , Θ und E_F mit den durch das Likelihood-Verfahren bestimmten "besten" Linearkombinationen der MC-Verteilungen verglichen. Sowohl für den Neutrino- als auch für den Antineutrino-Datensatz ist die Übereinstimmung gut. Schraffiert eingezeichnet ist der Anteil der Untergrund-Ereignisse. In Bild 5.14 werden die gemessenen $E^2\Theta^2$ -Verteilungen mit den berechneten verglichen.

Die Messung von $\langle y \rangle$ (s. Abschnitt 2.3) ist aus folgenden Gründen schwierig:

- Die mittlere Elektronenergie ist eine Funktion von $\sin^2\Theta_W$. Allerdings hängt sie bei dem benutzten Breitbandstrahlspektrum und den angewandten kinematischen Schnitten nur wenig von Θ_W ab. Für das Spektrum des Neutrinostrahls erwartet man für $\sin^2\Theta_W$ zwischen 0 und 1: $\langle E_e \rangle = 10 \dots 13 \text{ GeV}$ und im Antineutrino fall $\langle E_e \rangle = 10 \dots 12 \text{ GeV}$.
- Die Energie-Verteilungen der Untergründe sind recht unterschiedlich (s. Abb. 5.6 bis 5.8), die relative Zusammensetzung ist aber nur ungenau bekannt (Tabelle 5.3).

Mißt man den Mittelwert der Energie der Ereignisse mit $E_e^2\Theta_e^2 < 0.06 \text{ GeV}^2$ und subtrahiert den des Untergrundes, so erhält man

$$\langle E_e^\nu \rangle = (15 \pm 5) \text{ GeV} \quad \langle E_e^{\bar{\nu}} \rangle = (12 \pm 5) \text{ GeV} .$$

Diese Zahlen sind verträglich mit den erwarteten Werten, die Fehler jedoch zu groß für eine Bestimmung von $\sin^2\Theta_W$.

5.2.4. Wirkungsquerschnitte und Parameter der elektroschwachen Theorie

Zunächst soll der Mischungswinkel Θ_W bestimmt werden. Das Verhältnis der in Abschnitt 5.2.3 bestimmten Anzahlen $N'_{\nu_e} = 44 \pm 9 \pm 4$ und $N'_{\bar{\nu}_e} = 43 \pm 10 \pm 4$, multipliziert mit dem in Kapitel 4 bestimmten Quotienten der energiegewichteten Neutrino flüsse ist

$$\tilde{R} = \frac{N'_{\nu_e}}{N'_{\bar{\nu}_e}} \cdot F = 1.21^{+0.48}_{-0.34} \pm 0.10 . \quad (5.4)$$

Der systematische Fehler berücksichtigt die Unsicherheit von F und die (positiv korrelierten!) Fehler von N'_{ν_e} und $N'_{\bar{\nu}_e}$. \tilde{R} ist nicht identisch $R = \sigma(\nu_\mu e)/\sigma(\bar{\nu}_\mu e)$, da auch die anderen Neutrinosorten beitragen und die Effizienzen für die kinematischen Schnitte nicht gleich sind

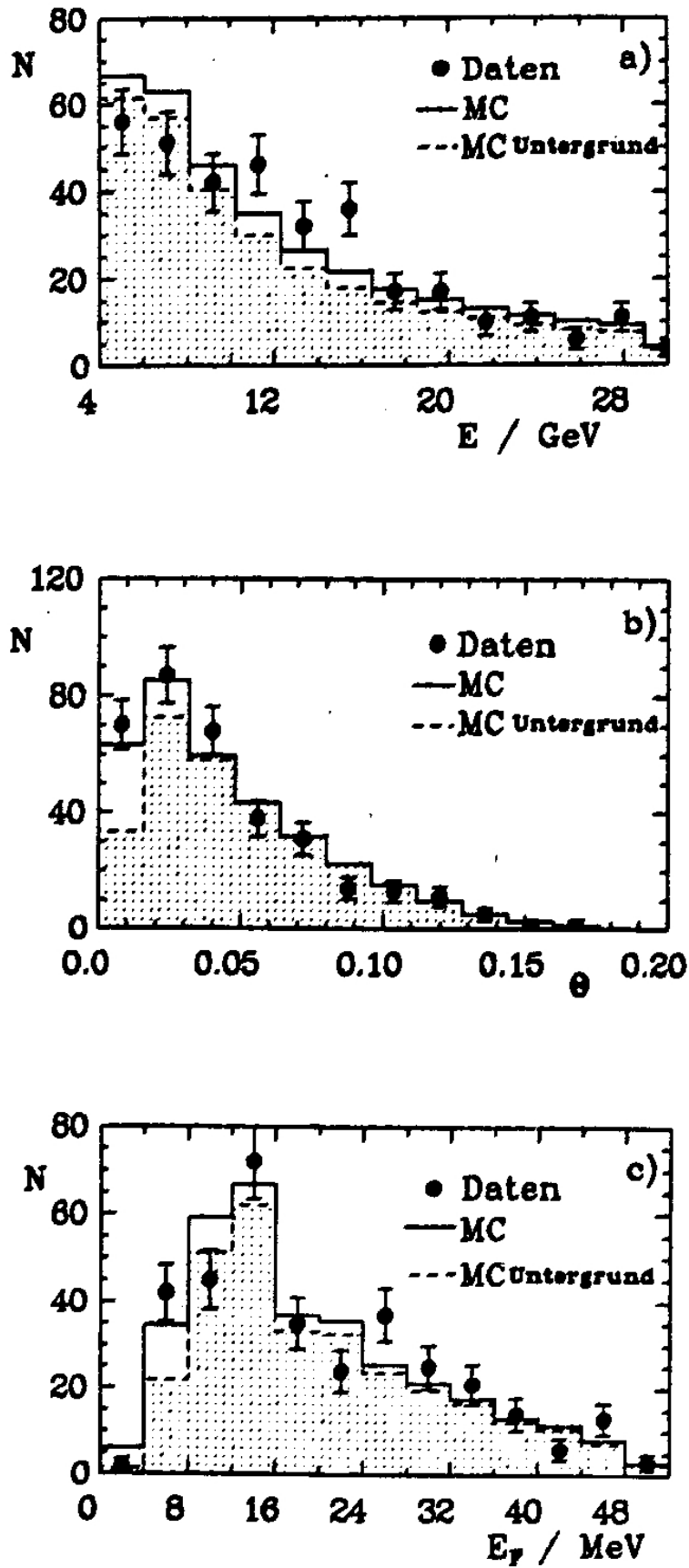


Abbildung 5.12
Verteilungen für E , θ und E_F für die Datenmengen der ν_e -Kandidaten

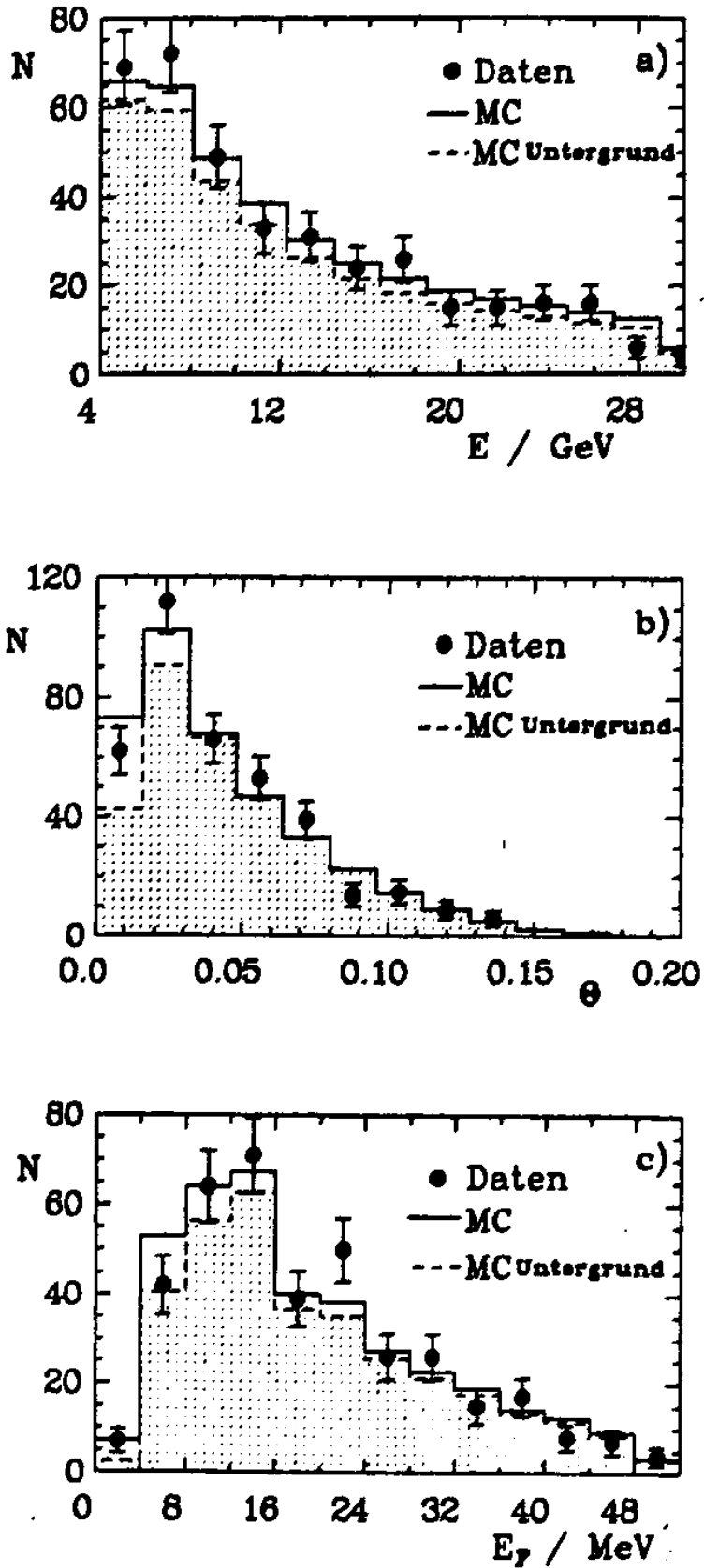


Abbildung 5.13
Verteilungen für E , θ und E_γ für die Datenmengen der D_c -Kandidaten

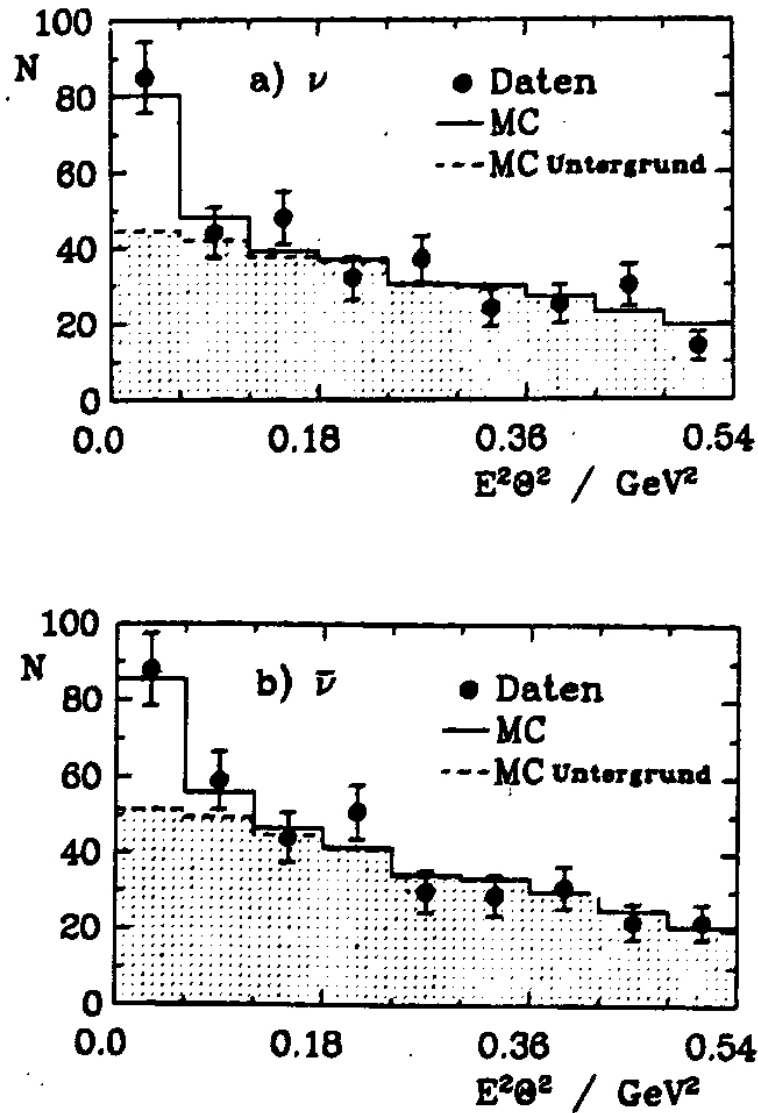


Abbildung 5.14
 $E^2 \Theta^2$ -Verteilungen

für νe - und $\bar{\nu} e$ -Ereignisse. Abb. 5.15 zeigt die erwartete Abhängigkeit der Größe \tilde{R} von $\sin^2 \Theta_W$. Zu Vergleichszwecken ist auch $R(\sin^2 \Theta_W)$ gestrichelt eingezeichnet (s. Abb. 2.2).

$\tilde{R}(\sin^2 \Theta_W)$ berechnet sich so:

$$\tilde{R} = \frac{p_{\nu_\mu}^\nu \hat{\sigma}_{\nu_\mu} \epsilon_{\nu_\mu}^\nu + p_{\nu_\mu}^\nu \hat{\sigma}_{\nu_\mu} \epsilon_{\nu_\mu}^\nu + p_{\nu_e}^\nu \hat{\sigma}_{\nu_e} \epsilon_{\nu_e}^\nu + p_{\nu_e}^\nu \hat{\sigma}_{\nu_e} \epsilon_{\nu_e}^\nu}{p_{\bar{\nu}_\mu}^\nu \hat{\sigma}_{\bar{\nu}_\mu} \epsilon_{\bar{\nu}_\mu}^\nu + p_{\bar{\nu}_\mu}^\nu \hat{\sigma}_{\bar{\nu}_\mu} \epsilon_{\bar{\nu}_\mu}^\nu + p_{\bar{\nu}_e}^\nu \hat{\sigma}_{\bar{\nu}_e} \epsilon_{\bar{\nu}_e}^\nu + p_{\bar{\nu}_e}^\nu \hat{\sigma}_{\bar{\nu}_e} \epsilon_{\bar{\nu}_e}^\nu}$$

Die p^ν und p^ν geben die energiegewichteten Anteile der unterschiedlichen Neutrinosorten im ν - und $\bar{\nu}$ -Strahl an, wie sie in Kapitel 4 bestimmt wurden.

$\hat{\sigma} \equiv \sigma(\sin^2 \Theta_W)/E_\nu$ sind die in Abschnitt 2.3 angegebenen Wirkungsquerschnitte. $\hat{\sigma}_{\nu_e}$ und $\hat{\sigma}_{\bar{\nu}_e}$ hängen außer von Θ_W auch von ρ ab. Da jedoch die gemessenen $\bar{\nu}_e e$ - und $\nu_e e$ -Wirkungsquerschnitte [REI76, WAN84] mit der Annahme $\rho = 1$ verträglich sind und der

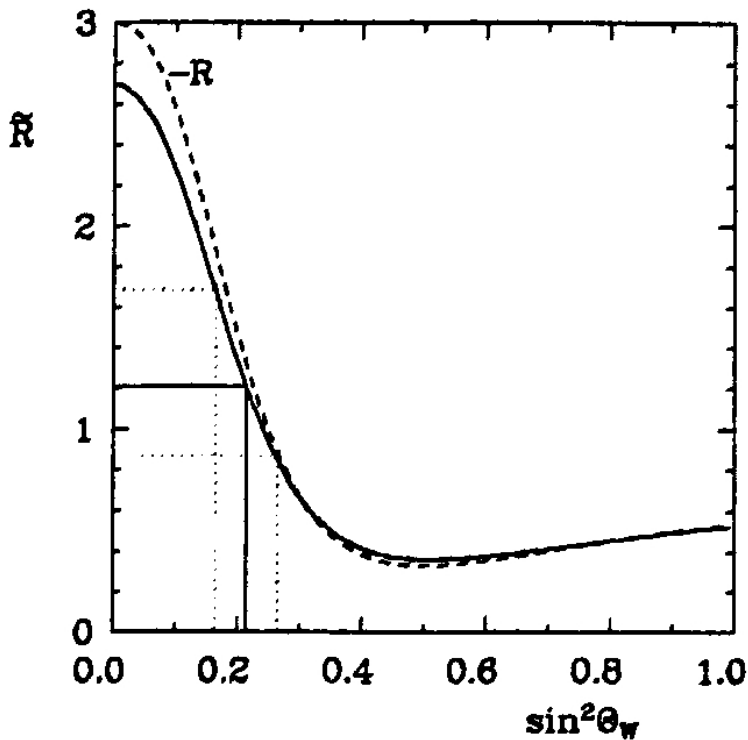


Abbildung 5.15
 \tilde{R} und R als Funktion von $\sin^2\Theta_W$

Anteil der Elektron-(Anti-)Neutrinos klein ist, kann dieser Effekt vernachlässigt werden. $\epsilon \equiv \epsilon(\sin^2\Theta_W)$ ist die Effizienz für die kinematischen Schnitte und berücksichtigt auch die Triggereffizienz als Funktion der Elektronenergie. Für das Breitbandstrahlspektrum und $\sin^2\Theta_W = 0.215$ ergibt sich:

$$\epsilon_{\nu_\mu}^\nu = 0.54 \pm 0.03 \quad \epsilon_{\nu_\mu}^\rho = 0.51 \pm 0.03 .$$

Die Abhängigkeit von $\sin^2\Theta_W$ ist gering:

$$\Delta\epsilon_{\nu_\mu}^\nu \approx -0.2 \cdot \Delta\sin^2\Theta_W \quad \Delta\epsilon_{\nu_\mu}^\rho \approx +0.5 \cdot \Delta\sin^2\Theta_W .$$

Die Akzeptanzen für die Schauerprofil- und Vertex-Schnitte sind näherungsweise gleich für ν - und $\bar{\nu}$ -Ereignisse und unabhängig von Θ_W :

$$\epsilon_{\text{Schauer}}^\nu = \epsilon_{\text{Schauer}}^\rho = 0.62 \pm 0.05 .$$

Aus (5.4) und Abb. 5.15 erhält man

$$\sin^2\Theta_W = 0.215 \pm 0.050 \pm 0.010 .$$

Diese Bestimmung des Mischungswinkels ist unabhängig von ρ , m_Z oder anderen Parametern.

Zur Berechnung der totalen $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Wirkungsquerschnitte sind von den Zahlen N'_{ν_e} und

N'_{ν_e} die Beiträge der anderen Neutrinosorten abzuziehen. Diese Korrekturen können direkt aus Tabelle 5.2 abgelesen werden :

$$N'_{\nu_{\mu e}} = N'_{\nu_e} - (5.5 \pm 2.0) = 38.5 \pm 9 \pm 4.5$$

$$N'_{\bar{\nu}_{\mu e}} = N'_{\bar{\nu}_e} - (6.5 \pm 1.5) = 36.5 \pm 10 \pm 4.5$$

Nach Korrektur für die Effizienzen erhält man:

$$N_{\nu_{\mu e}} = \frac{N'_{\nu_{\mu e}}}{\epsilon_{\nu_{\mu}}^{\nu} \cdot \epsilon_{Schauer}} = 115 \pm 27 \pm 18$$

$$N_{\bar{\nu}_{\mu e}} = \frac{N'_{\bar{\nu}_{\mu e}}}{\epsilon_{\bar{\nu}_{\mu}}^{\bar{\nu}} \cdot \epsilon_{Schauer}} = 115 \pm 32 \pm 19 .$$

Mit den Neutrinointensitäten Φ/A aus Kapitel 4 kann man die Wirkungsquerschnitte

$$\hat{\sigma} = \frac{N}{\Phi/A \cdot N_{Elektron}}$$

berechnen:

$$\sigma(\nu_{\mu e} \rightarrow \nu_{\mu e})/E_{\nu} = (1.6 \pm 0.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma(\bar{\nu}_{\mu e} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu e})/E_{\bar{\nu}} = (1.4 \pm 0.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} .$$

Die Summe beider Wirkungsquerschnitte ist

$$\Sigma = (3.0 \pm 0.6 \pm 0.6) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} .$$

Die statistischen Fehler wurden quadratisch, die systematischen linear gemittelt. Für den gemessenen Wert für $\sin^2 \Theta_W$ erwartet man

$$\Sigma^{theor} = \rho^2 \cdot (2.93 \pm 0.6) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} .$$

Also erhält man aus

$$\rho = \sqrt{\frac{\Sigma}{\Sigma^{theor}}}$$

den Wert

$$\rho = 1.01 \pm 0.10 \pm 0.10$$

für das Verhältnis der NC- und CC-Kopplungsstärken: Parametrisiert man den $\nu_{\mu e}$ -Wirkungsquerschnitt in der Form (2.9), so folgt mit $\alpha = \frac{1}{137}$ und $m_Z = (93.6 \pm 1.8) \text{ GeV}$ [BAR85]:

$$\sin^2 \Theta_W = 0.220_{-0.025}^{+0.035} .$$

Aus den gemessenen Wirkungsquerschnitten (und \hat{R}) können (unter bestimmten Voraussetzungen) zwei Parameter, etwa g_V und g_A , gleichzeitig bestimmt werden. Zu diesem Zweck wird die folgende χ^2 -Funktion definiert:

$$\chi^2(a, b) = \sum_{i,j=1,2} w_{ij} |\sigma_i - \sigma_i^{theor}(a, b)| \cdot |\sigma_j - \sigma_j^{theor}(a, b)| .$$

$\sigma_1 = \sigma_{\nu_\mu e}$ und $\sigma_2 = \sigma_{\nu_\mu e}$ sind die gemessenen Werte. $\sigma_1^{theor}(a, b)$, $\sigma_2^{theor}(a, b)$ sind die theoretischen ν_μ - und ν_μ -Wirkungsquerschnitte als Funktion zweier Parameter a und b . Die Matrix $W = (w_{ij})$ ist das Inverse der Kovarianzmatrix $C = (c_{ij})$. Dabei ist $c_{11} = (\Delta\sigma_{\nu_\mu e})^2$ und $c_{22} = (\Delta\sigma_{\nu_\mu e})^2$. Die Nichtdiagonalterme $c_{12} = c_{21}$ enthalten die Korrelation der Fehler von σ_{ν_μ} und σ_{ν_μ} . Sie können mit Hilfe der Beziehung

$$\left(\frac{\Delta\bar{R}}{\bar{R}}\right)^2 = \frac{c_{11}}{\sigma_1^2} + \frac{c_{22}}{\sigma_2^2} - 2\frac{c_{12}}{\sigma_1\sigma_2}$$

ausgerechnet werden. Es wird angenommen, daß alle Fehler näherungsweise einer Gauß-Verteilung entsprechen. Statistische und systematische Fehler werden quadratisch addiert. Zur Bestimmung der besten Werte für a, b und deren Fehler kann man nun vorgehen wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben ist. Die zu minimierende Funktion ist hier χ^2 (anstelle von LL). Die Fehler (68% c.l.) für a oder b erhält man durch Projektion der durch $\chi^2 = \chi_{min}^2 + 1$ definierten Kontur auf die a - oder b -Achse. Der 68%-Bereich für die gleichzeitige Bestimmung von a und b ist durch $\chi^2 < \chi_{min}^2 + 2.3$ gegeben.

Im folgenden werden vier mögliche Parameterkombinationen untersucht. Die entsprechenden Konturen in der $a - b$ -Ebene sind in Abbildung 5.16 gezeigt ($\Delta\chi^2 < 2.3, 68\% c.l.$).

A) g_V und g_A

Ausgehend von Parametrisierung (2.6), dem Wert für G_F und der Annahme $\rho = 1$ erhält man die in Bild 5.16a grau eingezeichneten möglichen Bereiche für g_V und g_A . Die Mehrdeutigkeit kann mit Hilfe der Messungen anderer leptonischer Prozesse beseitigt werden: In Abb. 5.16a sind auch die Grenzen für die Kopplungskonstanten eingetragen, die man aus dem $\nu_e e \rightarrow \nu_e e$ -Wirkungsquerschnitt [REI76, AVI77, KRES2] und den für den Prozeß $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ bestimmten Wirkungsquerschnitten und Asymmetrien [BAR85, BEC85] erhält. Damit bleibt nur die Lösung

$$g_V = -0.03 \pm 0.09 \quad g_A = -0.51 \pm 0.07 ,$$

die gut mit den erwarteten Werten übereinstimmt.

B) g_R und g_L

Mit Parametrisierung (2.7) kann man die rechts- und linkshändigen Kopplungen g_R und g_L bestimmen, wenn man G_F und ρ als bekannt voraussetzt. Die Vierdeutigkeit (Abb. 5.16b) ist äquivalent der für g_V, g_A . Die "richtige" Lösung ist:

$$g_R = +0.27 \pm 0.05 \quad g_L = -0.24 \pm 0.06 .$$

C) m_Z und $\sin^2\Theta_W$

Gemäß Gleichung (2.9) kann man bei bekannter Feinstrukturkonstante α die Z^0 -Masse m_Z und $\sin^2\Theta_W$ bestimmen. Aus Abb. 5.16c erkennt man, daß beide stark korreliert sind. Das Ergebnis lautet:

$$m_Z = (93 \pm 29) \text{ GeV} \quad \sin^2\Theta_W = 0.23 \pm 0.08 .$$

Die so bestimmte Z -Masse stimmt - im Rahmen des recht großen Fehlers - mit den am $p\bar{p}$ -Speicherring gemessenen Werten und der Voraussage des Standardmodells überein.

C) ρ und $\sin^2\Theta_W$

In Abbildung 5.16d ist schließlich noch die 68%-Kontur für die Parameter ρ und $\sin^2\Theta_W$

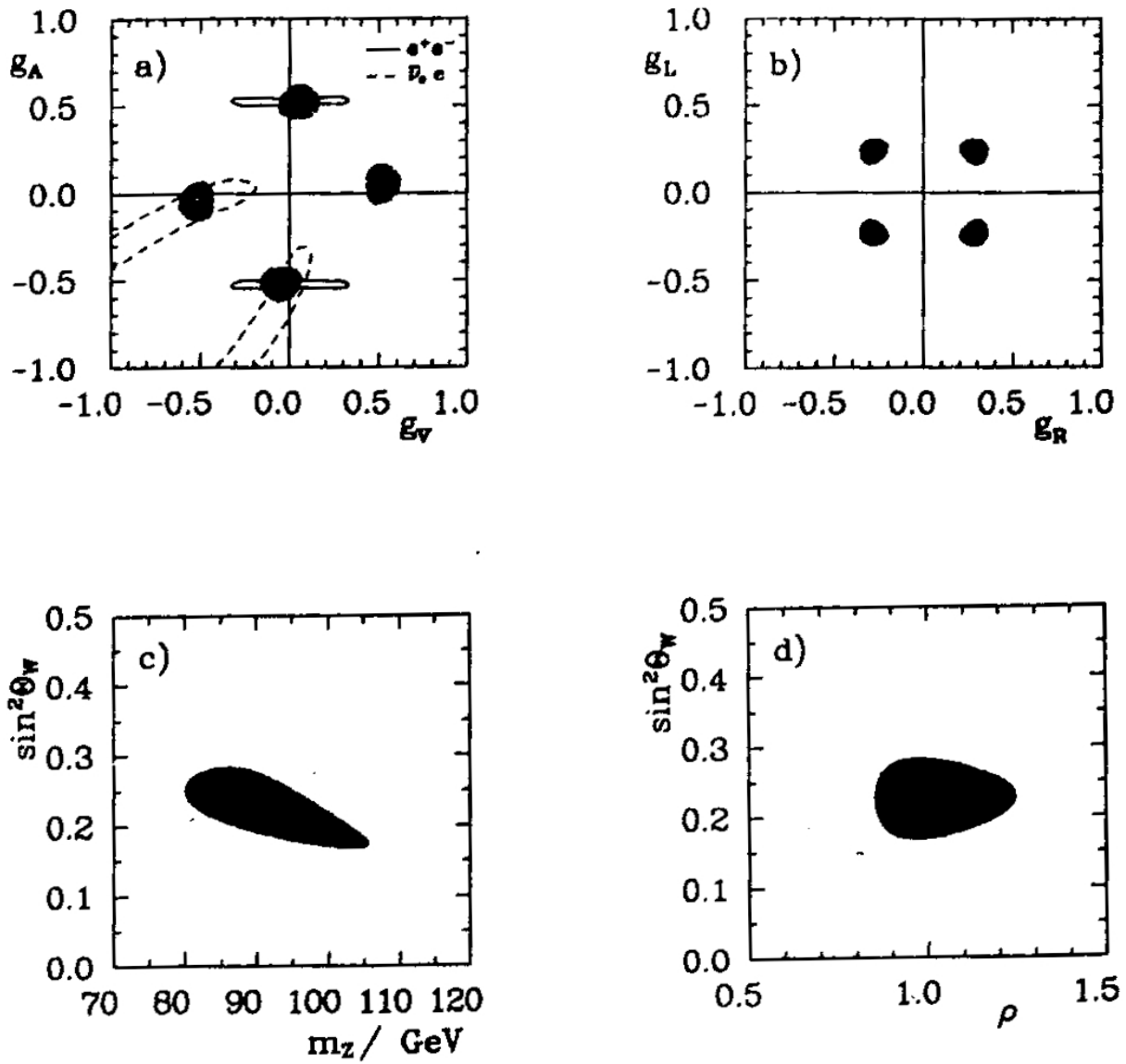


Abbildung 5.16
Grenzen für Parameter der elektroschwachen Theorie

ingezeichnet. Dieser Berechnung liegt Gleichung (2.8) zugrunde. Die beiden Größen sind nahezu unabhängig, so daß man die weiter oben berechneten Werte reproduziert:

$$\rho = 1.01 \pm 0.15 \quad \sin^2 \theta_W = 0.22 \pm 0.05 .$$

5.2.5. Grenzen für magnetisches Moment und Ladung von Myon-Neutrinos

Macht man die konservative Annahme, daß alle νe -Wechselwirkungen dem magnetischen Moment des Neutrinos zuzuschreiben sind, also die schwache Wechselwirkung nicht existiert, erhält man

$$N_{\nu_e e} < 40 \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad N_{\nu_\mu e} < 47 \quad (95\% \text{ c.l.}) .$$

Diese Zahlen wurden bestimmt wie in Abschnitt 5.2.3 beschrieben; anstelle der (E_e, Θ_e) -Verteilungen für den "schwachen" νe -Wirkungsquerschnitt wurden die gemäß Gleichung (2.11) berechneten benutzt. Durch Vergleich obiger Zahlen mit den erwarteten Anzahlen von νe -Ereignissen für ein magnetisches Moment $\mu = 10^{-8}$, die in Tabelle 5.2 angegebenen sind, erhält man:

$$\mu(\nu_\mu) < 1.5 \cdot 10^{-8} \quad (95\% \text{ c.l.}) .$$

Diese obere Grenze gilt sowohl für Myon-Neutrinos als auch Antineutrinos. Aus den gemessenen $\nu e e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Wirkungsquerschnitten anderer Experimente kann man die folgenden Schranken berechnen [COW54, KIM74]:

$$\mu(\nu_e) < 1.4 \cdot 10^{-9} \quad \mu(\nu_\mu) < 8.1 \cdot 10^{-9} .$$

Eine astrophysikalische obere Grenze für leichte Neutrinos ($m_\nu < 10 \text{ keV}$) ist [SUT76, BEG78]:

$$\mu(\nu) < 8.5 \cdot 10^{-11} .$$

Diese Grenzen sind von der gleichen Größenordnung wie die oberen Grenzen für die Abweichung der gemessenen magnetischen Momente der geladenen Leptonen von den berechneten [PDG84]:

$$\Delta\mu(e) \approx 3 \cdot 10^{-11} \quad \Delta\mu(\mu) \approx 4 \cdot 10^{-11} .$$

Obere Grenzen für die elektrische Ladung von Myon-Neutrinos erhält man auf analoge Weise:

$$N_{\nu_\mu e} < 23 \quad (95\% \text{ c.l.}) \quad N_{\bar{\nu}_\mu e} < 27 \quad (95\% \text{ c.l.}) .$$

Durch Vergleich mit den Zahlen in Tabelle 5.2, die für eine Ladung von 10^{-10} berechnet wurden, erhält man:

$$Q(\nu_\mu) < 1 \cdot 10^{-10} \quad (95\% \text{ c.l.}) .$$

Aus Messungen der Neutrino-Elektron- bzw. -Nukleon-Streuung wird in [BER63a]

$$Q(\nu_e) < 3 \cdot 10^{-10} \quad Q(\nu_\mu) < 1 \cdot 10^{-5}$$

berechnet. Nimmt man Ladungserhaltung an, so folgt aus Neutron- und Myon-Zerfall [BER63a, DOL81]:

$$Q(\nu_e) < 4 \cdot 10^{-17} \quad Q(\nu_\mu) < 3 \cdot 10^{-5} .$$

Astrophysikalische Grenzen sind [BER63a, ERE70]:

$$Q(\nu_e) < 1 \cdot 10^{-13} \quad Q(\nu_\mu) < 1 \cdot 10^{-13} .$$

Die Schranke für Myon-Neutrinos gilt allerdings nur für Neutrinomassen $\ll 1 \text{ keV}$. Falls $m_\nu = 0.5 \text{ MeV}$, so folgt lediglich [ERE70]: $Q(\nu_\mu) < 1 \cdot 10^{-5}$.

Für den Ladungsradius von Myon-Neutrinos kann aus den mit dem CHARM-Detektor gemessenen $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Wirkungsquerschnitten [BER84d] die obere Grenze

$$\sqrt{\langle r^2 \rangle} \leq 10^{-10} \text{ cm}$$

berechnet werden [GRA86].

5.2.6. Grenzen für die Masse angeregter Elektronen

Wie die NC-Kopplungskonstanten g_V und g_A des Elektrons im Fall der Existenz von angeregten Elektronen modifiziert werden, ist in Abschnitt 2.6 zusammengefasst worden. Es ist problematisch, aus Δg_V eine Grenze auszurechnen, da man den "wahren" Wert von Θ_W , d.h. die Zahl, die man messen würde, wenn es keine angeregten Fermionen gibt, nicht kennt. Auch der in Neutrino-Nukleon-Experimenten gemessene Mischungswinkel kann durch angeregte Leptonen oder Quarks beeinflusst sein! Ausgehend von $g_A = -0.51 \pm 0.07$ (Abschnitt 5.2.4) und $g_A^{theor} = -0.5$ ergibt sich

$$\Delta g_A < 0.10 \quad (95\% \text{ c.l.})$$

und mit Gleichung (2.13):

$$\frac{\lambda^2 \Lambda^2}{m^{*2}} < 6 \quad (95\% \text{ c.l.}).$$

Mit der Annahme $\Lambda = 1000 \text{ GeV}$ kann man dann eine obere Grenze für die Kopplungskonstante λ als Funktion der Masse des angeregten Elektrons m^* angeben.

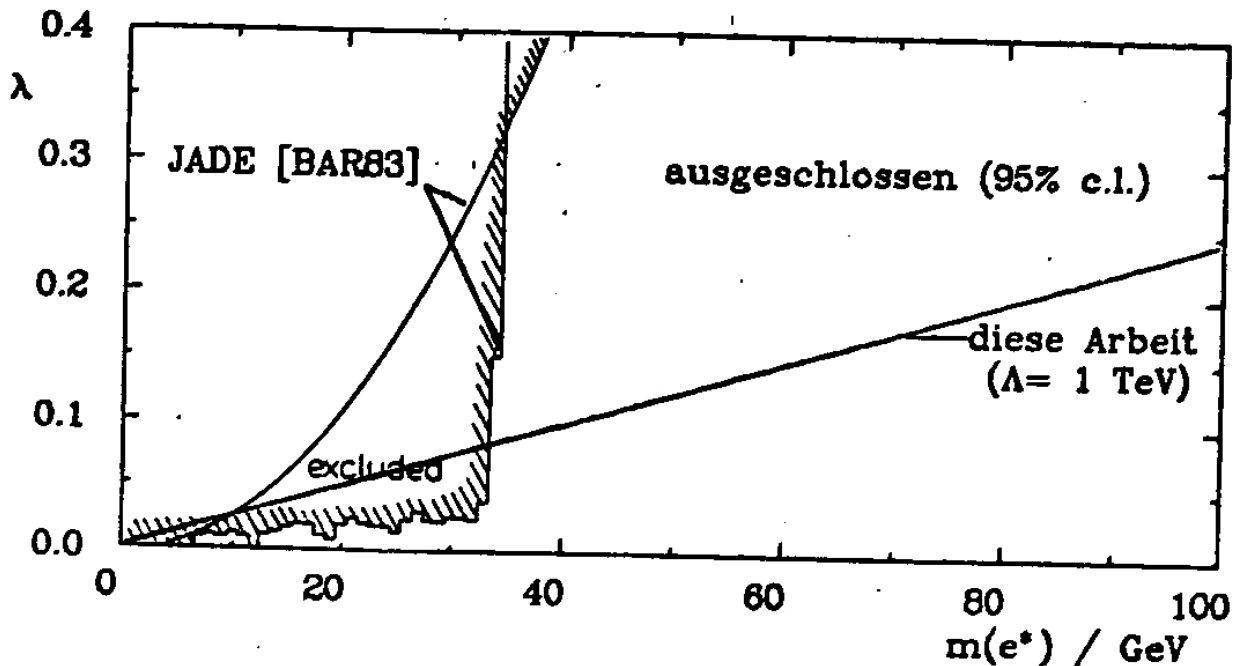


Abbildung 5.17
Grenzen für die Kopplungskonstante λ für
angeregte Elektronen als Funktion von m^*

In Abbildung 5.17 ist diese Funktion eingezeichnet, zusammen mit in einem e^+e^- -Experiment bestimmten Grenzen [BAR83].

Setzt man willkürlich $\lambda = 1$, so folgt:

$$m(e^*) > 400 \text{ GeV} \quad (95\% \text{ c.l.}) .$$

Mit der gleichen Annahme für λ kann man aus dem gemessenen $e^+e^- \rightarrow \gamma\gamma$ -Wirkungsquerschnitt eine Grenze

$$m(e^*) > 72 \text{ GeV} \quad (95\% \text{ c.l.})$$

angeben [ADE85]. Andere Kollaborationen sind zu ähnlichen Ergebnissen gekommen [BEH82, BAR83, ALT84].

5.2.7. Grenzen für zweites Z-Boson

Aus der oberen Schranke

$$\Delta g_A < 0.10 \quad (95\% \text{ c.l.})$$

folgt mit Gleichungen (2.15) und (2.16):

$$y = \frac{g_x^2}{g_{NC}^2} \frac{m^2(Z^0)}{m^2(Z_x)} < 0.33 \quad (95\% \text{ c.l.})$$

und somit für Masse und Kopplungsstärke des zweiten neutralen Bosons Z_x :

$$m(Z_x) > 1.7 m(Z^0) \frac{g_x}{g_{NC}} \quad (95\% \text{ c.l.}) .$$

Für semileptonische Prozesse bei kleinem Q^2 erhält man eine Grenze, die um etwa einen Faktor 3 besser ist als die hier berechnete [ROS85].

In [DUR85] werden verschiedene Modelle mit einem zusätzlichen neutralen Boson untersucht und untere Grenzen von der Größenordnung 100...300 GeV berechnet.

6. Zusammenstellung und Diskussion der Ergebnisse

6.1 Zusammenfassung der Resultate der Datenperioden 79-81 und 83

In den Jahren 79-81 hat die CHARM-Kollaboration zum ersten Mal die Wirkungsquerschnitte für Reaktion

$$\nu_{\mu}e^{-} \rightarrow \mu^{-}\nu_e$$

und für die Prozesse

$$\nu_{\mu}e^{-} \rightarrow \nu_{\mu}e^{-}$$

$$\bar{\nu}_{\mu}e^{-} \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e^{-}$$

bestimmt und daraus $\sin^2\Theta_W$ und andere Parameter der elektroschwachen Theorie berechnet [JON80a, JON81c, BER82, BER83d, JON83d].

Da insbesondere im Fall der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung der experimentelle Fehler fast ausschließlich statistischer Natur ist, wurden 1983 in einer zweiten Breitbandstrahlperiode diese Messungen wiederholt.

Datenperiode 79 – 81

In den Jahren 1979 bis 1981 wurde der CHARM-Detektor etwa 200 Tage lang dem CERN-Breitbandstrahl ausgesetzt. Während der Neutrinoperiode wurden $1.4 \cdot 10^{18}$ Protonen von 400 GeV auf das Target geschossen und $1.3 \cdot 10^6$ Ereignisse aufgezeichnet. Im Neutrinostrahl wurden $1.4 \cdot 10^6$ Ereignisse registriert. Diese Zahl entspricht $5.7 \cdot 10^{18}$ Protonen [JON83d]. Die Geigerrohre wurden erst im Jahre 1981 installiert; für die Datenanalyse wurden nur die Szintillationszähler und Proportionaldriftrohre benutzt. Die Winkelauflösung für elektromagnetische Schauer war um etwa 40% schlechter als die im CHARM-Detektor mit Geigerrohren erreichbare, siehe Abschnitt 3.5.

Es wurden 386 ± 36 Kandidaten für den inversen Myon-Zerfall $\nu_{\mu}e \rightarrow \mu\nu_e$ gefunden und der Wirkungsquerschnitt

$$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \mu\nu_e)/E_{\nu} = (1.69 \pm 0.16 \pm 0.14) \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad (E_{\nu} \gg \frac{m_{\mu}^2}{m_e})$$

bestimmt [JON80a, BER83d]. Den Prozessen $\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e$ bzw. $\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e$ konnten 42 ± 11 bzw. 64 ± 16 Ereignisse zugeordnet werden [JON81c, BER82, JON83d]. Die entsprechenden Wirkungsquerschnitte sind

$$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e)/E_{\nu} = (2.1 \pm 0.55 \pm 0.49) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e)/E_{\nu} = (1.6 \pm 0.35 \pm 0.36) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV} .$$

Aus dem Verhältnis wurde $\sin^2\Theta_W$ bestimmt zu:

$$\sin^2\Theta_W = 0.215 \pm 0.040 \pm 0.015 .$$

Datenperiode 83

Die Datenanalyse ist in dieser Arbeit beschrieben. Die wichtigsten Ergebnisse sind (s. Kapitel 5 und auch [BER84d]):

$$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \mu\nu_e)/E_{\nu} = (1.50 \pm 0.18 \pm 0.14) \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad (E_{\nu} \gg \frac{m_{\mu}^2}{m_e})$$

$$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e)/E_{\nu} = (1.6 \pm 0.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e)/E_{\nu} = (1.4 \pm 0.4 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sin^2\Theta_W = 0.215 \pm 0.050 \pm 0.010 .$$

Im Rahmen der experimentellen Unsicherheiten stimmen die Ergebnisse der Perioden 79-81 und 83 überein. Faßt man die entsprechenden Meßergebnisse zusammen, indem man die arithmetischen Mittelwerte bildet, ergibt sich für die Wirkungsquerschnitte:

$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \mu\nu_e)/E_{\nu} = (1.60 \pm 0.12 \pm 0.14) \cdot 10^{-41} \text{ cm}^2/\text{GeV} \quad (E_{\nu} \gg \frac{m_{\mu}^2}{m_e})$
$\sigma(\nu_{\mu}e \rightarrow \nu_{\mu}e)/E_{\nu} = (1.8 \pm 0.3 \pm 0.4) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ $\sigma(\bar{\nu}_{\mu}e \rightarrow \bar{\nu}_{\mu}e)/E_{\nu} = (1.5 \pm 0.3 \pm 0.3) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$

und für den elektroschwachen Mischungswinkel:

$\sin^2\Theta_W = 0.215 \pm 0.032 \pm 0.012 .$
--

Die statistischen Fehler sind quadratisch, die systematischen linear gemittelt. Für die NC-Vektor- und Axialvektor-Kopplungskonstanten erhält man nach der in Abschnitt 5.2.4 beschriebenen Methode:

$g_V = -0.05 \pm 0.07 \pm 0.02$ $g_A = -0.53 \pm 0.03 \pm 0.05$

Vergleicht man die Summe der NC-Wirkungsquerschnitte mit dem in Abschnitt 2.3 angegebenen theoretischen Wert für $\sin^2\Theta_W = 0.215$, so findet man für das Verhältnis der NC- und CC-Kopplungsstärken:

$\rho = 1.06 \pm 0.07 \pm 0.11 .$

6.2 Vergleich mit anderen Experimenten

Der gemessene Wirkungsquerschnitt für den inversen Myon-Zerfall stimmt gut mit dem in der Gargamelle-Blasenkammer gemessenen Wert [ARM79b] und mit der Vorhersage des Standardmodells überein.

Nach Entdeckung des Prozesses $\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e$ und damit der neutralen Ströme in der Gargamelle-Blasenkammer [HAS73a] haben mehrere Experimente obere Grenzen und Wirkungsquerschnitte für die elastische $\nu_\mu e$ - und $\bar{\nu}_\mu e$ -Streuung angegeben. In Tabelle 6.1 sind diese Resultate zusammengefaßt [MUR84, BAR85, KRE85]:

<i>Experiment</i>	Neutrino		Antineutrino	
	<i>Kandid.</i>	σ/E_ν	<i>Kandid.</i>	σ/E_ν
GGM-PS [BLI76, BLI78]	0.7	< 3.0	2.5	$1.0^{+1.3}_{-0.6}$
AC-PD [FAI78]	7.1	1.1 ± 0.6	6.3	2.2 ± 1.0
GGM-SPS [ARM79c, BER79a]	8.5	$2.4^{+1.2}_{-0.9}$	0	< 2.7
BNL-COL [CNO78, MUR84]	20.5	1.6 ± 0.4	–	–
FMMS [BER79b]	–	–	0	< 2.1
BEBC-TST [ARM79a]	–	–	0.5	< 3.4
VMWOP [HEI80]	34	1.4 ± 0.4	–	–
BBKOPS [AHR83, AHR85]	51	1.6 ± 0.4	59	1.16 ± 0.3
CHARM	80.5	1.8 ± 0.5	100.5	1.5 ± 0.4

Tabelle 6.1

Ergebnisse der Messungen von $\sigma(\nu_\mu e)$ und $\sigma(\bar{\nu}_\mu e)$

σ/E_ν ist in der Einheit $10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$ angegeben. Statistische und systematische Fehler wurden quadratisch addiert. Die oberen Schranken sind berechnet für 90% *c.l.*. Alle gemessenen Wirkungsquerschnitte stimmen im Rahmen der Fehler untereinander und mit den theoretischen Werten für $\sin^2\Theta_W = 0.215$ und $\rho = 1$ überein. Die Experimente der Kollaborationen GGM, BNL-COL und BEBC-TST sind an Blasenkammern durchgeführt worden. Die Aachen-Padua-Gruppe hat eine Funkenkammer eingesetzt. Die anderen Experimente benutzen Kalorimeter. Der Detektor der BBKOPS-Kollaboration steht im Neutrino-Strahl des AGS am Brookhaven National Laboratory [AHR83, AHR85]. Die mittlere Neutrinoenergie beträgt etwa 1.5 GeV . Der Detektor besteht aus 112 identischen Modulen der Größe $4 \text{ m} \times 4 \text{ m}$ und einer Dicke, die etwa 0.25 Strahlungslängen entspricht. Flüssiges Szintillatormaterial dient gleichzeitig als Target und als Detektor. Die lateralen Koordinaten eines Teilchendurchgangs werden in jedem Modul mit Proportionaldriftrohren gemessen. Das Kalorimeter wird durch ein magnetisches Spektrometer zur Bestimmung von Myonimpulsen ergänzt.

Die BBKOPS-Kollaboration hat das Verhältnis der ν_μ - und $\bar{\nu}_\mu$ -Wirkungsquerschnitte zu $1.38_{-0.31}^{+0.40} \pm 0.17$ bestimmt und daraus

$$\sin^2 \Theta_W = 0.209 \pm 0.029 \pm 0.013 \quad (\text{BBKOPS})$$

berechnet [AHR83, AHR85].

Kombiniert man die gut übereinstimmenden BBKOPS- und CHARM-Resultate, so erhält man

$$\sin^2 \Theta_W = 0.212 \pm 0.021 \pm 0.009 \quad (\text{BBKOPS} + \text{CHARM}).$$

Die proportional zu $\frac{1}{(\Delta\sigma)^2}$ gewichteten Mittelwerte der Neutrino- und Antineutrino-Wirkungsquerschnitte von Tabelle 6.1 sind

$$\sigma(\nu_\mu e \rightarrow \nu_\mu e)/E_\nu = (1.56 \pm 0.19) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}$$

$$\sigma(\bar{\nu}_\mu e \rightarrow \bar{\nu}_\mu e)/E_{\bar{\nu}} = (1.31 \pm 0.23) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV}.$$

Mit Parametrisierung (2.9) und $m_Z = (93.6 \pm 1.8) \text{ GeV}$ [BAR85] erhält man aus dem Neutrino-Wirkungsquerschnitt:

$$\sin^2 \Theta_W = 0.221 \pm 0.014.$$

Für die Summe der Wirkungsquerschnitte erhält man:

$$\sigma(\nu_\mu e)/E_\nu + \sigma(\bar{\nu}_\mu e)/E_{\bar{\nu}} = (2.87 \pm 0.30) \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2/\text{GeV},$$

und durch Vergleich mit der für $\sin^2 \Theta_W = 0.215$ berechneten Summe im Standardmodell:

$$\rho = 0.99 \pm 0.05.$$

Mit der Annahme $\rho = 1$ erhält man für g_V und g_A - wenn die Vorzeichen- und $g_V \leftrightarrow g_A$ - Ambiguität mit Hilfe der Messungen von $\sigma(\bar{\nu}_e e)$ und $e^+ e^- \rightarrow \mu^+ \mu^-$ aufgelöst wird - :

$$g_A = -0.49 \pm 0.03$$

$$g_V = -0.08 \pm 0.05.$$

Der für die elastische Neutrino-Elektron-Streuung bestimmte Wert von $\sin^2 \Theta_W$ wird in Tabelle 6.2 mit den Ergebnissen anderer Experimente verglichen ([WIN84, BAR85, PAN85] und dort angeführte Referenzen, [BER86]).

Die meisten Messungen des Mischungswinkel setzen $\rho = 1$ voraus. Im Fall der $\nu_\mu e$ -Streuung ist außer dem aus dem Verhältnis der Wirkungsquerschnitte bestimmten Wert auch die Zahl aufgeführt, die man aus Parametrisierung (2.9) und der gemessenen Z -Masse erhält.

Über einen Energiebereich von 8 Zehnerpotenzen stimmen die mit verschiedenen Prozessen gemessenen Zahlen überein. Dies stellt eine wichtige Bestätigung des Standardmodells dar.

Die Meßwerte stimmen auch mit der Vorhersage des minimalen $SU(5)$ -Modells überein, das elektroschwache und starke Wechselwirkung vereinigt [MAR79, MAR83]:

$$\begin{aligned} \sin^2 \Theta_W^{SU(5)}(m_W^2) &= 0.216 + \ln\left(\frac{100 \text{ MeV}}{\Lambda_{\overline{MS}}}\right) \\ &= 0.216 \pm 0.004. \end{aligned}$$

Für den Skalenparameter $\Lambda_{\overline{MS}}$ der starken Wechselwirkung wurde $100_{-50}^{+100} \text{ MeV}$ [LEP83] eingesetzt.

Prozeß	$\langle Q^2 \rangle / \text{GeV}^2$	Bedingung	$\sin^2 \Theta_W$
Atomphysik	10^{-11}	$\rho = 1$	0.21 ± 0.05
$\nu_\mu e$	10^{-2}	-	0.21 ± 0.02
		m_Z	0.22 ± 0.01
νp	10^0	$\rho = 1$	0.18 ± 0.02
eD	10^0	$\rho = 1$	0.22 ± 0.02
νN	10^2	$\rho = 1$	0.22 ± 0.01
μC	10^2	$\rho = 1$	0.23 ± 0.08
e^+e^-	10^3	m_Z	0.18 ± 0.02
m_W, m_Z	10^4	$(\rho = 1)$	0.22 ± 0.01

Tabelle 6.2
Messungen von $\sin^2 \Theta_W$

Das Ergebnis $\rho = 0.99 \pm 0.05$ ist in Einklang mit der in semileptonischen Neutrino-Reaktionen bestimmten Zahl $\rho = 1.01 \pm 0.01$ und dem aus den W - und Z -Messungen am pp -Speicherring bestimmten Wert 0.99 ± 0.03 [BAR85]. Dieses experimentelle Resultat ist in sehr guter Übereinstimmung mit dem minimalen Higgs-Modell, das $\rho = 1$ vorhersagt.

Die durch Kombination aller Messungen der Prozesse $\nu_\mu e$ und $\nu_\mu e$ erhaltenen Werte für die NC-Kopplungskonstanten des Elektrons entsprechen den Voraussagen des Standardmodells. Sie sind konsistent mit den Messungen der Streuung von Elektron-(Anti-)Neutrinos an Elektronen [KRE85]. $g_A(e)$ und $g_V(e)$ können auch in den leptonischen Reaktionen $e^+e^- \rightarrow l^+l^-$ bestimmt werden. Außer im Fall der Bhabha-Streuung $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$ muß man allerdings Annahmen über $g_{V,A}(\mu)$ bzw. $g_{V,A}(\tau)$ machen, um die Kopplungen des Z^0 an das Elektron zu erhalten. Insbesondere g_A kann relativ genau aus der Myon-Asymmetrie bestimmt werden. Nimmt man Universalität an, also $g_A(e) = g_A(\mu)$, so findet man $g_A = -0.53 \pm 0.04$ [BAR85].

6.3 Ausblick

Seit der Entdeckung der neutralen Ströme vor etwas mehr als zehn Jahren sind in verschiedenen Experimenten etwa 350 $\nu_\mu e$ - bzw. $\nu_\mu e$ -Ereignisse erhalten worden. Die Genauigkeit, mit der aus diesen Messungen Parameter der elektroschwachen Theorie - insbesondere $\sin^2 \Theta_W$ - bestimmt werden können, ist durch die statistischen Fehler begrenzt.

Es ist aus folgenden Gründen wichtig, die Präzision dieser Messungen zu erhöhen:

- Tests der Universalität der elektroschwachen Wechselwirkung müssen verfeinert werden.
- Die berechneten Korrekturen zu den in niedrigster Ordnung berechneten Bosonmassen können durch Messung von m_W, m_Z und $\sin^2 \Theta_W$ experimentell überprüft

werden. Dies stellt einen entscheidenden Test der elektroschwachen Eichtheorie dar. Die erforderliche Genauigkeit ist $\Delta \sin^2 \Theta_W < 0.005$.

- "Vereinigungstheorien", in denen es Relationen zwischen Θ_W und anderen meßbaren Größen gibt, können getestet werden.
- Grenzen für angeregte Leptonen, zusätzliche Eichbosonen und elektromagnetische Eigenschaften von Neutrinos können verbessert werden.

Den rein leptonischen Prozessen kommt deshalb eine so große Bedeutung zu, weil die Genauigkeit der Messungen von Θ_W in *semileptonischen* Experimenten durch theoretische Unsicherheiten (Hadron-Struktur, QCD-Effekte) begrenzt ist.

Die BBKOPS-Kollaboration setzt ihre Messungen fort und strebt eine Genauigkeit von $\Delta \sin^2 \Theta_W < 0.01$ an [MUR84].

Der CHARM-Detektor ist im Jahre 1984 aus dem Neutrino-Strahl entfernt worden, wie auch der Neutrino-Detektor der CDHS-Kollaboration [HOL78]. An deren Stelle wird jetzt ein neues Experiment aufgebaut, CHARM II, das eine etwa fünf mal größere nutzbare Targetmasse besitzen wird als das CHARM I - Experiment [BUS83a, b]. Die Winkelauflösung für elektromagnetische Kaskaden wird etwa doppelt so gut sein wie im CHARM-Detektor. Jeweils etwa 2000 $\nu_\mu e$ - und 2000 $\bar{\nu}_\mu e$ -Ereignisse und ein Fehler $\Delta \sin^2 \Theta_W < 0.005$ werden angestrebt.

Bei kleinen Neutrinoenergien $E_\nu < 100 \text{ MeV}$ werden Experimente in Los Alamos [WAN84] und am Rutherford-Laboratorium durchgeführt werden [MAS82]. Die Streuung von Myon- und Elektron-(Anti-)Neutrinos (aus π - und μ -Zerfällen) an Elektronen soll untersucht werden und $\sin^2 \Theta_W$ mit einer Genauigkeit von etwa 0.01 bestimmt werden.

Literaturverzeichnis

- ABT86** I. Abt, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1985)
- ADE85** B. Adeva et al., Phys. Lett. 152B (1985) 439
- AHR83** L.A. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1614
- AHR85** L.A. Ahrens et al., Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 18
- ALB85** H. Albrecht et al., Phys. Lett. 163B (1985) 404
- ALL80** P. Allen et al., Nucl. Phys. B176 (1980) 269
- ALL83** D. Allasia et al., Z. Phys. C20 (1983) 95
- ALL84** J.V. Allaby und M. Metcalf (Herausgeber), NAUGHT user's manual, Version 5.5 (1984)
- ALL85** P. Allen et al., CERN-EP/85-33 (1985)
- ALT84** M. Althoff et al., Z. Phys. C26 (1984) 337
- AMA80** U. Amaldi et al., Phys. Scr. 23 (1981) 409
- ARM79a** N. Armenise, Phys. Lett. 81B (1979) 385
- ARM79b** N. Armenise, Phys. Lett. 84B (1979) 137
- ARM79c** N. Armenise, Phys. Lett. 86B (1979) 225
- ARM79d** N. Armenise et al., Nucl. Phys. B152 (1979) 365
- ARN83a** G. Arnison et al., Phys. Lett. 122B (1983) 103
- ARN83b** G. Arnison et al., Phys. Lett. 126B (1983) 398
- ARN84a** G. Arnison et al., Phys. Lett. 147B (1984) 493
- ARN84b** R.G. Arnold et al., Phys. Rev. Lett. 52 (1984) 727
- ASP80** J. Aspiazu, Diplomarbeit, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1980)
- ASP85** J. Aspiazu, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1985)
- ASR84** A.E. Asratyan et al., Phys. Lett. 137B (1984) 122
- ATH80** H.W. Atherton et al., CERN 80-07 (1980)
- AUB74** J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1404
- AUB83** J.J. Aubert et al., Phys. Lett. 123B (1983) 275
- AUG74** J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. 33 (1974) 1406
- AVI77** F.T. Avignone et al., Phys. Rev. D16 (1977) 2383
- BAG83** P. Bagnaia et al., Phys. Lett. 129B (1983) 130
- BAK81a** N.J. Baker et al., Phys. Rev. D23 (1981) 2495
- BAK81b** N.J. Baker et al., Phys. Rev. D23 (1981) 2499
- BAN83** M. Banner et al., Phys. Lett. 122B (1983) 476
- BAR74** D.Y. Bardin and O.A. Mogilevsky, Lett. al Nuovo Cim. 9 (1974) 549
- BAR76** S.J. Barish et al., Phys. Rev. Lett. 36 (1976) 179
- BAR77** S.J. Barish et al., Phys. Rev. D16 (1977) 3103

- BAR79* S.J. Barish et al., Phys. Rev. D19 (1979) 2521
- BAR80* S.J. Barish et al., Phys. Lett. 91B (1980) 161
- BAR83* W. Bartel et al., Z. Phys. C19 (1982) 197
- BAR84* S. Barlag, Dissertation, NIKHEF, Amsterdam (1984)
- BAR85* G. Barbiellini und C. Santoni, CERN-EP/85-117 (1985)
- BAT70* G. Bathow et al., Nucl. Phys. B20 (1970) 592
- BEC81* P. Becher, M. Böhm und H. Joos, Eichtheorien der starken und elektroschwachen Wechselwirkung, Stuttgart (1981)
- BEC85* R. Becker-Szendy, persönliche Mitteilung (1985)
- BEG77* M.A. Beg et al., Phys. Rev. Lett. 38 (1977) 1252
- BEG78* M.A. Beg, W.J. Marciano and M. Ruderman, Phys. Rev. D17 (1978) 1395
- BEH82* H.J. Behrends et al., Phys. Lett. 114B (1982) 287
- BEL70* J.S. Bell and C.H. Llewellyn Smith, Nucl Phys. B24 (1970) 285
- BEL71* J.S. Bell and C.H. Llewellyn Smith, Nucl Phys. B28 (1971) 317
- BEL78a* J. Bell et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1008
- BEL78b* J. Bell et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 1012
- BEL82* S.V. Belikov et al., Sov. J. Nucl. Phys. 35 (1982) 35
- BER63a* J. Bernstein, M. Ruderman and G. Feinberg, Phys. Rev. 132 (1963) 1227
- BER63b* J. Bernstein and T.D. Lee, Phys. Rev. Lett. 11 (1963) 512
- BER79a* D. Bertrand et al., Phys. Lett. 84B (1979) 354
- BER79b* J.P. Berge et al., Phys. Lett. 84B (1979) 357
- BER82* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 117B (1982) 272
- BER83a* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 122B (1983) 185
- BER83b* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 121B (1983) 429
- BER83c* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 123B (1983) 269
- BER83d* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 122B (1983) 465
- BER83e* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 120B (1983) 361
- BER84a* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 141B (1984) 129
- BER84b* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 142B (1984) 103
- BER84c* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Z. Phys. C24 (1984) 217
- BER84d* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 147B (1984) 481
- BER85a* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 153B (1985) 111
- BER85b* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 157B (1985) 458
- BER85c* F. Bergsma et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 157B (1985) 469
- BER85d* K.E. Bergkvist, Phys. Lett. 154B (1985) 224

- BER86** F. Bergsma et al., CHARM-Coll., wird veröff. in Phys. Lett B. (1986)
(A Precision Measurement of the Ratio of Neutrino Induced Neutral-Current and Charged-Current Total Cross-sections)
- BJO64** J.D. Bjorken and S.D. Drell, Relativistic Quantum Mechanics, New York (1964)
- BLI76** J. Blietschau et al., Nucl. Phys. 114B (1976) 189
- BLI78** J. Blietschau et al., Phys. Lett. 73B (1978) 232
- BLO64** M.M. Block et al., Phys. Lett. 12 (1964) 281
- BLO84a** V. Blobel, DESY 84-118 (1984)
- BLO84b** V. Blobel, RUN - General Program for Regularized Unfolding, (1984)
- BOL79** T. Bolognese et al., Phys. Lett. 81B (1979) 393
- BON77** S. Bonetti et al., Nuovo Cim. 38A (1977) 260
- BOS78** C. Bosio et al., Nucl. Inst. and Meth., 157 (1978) 35
- BUC85** W. Buchmüller, CERN-TH. 4189/85 (1985)
- BUD69a** I. Budagov et al., Nuovo Cim. 2 (1969) 689
- BUD69b** I. Budagov et al., Phys. Lett. 29B (1969) 524
- BUS83a** C. Busi et al., CERN/SPSC/83-24 (1983)
- BUS83b** C. Busi et al., CERN/SPSC/83-37 (1983)
- BUT64** H. Butlar, Einführung in die Grundlagen der Kernphysik, Frankfurt (1964)
- BYE78** N. Byers und R. Rückl, UCLA/78/TEP/22 (1979)
- CAM73** J. Campbell et al., Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 335
- CHE64** W.-K. Cheng and S.A. Bludman, Phys. Rev. 136 (1964) 1787
- CHO69** S.R. Choudhury and H.S. Mani, Phys. Rev. 180 (1969) 1521
- CNO78** A.M. Cnops et al., Phys. Rev. Lett. 41 (1978) 357
- DAU84** H. Daumann, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1984)
- DID80a** A.N. Diddens et al., CHARM-Coll., Nucl. Inst. and Meth. 176 (1980) 189
- DID80b** A.N. Diddens et al., CHARM-Coll., Nucl. Inst. and Meth. 178 (1980) 27
- DIM79** S. Dimopoulos and L. Susskind, Nucl. Phys. 155B (1979) 137
- DOL81** A.D. Dolgov und Ya.B. Zeldovich, Rev. Mod. Phys. 53,1 (1981) 1
- DOM71** G.V. Domogatskii und D.K. Nadezhin, Sov. J. Nucl. Phys. 12 (1971) 678
- DOR86a** J. Dorenbosch et al., CHARM-Coll., CERN EP/85-190 (1985), wird veröff. in Phys. Lett. B (1986)
(A Search for Decays of Heavy Neutrinos in the Mass Range 0.5-2.8 GeV)
- DOR86b** F. Bergsma et al., CHARM-Coll., wird veröff. in Nucl. Inst. and Meth. (1986)
(Calibration of the CHARM Fine-Grained Calorimeter)
- DUR85** L.S. Durkin and Paul Langacker, UPR-0287-T (1985)
- EIC80** E. Eichten and K. Lane, Phys. Lett 90B (1980) 125
- ELL85** J. Ellis, CERN-TH. 4277/85 (1985)
- ERE70** S.K. Ereschenko, Yad. Fiz. 12 (1970) 834

- FAJ78* H. Faissner et al., *Phys. Rev. Lett.* 41 (1978) 213
- FLE70* R. Fletcher, *Comput. J.* 13 (1970) 317
- FOG79* G.L. Fogli and G. Nardulli, *Nucl Phys.* B160 (1979) 116
- FOR78* R.L. Ford and W.R. Nelson, *The EGS Code System, SLAC 210/UC-32 (1978)*
- FRI73* H. Fritsch, M. Gell-Mann und H. Leutwyler, *Phys. Lett.* 47B (1973) 365
- GAL84* P.D. Gall und P. Stähelin, persönliche Mitteilung (1984)
- GAL85* P.D. Gall, *Habilitationschrift, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1985)*
- GER81* S.S. Gershtein, Y.Y. Komachenko and M.Y. Khlopov, *IHEP 81-9 (1981)*
- GLA61* S.L. Glashow, *Nucl. Phys.* 22 (1961) 579
- GLA70* S.L. Glashow, J. Iliopoulos, G. Maiani, *Phys. Rev.* D2 (1970) 1285
- GRA75* A. Grant, *Nucl. Inst. and Meth.* 131 (1975) 167
- GRA86* A. Grau and J.A. Grifols, *Phys. Lett.* 166B (1986) 233
- GRE80a* M. Green und M. Veltman, *Nucl. Phys.* B169 (1980) 137, *Nucl. Phys.* B176 (1980) 547 (Erratum)
- GRI85* J.A. Grifols and S. Peris, *UAB-FT-137 (1985)*
- GRO81* H. Grote, *Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1981)*
- HAG85* K. Hagiwara, S. Komamiya and D. Zeppenfeld, *Z. Phys.* C29 (1985) 115
- HAR73* G.D. Harp et al., *Phys Rev.* C8 (1973) 581
- HAR74* G.D. Harp, *Phys Rev.* C10 (1974) 2387
- HAS73a* F.J. Hasert et al., *Phys. Lett.* 46B (1973) 121
- HAS73b* F.J. Hasert et al., *Phys. Lett.* 46B (1973) 138
- HEI80* R.H. Heisterberg et al., *Phys. Rev. Lett.* 44 (1980) 635
- HEI83* E.H.M. Heijne, *CERN 83-06 (1983)*
- HIG64* P.W. Higgs, *Phys. Lett.* 12 (1964) 131
- HIG66* P.W. Higgs, *Phys. Rev.* 145 (1966) 1156
- HOL68* M. Holder et al., *Nuovo Cim.* 57A (1968) 338
- HOL78* M. Holder et al., *Nucl. Inst. and Meth.* 148 (1978) 235
- HOO71a* G't Hooft, *Phys. Lett.* 37B (1971) 195
- HOO71b* G't Hooft, *Nucl. Phys.* B33 (1971) 173
- ILI84* J. Iliopoulos, *Unification and Supersymmetry, 1984 CERN School of Physics, CERN 85-11 (1985)* 308
- JAM83* F. James and M. Roos, *MINUIT, CERN program library D506 (1983)*
- JAR70* C. Jarlskog, *Lett. Nuovo Cimento* 4 (1970) 377
- JAR84a* C. Jarlskog, *The electroweak model, 1984 CERN School of Physics, CERN 85-11 (1985)* 277
- JAR84b* C. Jarlskog, *Phenomenology of Higgs particles, 1984 CERN School of Physics, CERN 85-11 (1985)* 260
- JON79* M. Jonker et al., *CHARM-Coll., Phys. Lett.* 86B (1979) 229

- JON80a* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 93B (1980) 203
- JON80b* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 96B (1980) 435
- JON81a* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 99B (1981) 265
- JON81b* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 102B (1981) 67
- JON81c* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 105B (1981) 242
- JON81d* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 107B (1981) 241
- JON82a* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 109B (1982) 133
- JON82b* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Nucl. Inst. and Meth. 200 (1982) 183
- JON83a* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Z. Phys. C17 (1983) 211
- JON83b* M. Jonker et al., Nucl. Inst. and Meth., 215 (1983) 361
- JON83c* M. Jonker et al., CHARM-Coll., Phys. Lett. 128B (1983) 117
- JON83d* M. Jonker, Dissertation, NIKHEF, Amsterdam (1983)
- KIB67* T.B.W. Kibble, Phys. Rev. 155 (1967) 1554
- KIM74* J.E. Kim, V.S. Mathu and S. Okubo, Phys. Rev. D9 (1974) 3050
- KOB73* M. Kobayashi und T. Maskawa, Progr. Theor. Phys. 49 (1973) 652
- KOM85* S. Komamiya, Search for New Particles, Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Kyoto (1985)
- KRE82* W. Krenz, PITHA 82/26 (1982)
- KRE85* W. Krenz, PITHA 84/42 (1985)
- KRO81* B. Kröger, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1981)
- KUS69* R.L. Kustom et al., Phys. Rev. Lett. 22 (1969) 1014
- LAC79* K.S. Lackner, Nucl. Phys. B153 (1979) 526
- LAN85* P. Langacker, Unified Theories: Electroweak and GUT, Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Kyoto (1985)
- LEP83* G.P. Lepage, Proc. of the Int. Symp. on Lepton and Photon Interactions at High Energies, Cornell (1983) 565
- LER78* W. Lerche et al., Phys. Lett. 78B (1978) 510
- LLE72* C.H. Llewellyn Smith, Phys. Rep. 3C (1972) 271
- LUB84* V.A. Lubimov et al., Proceedings of the 12th Intern. Conf. on High Energy Phys., Leipzig (1984) 259 (Vol. 1)
- MAA82* J. Maalampi, K. Mursula and M. Roos, Nucl. Phys. B207 (1982) 233
- MAK81* V.V. Makeev et al., JETP Lett. 34 (1981) 397
- MAN73* W.A. Mann et al., Phys. Rev. Lett. 31 (1973) 844
- MAR79* W.J. Marciano, Phys. Rev. D20 (1979) 274
- MAR80* W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D22 (1980) 2695
- MAR83* W.J. Marciano, Conference Blacksburg (1983), AIP Conference Proceedings No. 114 (1984) 98
- MAR84* W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. D29 (1984) 945

- MAS82* R. Maschuw and B. Zeitnitz, KfK 3362 (1982)
- MAY79* T. Mayer-Kuckuck, Kernphysik, Stuttgart (1979)
- MET82* E. Metz, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1982)
- MIL82* K.L. Miller et al., Phys. Rev. D26 (1982) 537
- BAU84* T.S. Bauer, persönliche Mitteilung (1984)
- MUL85* P.J. Mulders, Phys. Rev. Lett. 54 (1985) 2560
- MUR84* M.J. Murtagh, Proc. of the 11th Int. Conf. on Neutrino Phys. and Astrophys., Dortmund (1984) 290
- NAN84* D.V. Nanopoulos, CERN-TH. 3995/84 (1984)
- NAM66* Y. Nambu, Preludes in Theoretical Physics, Amsterdam (1966)
- NEL65* J.A. Nelder and R. Mead, Comput. J. 7 (1965) 308
- NIE86* K. Nieuwenhuis, Dissertation, NIKHEF, Amsterdam (1986)
- OKU84* L.B. Okun, M.B. Voloshin and V.I. Zakharov, Phys. Lett. 138B (1984) 115
- ORK67* A. Orkin-Lecourtois and C.A. Piketty, Nuovo Cim. 50A (1967) 927
- PAN81* J. Panman, Dissertation, NIKHEF, Amsterdam (1981)
- PAN85* J. Panman, CERN-EP/85-35 (1985)
- PDG84* Particle Data Group, Rev. Mod. Phys. 56,2 (1984)
- PER82* D.H. Perkins., Introduction to High Energy Physics, 2nd ed., London (1982)
- POH79* M. Pohl et al., Nuovo Cim. 24 (1979) 540
- RAD82* G.M. Radecky et al., Phys. Rev. D25 (1982) 1161
- RAN83* K.H. Ranitzsch, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1983)
- REI76* F. Reines et al., Phys. Rev. Lett. 37 (1976) 315
- REI81a* D. Rein and L.M. Sehgal, Annals of Phys. 133 (1981) 79
- REI81b* D. Rein and L.M. Sehgal, Phys. Lett. 104B (1981) 394, Phys. Lett. 106B (1981) 513 (Erratum)
- REI83* D. Rein and L.M. Sehgal, Nucl. Phys. B223 (1983) 29
- REI86a* D. Rein, persönliche Mitteilung (1986)
- REI86b* D. Rein, Diffractive Pion Production in Neutrino Reactions, wird veröffentlicht als PITHA-Report (1986)
- ROS52* B. Rossi, High Energy Particles, New York (1952)
- ROS75* D.A. Ross und M. Veltman, Nucl. Phys. 95 (1975) 135
- ROS84* J.L. Rosner, Comments Nucl. Part. Phys. 14 (1985) 229
- ROY67* R.R. Roy and B.P. Nigam, Nuclear Physics, New York (1967)
- RUJ79* A. de Rujula, R. Petronzio and A. Savoy-Navarro, Nucl. Phys. B154 (1979) 394
- RUJ85* A. de Rujula, CERN-TH. 4267/85 (1985)
- SAL68* A. Salam, 8th Nobel Symposium, Aspenäagaden (1980)
- SAN84* C. Santoni, persönliche Mitteilung (1984)

- SCH73* P.A. Schreiner and F. von Hippel, *Phys. Rev. Lett* 30 (1973) 339
- SCH85* B. Schrempp und F. Schrempp, *Phys. Bl.* 41 (1985) 335
- SCH86* P. Schütt, Dissertation, II. Inst. f. Exp.-Phys., Hamburg (1986)
- SIR80* A. Sirlin, *Phys. Rev. D*22 (1980) 971
- SIR84* A. Sirlin, *Phys. Rev. D*29 (1984) 89
- STA83* P. Stähelin, persönliche Mitteilung (1983)
- SUS79* L. Susskind, *Phys. Rev. D*20 (1979) 2619
- SUT76* P. Sutherland et al., *Phys. Rev. D*13 (1976) 2700
- VAN85* F. Vannucci, Baryon and Lepton Number Conservation and Neutrino Masses, Intern. Europ. Conf. on High Energy Phys., Bari (1985)
- VIS79* C. Visser, NUBEAM, CERN Hydra application library write-up (1979)
- WAN84* K.C. Wang, Proc. of the 11th Int. Conf. on Neutrino Phys. and Astrophys., Dortmund (1984) 322
- WEI67* S. Weinberg, *Phys. Rev. Lett.* 19 (1967) 1264
- WEI72* S. Weinberg, *Phys. Rev. D*5 (1972) 1412
- WEI76* S. Weinberg, *Phys. Rev. D*13 (1976) 974
- WEI79* S. Weinberg, *Phys. Rev. D*19 (1979) 1277
- WIN84* K. Winter, CERN-EP/84-137 (1984)
- YAN54* C.N. Yang and R.L. Mills, *Phys. Rev* 96 (1954) 191
- ZEP85* D. Zeppenfeld, persönliche Mitteilung (1985)

Danksagung

Diese Arbeit entstand im Rahmen der CHARM-Kollaboration. Ich danke allen Mitarbeitern der Kollaboration für die gute Zusammenarbeit während der Durchführung des Experiments.

Insbesondere gilt mein Dank

den Betreuern dieser Arbeit, Herrn Prof. Dr. F.-W. Büßer und Herrn Prof. Dr. P. Stähelin, die diese Arbeit ermöglichten, und mich durch viele Ideen und Anregungen unterstützt und gefördert haben,

Herrn Dr. P.-D. Gall für seine stete Hilfsbereitschaft und kritische Durchsicht der Arbeit,

den Herren Prof. Dr. G. Barbiellini, Dr. M. Metcalf, Dr. J. Panman, Dr. C. Santoni und Prof. Dr. K. Winter für fruchtbare Diskussionen und ihre Hilfsbereitschaft während meines Aufenthalts am CERN,

den Diplomanden und Doktoranden der Neutrino-Gruppe für das gute Arbeitsklima, Frau M.C. Busi und Frau J. Audier für ihre Hilfe bei der Verarbeitung der Daten, Herrn Dr. D. Rein (RWTH Aachen) für die Beantwortung meiner Fragen zur Theorie der Neutrino-induzierten Pion-Produktion und

Herrn Dr. T.S. Bauer (SIN) für die Überlassung einer Kopie des Programmpakets ISOBAR.

Hamburg, im Januar 1986