

Das  
**physikalische Leistungsvermögen**  
der  
**ersten Generation**  
von  
**Neutrino Long-Baseline Experimenten**  
  
**MINOS, ICARUS und OPERA**

DIPLOMARBEIT  
von  
Mark Benjamin Rolinec

18. Dezember 2003

Technische Universität München  
Physik-Department T30d

Prof. Dr. Manfred Lindner



# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>2</b>	<b>Drei-Neutrino-Oszillationen</b>	<b>5</b>
2.1	Theoretischer Rahmen . . . . .	5
2.2	Materieeffekt . . . . .	7
2.3	Näherungsformeln für $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ und $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ . . . . .	8
2.4	Parameterkorrelationen und Entartungen . . . . .	10
2.5	Übergangswahrscheinlichkeiten bei den Experimenten . . . . .	13
<b>3</b>	<b>Stand der Dinge</b>	<b>17</b>
3.1	Solare Oszillations-Parameter . . . . .	17
3.2	Atmosphärische Oszillations-Parameter . . . . .	21
3.3	$\sin^2 2\theta_{13}$ - Obergrenze . . . . .	25
<b>4</b>	<b>Experimentbeschreibungen</b>	<b>29</b>
4.1	Das NuMI - MINOS Projekt . . . . .	29
4.1.1	Der NuMI Neutrino-Strahl . . . . .	29
4.1.2	Das MINOS Experiment . . . . .	32
4.2	Das CNGS Projekt . . . . .	33
4.2.1	Der CNGS Neutrino-Strahl . . . . .	33
4.2.2	Das ICARUS Experiment . . . . .	34
4.2.3	Das OPERA Experiment . . . . .	35
<b>5</b>	<b>Messung der atmosphärischen Parameter</b>	<b>37</b>
5.1	Zwei-Neutrino-Analysen . . . . .	41
5.2	Drei-Neutrino-Bild . . . . .	49
5.2.1	Messung von $ \Delta m_{31}^2 $ . . . . .	53
5.2.2	Messung von $\sin^2 2\theta_{23}$ . . . . .	63
<b>6</b>	<b>Verbesserung der <math>\sin^2 2\theta_{13}</math> Obergrenze</b>	<b>69</b>
6.1	Sensitivität auf Elektron-Neutrino-Appearence . . . . .	69
6.2	Sensitivitätsgrenze auf $\sin^2 2\theta_{13}$ . . . . .	74
<b>7</b>	<b>Zusammenfassung &amp; Ausblick</b>	<b>85</b>
	<b>Danksagung</b>	<b>87</b>

<b>A</b>	<b>Berechnung der Ereignisraten</b>	<b>89</b>
<b>B</b>	<b>Statistische Auswertung der simulierten Daten</b>	<b>93</b>
	<b>Abbildungsverzeichnis</b>	<b>95</b>
	<b>Tabellenverzeichnis</b>	<b>98</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>101</b>

# Kapitel 1

## Einleitung

*„We note that for the first time it is possible to obtain meaningful bounds on solar neutrino parameters at the  $5\sigma$  level, showing that neutrino physics enters the high precision age.“*

aus

### **Status of three-neutrino oscillations after the SNO-salt data**

M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tórtola und J. W. F. Valle  
September 2003

Mit diesem denkwürdigen Satz beschreiben die Autoren *Maltoni et. al.* den sich anbahnenden Wandel, der sich in der Neutrino-Physik im Laufe dieses Jahres 2003 abzuzeichnen begann. Am Ende des Jahres 2002 veröffentlichte die KamLAND Kollaboration ihre ersten Daten aus der Messung von sogenannter „ $\bar{\nu}_e$ -Disappearance“, also dem Verschwinden von Elektron-Anti-Neutrinos. Die wesentliche Neuerung im Falle des KamLAND Experiments war, daß solare Neutrino-Oszillation nun nicht mehr nur an Neutrinos, die in Fusionsprozessen im Inneren der Sonne entstehen, beobachtet wurde, sondern erstmals an Neutrinos, die sozusagen menschengemacht in Reaktoren produziert werden. Das Herausragende an den veröffentlichten Daten der KamLAND Kollaboration dabei war, daß die gemessenen erlaubten Bereiche im Parameterraum sehr gut verträglich mit denjenigen Daten sind, die mit Neutrinos aus der natürlichen Quelle Sonne<sup>1</sup> in vorangegangenen Experimenten bestimmt wurden. Zusätzlich wurde unser Wissensstand über die solaren Parameter durch KamLAND deutlich verbessert, indem eine Kombination aller Daten, ein sogenannter „Global Fit“ nur noch einen der zuvor bereits existierenden, aber voneinander getrennten und weit im Parameterraum verstreut liegenden Bereiche bestätigte und alle anderen ausschloss. Im September 2003 veröffentlichte dann die SNO Kollaboration weitere Daten aus der Beobachtung solarer Neutrinos, und aufgrund einer verbesserten Messtechnik wurde eine weitere enorme Reduzierung der Meßungenauigkeit in den solaren Parameter ermöglicht. Und wieder schlug die Stunde der Gruppen, die alle zugänglichen Daten zu einem neuen „Global Fit“ vereinen und die verschiedenen Veröffentlichungen [28–31] stimmten

---

<sup>1</sup>Daher leitet sich die historisch gewachsene Bezeichnung „solare“ Neutrino-Oszillation ab.

darin überein, daß die in der Natur realisierten solaren Oszillations-Parameter nun auf niedrige zweistellige Prozentzahlen genau eingekreist sind. Diese rasant geschehene Entwicklung vom Warten auf Evidenz hin zum präzisen Ausmessen der nun zu fest etablierten Neutrino-Oszillationen gehörenden Parameter ermutigte die Autoren des obigen Zitats, diesen Zeitabschnitt als Eintritt der Neutrino-Physik in die Ära der Präzisionsmessung einzustufen. Auf den ersten Blick mag dies übertrieben klingen, kann aber nicht ganz von der Hand gewiesen werden, da sich diese Aussage mitnichten auf den solaren Sektor der Neutrino-Flavor-Übergänge bezieht, sondern auch Gültigkeit im atmosphärischen Sektor beibehält. Die atmosphärische Neutrino-Oszillation läßt sich im identischem Formalismus zur solaren theoretisch beschreiben, allerdings mit anderen Parameterwerten. Im phänomenologische Charakter unterscheidet sich die atmosphärische Oszillation von der solaren hauptsächlich durch eine um fast zwei Größenordnungen größere Frequenz und läßt sich deshalb bei gleicher Energie der Neutrinos auf kürzeren Längenskalen beobachten, eignet sich somit also hervorragend für die Beobachtung an terrestrischen Experimenten mit künstlich an Teilchenbeschleunigern geschaffenen Neutrino-Strahlen. Nachdem die Parameter der atmosphärischen Oszillation über die letzten Jahre hinweg an natürlich in der Atmosphäre entstandenen Neutrinos gemessen wurden, hier ist insbesondere die Datenaufnahme der Super-Kamiokande Kollaboration zu nennen, beginnt jetzt der Zeitabschnitt der ersten Generation von Long Baseline Neutrino-Oszillations-Experimenten. Das erste dieser Art ist das K2K Experiment in Japan, das einen künstlich erzeugten Neutrino-Strahl von dem Beschleunigerzentrum KEK in den 250 km entfernten Super-Kamiokande Detektor leitet und mit den ersten Datenauswertungen die bisherigen atmosphärischen Messungen glänzend bestätigt. Mit den darauf folgenden Long Baseline Experimenten MINOS in den USA und ICARUS und OPERA in Europa, die bereits in fortschreitender Entwicklung sind und in mittelfristiger Zukunft mit der Datenaufnahme beginnen werden, wird wohl auch im atmosphärischen Sektor der Neutrino-Oszillationen die Ära der Präzisionsmessungen beginnen. Die Diskussion der Leistungsfähigkeit dieser drei Experimente für sich allein genommen und auch in Kombination hinsichtlich der Messgenauigkeit auf die atmosphärischen Mischungsparameter ist eine der beiden hauptsächlich Intentionen dieser Arbeit.

Doch obwohl die in dieser Arbeit betrachteten Experimente MINOS, ICARUS und OPERA eigentlich ausschließlich für die Bestimmung der atmosphärischen Oszillations-Parameter vorgesehen sind, bietet sich zusätzlich die Möglichkeit erstmals sogenannte Drei-Flavor-Effekte innerhalb atmosphärischer Oszillation zu beobachten. Diese würden sich darin manifestieren, daß auch ein Flavor-Übergang von Myon-Neutrinos zu Elektron-Neutrinos bei atmosphärischer Frequenz beobachtbar wäre, welcher durch den kleinen Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{13}$  unterdrückt ist. Unter der Voraussetzung eines nicht zu kleinen  $\theta_{13}$ -Winkels kann eine solche  $\nu_e$ -Appearance auch an den in dieser Arbeit diskutierten Experimenten beobachtet werden bzw. bei Ausbleiben kann eine verbesserte Obergrenze für den ansonsten unbekannten Parameter  $\sin^2 2\theta_{13}$  gefunden werden. Die Sensitivität auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  an den Experimente MINOS, ICARUS und OPERA quantitativ zu diskutieren, ist die zweite wichtige Bestrebung in dieser Arbeit.

Somit soll schließlich insgesamt ein vollständiges Bild der Leistungsfähigkeit dieser drei Experimente erörtert werden und die diversen phänomenologischen Problematiken bei Bestimmung der Oszillations-Parameter an Experimenten der ersten Generation von Neutrino-Oszillations Long Baseline Experimenten veranschaulicht werden.

## Aufbau dieser Arbeit

Der Formalismus der Drei-Neutrino-Oszillationen wird in Kapitel 2 kurz zusammengefasst. Natürlich kann in diesem Abschnitt keine detaillierte Einführung gegeben werden, sondern allenfalls eine Zusammenfassung, mit der Absicht Bezeichnungen, die in dieser Arbeit des öfteren benutzt werden, festzulegen. In Kapitel 3 soll dann ein grober Umriss der aktuellen Situation der Neutrino-Oszillations-Physik gegeben werden. Dieser beinhaltet eine Zusammenfassung aller bisherigen experimentellen Erkenntnisse<sup>2</sup> sowie einen kurzen Abriss der zeitlichen Abfolge der innerhalb diesen letzten Jahres 2003 dazugewonnenen Erkenntnisse über die Neutrino-Eigenschaften. Da unter Anderem auch die Kenntnis der solaren Parameter in die Diskussion der Sensitivität auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  an den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA miteinbezogen werden muß, beeinflussten manche experimentellen Entwicklungen des letzten Jahres die Aussage über jene  $\sin^2 2\theta_{13}$  Sensitivität. Deswegen ist es sinnvoll im Rahmen dieser Arbeit zu Anfang auf diese Entwicklungen einzugehen, bevor in Kapitel 4 die betrachteten Long Baseline Experimente selbst im Detail beschrieben werden. In diesem Abschnitt wird dann auf die speziellen Eigenschaften dieser Experimente eingegangen, also z.B. die jeweiligen Detektoren beschrieben. Ausserdem wird die Produktion und Zusammensetzung der verschiedenen Neutrino-Strahlen erklärt. Dabei werden die vorhandenen Gemeinsamkeiten, aber auch die essentiellen Unterschiede der drei Experimente MINOS, ICARUS und OPERA herausgearbeitet. Im Anschluss daran werden dann die Ergebnisse und natürlich die Methode, die zu ihnen führte, in den beiden Resultatkapiteln diskutiert. Zuerst wird das Leistungsvermögen hinsichtlich Präzisionsmessungen bezüglich der atmosphärischen Parameter diskutiert, bevor dann in Kapitel 6 die Diskussion der Sensitivität auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  an dieser ersten Generation von Long Baseline Experimenten folgt.

---

<sup>2</sup>Dies bezieht sich auf den Stand Anfang Dezember 2003. Da ab Ende 2003/Anfang 2004 neue Daten z.B. der KamLAND Kollaboration erwartet werden, wird sich die Situation weiter verbessern. So ist anzunehmen, daß aufgrund höherer Statistik die erlaubten Gebiete im Parameterraum weiter schmelzen und die Unsicherheiten unserer Kenntnis der Oszillations-Parameter weiter abnehmen werden.





## Kapitel 2

# Drei-Neutrino-Oszillationen

Sämtliche numerische Berechnungen, die in dieser Arbeit durchgeführt werden beruhen auf einer standardmäßigen theoretischen Beschreibung von Drei-Neutrino-Oszillationen, wie sie sich in heutigen theoretischen Publikationen wiederfindet. In diesem Kapitel soll diese Beschreibung zusammengefasst werden und kurz erläutert werden, wie sie hergeleitet wird. Eine detailliertere Herleitung kann man in teilweise guter pädagogischer Aufbearbeitung in zahlreichen Review-Artikeln finden [1–3].

### 2.1 Theoretischer Rahmen

Neutrino-Oszillationen finden aufgrund zweier verschiedener Neutrino-Eigenschaften statt. Die erste ist, daß die Neutrino-Basiszustände, die an Reaktionen der schwachen Wechselwirkung teilnehmen, also die sogenannten Neutrino-Flavor-Eigenzustände, nicht identisch sind mit den Neutrino-Masseneigenzuständen, die im Vakuum propagieren<sup>1</sup>. Der Zusammenhang zwischen diesen beiden Basiszustandssätzen im Flavor-Raum der Neutrinos läßt sich leicht mit Hilfe der Neutrino-Mischungsmatrix, analog zur Mischungsmatrix  $V_{\text{CKM}}$ <sup>2</sup> im Quarksektor beschreiben. Diese Neutrino-Mischungsmatrix  $U_{\text{MNS}}$ <sup>3</sup> rotiert die Masseneigenzustände, also die Neutrino-Zustandsbasis, in der die Massenmatrix diagonal ist, in die Neutrino-Flavor-Eigenzustände, die an der schwachen Wechselwirkung teilnehmen. Es gilt also:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_k U_{\alpha k} |\nu_k\rangle$$

mit

$$\alpha = e, \mu, \tau; \quad k = 1, 2, 3$$

Aus Konsistenzgründen muss man sich auf eine einheitliche Parametrisierung einigen, also auf eine bestimmte Reihenfolge der Drehungen um die Eulerwinkel

---

<sup>1</sup>Diese Eigenschaft nennt man Neutrino-Mischung.

<sup>2</sup>leitet sich von Cabbibo, Kobayashi und Maskawa ab [5].

<sup>3</sup>leitet sich von Maki, Nakagawa und Sakata ab [6].

im Flavor-Raum festlegen:

$$U_{\text{MNS}} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

Im leptonischen Sektor wurde somit die Form der Standardparametrisierung für die Mischungsmatrix des Quarksektors übernommen, wodurch die Neutrino-Mischungsmatrix folgende Form erhält [4]:

$$U_{\text{MNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{\text{CP}}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{\text{CP}}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

Hierbei wurden die folgenden Kurzschreibweisen benutzt:

$$c_{ij} \equiv \cos \theta_{ij} \text{ und } s_{ij} \equiv \sin \theta_{ij}$$

Eigentlich müsste noch eine weitere Matrix aufmultipliziert werden, die die beiden Majoranaphasen enthält. Da aber in dieser Arbeit Neutrino-Oszillationen diskutiert werden und diese beiden Majoranaphasen in keiner der Neutrino-Übergangswahrscheinlichkeiten auftauchen, somit in Neutrino-Oszillations-Experimenten also nicht bestimmbar sind, werden sie im Folgenden nicht mehr erwähnt. So werden die Neutrino-Mischungen zwischen den Masseneigenzuständen und den Wechselwirkungs-Eigenzuständen durch vier Parameter vollständig beschrieben: 3 Mischungswinkel  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{13}$  und  $\theta_{23}$  und eine Phase  $\delta_{\text{CP}}$ , die sich, falls ungleich 0 oder  $\pi$ , für CP-Verletzung im leptonischen Sektor, also z.B. in Neutrino-Oszillationen, verantwortlich zeichnet. Die Neutrino-Massenzustände sind gleichzeitig die stationären Eigenzustände des Hamiltonian

$$\hat{H}|\nu_i\rangle = E_i|\nu_i\rangle$$

für die man die deshalb die normal bekannte quantenmechanische Zeitentwicklung ansetzen kann:

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-i\hat{H}t}|\nu_i\rangle = e^{-iE_it}|\nu_i\rangle$$

mit

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2}$$

Die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Neutrino mit Flavor  $\alpha$  in ein Neutrino mit Flavor  $\beta$  bei Propagation im Vakuum berechnet sich dann wie folgt:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = |\langle \nu_\beta | e^{-i\hat{H}t} | \nu_\alpha \rangle|^2$$

Setzt man nun an Stelle der Flavor-Eigenzustände die Masseneigenzustände ein, ergibt sich nach einigem Umschreiben und Benutzung der ultrarelativistischen Näherung  $m_i \ll p_i$  die allgemeine Formel:

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta} = \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j} \text{Re} J_{ij}^{\alpha\beta} \sin^2 \Delta_{ij} - 2 \sum_{i>j} \text{Im} J_{ij}^{\alpha\beta} \sin 2\Delta_{ij}$$

mit

$$\Delta_{ij} \equiv \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu} \equiv \frac{(m_i^2 - m_j^2)L}{4E_\nu}$$

und wobei

$$J_{ij}^{\alpha\beta} \equiv U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j}$$

analog zum Jarlskog Parameter im Quarkmischungsformalismus gegeben ist. Dabei nennt man  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\Delta m_{32}^2$  und  $\Delta m_{31}^2$  die Neutrino-Massenquadratdifferenzen, von denen natürlich nur zwei unabhängig voneinander sind.  $L$  beschreibt die Baseline, also die Entfernung, die die Neutrinos zwischen Quelle und Detektor zurücklegen und  $E_\nu$  ist ihre Energie. Insgesamt werden Drei-Neutrino-Oszillationen also vollständig durch 6 verschiedene Parameter beschrieben, die drei Mischungswinkel  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$  und  $\theta_{13}$ , eine CP-Phase  $\delta_{CP}$  und zwei unabhängige Massenquadratdifferenzen, z.B.  $\Delta m_{31}^2$  und  $\Delta m_{21}^2$ <sup>4</sup>.

## 2.2 Materieeffekt

Will man allerdings die Neutrino-Oszillations-Parameter an terrestrischen Experimenten mit langer Baseline testen, muss man beachten, daß sich die Propagation der Neutrino-Zustände in Materie von derjenigen im Vakuum unterscheidet. Bei Neutrino-Strahlen durch die Erdmaterie gibt es den Effekt, daß die propagierenden Neutrino-Zustände an den Elektronen<sup>5</sup> über Reaktionen der schwachen Wechselwirkung kohärent vorwärts streuen. Dabei können alle verschiedenen Neutrino-Flavor-Eigenzustände mit gleicher Amplitude über Neutral-Current Reaktionen unter Austausch eines  $Z_0$ -Bosons streuen, da die Kopplung an das elektrisch neutrale Austauschboson der schwachen Wechselwirkung flavorunabhängig ist<sup>6</sup>. Die Elektron-Neutrinos  $\nu_e$  und auch die dazugehörigen Anti-Neutrinos  $\bar{\nu}_e$  allerdings streuen zusätzlich dazu über Charged-Current Reaktionen an den Elektronen der Erdmaterie unter Austausch elektrisch geladener W-Bosonen. Da es in der Erdmaterie komplett an Leptonen der zweiten und dritten Generation mangelt, sind Charged-Current Reaktionen in kohärenter Vorwärtstreue für Myon- und Tau-Neutrinos nicht möglich. Dies läßt sich beschreiben durch ein effektives Potential  $A$ , daß nur die Elektron-Neutrinos beeinflusst:

$$i \frac{d}{dt} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = \hat{H}_{\text{mat}} \begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix}$$

mit

$$\hat{H}_{\text{mat}} = \frac{1}{2E} \left[ U \begin{pmatrix} m_1^2 & 0 & 0 \\ 0 & m_2^2 & 0 \\ 0 & 0 & m_3^2 \end{pmatrix} U^\dagger + \begin{pmatrix} A & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \right]$$

<sup>4</sup> $\Delta m_{32}^2$  ist dann gegeben durch  $\Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2$

<sup>5</sup>und natürlich auch den Nukleonen

<sup>6</sup>Man spricht in diesem Zusammenhang von der „Flavor-Blindness“ der Neutral-Current Reaktionen

Dabei beschreibt also  $A$  das effektive Potential für die Elektron-Neutrinos und hängt von der Elektronendichte  $n_e$  in der zu durchquerenden Materie ab. Zusätzlich hängt der Materieeffekt auch von der Energie  $E_\nu$  der Neutrinos und von der Stärke der verantwortlichen Wechselwirkung, beschrieben durch die Fermi-Konstante  $G_F$  ab, so daß gilt:

$$A = 2\sqrt{2}G_F n_e E_\nu$$

Die propagierenden Basiszustände in Materie mit wohldefinierter Zeitentwicklung sind nun diejenigen, in denen dieser effektive Hamiltonian  $\hat{H}_{\text{mat}}$  diagonal ist. Bei beliebig komplizierten Materieprofilen längerer Baselines mit stufenweise wechselnden Materiedichten kann dies nur per Approximation einer Stufenfunktion und wiederholter Rediagonalisierung bei neuer Materiedichte erfolgen. Die Baselines der in dieser Arbeit diskutierten Neutrino-Oszillations-Experimente bewegen sich aber bei ungefähr 700 km und deshalb kann die vom jeweiligen Neutrino-Strahl durchquerte Materiedichte als konstant längs der Baseline angesehen werden. Sie beträgt durchschnittlich  $2.7 \text{ g/cm}^3$  und weicht nicht in erwähnenswerter Weise vom Durchschnittswert ab. Die Mischung der Flavor-Eigenzustände zu diesen Eigenzuständen des effektiven Hamiltonian in Materie läßt sich somit wieder mit einer Mischungsmatrix  $U'$  beschreiben, die mit Standardparametrisierung auf effektive Mischungswinkel  $\theta'_{12}$ ,  $\theta'_{23}$  und  $\theta'_{13}$  in Materie führt, die wiederum von den Mischungsparametern im Vakuum und dem effektiven Potential  $A$  abhängen. Die Übergangswahrscheinlichkeiten haben aber wieder die gleiche Form wie im Vakuum und erst wenn man sie mit den Vakuumparametern ausdrückt, werden die Formeln komplizierter.

### 2.3 Näherungsformeln für $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ und $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$

Die Ergebnisse dieser Arbeit basieren auf numerischen Simulationen, bei denen die exakten Übergangswahrscheinlichkeiten verwendet werden. Formeln für die exakten Übergangswahrscheinlichkeiten mit Beschreibung der Korrekturen durch Materieeffekte wurden in [8–11] angegeben. Ein qualitatives analytisches Verständnis ihrer physikalischen Konsequenzen erscheint aber aufgrund der Komplexität der exakten Übergangswahrscheinlichkeiten unmöglich. Wenn man die exakten Ausdrücke aber einer Entwicklung in kleinen Parametern unterzieht und Terme höherer Ordnung vernachlässigt, bekommt man einen Eindruck der Phänomenologie, die hinter den komplizierten Formeln steckt. Erst in Kapitel 3 wird auf unser heutiges quantitatives Wissen über die Neutrino-Oszillations-Parameter eingegangen. An dieser Stelle sei aber vorweggenommen, daß sich als kleine Parameter, in denen man die Übergangswahrscheinlichkeiten entwickeln kann die Hierarchie der Massenquadrate  $\alpha \equiv \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$  und  $\sin 2\theta_{13}$  eignen. Man sollte allerdings erwähnen, daß diese Näherung an Gültigkeit verliert, wenn die solare Oszillation, also jene mit dem kleineren  $\Delta m^2$ , an Bedeutung gewinnt, sprich bei längeren Baselines bzw. niedrigeren Neutrino-Energien. Solange eine Baseline von

$$L \leq 8000 \text{ km} \left( \frac{E_\nu}{\text{GeV}} \right) \left( \frac{10^{-4} \text{ eV}^2}{\Delta m_{21}^2} \right)$$

nicht überschritten wird, wie es bei MINOS, ICARUS und OPERA der Fall ist, kann die Näherung ohne Bedenken zur qualitativen Diskussion herangezogen werden. Dies ist bei den hier betrachteten Experimenten gut gewährleistet. Nachdem man alle Terme höherer Ordnung vernachlässigt hat, bleiben für die bei den hier betrachteten Experimenten relevanten Übergangswahrscheinlichkeiten im Vakuum folgende Ausdrücke:

$$\begin{aligned}
P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu} &\simeq 1 - \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta \\
&+ \sin^2 \theta_{13} \sin^2 2\theta_{23} \sin^2 \Delta \\
&+ 2\alpha \cos^2 \theta_{13} \cos^2 \theta_{12} \sin^2 2\theta_{23} \cos \Delta \\
\\
P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} &\simeq \sin^2 2\theta_{13} \sin^2 \theta_{23} \sin^2 \Delta \\
&\pm \alpha \sin 2\theta_{13} \sin \delta_{\text{CP}} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \sin^3 \Delta \\
&+ \alpha \sin 2\theta_{13} \cos \delta_{\text{CP}} \cos \theta_{13} \sin 2\theta_{12} \sin 2\theta_{23} \cos \Delta \sin^2 \Delta \\
&+ \alpha^2 \cos^2 \theta_{23} \sin^2 2\theta_{12} \sin^2 \Delta
\end{aligned}$$

wobei

$$\Delta \equiv \Delta_{31} = \frac{\Delta m_{31}^2 L}{4E_\nu}$$

ist.

Analytische Näherungsformeln für die Übergangswahrscheinlichkeiten mit Einbeziehung des Materieeffekts können ebenfalls aus den exakten Ausdrücken durch Entwicklung nach  $\alpha$  und  $\sin 2\theta_{13}$  erhalten werden. Die entwickelten Ausdrücke sind z.B. in [12–14] angegeben. Man kann nun anhand der Formeln erkennen, wie die  $\nu_\mu$ -Disappearance Übergangswahrscheinlichkeiten  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  bei verschwindendem  $\alpha$ , also einer großen Hierarchie zwischen dem atmosphärischen und dem solaren  $\Delta m^2$ , und bei verschwindendem  $\sin^2 2\theta_{13}$  in die einfache Zwei-Neutrino-Oszillations Formel

$$P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\alpha} = 1 - \sin^2 2\theta \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4E_\nu}$$

mit nur einem Mischungswinkel und einer Massenquadratdifferenz übergeht. So kann man verstehen, daß eben aufgrund der Hierarchie zwischen den beiden Oszillationsfrequenzen und einem sehr kleinen bis verschwindenden Parameter  $\sin^2 2\theta_{13}$ <sup>7</sup> alle bisherigen experimentellen Daten, sowohl auf atmosphärischen, wie hier dargelegt, als auch auf solaren Skalen, innerhalb der Unsicherheiten im Zwei-Neutrino-Oszillations Bild erklärbar sind. Drei-Flavor-Effekte wurden bis zum heutigen Tage noch nicht beobachtet. Zu diesen würde z.B. eine mögliche Messung von  $\nu_e$ -Appearance bei Oszillation auf atmosphärischen Skalen von L/E, also z.B. bei MINOS, OPERA oder ICARUS gehören, die nur mit nicht-verschwindendem  $\sin^2 2\theta_{13}$  vereinbar wäre. Aber auch eine Beobachtung von CP-Verletzung in Neutrino-Oszillationen wäre ein Indiz für Drei-Flavor-Effekte, da die dafür verantwortliche Phase immer zusammen mit  $\sin^2 2\theta_{13}$  auftritt und

<sup>7</sup>Bisher ist nur eine Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  durch das CHOOZ Reaktorexperiment bestimmt worden, siehe Kapitel 3.

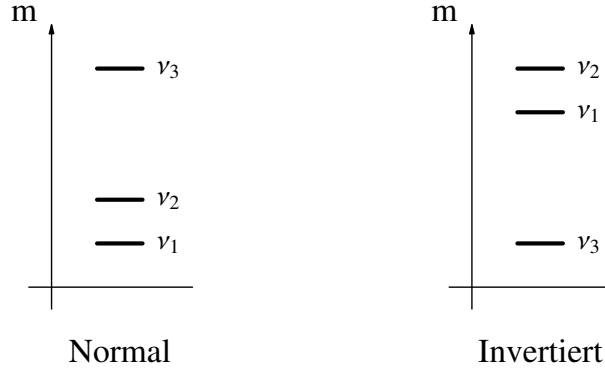


Abbildung 2.1: Über die absolute Massenskala der Neutrino-Masseneigenzustände ist bisher nicht viel bekannt. So unterscheidet man hauptsächlich zwei mögliche Szenarios im Drei-Neutrino-Fall: normale und invertierte Massenhierarchie. Bei der normalen Hierarchie geht man von einer Anordnung wie bei den anderen Fermionen zwischen den Familien, also erst einer kleinen und dann einer größeren Aufspaltung, aus. Bei der invertierten Hierarchie ist es genau entgegengesetzt aufgeteilt und die Parametrisierung ist so gewählt, daß die tatsächlich vorliegende Hierarchie durch das Vorzeichen von  $\Delta m_{31}^2$  charakterisiert ist, positiv bei normaler und negativ bei invertierter Hierarchie. Das Vorzeichen von  $\Delta m_{21}^2$  bleibt unverändert. Sollte die absolute Neutrino-Massenskala groß im Vergleich zur Aufspaltung sein, spricht man von quasi-entarteten Neutrinomassen.

CP so im Falle von  $\sin^2 2\theta_{13} = 0$  erhalten wäre. Messbare CP-Effekte treten leider bei den in dieser Arbeit betrachteten Experimenten noch nicht auf, da die Baseline zu klein ist. Selbst bei einem tatsächlichen  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Wert direkt unterhalb der CHOOZ-Obergrenze<sup>8</sup>, die den heutigen erlaubten Bereich nach oben eingrenzt, könnten die Experimente MINOS, ICARUS und OPERA für sich allein genommen keine Aussagen über mögliche Werte für  $\delta_{\text{CP}}$  liefern.

## 2.4 Parameterkorrelationen und Entartungen

In Kapitel 5 wird auf das Leistungsvermögen der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA bezüglich Präzisionsmessungen der führenden atmosphärischen Oszillations-Parameter  $\sin^2 2\theta_{23}$  und  $\Delta m_{32}^2$  eingegangen. Hierfür ist im Falle von MINOS die Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ , also  $\nu_\mu$ -Disappearance zu betrachten und ICARUS und OPERA sind auf Beobachtung von  $\nu_\tau$ -Appearance ausgelegt. Die dafür relevante Übergangswahrscheinlichkeit ist einfach<sup>9</sup>:

$$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau} \simeq 1 - P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$$

Die Diskussion der Phänomenologie hinter  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  wird weitaus komplexer, da, wie man anhand der Formel sehen kann, vier verschiedene Terme beitragen, bei denen noch nicht abzusehen ist, welcher davon dominiert. Sollte  $\sin 2\theta_{13}$  klein gegenüber  $\alpha$  sein, wäre der erste Term, der quadratisch in  $\sin 2\theta_{13}$  ist,

<sup>8</sup>Diese wird im nächsten Kapitel erklärt.

<sup>9</sup>Dies gilt wieder weil Drei-Flavor-Effekte klein sind.

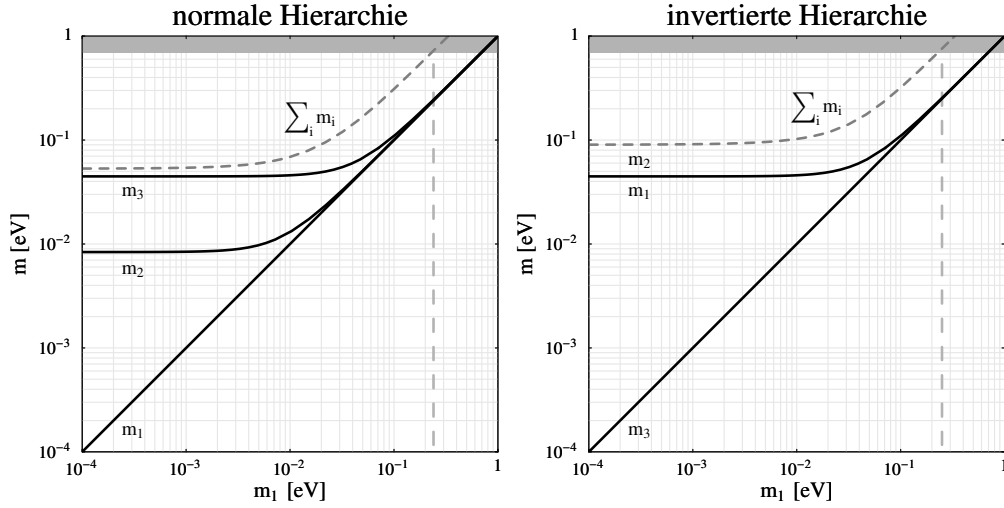


Abbildung 2.2: Der Verlauf der Neutrinomassen in Abhängigkeit der Masse des leichtesten Neutrinos ist hier für normale (links) und invertierte Massenhierarchie (rechts) gezeigt. Bei größeren Massen nähern sich die einzelnen Werte an; man spricht dann von entarteten Neutrinomassen. Die graue Fläche am oberen Rand repräsentiert die 95% C.L. Obergrenze für die Summe der Neutrinomassen von WMAP aus Messungen der kosmologischen Hintergrundstrahlung [7]. Die vertikal verlaufende Linie veranschaulicht dann die daraus folgende Obergrenze für das leichteste Neutrino. Wie man sehen kann ist eine quasi-entartete Massenskala der Neutrinos auch nach den WMAP Resultaten diesen Jahres immer noch möglich.

vernachlässigbar, wohingegen experimentell noch nicht ausgeschlossen ist, daß  $\alpha$  kleiner als  $\sin 2\theta_{13}$  ist, so daß der vierte Term, der quadratisch in  $\alpha$  ist, vernachlässigbar wäre. Es wäre aber auch das Szenario denkbar, in dem beide Entwicklungsparameter ungefähr von gleicher Größenordnung sind und somit alle vier Terme in etwa gleichem Maße zur  $\nu_e$ -Appearance-Wahrscheinlichkeit beitragen würden. Zusätzlich dazu hängt die Übergangswahrscheinlichkeit von zahlreichen anderen Parametern ab, die nicht exakt, sondern innerhalb bestimmter erlaubter Bereiche bekannt sind. Die Beobachtung, oder das Ausbleiben der Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance<sup>10</sup> läßt nur statistische Aussagen über die Größe von  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  bei dem entsprechenden L/E Wert<sup>11</sup> der jeweiligen Experimente zu. Das bedeutet aber gleichzeitig, daß man damit nicht direkt Informationen über  $\sin^2 2\theta_{13}$  extrahieren kann. Variiert man alle anderen Parameter innerhalb der erlaubten Bereiche, ändert sich auch der Wert für  $\sin^2 2\theta_{13}$  mit dem man die gleiche Übergangswahrscheinlichkeit erhielte. In den Sensitivitätsuntersuchungen der jeweiligen Experiment-Kollaborationen wird dies nicht berücksichtigt, sondern alle Parameter außer  $\theta_{13}$  festgehalten. Diese Vorgehensweise kann aber nicht als der Weisheit letzter Schluß angesehen werden, da unser ungenaues Wissen über diese miteinbezogen werden

<sup>10</sup>zusätzlich zu den  $\nu_e$ 's, die schon von Anfang an als sogenannte Strahl-Kontamination enthalten waren

<sup>11</sup>bzw. bei verschiedenen L/E Werten, wenn man die spektrale Information auflösen kann

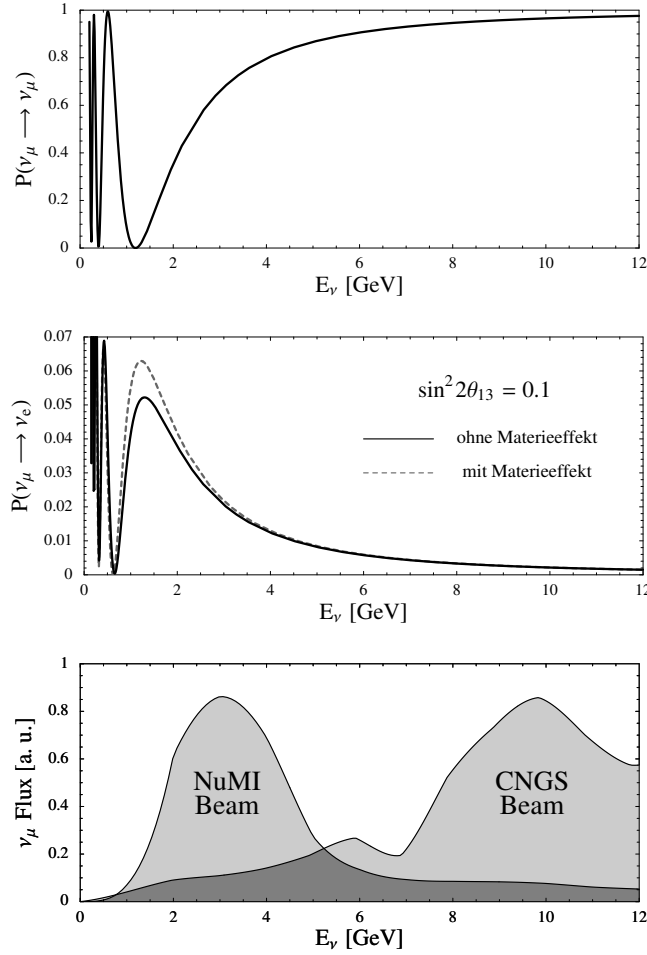


Abbildung 2.3: Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  oben und  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  in der Mitte sind bei der charakteristischen Baseline der betrachteten Experimente in Abhängigkeit der Neutrino-Energie dargestellt. Die atmosphärischen Werte sind hierbei  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ . Zum Vergleich werden auch die Spektren der verschiedenen Neutrino-Strahlen in beliebigen Einheiten dargestellt. Man beachte, daß die Normierung zwischen den beiden Flüssen nicht stimmt und auch noch keine Effekte durch Wirkungsquerschnitte beachtet werden. Hier soll nur gezeigt werden, welche Energien in den jeweiligen Strahlen zur Verfügung stehen.

muß. Wann immer wir in unseren Untersuchungen den Einfluß auf die Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  beschreiben, der eben darauf zurückzuführen ist, daß unser Wissen bezüglich der anderen Parameter nicht exakt ist, sprechen wir von Parameterkorrelationen. Weiterhin muß aber berücksichtigt werden, daß gegenüber der kontinuierlichen Variation verschiedener Parameter auch diskrete Parameteränderungen Lösungen zur gleichen Übergangswahrscheinlichkeit liefern können. Hierbei wurden in diversen Publikationen drei verschiedene Parameteränderungen diskutiert [15–17], die auch kombiniert auftreten können und somit  $2^3 = 8$  verschiedene diskret voneinander getrennte Lösungsbereiche im Parameterraum liefern. Für die  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivität ist hauptsächlich die



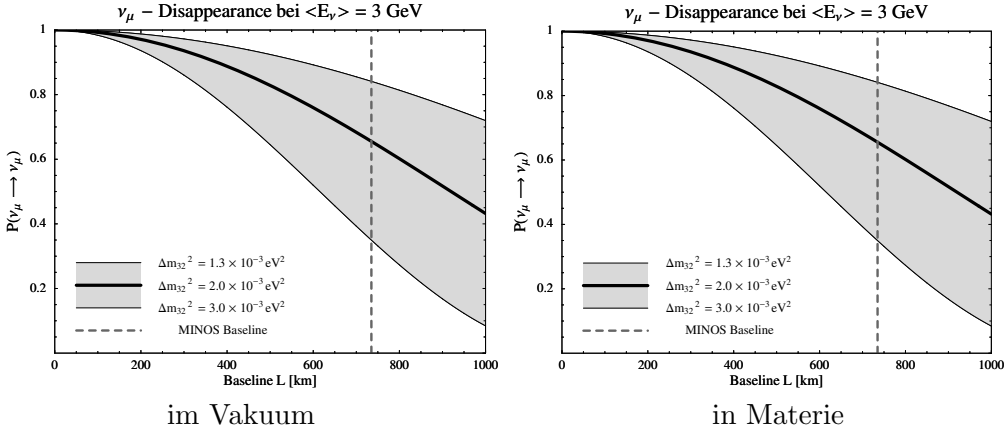


Abbildung 2.4: Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  mit der Baseline bei einer Energie  $E_\nu$  entsprechend der mittleren Strahlenergie bei MINOS ist hier gezeigt. Die entsprechende Entfernung zwischen Quelle und MINOS Detektor ist durch die vertikale Linie dargestellt. Auf der linken Seite wird die Übergangswahrscheinlichkeit im Vakuum betrachtet und mit derjenigen in Materie auf der rechten Seite verglichen. Der graue Bereich zeigt die Variation bei einer Veränderung von  $\Delta m_{31}^2$  innerhalb der erlaubten Grenzen.

Lösung bei invertierter Hierarchie zu betrachten. Bis zu diesem Zeitpunkt war es noch nicht möglich, festzustellen, ob Neutrinomassen in normaler oder invertierter Hierarchie vorkommen. Diese beiden Szenarios unterscheiden sich in der gewählten Parametrisierung, wie man anhand von Abb. 2.1 sehen kann, durch ein entgegengesetztes Vorzeichen von  $\Delta m_{31}^2$ , welches in der Übergangswahrscheinlichkeit im Vakuum für  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  nur das Vorzeichen im zweiten Term umdreht und somit mit einem Vorzeichenwechsel in  $\delta_{CP}$  vollständig kompensierbar ist. Dieser gleichzeitig durchgeführte Vorzeichenwechsel führt also zu einem jener diskret getrennten Lösungsbereiche im Parameterraum. Man spricht manchmal auch von einer „Eight-Fold Degeneracy“, also achtfachen Entartung [15–17]. Während im Vakuum beide Szenarien absolut symmetrisch sind, verschiebt sich einer dieser beiden Lösungsbereiche bei einer Diskussion in Materie, und so kann man unterschiedliche Sensitivitäten für  $\sin^2 2\theta_{13}$  erhalten, je nach dem welche Hierarchie in der Natur wirklich realisiert ist. Die ermittelte  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivitätsgrenze bei umgedrehtem Vorzeichen von  $\Delta m_{31}^2$  geben wir in unserer Diskussion an, wenn wir von Einbeziehung von Parameter-Entartungen sprechen.

## 2.5 Übergangswahrscheinlichkeiten bei den Experimenten

Die genaueren Beschreibungen der in dieser Arbeit betrachteten Experimente folgen in Kapitel 4. Doch soll jetzt schon ein Gefühl dafür vermittelt werden, in welchen Größenordnungen sich die relevanten Neutrino Übergangswahrscheinlichkeiten bewegen. Bei allen betrachteten Experimenten sind die Baselines

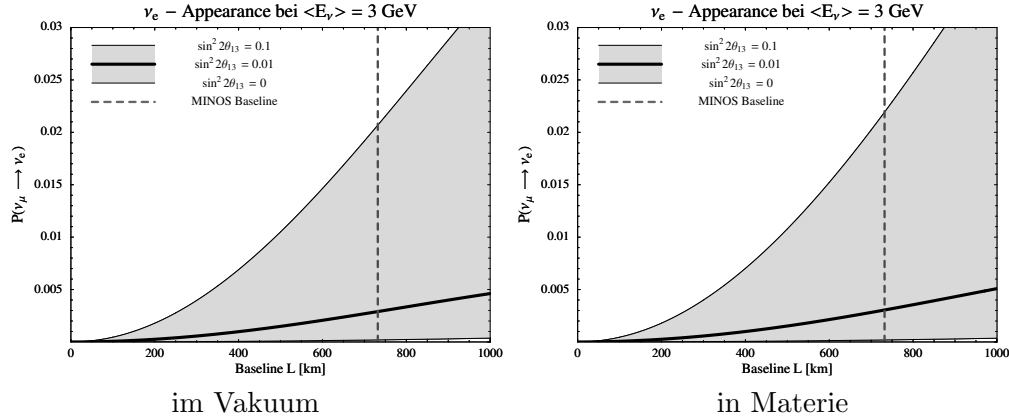


Abbildung 2.5: Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  mit der Baseline bei einer Energie  $E_\nu$  entsprechend der mittleren Strahlenergie bei MINOS ist hier gezeigt. Die entsprechende Entfernung zwischen Quelle und MINOS-Detektor ist durch die vertikale Linie dargestellt. Auf der linken Seite wird die Übergangswahrscheinlichkeit im Vakuum betrachtet und mit derjenigen in Materie auf der rechten Seite verglichen. Der graue Bereich zeigt die Variation bei einer Veränderung von  $\sin^2 2\theta_{13}$  zwischen 0 und der aktuellen Obergrenze. Man kann auch sehen, daß selbst bei  $\sin^2 2\theta_{13} = 0$  eine Restwahrscheinlichkeit übrig bleibt.

annähernd identisch und der Unterschied liegt fast ausschließlich in den unterschiedlichen Spektren und den dabei erreichten Neutrino-Energien. In Abb. 2.3 sind  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  und  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  in Abhängigkeit der Energie bei der entsprechenden Baseline angetragen. Zusätzlich kann man die Spektren der Flüsse der Neutrino-Strahlen in einer beliebig gewählten Normierung sehen. Es wird schnell deutlich, daß eigentlich alle Experimente bei zu hohen Energien liegen, weil sich das erste Oszillationsminimum<sup>12</sup> durch den neuen Best-Fit Wert für das neue atmosphärische  $\Delta m^2$  zu niedrigeren Energien verschoben hat. Da die CNGS Experimente mit Absicht bei zu hohen Energien angesiedelt waren, um oberhalb der  $\tau$ -Lepton Schwelle auch direkt  $\nu_\tau$ -Appearance Beobachtung zu ermöglichen, wird sich bei ihnen keine deutliche Verschlechterung der Möglichkeiten ergeben. Wie später in Kapitel 5 aufgezeigt wird, büßt MINOS dadurch allerdings seine Fähigkeit ein, den atmosphärischen Winkel  $\sin^2 2\theta_{23}$  genau messen zu können, da dieser ja der Amplitude der Oszillation entspricht und im ersten Oszillationsminimum besonders leicht bestimmbar wäre.

## MINOS

Die Wahrscheinlichkeit für  $\nu_\mu$ -Disappearance bei der mittleren Energie des Spektrums des NuMI Neutrino-Strahls ist in Abhängigkeit der Baseline in Abb. 2.4 dargestellt. Der graue Bereich zeigt die Variation, wenn  $\Delta m_{31}^2$  innerhalb seines durch die Super-Kamiokande-Daten erlaubten Bereichs verändert wird. Die mittlere schwarze Kurve entspricht demjenigen Verlauf bei dem Best-Fit Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ . Die Sensitivität von MINOS auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  bestimmt sich

<sup>12</sup>Das von rechts gesehen erste Minimum in  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  bzw. Maximum in  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$

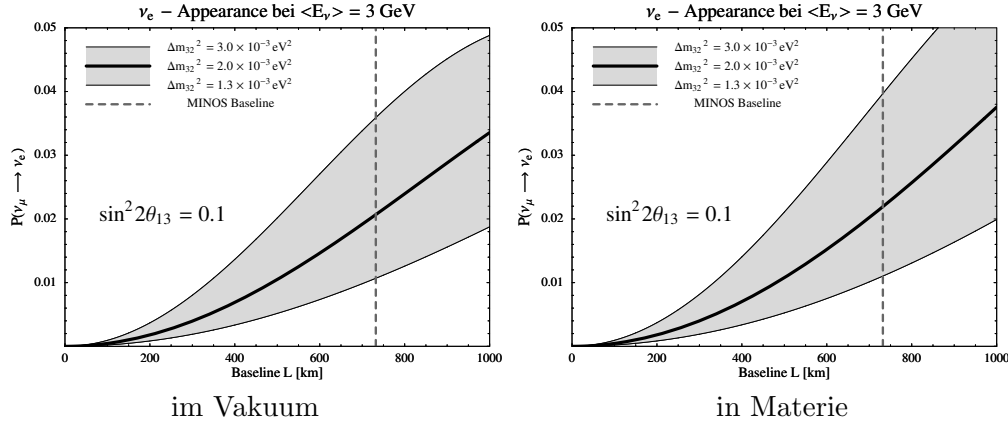


Abbildung 2.6: Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  mit der Baseline bei einer Energie  $E_\nu$  entsprechend der mittleren Strahlenergie bei MINOS ist hier gezeigt. Es wurde  $\sin^2 \theta_{13} = 0.1$  gesetzt und das atmosphärische  $\Delta m^2$  innerhalb seiner heutigen Unsicherheiten variiert. Der mittlere Verlauf entspricht dem bei  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ , also dem aktuellen Best-Fit Wert. Wie in Abb.1 ist auf der linken Seite der Verlauf im Vakuum dem mit Materieeffekt auf der rechten Seite gegenübergestellt.

durch die Möglichkeit einer Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance. Die dazugehörige Übergangswahrscheinlichkeit ist in Abb. 2.5 gezeigt. Hierbei wird durch den grauen Bereich illustriert, welche Veränderungen sich ergeben, wenn  $\sin^2 2\theta_{13}$  von 0 bis 0.1, also ungefähr der heutigen CHOOZ-Obergrenze variiert wird. Mit genauem Blick kann man sehen, daß selbst bei exakt verschwindendem  $\sin^2 2\theta_{13}$  doch eine sehr kleine Restübergangswahrscheinlichkeit übrig bleibt. Diese ist darauf zurückzuführen, daß der vierte Term in der Näherungsformel für  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  davon unabhängig ist und so insgesamt doch einen Beitrag leistet<sup>13</sup>. Die Baseline, bei der der MINOS Detektor wirklich liegt wird durch die horizontale Linie veranschaulicht. Ausserdem ist gezeigt, welcher Unterschied zwischen der Betrachtung im Vakuum und in Materie besteht. Da die MINOS Baseline noch verhältnismäßig kurz ist, kann man so gut wie keinen erkennbaren Effekt sehen. Die atmosphärische Massenaufspaltung wurde hier fest auf den Super-Kamiokande Best-Fit Wert gesetzt, d.h. es wurden keine Parameterkorrelationen betrachtet. Daß diese auch beträchtliche Auswirkungen haben können, kann man in Abb. 2.6 ablesen. Hier ist nun der Wert für  $\sin^2 2\theta_{13}$  festgehalten und das atmosphärische  $\Delta m^2$  variiert. Man sieht sofort, daß der Effekt von Parameterkorrelationen durchaus groß sein kann und nicht vernachlässigt werden darf. Außerdem zeigt sich hier, daß bei immer größeren Baselines erkennbare Abweichungen bei der Behandlung mit Materieeffekt gegenüber derjenigen im Vakuum auftreten. Abb. 2.8 zeigt die für die Sensitivität auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  relevante Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ .

<sup>13</sup>Hier zeigt sich hier schon das langsame Ansteigen der solaren Oszillation, die erst bei sehr viel höheren Baselines zu messbaren Beiträgen führen würde.

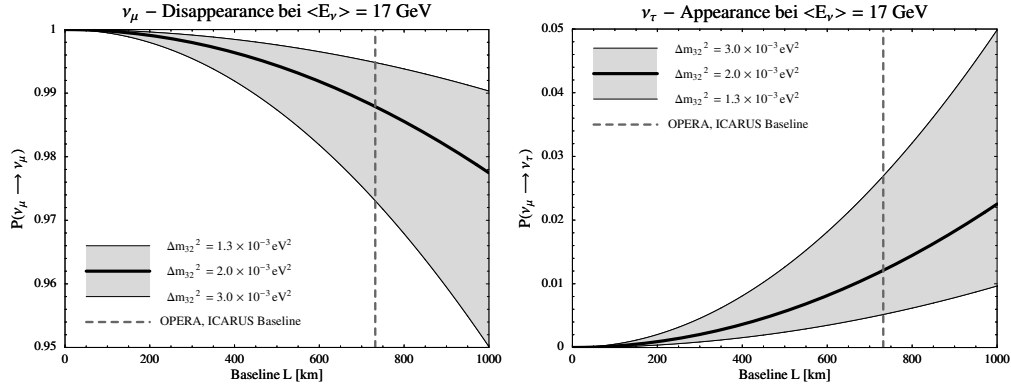


Abbildung 2.7: Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  auf der linken Seite und  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$  auf der rechten Seite mit der Baseline bei einer Energie  $E_\nu$  entsprechend der mittleren Strahlenergie bei ICARUS und OPERA ist hier gezeigt. Die entsprechende Entfernung zwischen Quelle und den Detektoren ist durch die vertikale Linie dargestellt. Der graue Bereich zeigt die Variation bei einer Veränderung von  $\Delta m_{31}^2$  innerhalb der erlaubten Grenzen und die mittlere Kurve den Verlauf bei dem Super-Kamiokande Best-Fit Wert.

### ICARUS und OPERA

Es sind wieder die gleichen Abbildungen wie für das MINOS Experiment dargestellt, diesmal aber bei der mittleren Neutrino-Energie des CNGS Strahls, die deutlich höher liegt als diejenige des NuMI Neutrino-Strahls. Die korrespondierenden Abbildungen im Vakuum wurden weggelassen, da man keinen Unterschied zu denen mit Einbeziehung des Materieeffekts erkennen kann. In Abb. 2.7 ist aber die bei den CNGS Experimenten relevante Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau}$  für die führende Messung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  hinzugefügt.

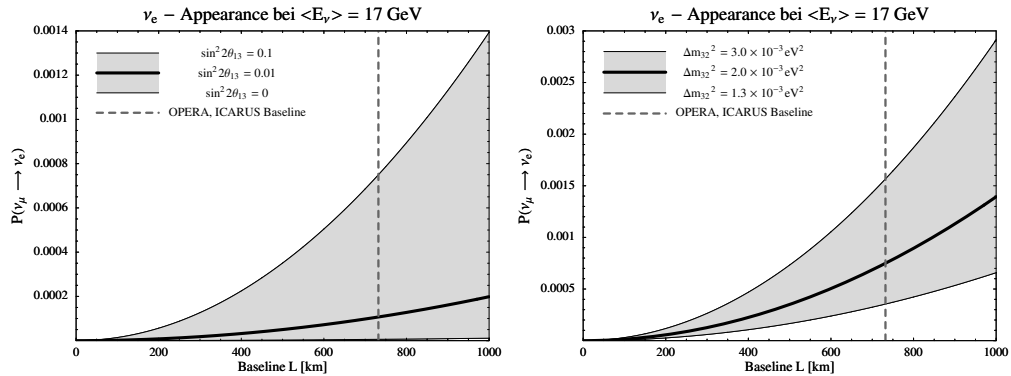


Abbildung 2.8: Der Verlauf der Übergangswahrscheinlichkeit  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$  mit der Baseline bei einer Energie  $E_\nu$  entsprechend der mittleren Strahlenergie bei ICARUS und OPERA ist hier dargestellt. Auf der linken Seite wird der Wert von  $\sin^2 2\theta_{13}$  zwischen 0 und 0.1 und auf der rechten Seite das atmosphärische  $\Delta m_{31}^2$  innerhalb der Super-Kamiokande Grenzen variiert.

# Kapitel 3

## Stand der Dinge

Diese Arbeit entstand im Zeitraum von Dezember 2002 bis Dezember 2003. Während dieser Zeit ging die Entwicklung der Neutrino-Physik in rasantem Tempo voran. Alle Daten dieses Jahres, die zu neuen Verbesserungen der Parameterregionen führten, hatten Einfluß auf die Ergebnisse dieser Arbeit. Da in den Kapiteln, in denen die Resultate später dargelegt werden, auf jene Entwicklungen und vor allem deren Konsequenzen auf die Ergebnisse eingegangen wird, ist es sinnvoll, zu Beginn die erwähnten Entwicklungen zu beschreiben. Gleichzeitig wird in diesem Kapitel vermittelt, wie sich unser Wissensstand über Neutrino-Oszillations-Parameter Anfang Dezember 2003 darstellt. Jedoch sollte man gerechterweise hinzufügen, daß sich dieser bald wieder verändern, d.h. verbessern wird. Als Beispiel sei hier die KamLAND Kollaboration genannt, die wahrscheinlich Ende des Jahres 2003, wohl aber spätestens im Frühjahr 2004 ihre neu dazugewonnenen Daten veröffentlichen wird, und es ist anzunehmen, daß diese die Ungenauigkeiten der solaren Parameter aufgrund höherer Statistik erneut verkleinern sollten. Hinzufügend sei hier nicht verschwiegen, daß noch eine angebliche Messung einer dritten unabhängigen Massenquadratdifferenz bei dem LSND Experiment im Raume steht, die von LSND aber nicht zweifelsfrei dargelegt werden konnte. Im Jahre 2005 soll das Experiment MiniBooNE seine ersten Daten veröffentlichen und dann hoffentlich die LSND Resultate definitiv ausschliessen oder eben bestätigen<sup>1</sup>. In dieser Arbeit wird das LSND Experiment komplett ausgeklammert und im Drei-Neutrino-Bild gearbeitet.

### 3.1 Solare Oszillations-Parameter

Bis Dezember 2002 war noch nicht genau genug bekannt, in welcher Region der  $\Delta m_{\text{sol}}^2$ - $\sin^2 2\theta_{\text{sol}}$ -Ebene die tatsächlichen Oszillations-Parameter der so-

---

<sup>1</sup>In diesem Falle müsste man möglicherweise in ein Vier-Neutrino-Bild wechseln. Da aber die gemessenen  $Z_0$ -Zerfallsbreite an LEP-II nur drei aktiv wechselwirkende Neutrino-Generationen mit Massen unterhalb 45 GeV erlaubt, müsste das vierte Neutrino steriler Natur sein, welches eben nicht an der schwachen Wechselwirkung teilnimmt. Ebenfalls werden Szenarios diskutiert, in denen die Neutrinos unterschiedliche Massenaufspaltungen als ihre Anti-Neutrinos besitzen. Damit könnte man zwar das LSND Resultat gut erklären, es hätte aber CPT-Verletzung zur Folge, die wiederum als Konsequenz einen Verlust der Lorentz-Invarianz bedeuten würde.

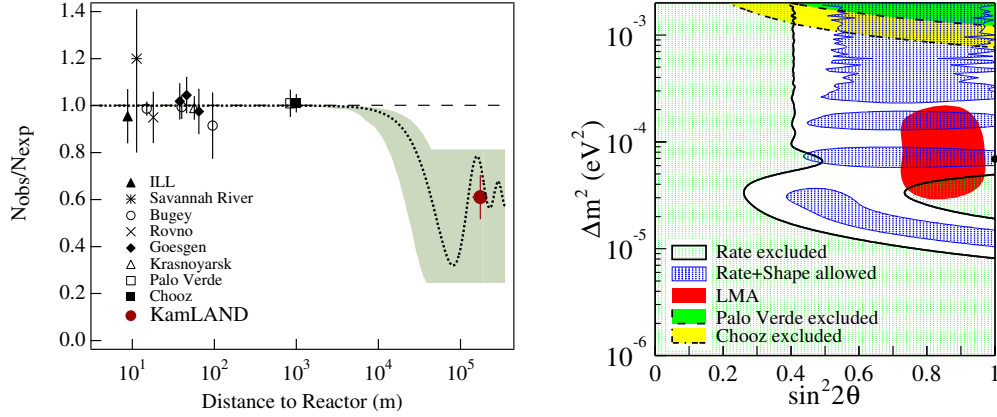


Abbildung 3.1: Die Resutate der ersten Daten des KamLAND Eperiments vom Dezember 2002 sind hier gezeigt [18]. Auf der linken Seite ist im roten Punkt mit Fehlerbalken die beobachtete  $\bar{\nu}_e$  Eventzahl im Verhältnis zur erwarteten Anzahl ohne Oszillation dargestellt, und es ergibt sich eine Diskrepanz, die sehr gut mit solarer LMA Neutrinooszillation (gestrichelte Linie für Best-Fit Werte, bzw grauer Bereich für LMA-Region) vertäglich ist. Auf der rechten Seite sieht man den mit den KamLAND Daten gemessenen Parameterbereich (blau) und den alten LMA Bereich (rot).

laren Neutrino-Mischung liegen. Zwar war der sogenannte LMA<sup>2</sup>-Lösungsbereich mäßig favorisiert, aber die anderen, schon über viele Jahre existierenden Lösungsbereiche SMA<sup>3</sup>, LOW<sup>4</sup> und VAC<sup>5</sup> waren noch nicht ausgeschlossen. Die verschiedenen erlaubten Inseln in der  $\Delta m_{\text{sol}}^2$ - $\sin^2 2\theta_{\text{sol}}$ -Ebene lagen über viele Größenordnungen verstreut voneinander getrennt:

$$\begin{array}{ll}
 \text{VAC} & \Delta m_{21}^2 \simeq 10^{-10} \text{ eV}^2; \quad \sin^2 2\theta_{12} \simeq 1 \\
 \text{LOW} & \Delta m_{21}^2 \simeq 10^{-7} \text{ eV}^2; \quad \sin^2 2\theta_{12} \simeq 1 \\
 \text{SMA} & \Delta m_{21}^2 \simeq 10^{-5} \text{ eV}^2; \quad \sin^2 2\theta_{12} \simeq 10^{-3} - 10^{-2} \\
 \text{LMA} & \Delta m_{21}^2 \simeq 10^{-4} \text{ eV}^2; \quad \sin^2 2\theta_{12} \simeq 1
 \end{array}$$

Im Dezember 2002 veröffentlichte die KamLAND Kollaboration ihre ersten Daten. Der KamLAND Detektor befindet sich, wie auch der Super-Kamiokande Detektor, im Kamioka-Minenkomplex in Japan. Das KamLAND Experiment soll die Messungen der solaren Oszillations-Parameter, die zuvor nur an Sonnen-Neutrinos ausgemessen wurden, mithilfe künstlich in Reaktoren ziviler Atomkraftwerke produzierter Elektro-Anti-Neutrinos bestätigen und danach weiter verbessern. Bei KamLAND wird also  $\bar{\nu}_e$ -Disappearance von Reaktor-Neutrinos auf solaren Skalen<sup>6</sup> beobachtet. Die verschiedenen Reaktoren, die dabei als

<sup>2</sup> „Large Mixing Angle“

<sup>3</sup> „Small Mixing Angle“

<sup>4</sup> niedriges (engl.: low)  $\Delta m^2$

<sup>5</sup> Vakuumlösung, d.h. ohne Materieeffekt

<sup>6</sup> Hier ist nicht allein die Baseline gemeint, die ja bei KamLAND nicht wirklich mit solaren

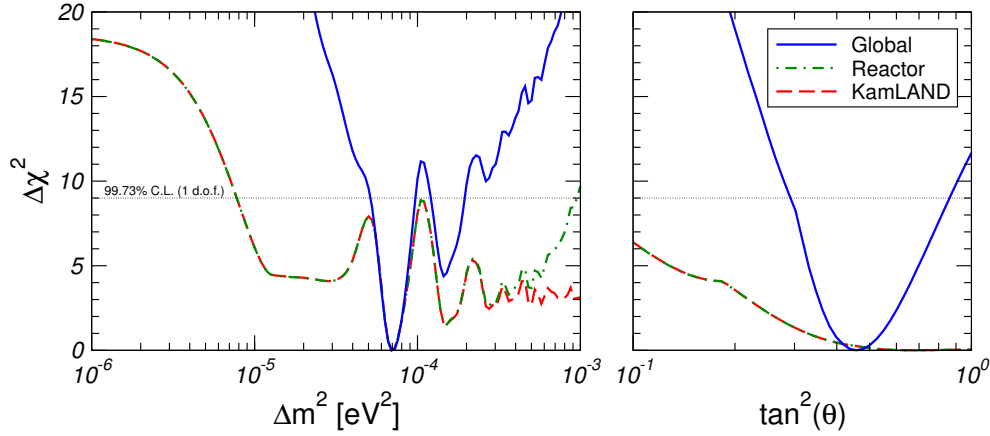


Abbildung 3.2: Die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion auf die jeweiligen solaren Parameter des Global Fits aus [28], der alle solaren mit den KamLAND Daten vereint ist hier gezeigt. Die blaue Kurve beschreibt die Parametereinschränkung, wie sie sich nach KamLAND darstellten. Alle Parameterwerte, deren  $\Delta\chi^2$  oberhalb der horizontalen Linie liegen waren, der Maltoni et al. Analyse nach, auf  $3\sigma$  ausgeschlossen. Man kann auf der linken Seite sehr gut die getrennten Bereiche für das solare  $\Delta m^2$  der LMA-I Lösung und der LMA-II erkennen.

Neutrino-Quellen fungieren, liegen 80 - 350 km vom Kamioka-Minenkomplex entfernt. Die gemittelte Entfernung und somit effektive Baseline beträgt dabei 180 km. Die Ergebnisse der KamLAND Kollaboration sind in Abb. 3.1 dargestellt. Auf der rechten Seite kann man die Konsequenzen für die solaren Parameter in der  $\Delta m^2$ - $\sin^2 2\theta_{13}$ -Ebene sehen. Zuerst sollte erwähnt werden, daß der größte Fortschritt der KamLAND Daten darin lag, daß nun alle anderen solaren Lösungsbereiche auf hohem Konfidenz-Level ausgeschlossen waren, und ab diesem Zeitpunkt eigentlich kaum noch anzuzweifeln war, daß die LMA Region diejenige ist, in der die tatsächlichen solaren Parameter liegen müssen. Die Übereinstimmung der Daten von Sonnen-Neutrinos und auf der Erde produzierter Reaktor-Neutrinos war ein weiteres kräftiges Argument für die Richtigkeit des Szenarios der Neutrino-Oszillation. Ausserdem war es eine weitere gute Bestätigung des Standard-Sonnen-Modells, durch welches der unoszillierte Sonnen-Neutrino-Fluß vorhergesagt wird<sup>7</sup>. Wie man anhand der rechten Seite von Abb. 3.1 nachvollziehen kann, spaltete die KamLAND Messung die vorher vorhandene LMA Lösung in zwei voneinander getrennte Parameterbereiche (die Schnittflächen der roten LMA Lösung mit den blauen KamLAND Bereichen). Die Best-Fit Werte der Parameter in den jeweiligen Bereichen und die  $3\sigma$ -Fehler

Skalen vergleichbar ist. Es wird der für die Oszillationsskala relevante Parameter  $L/E$  betrachtet. Die Energien der Reaktor-Neutrinos bei KamLAND sind von der Größenordnung MeV und somit ist  $L/E$  im Bereich, in dem die solare Oszillation auftritt.

<sup>7</sup>Hier muß erwähnt werden, daß schon vorher SNO Daten bewiesen, daß zwar nicht die Anzahl der Charged-Current Reaktionen der Sonnen-Neutrinos ( $\nu_e$  und  $\bar{\nu}_e$ ) mit dieser Vorhersage übereinstimmen (sog. Sonnen-Neutrino-Problem), wohl aber die Anzahl der flavor-blinden Neutral-Current Reaktionen exakt mit dessen Vorhersagen zusammenpassen. Hierin ist eine sehr deutliche Bestätigung des Standard-Sonnen-Modells zu sehen.

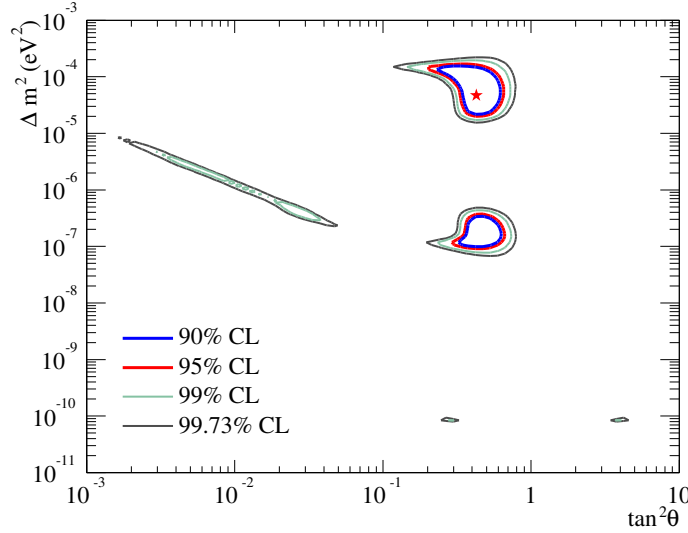


Abbildung 3.3: Die Analyse der neuen SNO Daten ergab für sich alleine genommen dieses Bild über die solaren Parameter. Es wurde [27] entnommen und zeigt die mit SNO verträglichen Parameterbereiche. Man kann sehen, daß noch verschiedene diskret voneinander getrennte Bereiche existieren.

waren:

$$\text{LMA-I:} \quad \Delta m_{21}^2 = 6.9_{-1.8}^{+2.8} \times 10^{-5} \text{eV}^2 \quad \sin^2 2\theta_{21} = 0.56$$

$$\text{LMA-II:} \quad \Delta m_{21}^2 = 1.4_{-0.2}^{+0.4} \times 10^{-4} \text{eV}^2 \quad \sin^2 2\theta_{21} = 0.58$$

In Abb. 3.2 sind die Ergebnisse eines Global Fits aus [19] eindimensional dargestellt. Die verschiedenen Global Fits anderer Gruppen [20–26] stimmten mit der ausgewählten in hervoragender Weise überein. Im September 2003 gab es dann einen weiteren Fortschritt im Sektor der solaren Oszillations-Parameter. Das SNO Experiment veröffentlichte neue Ergebnisse, die durch eine verbesserten Messtechnik bezüglich der Neutral-Current Ereignisse erhalten worden waren. Die SNO Resultate aus [27], im Hinblick auf die solaren Neutrino-Parameter, sind in Abb. 3.3 für verschiedene Konfidenzlevels gezeigt. Es ist zu erkennen, daß die SNO Messung alleine immer noch mit verschiedenen getrennt voneinander existierende Lösungsbereichen verträglich war, die ja durch die KamLAND Daten längst ausgeschlossen waren. Die Veröffentlichungen der Global Fits zeigten aber, daß eine Kombination aller verfügbaren Daten doch einen erneuten Fortschritt unseres Wissens bedeutete [28–31]. Der einzige übrigbleibende erlaubte Parameterbereich war eine zusammen geschmolzene LMA-I Region, und die LMA-II Region war nur noch bei den  $3\sigma$  Kontouren existent und die LMA-I Lösung eindeutig favorisiert. Wieder seien an dieser Stelle die Resultate aus [28, 36] veranschaulichend herausgegriffen. Ihre neuen erlaubten Parameterbereiche in der solaren Ebene sind in Abb. 3.4 den alten aus Dezember 2002 nach KamLAND gegenüber gestellt. Die Ungenauigkeit im solaren Winkel hat



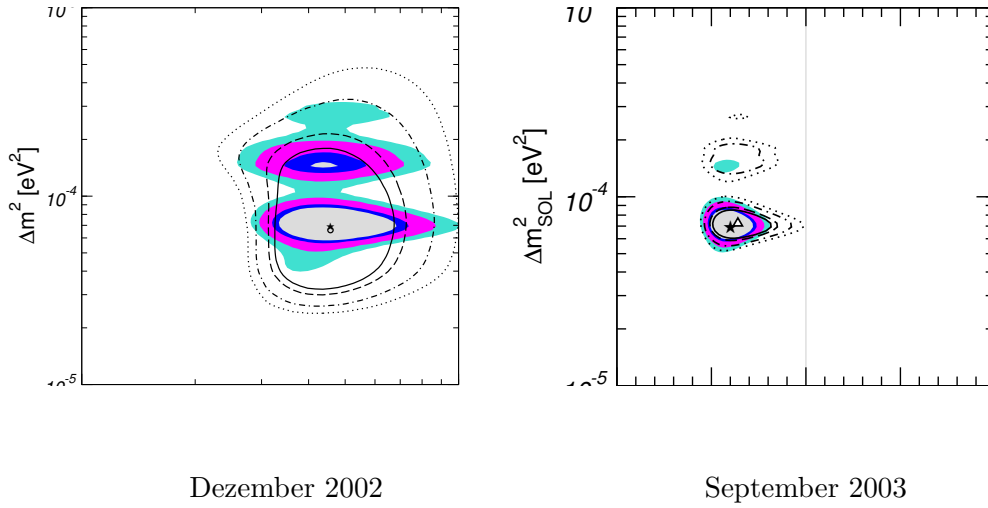


Abbildung 3.4: Hier ist die Entwicklung des erlaubten Parameterbereichs veranschaulicht. Das linke Diagramm zeigt die 90%, 95%, 99% und 99.73% Konfidenz-Level Regionen, wie sie nach einer globalen Analyse aller solarer und der KamLAND Daten übriggeblieben [19]. Die schwarzen Linien verdeutlichen bei den gleichen Konfidenz-Leveln die Situation, wie genau die LMA Lösung vor KamLAND eingeschränkt war. Man beachte, daß vor Dezember 2002 auch noch die anderen Inseln im solaren Parameterraum existent waren und über viele Größenordnungen verstreut lagen. Auf der rechten Seite kann man die verbesserte Situation nach den neuen SNO Daten erkennen [28, 36]. In einer erneuten globalen Analyse verschwindet nun auch die LMA-II Region und es bleibt fast ausschließlich der LMA-I Bereich stehen.

sich nicht signifikant verändert<sup>8</sup>. Das Verschwinden des LMA-II Bereichs ist aber sehr gut zu erkennen. Der Fortschritt ist noch einmal in Abb. 3.5 als eindimensionale Projektion auf die Parameterachsen dargestellt. Die aktuellen solaren Parameter sind somit innerhalb der LMA-I Lösung mit  $3\sigma$ -Fehlern nach SNO:

$$\Delta m_{21}^2 = 6.9_{-1.5}^{+2.6} \times 10^{-3} \text{eV}^2,$$

$$\sin^2 2\theta_{12} = 0.86_{-0.13}^{+0.11}.$$

### 3.2 Atmosphärische Oszillations-Parameter

Die atmosphärischen Neutrino-Oszillations-Parameter beschreiben die Disappearance von  $\mu$ -Neutrinos in den durch kosmische Strahlung induzierten atmosphärischen Teilchen-Schauern. Unsere obere Atmosphäre wird ununterbrochen durch diese kosmische Strahlung, hauptsächlich bestehend aus Protonen getroffen. In tief inelastischen Streureaktionen dieser Protonen mit den Nukleonen der

<sup>8</sup>Die optische Verkleinerung ist auf einen Parameterwechsel von  $\tan \theta$  zu  $\sin^2 \theta$  und einem anderen, noch dazu linear dargestellten Achsenintervall zurückzuführen.

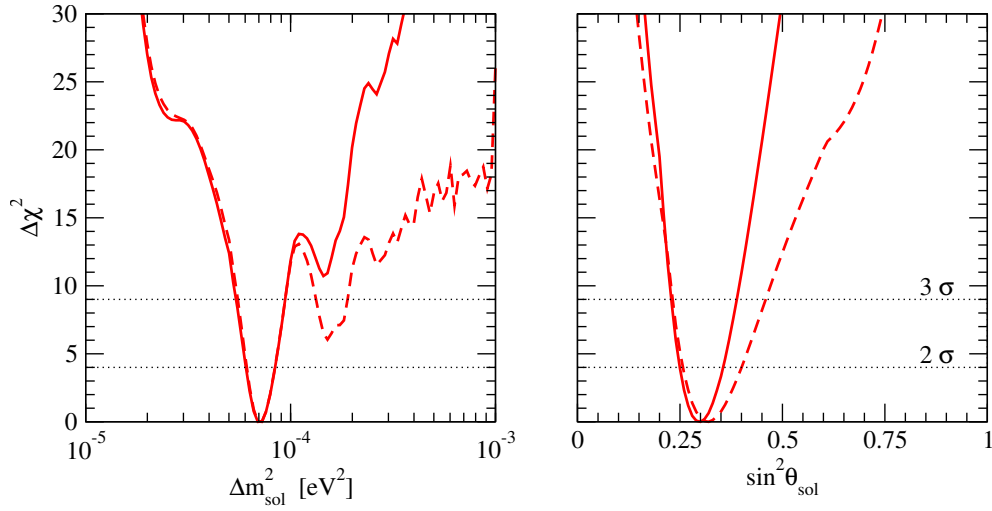


Abbildung 3.5: Die eindimensionalen  $\Delta\chi^2$ -Verteilungen für die solaren Parameter aus [28, 36] sind hier dargestellt, wie sie sich nach den neuen SNO Daten ergaben. Die gestrichelte rote Linie stellt zum Vergleich die Situation nach KamLAND im Dezember 2003 dar. Auch hier ist zu erkennen, daß das lokale LMA-II Minimum auf  $3\sigma$  C.L. nicht mehr als Lösungsbereich auftritt.

Atmosphäre entstehen in großer Zahl Mesonen, hauptsächlich Pionen, aber auch z.B. Kaonen, die auf ihrem Weg zur Erde in folgenden Reaktionen zerfallen:

$$\begin{aligned}\pi^+ / K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \\ \pi^- / K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}\mu^+ &\rightarrow e^+ + \bar{\nu}_\mu + \nu_e \\ \mu^- &\rightarrow e^- + \nu_\mu + \bar{\nu}_e\end{aligned}$$

Ein einfaches Abzählen in obigen Zerfallsketten liefert ein erwartetes Verhältnis der eingehenden Elektron-Neutrinos zu Myon-Neutrinos von:

$$\frac{n(\nu_e)}{n(\nu_\mu)} = \frac{1}{2}$$

Der Fluß an atmosphärischen Neutrinos wurde im Super-Kamiokande Detektor gemessen. Hierbei handelt es sich um einen 50 kt Wasser-Čerenkov Detektor, d.h. ein Tank, der mit ultra-reinem Wasser gefüllt und mit etwa 11000 Photomultipliern am Rande des Tanks ausgestattet ist<sup>9</sup>. Die ankommenden Neutrinos produzieren im Detektor in Charged-Current Reaktionen die korrespondierenden geladenen Leptonen, also entweder Myonen oder Elektronen. Diese Leptonen sind relativistisch und bewegen sich im Wasser des Detektors

<sup>9</sup>Nach einem Unfall bei Wartungsarbeiten im November 2001 wurde etwa die Hälfte der Photomultiplier zerstört. Eine Datenaufnahme ist nach einer Umsortierung der intakten Photomultiplier wieder möglich.

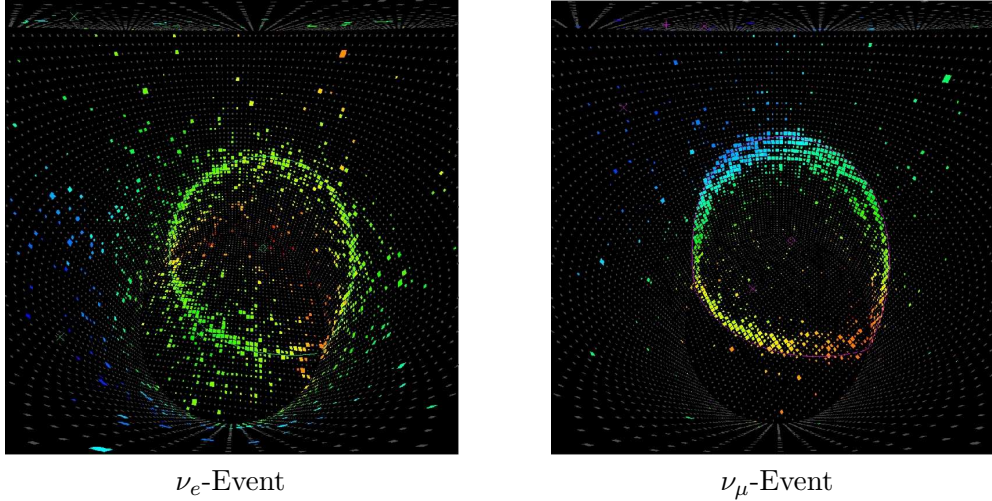


Abbildung 3.6: Hier sind zwei Ereignisse dargestellt, wie sie im Super-Kamiokande Detektor beobachtet wurden (aus [37]). Man kann deutlich die ringförmige Struktur der vom Čerenkov-Licht getroffenen Photomultiplier erkennen und sich daraus die ursprüngliche Flugrichtung des geladenen Leptons, bzw. des Neutrinos rekonstruieren. Auf der linken Seite sieht man die verschmierte Natur eines Čerenkov-Ringes, der einem Elektron-Neutrino-Ereignis entstammt. Der Čerenkov-Ring auf der rechten Seite ist sehr scharf zu erkennen und ist so als Resultat eines Myon-Neutrino-Ereignisses zu identifizieren.

mit einer Geschwindigkeit, die schneller als die Lichtgeschwindigkeit in dem Medium<sup>10</sup>, also dem Wasser des Detektors, ist. Hieraus ergibt sich als Konsequenz, daß die geladenen Leptonen kegelförmig in Flugrichtung sogenanntes Čerenkov-Licht emittieren, das am Rande des zylindrischen Wassertanks ringförmig von den Photomultipliern detektiert wird. Die Identifikation, ob es sich um ein Charged-Current Ereignis eines Elektron-Neutrinos oder Myon-Neutrinos gehandelt hat, ist möglich, da die entstehenden geladenen Leptonen, also die Elektronen, bzw. die Myonen verschiedene aussehende Čerenkov-Ringe zur Folge haben. Während die Myonen sich aufgrund ihrer großen Masse sehr geradlinig im Detektormedium fortbewegen und somit scharfe Čerenkov-Ringe produzieren, führen die 200fach leichteren Elektronen eine Zitterbewegung entlang der geradlinigen Flugkurve aus, da sie fortwährend am Detektormedium stossen. Die Čerenkov-Ringe der Elektronen sind also im Gegensatz zu denen der Myonen verschmiert. In Abb. 3.6 sind zwei Events, wie sie im Super-Kamiokande Detektor aufgenommen wurden, zu sehen. Auf der linken Seite sieht man einen Event, in dem ein Elektron-Neutrino im Detektor ein Elektron produzierte und auf der rechten Seite ist ein Ereignis mit einem für myonische Events charakteristischem Čerenkov-Ring zu sehen. Hierbei handelt es sich allerdings um Ereignisse, in denen Neutrinos des K2K Neutrino-Strahls im Super-Kamiokande Detektor identifiziert wurden. Die Methode entspricht jedoch exakt derjenigen,

<sup>10</sup>Die obere Schranke für die Geschwindigkeit der Leptonen bleibt die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum.

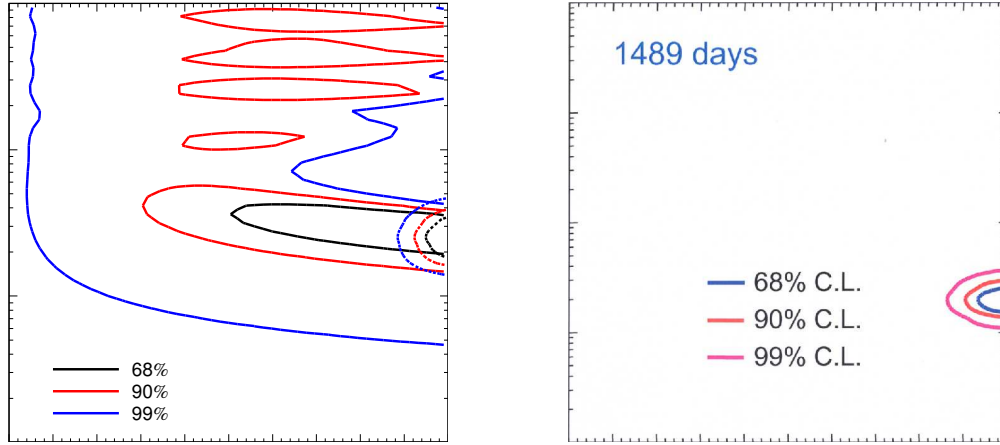


Abbildung 3.7: Auf der linken Seite ist der erlaubte Bereich für die atmosphärischen Oszillations-Parameter von K2K mit dem der atmosphärischen Super-Kamiokande Daten verglichen (aus [33]). Man kann eine sehr gute Übereinstimmung erkennen. Der neue atmosphärische Bereich nach der erneuten Analyse der Super-Kamiokande Daten ist auf der rechten Seite abgebildet und wurde [32] entnommen.

in der atmosphärische Neutrinos ihrem Flavor nach unterschieden werden. Da der Čerenkov-Kegel in Vorwärtsrichtung emittiert wird, ist es außerdem möglich die Flugrichtung des geladenen Leptons zu bestimmen, die dann Rückschlüsse auf die Flugrichtung des Neutrinos zulässt. So kann man den atmosphärischen Neutrino-Fluß und dessen Flavor-Zusammensetzung richtungsabhängig bestimmen. Im Falle keiner Oszillation würde man erwarten, daß das Verhältnis der detektierten Elektron-Neutrinos zu detektierten Myonneutrinos in jeder Richtung dem obigen Verhältnis 1/2 entspricht. Bei den Neutrinos, die direkt von oben aus der Atmosphäre in den Detektor treffen ist das gemessene Bild auch annähernd identisch zu dem erwarteten Wert. Für Neutrinos, die auf der anderen Seite der Erde in der Atmosphäre entstehen und erst bis zu 13000 km durch die Erde zum Detektor propagieren beobachtet man aber ein stärkeres Abweichen vom erwarteten Verhältnis. Dies wird nachvollziehbar, wenn man Neutrino-Oszillation von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  zur Erklärung heranzieht. Die Best-Fit Werte für die atmosphärische Oszillation, die die Beobachtungen des Super-Kamiokande Experiments erklären würden, sind:

$$\begin{aligned}\sin^2 2\theta_{23} &= 1 \\ \Delta m_{31}^2 &= 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2\end{aligned}$$

Im Laufe des Jahres 2002 veröffentlichte dann auch die K2K Kollaboration ihre Daten. Bei K2K handelt es sich ebenfalls wie bei MINOS, ICARUS und OPERA um ein Long-Baseline Neutrino-Oszillations-Experiment der ersten Generation. Der künstliche Neutrino-Strahl wird mit der identischen Methode, die im nächsten Kapitel für den NuMI- und CNGS-Strahl beschrieben wird, am japanischen Teilchenbeschleunigerkomplex KEK hergestellt. Dieser Neutrino-Strahl mit einer durchschnittlichen Energie von etwa 1.4 GeV wird zum 250 km ent-

fernten Super-Kamiokande Detektor geleitet und dort detektiert. In Abb. 3.7 auf der linken Seite ist ein Diagramm in der atmosphärischen Parameterebene aus der K2K Publikation [33] gezeigt, in dem die mit K2K verträglichen Parameterbereiche mit denen der atmosphärischen Super-Kamiokande Daten verglichen werden. Man kann sehen, daß die K2K erlaubten Regionen noch verhältnismäßig groß im Vergleich zu den atmosphärischen sind, sich aber eine hervorragende Übereinstimmung mit den Super-Kamiokande Daten ergibt. Bei atmosphärischen Neutrino-Oszillationen gab es also eine ähnliche Entwicklung wie im solaren Sektor, in dem auch die Messungen an in natürlichen Quellen produzierten Neutrinos, obwohl bei vollkommen verschiedenen Baselines und Energien, mit künstlich produzierten Neutrinos bestätigt wurden.

Im Sommer des Jahres 2003 wurde von Seiten der KamLAND Kollaboration bekanntgegeben, daß sie nach einer erneuten Analyse ihrer alten Daten einen etwas verschobenen erlaubten Bereich mit einem neuen Best-Fit Wert erhalten. Auf der linken Seite in Abb. 3.7 ist der neue atmosphärische Super-Kamiokande erlaubte Bereich aus [32] für verschiedene Konfidenz-Levels gezeigt. Die aktuellen Werte für die atmosphärischen Parameter sind auf 90% C.L. ( $3\sigma$ -Unsicherheiten wurden in [32] nicht angegeben):

$$\begin{aligned}\Delta m_{31}^2 &= 2.0_{-0.7}^{+1.0} \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &= 1_{-0.1}^{+0}\end{aligned}$$

Dieser neue erlaubte Parameterbereich für die atmosphärischen Parameter ist immer noch sehr gut verträglich mit den Messungen der K2K Kollaboration. Die Verschiebung der Region hin zu niedrigeren  $\Delta m^2$  Werten wird vor allem bei der präzisen Bestimmung des atmosphärischen Mischungswinkels am MINOS Experiments große Auswirkungen haben. Dies wird in Kapitel 6 verdeutlicht.

### 3.3 $\sin^2 2\theta_{13}$ - Obergrenze

Für den dritten Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{13}$  existiert bisher nur eine experimentelle Obergrenze. Es wurden an keinem Neutrino-Oszillations-Experiment Effekte beobachtet, die auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  ungleich Null hinweisen würden. Aufgrund dieser fehlenden Beobachtung jener Effekte läßt sich im Umkehrschluß aber eine Obergrenze des tatsächlichen  $\sin^2 2\theta_{13}$  Wertes angeben, oberhalb dessen man Effekte hätte sehen müssen. Die bisher beste Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  ergab sich aus Messungen am CHOOZ Experiment in Nordfrankreich, nahe der Grenze zu Belgien. Der CHOOZ Detektor befindet sich wieder in einem Untergrundlabor um die Hintergrund-Events der kosmischen Strahlung, bzw. atmosphärischen Teilchen-Schauer zu reduzieren. Im Falle des CHOOZ Experiments ergibt sich z.B. ein etwa 300 facher Unterdrückungsfaktor dieses Untergrunds. Als Neutrino-Quelle für das CHOOZ Experiment diente ein herkömmlicher Atomreaktor in etwa 1 km Entfernung, in dessen Kernspaltungsprozessen ein 100% flavor-reiner Fluß an Elektron-Anti-Neutrinos  $\bar{\nu}_e$  mit Energien um 3 MeV produziert wird. Das Energiespektrum der emittierten Neutrinos solcher Reaktoren ist sehr gut bekannt, und systematische Unsicherheiten bezüglich des Spektrums

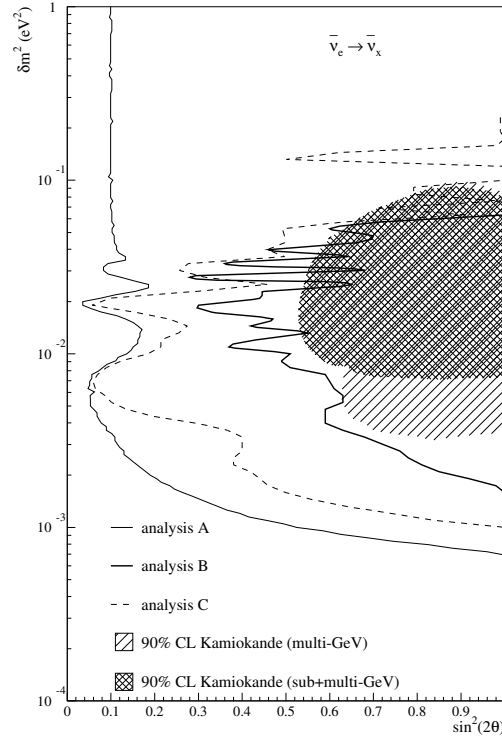


Abbildung 3.8: Das 90% Ausschlußdiagramm für  $\sin^2 2\theta_{13}$  der endgültigen Analyse der CHOOZ Daten ist hier in Abhängigkeit des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  dargestellt. Zu sehen sind Kurven, die in verschiedenen Datenanalysen bestimmt wurden. Wie man sehen kann liefert Analyse A die besten Obergrenze, sie wird als CHOOZ-Limit bezeichnet. Man kann erkennen, daß sich die Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei niedrigeren atmosphärischen  $\Delta m^2$  verschlechtert und schließlich ganz wegbricht.

und des Neutrino-Flusses betragen weniger als 3%. Somit sind genaue Vorhersagen der erwarteten Zahl von Neutrino-Ereignissen im Detektor ohne Oszillation ermöglicht. Die Elektron-Anti-Neutrinos werden im Detektor über die inversen  $\beta$ -Reaktionen detektiert und identifiziert:

$$\bar{\nu}_e + p^+ \rightarrow e^+ + n$$

Die Auswertung der CHOOZ Daten ergab, daß keine Disappearance der Elektron-Anti-Neutrinos beobachtet wurde, die nicht mit statistischen Schwankungen der ohne Oszillation erwarteten Eventzahlen verträglich gewesen wäre. Die Konsequenzen für  $\sin^2 2\theta_{13}$  sind im Ausschlussdiagramm der CHOOZ Kollaboration in Abb. 3.8 verdeutlicht [34]. Hier ist die  $\Delta m_{23}^2$ - $\sin^2 2\theta_{13}$ -Ebene des Parameterraums dargestellt. Alle Punkte im Parameterraum, die rechts der Contourlinie liegen, sind auf 90% C.L. nicht verträglich mit den Daten des CHOOZ Experiments; somit müssen die tatsächlichen Werte links der Kurve liegen. Man kann sehr gut erkennen, daß die CHOOZ Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei kleinerer atmosphärischer Massenquadratdiffrenz wegbricht. Beim alten Super-Kamiokande

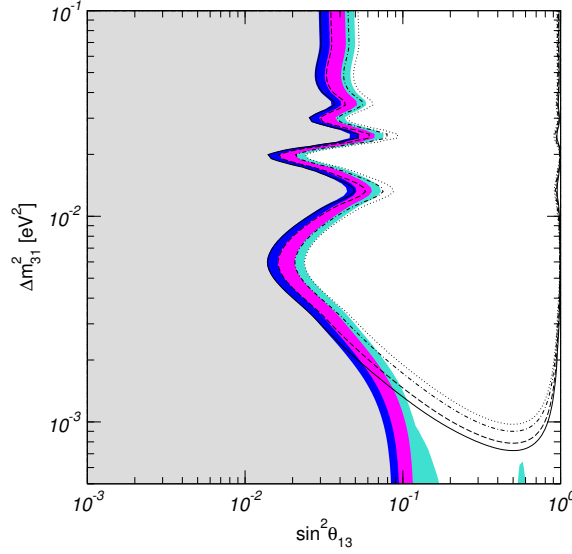


Abbildung 3.9: Das Ausschlussdiagramm für  $\sin^2 \theta_{13}$  nach einer Kombination aller verfügbarer Daten ist hier in der  $\Delta m^2_{31}$ - $\sin^2 \theta_{13}$  Ebene dargestellt. Die farbigen Bereiche sind die 90%, 95%, 99% und  $3\sigma$  Bereiche aus [28] nach Einbeziehung aller solarer, inklusive der neuesten SNO und KamLAND Daten und die schwarzen Kurven entsprechen der CHOOZ Analyse aus [34] in Abb. 3.8.

Best-Fit Wert  $\Delta m^2_{23} = 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  ergab sich als 90% C.L. CHOOZ-Limit:

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.14$$

Der neue erlaubte Bereich für die atmosphärische Massenaufspaltung von Super-Kamiokande bedeutet nun aber eine Verschlechterung der  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Obergrenze. Wenn man aber wieder alle Daten, die verfügbar sind, zusammen analysiert, also die solaren Daten und die Messungen in KamLAND hinzunimmt, ergibt sich wieder ein verbessertes oberes Limit für  $\sin^2 2\theta_{13}$ . In Abb. 3.9 ist der Effekt des Global-Fit gezeigt. Die schwarze Kurve entspricht dem CHOOZ Ausschlussdiagramm in Abb. 3.8 und die farbigen Bereiche zeigen die erlaubten 90%, 95%, 99% und  $3\sigma$  Bereiche in Farbe, wie sie sich nach einer Analyse aller verfügbaren Daten in Kombination ergeben. Es ist gut sichtbar, daß in den Bereichen niedriger atmosphärischer Massenquadratdifferenzen, bei denen die CHOOZ Obergrenze wegbricht, immer noch eine Einschränkung für  $\sin^2 2\theta_{13}$  durch die restlichen Daten übrig bleibt. Eine eindimensionale Projektion des gesamten Parameterraumes auf die  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Achse ergibt laut [28] eine neue 90% Obergrenze:

$$\sin^2 2\theta_{13} < 0.13$$

Dies spiegelt unseren heutigen Wissensstand wieder. Die Frage ist nun, ob an den in dieser Arbeit betrachteten Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA eine Verbesserung dieser Obergrenze durch Beobachtung von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  überhaupt möglich ist.





## Kapitel 4

# Experimentbeschreibungen

### 4.1 Das NuMI - MINOS Projekt

#### 4.1.1 Der NuMI Neutrino-Strahl

Der NuMI Neutrino-Strahl wird auf dem FermiLab Gelände in Michigan ungefähr eine Autostunde westlich von Chicago produziert. Innerhalb des Teilchenbeschleunigerkomplexes werden Protonen auf Energien von etwa 120 GeV beschleunigt und dann auf ein Graphit-Target gerichtet. Die laut den Proposals angestrebte Luminosität beträgt dabei  $3.7 \times 10^{20}$  Protonen pro Jahr, die auf das Target geschossen werden. Da die Luminosität des späteren Neutrino-Spektrums stark von dieser Zahl abhängt, wird die integrierte Luminosität<sup>1</sup> bei MINOS und auch bei den CNGS Experimenten ICARUS und OPERA in dieser Einheit „pot“ angegeben<sup>2</sup>. So sind unsere späteren Ergebnisse unabhängig davon, welche Laufzeit oder Luminosität letztendlich bei den endgültigen Experimenten erreicht sein wird. Die enorme Zahl an hochenergetischen Protonen führt zu einer riesigen Zahl an inelastischen Prozessen im Target, und eine Flut von Sekundärteilchen wird produziert. Den größten Anteil der entstandenen Sekundär-Mesonen tragen dabei die Pionen, aber es entstehen z.B. auch Kaonen, die hauptsächlich für den Anteil an Elektron-Neutrinos im Strahl verantwortlich sind. Ein magnetisches Fokus-System ermöglicht es nun, die geladenen Pionen zu einem Strahl in genau diejenige Richtung umzuleiten, in der sich 730 km entfernt der MINOS Detektor befindet. Je nachdem, wie die Magnete polarisiert sind, kann dies entweder ein  $\pi^+$  bzw. ein  $\pi^-$  Strahl sein, also bestehend aus positiv geladenen Pionen oder den dazu ladungskonjugierten negativ geladenen Pionen. Der Pion-Strahl durchfliegt den sogenannten „Decay“-Tunnel, in dem die instabilen Pionen dann über die folgenden Prozesse zerfallen:

$$\begin{aligned}\pi^+/K^+ &\rightarrow \mu^+ + \nu_\mu && \sim 99\% \\ K^+ &\rightarrow e^+ + \nu_e && \sim 1\%\end{aligned}$$

---

<sup>1</sup>Die integrierte Luminosität ist eine Größe, mit der man die Datenaufnahme charakterisiert. Sie ist direkt proportional zur Detektormasse und zur Laufzeit, in der die Daten aufgenommen werden. So würde z.B. das gleiche Experiment mit verdoppelter Detektormasse bei halber Laufzeit die gleiche Anzahl an Ereignissen detektieren. Die integrierte Luminosität als beschreibender Faktor bliebe konstant.

<sup>2</sup>engl.: protons on target



Abbildung 4.1: Die NuMI-MINOS Baseline liegt zwischen dem FermiLab Gelände nahe Chicago und der Soudan Mine im Norden der USA in Minnesota (Abbildung aus [41]). Auf dem 735 km langen Weg zum MINOS Detektor erreicht der Neutrino-Strahl eine Tiefe von 10 km. Für den Materieeffekt bei der Neutrino-Oszillation kann über die ganze Baseline eine konstante Erdmateriedichte von  $2.7 \text{ g/cm}^3$  angenommen werden.

bzw. für die ladungskonjugierten Pionen/Kaonen:

$$\begin{aligned}\pi^-/K^- &\rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \sim 99\% \\ K^- &\rightarrow e^- + \bar{\nu}_e \sim 1\%\end{aligned}$$

Die in diesen Zerfallsprozessen entstehenden Neutrinos bilden einen gebündelten Neutrino-Strahl, da die Pionen relativistisch bedingt im Laborsystem in Vorwärtsrichtung zerfallen, so daß auch die Neutrinos und die jeweiligen geladenen Leptonen einen gebündelten Strahl in Richtung des MINOS Detektors bilden. Während die Leptonen aber bald aus dem Strahl gestreut werden, bewegt sich der Neutrino-Strahl ungehindert entlang der 735 km langen Baseline durch den Erdmantel bis er den Detektor erreicht. Der Neutrino-Strahl besteht fast ausschließlich aus Myon-Neutrinos mit einer etwa einprozentigen „Verunreinigung“ an Elektron-Neutrinos. Für die Bestimmung der atmosphärischen Parameter ist diese Flavor-Kontamination annähernd unerheblich, doch

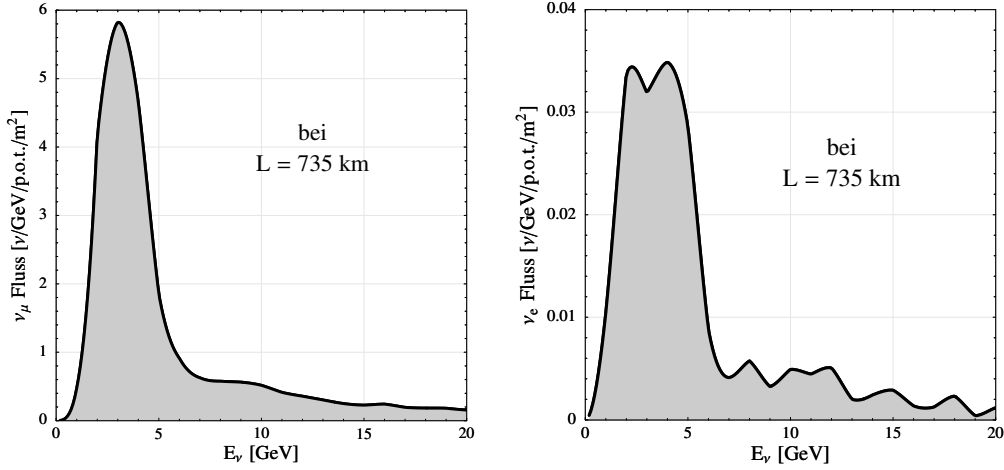


Abbildung 4.2: Die Neutrino-Flüsse, wie sie ohne Neutrino-Oszillation am MINOS Detektor erwartet würden sind hier dargestellt. Der Fluß der quantitativ dominierenden Myon-Neutrinos auf der linken Seite ist demjenigen der Elektron-Neutrino-Kontamination auf der rechten Seite gegenübergestellt.

die Aussagen über  $\sin^2 2\theta_{13}$  beruhen auf Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance. Wie leicht ersichtlich ist, wird die endgültige Sensitivität auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  also nicht nur durch Detektoreffekte beeinflusst, sondern auch erheblich durch die von vornherein im Strahl enthaltenen Elektron-Neutrinos limitiert. Das Energiespektrum des Neutrino-Flusses kann durch die anfängliche Energie der Protonen justiert werden und der Baseline angepasst werden. Das vorläufige Spektrum des NuMI Strahls kann man in Abb. 4.2 abgelesen werden. Die Flüsse wurden uns freundlicherweise von Maury Goodman übermittelt [35]. Auf der linken Seite sieht man den am Detektor ankommenden Fluß der Myon-Neutrinos und auf der rechten Seite den der Elektron-Neutrino-Kontamination, wie sie im Strahl enthalten sein wird. Man beachte, daß diese Flüsse im Falle von ausbleibender Oszillation<sup>3</sup> diese Form hätten. Die abgebildeten Flüsse entsprechen der Beam-Konfiguration PH2low (kollaborationsinterne Bezeichnung). Man sollte jedoch hinzufügend erwähnen, daß die mittlere Energie der Neutrinos von 3 bis 18 GeV justierbar sein wird, und dabei die Beam-Konfigurationen PH2medium und PH2high eingestellt werden könnten. Da aber der heutige Best-Fit Wert für das atmosphärische  $\Delta m_{31}^2$  noch niedriger liegt, ist es fraglich, ob die beiden höherenergetischen Beam-Konfigurationen überhaupt während der Laufzeit herangezogen werden. PH2low ist jedenfalls die Konfiguration, mit der die Phase der Datenaufnahme begonnen wird. Desweiteren werden kollaborationsintern noch andere Justierungsmöglichkeiten des Neutrino-Strahls in die Diskussionen miteinbezogen. Als Beispiel sei hier z.B. die sogenannte „Hadronic Hose“ genannt, eine Vorrichtung, die helfen soll den hochenergetischen Teil des Spektrums, also den Teil jenseits des Peaks bei ca. 3 GeV, zu reduzieren. In der kollaborationsinternen Publikation [38] wird aber darauf hingewiesen, daß Auswirkungen auf die Sensitivität für  $\sin^2 2\theta_{13}$  sehr klein sind. So werden diese Art

<sup>3</sup>alle Neutrino-Oszillations-Parameter gleich Null

von Strahlmodifikationen in dieser Arbeit nicht weiter miteinbezogen, auch weil es nicht sehr wahrscheinlich ist, daß diese in dem tatsächlichen MINOS Projekt wirklich realisiert werden. Die Inbetriebnahme des NuMI Neutrino-Strahls wird kollaborationsintern vorrausichtlich Ende 2004 erwartet.

#### 4.1.2 Das MINOS Experiment

Nach einer Wegstrecke von 1040 m trifft der NuMI-Neutrino-Strahl auf den ersten MINOS Detektor, einen sogenannten Nah-Detektor. Dieser erlaubt es den Neutrino-Fluß, dessen Energiespektrum und Verhältnis der Flavorinhalte, wie z.B. die anfängliche  $\nu_e$ -Kontamination im unoszillierten Neutrino-Strahl mit hohen Ereignisraten, und somit guter statistischer Genauigkeit zu bestimmen. Wenn man von der geringeren Detektormasse von 1 kt absieht, ist der Nah-Detektor so identisch wie möglich zum Fern-Detektor konstruiert. Diese Vorgehensweise ermöglicht es, systematische Unsicherheiten bezüglich der Normierung der Neutrino-Flüsse, der Detektoreffizienzen zu verringern. Zusätzlich kann die Fähigkeit der Event-Rekonstruktion im Detektor überprüft werden. Ausserdem hilft der Nah-Detektor dabei eine weitere große Unsicherheit zu reduzieren, nämlich die bisher große Ungenauigkeit in Messungen der Neutrino-Wirkungsquerschnitte, insbesondere diejenigen bei niedrigen Energien. So hilft der Nah-Detektor in nicht unerheblicher Weise, den Einfluß systematischer Fehler, absolut oder zumindest relativ zum Fern-Detektor, in den Messungen zu verkleinern.

Nach einer weiteren zurückgelegten Entfernung von  $L = 735$  km kommt der Neutrino-Strahl im Minenkomplex der Soudan Mine an, in dem der MINOS Fern-Detektor in einer Halle in 713 m Tiefe errichtet wurde<sup>4</sup>. Der Detektor wird so tief im Minenkomplex plaziert, um auch hier den störenden Hintergrund atmosphärischer Teilchen-Schauer, hervorgerufen durch kosmische Strahlung, zu unterdrücken. Während der Konstruktion des MINOS Detektors wurden Schicht für Schicht Eisenplatten in achteckiger Form aneinander geschichtet, so daß schließlich eine Gesamtmasse des Detektors von 5.4 kt zusammengekommen ist. Der Detektor ist darauf ausgelegt, Myonen zu detektieren, die in Charged-Current Reaktionen der Myon-Neutrinos mit dem Detektormaterial produziert werden. So können indirekt die Myon-Neutrinos identifiziert werden, aber auch derartige Ereignisse mit Elektron-Neutrinos sind prinzipiell nachweisbar. Da der Neutrino-Strahl zu niederenergetisch ist und unterhalb der  $\tau$ -Schwelle liegt, werden keine  $\tau$ -Leptonen produziert. Der Detektor könnte solche Events auch gar nicht erkennen, da das  $\tau$  nach wenigen Millimetern wieder in Myonen zerfallen würde, so daß der MINOS Detektor in diesem Fall fälschlicherweise  $\nu_\mu$ -Events identifizieren würde.

---

<sup>4</sup>Der Bau des MINOS Detektors wurde im Frühjahr 2003 beendet und man nimmt schon Daten atmosphärischer Neutrinos auf.

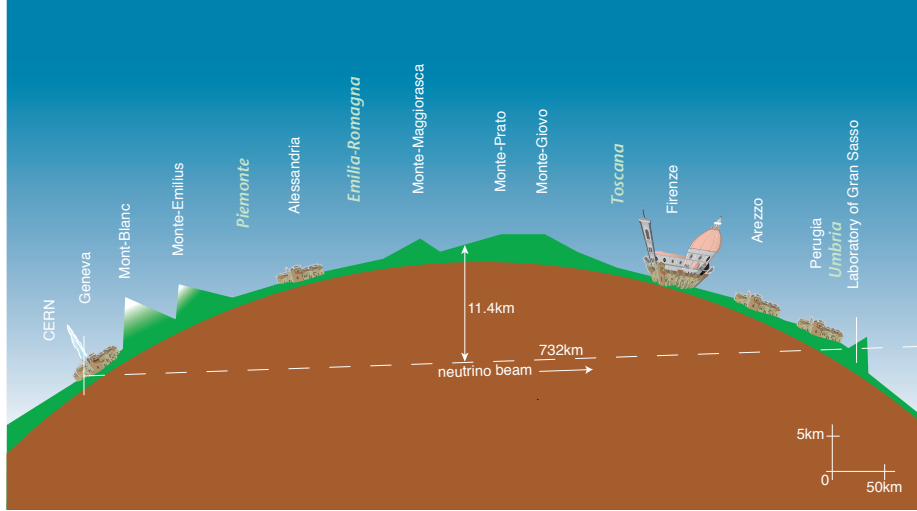


Abbildung 4.3: Die CNGS Baseline liegt zwischen dem CERN Gelände nahe Genf und dem Untergrund Laboratorium unterhalb des Gran Sasso Bergmassivs in Italien. Auf dem 732 km langen Weg zu den ICARUS und OPERA Detektoren erreicht der Neutrino-Strahl eine Tiefe von 11.4 km. Für den Materieeffekt bei der Neutrino-Oszillation kann genau wie bei NuMI-MINOS über die ganze Baseline eine konstante Erdmateriedichte von  $2.7 \text{ g/cm}^3$  angenommen werden. (aus [39])

## 4.2 Das CNGS Projekt

### 4.2.1 Der CNGS Neutrino-Strahl

Der CNGS Neutrino-Strahl wird am CERN Beschleuniger Laboratorium in der Schweiz nahe Genf an der französischen Grenze produziert. Die Vorgehensweise ist dabei nahezu identisch zu der am FermiLab bei der Herstellung des NuMI Neutrino-Strahls. Wieder werden hochenergetisch beschleunigte Protonen auf ein Target gerichtet. Hierfür wird der SPS Protonen-Beschleuniger-Komplex am CERN benutzt. Die 400 GeV Protonen treffen analog zu NuMI auf ein Graphit Target und produzieren wieder Sekundär-Mesonen, hauptsächlich Pionen. Man erwartet auf Seiten der Kollaborationen eine Luminosität von  $4.5 \times 10^{19}$  pot pro Jahr erreichen zu können. Auch bei den CNGS Experimenten wird immer wieder kollaborationsintern diskutiert, eine noch größere Luminosität anzustreben. Da unsere Ergebnisse aber auch in den Einheiten „pot“ dargestellt werden, können Konsequenzen veränderter Luminositäten direkt abgelesen werden. Wieder besteht der endgültige Strahl zu annähernd 97% aus Myon-Neutrinos, und die Flavor-Kontamination wird vorrausichtlich aus ungefähr 2%  $\bar{\nu}_\mu$  und 1%  $\nu_e$  zusammengesetzt sein. Auch bei den CNGS Experimenten ICARUS und OPERA wird die finale erreichbare Sensitivität auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  durch die Verunrei-

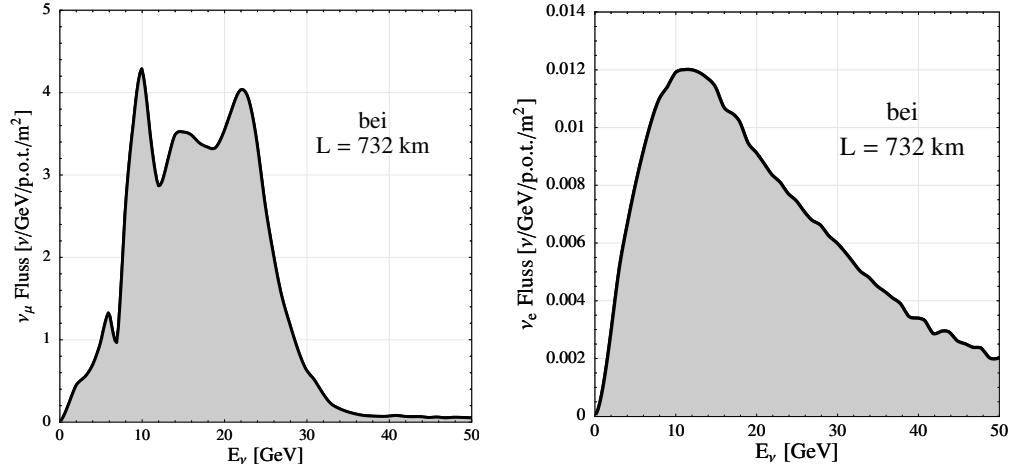


Abbildung 4.4: Die Neutrino-Flüsse, wie sie ohne Neutrino-Oszillation an den ICARUS und OPERA Detektoren am Gran Sasso erwartet würden sind hier dargestellt. Der Fluß der quantitativ dominierenden Myon-Neutrinos auf der linken Seite ist demjenigen der Elektron-Neutrino-Kontamination auf der rechten Seite gegenübergestellt.

nigung mit Elektron-Neutrinos limitiert sein. Der größte Unterschied zu dem NuMI Neutrino-Strahl ist die wesentlich höhere mittlere Energie des Neutrino-Spektrums, die bei dem CNGS Strahl etwa 17 GeV gegenüber 3 GeV bei NuMI beträgt. Die unoszillierten Flüsse der Myon-Neutrinos und der Elektron-Neutrinos können in Abb. 4.4 abgelesen werden. Sie wurden der offiziellen CNGS Homepage [39] entnommen. Die höhere Energie wird nun dazu führen, das die Tau-Neutrinos aus  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Appearance jetzt auch im Detektor produziert werden, weil man sich oberhalb der  $\tau$ -Schwelle befindet. Das Hauptziel bei ICARUS und OPERA wird sein, die atmosphärischen Parameter mit dieser  $\nu_\tau$ -Appearance zu bestimmen. Die jeweiligen Detektoren sind nun hinsichtlich der Identifikation des  $\tau$ -Leptons aus Charged-Current Reaktionen optimiert. Hierfür werden zwei technisch stark konträre Herangehensweisen bei ICARUS und OPERA gewählt, aber letztlich hat man an beiden Experimenten das Vorhaben, die charakteristischen Signaturen bei den sofortigen Zerfällen der  $\tau$ -Leptonen zu identifizieren. Zusätzlich hat man aber auch die Möglichkeit  $\nu_e$ -Appearance zu beobachten und wird somit auch bei den CNGS Experimenten Aussagen über  $\sin^2 2\theta_{13}$  treffen können.

#### 4.2.2 Das ICARUS Experiment

Der ICARUS Detektor wird zur Zeit am Gran Sasso Laboratorium, tief im Innern des Gran Sasso Massivs in Italien zusammengesetzt. Die Baseline des ICARUS Experiments beträgt 732 km, ist also annähernd identisch zu der des MINOS Experiments. Er wurde technisch so entwickelt, daß eine Identifikation von  $\tau$ -Leptonen aus Charged-Current Reaktionen in deren Zerfällen möglich ist. Dies ist problematisch und technisch anspruchsvoll, da der Sekundärvertex des  $\tau$ -Zerfalls nur einige Millimeter vom Primärvertex, an dem das  $\tau$  entstand, entfernt ist. Eine Identifikation solcher Ereignisse erfordert also eine sehr gute

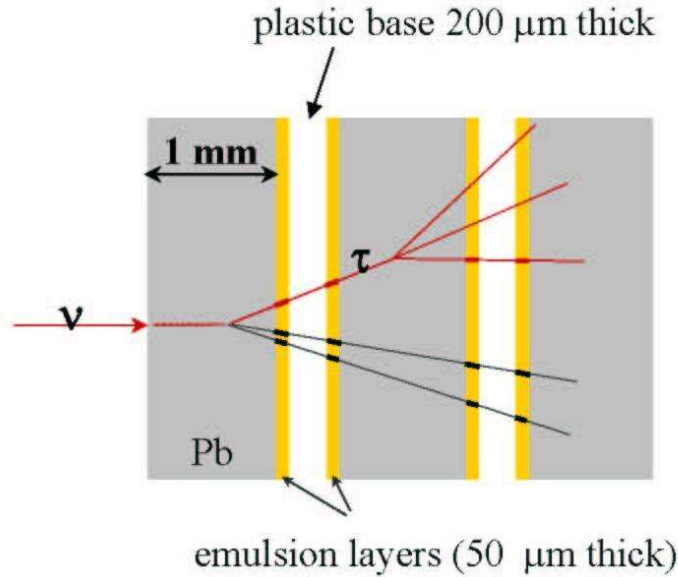


Abbildung 4.5: Hier ist der Aufbau des OPERA Detektors schematisch dargestellt (aus [44]). Bleiplatten (grau) sind zwischen den Emulsionsschichten ECC (gelb) angebracht und tragen den größten Anteil an der Detektormasse. In den Bleiplatten geschehen adie Charged Current Reaktionen der Neutrinos und die Sekundärteilchen hinterlassen Spuren in den Emulsionsschichten. Um diese Spuren auszulesen, müssen einzelne Einheiten des Detektors, „Bricks“ genannt, ausgebaut werden. Die ECC Schichten werden dann gescannt und die Teilchentrajektorien können so rekonstruiert werden.

Ortsauflösung. Der Detektor ist aus Einzeleinheiten zusammengesetzt, die jeweils 300 t flüssiges Argon beinhalten. Die Einzeleinheiten sollen am Ende alle vereint eine Gesamtmasse des Detektors von 3 kt ergeben, von denen ein Anteil von 2.35 kt tatsächlich zur Eventrekonstruktion herangezogen werden kann<sup>5</sup>. Die Vorgehensweise bei ICARUS ist nun, die Ereigniskinematik zu rekonstruieren, indem ein dreidimensionales Bild des Events hergestellt wird. Dies liefert mit früheren Blaskammaraufnahmen vergleichbare Bilder, nur jetzt eben in 3D. Die sehr gute erreichbare räumliche Auflösung, sowie eine perfektionierte Teilchenidentifikation soll es möglich machen,  $\tau$ -Lepton Zerfälle nachzuweisen und von andersartigen Ereignissen zu unterscheiden.

#### 4.2.3 Das OPERA Experiment

Der OPERA Detektor befindet sich ebenfalls in der Bauphase am Gran Sasso Laboratorium. Auch er soll es ermöglichen, die Zerfälle von  $\tau$ -Leptonen zu identifizieren, hier wird jedoch eine sich gänzlich unterscheidende Vorgehensweise verfolgt. Dabei benutzt die OPERA Kollaboration die Technologie der „Emulsion Cloud Chambers“ (ECC), die es erlaubt die  $\tau$  Zerfalls-Topologie durch direkte Beobachtung der Teilchentrajektorien des  $\tau$  und der anderen Zerfallsprodukte in

<sup>5</sup>Man spricht hierbei von sogenannter „fiducial mass“.

den dünnen Schichten der photographischen Emulsion zu erkennen. Um trotzdem eine ausreichende Detektormasse zu erreichen und somit eine ausagekräftige Anzahl von Neutrino-Ereignissen zu erhalten, werden Bleiplatten zwischen die Emulsionsschichten eingebaut, so daß insgesamt eine Detektormasse von 1.8 kt erreicht wird. Da während der Laufzeit des OPERA Experiments jedoch für das Auslesen der Teilchentrajektorien in den Emulsionen die Komponenten mit Emulsionsschichten entfernt werden müssen, und damit die Detektormasse über die Laufzeit betrachtet abnimmt, wird in dieser Arbeit, wie auch in kollaborationsinternen Untersuchungen, eine konstante effektive Detektormasse von 1.65 kt über die ganze Laufzeit angenommen. Die Identifikation der  $\tau$ -Zerfallstopologie passiert nun, indem die Teilchentrajektorie des Leptons verfolgt wird. Im Falle eines  $\tau$ -Leptons würde dieses in ein Myon und in ein für den Detektor unsichtbares Neutrino zerfallen. Die einzig beobachtbare Konsequenz wäre ein „Kink“, also ein Knick in der Teilchentrajektorie, der bei einem Charged-Current produzierten Myon fehlen würde<sup>6</sup>. Die Winkelauflösung bei Rekonstruktion von Teilchentrajektorien bei OPERA wird voraussichtlich 2 mrad betragen, und falls der Winkel zwischen dem  $\tau$  und dem Myon größer als 20 mrad ist, kann der Zerfall hervorragend identifiziert werden.

---

<sup>6</sup>Der Zerfall des Myons findet erst ausserhalb des Detektors statt.



## Kapitel 5

# Messung der atmosphärischen Parameter

In diesem Kapitel werden die Resultate der Simulation des physikalischen Leistungsvermögens der ersten Generation von Long-Baseline Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA hinsichtlich der führenden atmosphärischen Neutrino-Oszillations-Parameter  $\Delta m_{31}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23}$  präsentiert. Wie schon an früherer Stelle erwähnt worden ist, sind Präzisionsmessungen dieser Parameter die hauptsächliche Intention bei den in dieser Arbeit betrachteten Experimenten. Bei den angegebenen Ergebnissen, die sich auf Aussagen über die atmosphärische Massenaufspaltung beziehen, sollte immer bedacht werden, daß eigentlich nur der absolute Betrag  $|\Delta m_{31}^2|$  gemessen werden kann. Alle in diesem Kapitel getroffenen Aussagen beziehen sich ausschließlich auf die jeweiligen Lösungsbereiche bei positivem  $\Delta m_{31}^2$ , also bei vorliegender normaler Massenhierarchie. Da die Baselines der Experimente aber bei „nur“ etwa 730 km liegen, und in der führenden Oszillation noch kein schon bei MINOS, ICARUS oder OPERA beobachtbarer Materieeffekt auftritt, kann bei keinem der betrachteten Experimente unterschieden werden, welcher der beiden entarteten Lösungsbereiche die tatsächlichen Parameter enthält, der bei  $|\Delta m_{31}^2|$  oder der bei  $-|\Delta m_{31}^2|$ . Aufgrund des noch nicht ausgeprägten Materieeffekts in der atmosphärischen Oszillation sind die entarteten Lösungsbereiche noch annähernd symmetrisch in  $\Delta m_{31}^2$ . Deshalb können die Aussagen für den Lösungsbereich bei positiven  $\Delta m_{31}^2$  in diesem Kapitel auf die Messung von  $|\Delta m_{31}^2|$  übertragen werden.

Die Datenaufnahme der Long-Baseline Experimente MINOS, ICARUS und OPERA wird mit der Software GLOBES<sup>1</sup> [40] simuliert. Das Software-Programm errechnet für einen eingegebenen Parametersatz der Neutrino-Oszillations-Parameter, wieviele Neutrino-Ereignisse nach einer eingegebenen Laufzeit bei den Experimenten beobachtet würden, wenn die tatsächlichen, in der Natur realisierten Parameterwerte den eingegebenen Werten entsprächen. Der Energiebereich wird dafür in verschiedene äquidistante Abschnitte, sogenannte Bins,

---

<sup>1</sup>„General Long Baseline Experiment Simulator“;  
programmiert von Dr. Patrick Huber;  
dokumentiert und mitentwickelt von Dr. Walter Winter  
<http://www.physik.tu-muenchen.de/~globes>

	MINOS	ICARUS	OPERA
Neutrino-Fluß	siehe Kapitel 4		
Baseline [km]	735	732	732
Materiedichte [ $g/cm^3$ ]	2.7		
Detektormasse [kt]	5.4	2.35	1.65
Wirkungsquerschnitte	in GLOBES integriert		
Energieauflösung [ $\sqrt{E/GeV}^{-1}$ ]	0.15	0.1	0.2
Energiefenster [GeV]	1-6	1-30	1-30

Tabelle 5.1: Die externen Eingaben, die GLOBES zur Berechnung der Ereignisraten benötigt, die aber im Laufe dieser Arbeit nicht mehr verändert werden, sind in dieser Tabelle für die verschiedenen Experimente angegeben.

unterteilt und es werden die beobachteten Neutrino-Ereignisse in jedem Bin einzeln berechnet. Für die Berechnung der Ereignisraten benötigt die Software folgende Eingaben:

- Neutrino-Quelle
  - Neutrino-Fluß  $\phi(E_\nu)$  (flavorabhängig)
- Neutrino-Oszillation
  - Oszillations-Parameter
  - Baseline
  - Materiedichte
- Detektion
  - Detektormasse
  - Laufzeit
  - Wirkungsquerschnitte
  - Energieauflösung
  - Energiefenster

Die Methode der Ereignisratenberechnung ist in Anhang A in größerem Detail beschrieben. Die simulierten Ereignisraten, die den hypothetischen Daten des Experiments entsprechen, werden dann ausgewertet und ergeben Lösungsbereiche für die Oszillations-Parameter, wie sie das jeweilige Experiment nach der Datenaufnahme erhalten würde. Die Lösungsbereiche bestehen aus allen Punkten des Parameterraums, die innerhalb statistischer Schwankungen und systemtischer Fehler ebenfalls zu den simulierten Daten passen würden und somit auf gewählten Konfidenz-Levels nicht ausgeschlossen werden könnten. Um die Lösungsbereiche zu bestimmen, wird in dieser Arbeit eine herkömmliche  $\chi^2$ -Methode für poissonverteilte Zufallsvariable benutzt, die in Anhang B erläutert wird. Die simulierten Ereignisraten werden somit ausgewertet, wie es mit den tatsächlichen Daten nach Ablauf der Datenaufnahme geschehen würde.

MINOS - Neutrino-Ereignisse

5 Jahre $1.85 \times 10^{21}$ pot	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ CC	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	Untergrund NC
unosziiert	12571	0	4143
atm. osziiert	10749	30	4144
$1 \text{ GeV} < E_\nu < 6 \text{ GeV}$	3698	2	1766
Effizienz	0.9	-	0.05
ausgewertet	3328	-	88

Tabelle 5.2: Die Anzahl der Neutrino-Ereignisse bei MINOS nach 5 Jahren simulierter Laufzeit bei geplanter Luminosität von  $3.7 \times 10^{20}$  pot/Jahr ist hier angegeben. In der Zeile „atm. osziiert“ betragen die Oszillations-Parameter  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  und  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ .

ICARUS - Neutrino-Ereignisse

5 Jahre $2.25 \times 10^{20}$ pot	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ CC	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ CC	Untergrund NC
unosziiert	44200	0	14197
atm. osziiert	43588	130	14197
$1 \text{ GeV} < E_\nu < 30 \text{ GeV}$	37687	125	12292
Effizienz	0.9	0.06	$5.7 \times 10^{-5}$
ausgewertet	33918	7.6	0.7

Tabelle 5.3: Die Anzahl der Neutrino-Ereignisse bei ICARUS nach 5 Jahren simulierter Laufzeit bei geplanter Luminosität von  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr ist hier angegeben. In der Zeile „atm. osziiert“ betragen die Oszillations-Parameter  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  und  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ .

OPERA - Neutrino-Ereignisse

5 Jahre $2.25 \times 10^{20}$ pot	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$ CC	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ CC	Untergrund NC
unosziiert	31194	0	10019
atm. osziiert	30762	92	10019
$1 \text{ GeV} < E_\nu < 30 \text{ GeV}$	26000	87	8484
Effizienz	0.9	0.08	$6.7 \times 10^{-5}$
ausgewertet	23400	7.2	0.6

Tabelle 5.4: Die Anzahl der Neutrino-Ereignisse bei OPERA nach 5 Jahren simulierter Laufzeit bei geplanter Luminosität von  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr ist hier angegeben. In der Zeile „atm. osziiert“ betragen die Oszillations-Parameter  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  und  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$ .

ICARUS - Bestimmung der Detektions-Effizienzen

5 Jahre $2.25 \times 10^{20}$ pot	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ CC				Untergrund
$\Delta m_{31}^2$ [ $10^{-3} eV^2$ ]	1.6	<b>2.5</b>	3.0	4.0	
T600 Proposal	4.9	<b>11.9</b>	17.2	30.5	<b>0.7</b>
GLOBES	4.9	<b>11.9</b>	17.1	30.0	<b>0.7</b>
Effizienz	0.06				$5.7 \times 10^{-5}$

Tabelle 5.5: Die Detektions-Effizienzen bei ICARUS wurden anhand der ersten Zeile mit Ereigniszahlen bestimmt, die [42] entnommen wurde. Bei  $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} eV^2$  (fett) wurde die Signaleffizienz angepasst um die Signalereignisse zu reproduzieren. Bei den anderen Werten für  $\Delta m_{31}^2$  ergibt sich weiterhin eine sehr gute Übereinstimmung. Als Untergrund wurden in GLOBES nur die Neutral Current Ereignisse berücksichtigt. Der Untergrund bei ICARUS setzt sich aus vielen Kanälen zusammen, ist aber unabhängig von  $\Delta m_{31}^2$ . Für spätere Diskussionen ist hauptsächlich das Verhältnis Signal-über-Untergrund entscheidend. Deshalb genügt es an dieser Stelle die ebenfalls von  $\Delta m_{31}^2$  unabhängigen Neutral-Current Ereignisse als Gesamtuntergrund zu benutzen.

OPERA - Bestimmung der Detektions-Effizienzen

5 Jahre $2.25 \times 10^{20}$ pot	Signal $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ CC			Untergrund
$\Delta m_{31}^2$ [ $10^{-3} eV^2$ ]	1.5	<b>3.2</b>	5.0	
OPERA Proposal	4.1	<b>18.3</b>	44.1	<b>0.57</b>
GLOBES	4.1	<b>18.3</b>	43.5	<b>0.57</b>
Effizienz	0.08			$6.7 \times 10^{-5}$

Tabelle 5.6: Die Detektions-Effizienzen bei OPERA wurden anhand der ersten Zeile mit Ereigniszahlen bestimmt, die [43] entnommen wurde. Bei  $\Delta m_{31}^2 = 3.2 \times 10^{-3} eV^2$  (fett) wurde die Signaleffizienz angepasst um die Signalereignisse zu reproduzieren. Bei den anderen Werten für  $\Delta m_{31}^2$  ergibt sich weiterhin eine sehr gute Übereinstimmung. Auch hier wurden wieder nur die Neutral-Current Ereignisse auf den Gesamtuntergrund normiert, aber das wichtige Signal-über-Untergrund Verhältnis stimmt überein.

Alle Eingaben, die für weitere Berechnungen nicht mehr verändert werden, können in Tab. 5.1 abgelesen werden. Die Ereigniszahlen, die bei den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA nach einer Datenaufnahme von 5 Jahren auftreten würden, sind in den Tabellen 5.2, 5.3 und 5.4 angegeben. Es ist jeweils eingetragen, welche Ereignisraten im Falle keiner stattfindenden Oszillation und bei einer atmosphärischer Zwei-Neutrino-Oszillation mit den Super-Kamiokande Best-Fit Parametern zu beobachten wären. Zusätzlich ist angegeben, welche Auswirkungen die Einschränkung der berücksichtigten Neutrino-Energien auf das relevante Energiefenster hat, das in späteren Rechnungen benutzt wird. Diese Einschränkung des betrachteten Energiefensters sorgt dafür, daß keine Energie-Bins in der Analyse bei den Appearance-Raten berücksichtigt werden, die kaum noch weiter Signalereignisse, wohl aber zahlreiche Untergrundereig-

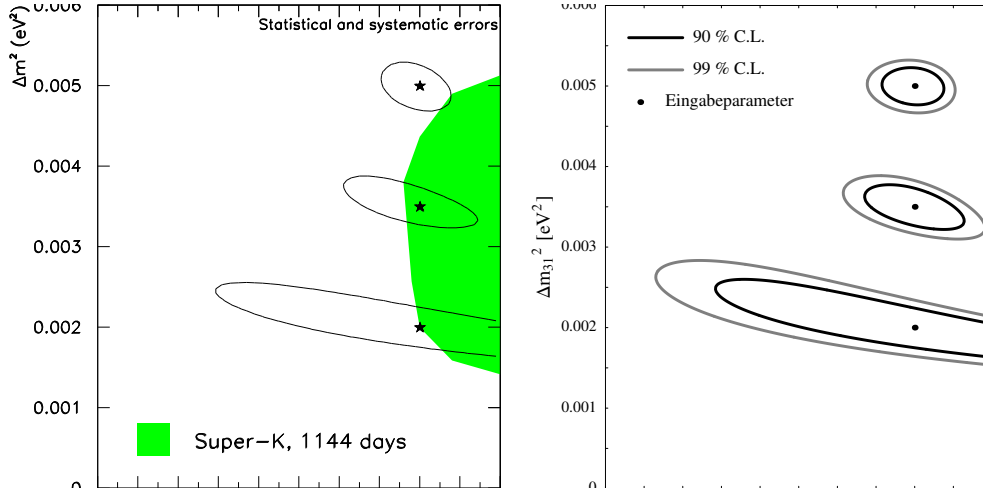


Abbildung 5.1: Eine Zwei-Neutrino-Oszillations Analyse der MINOS Kollaboration aus [45, 46] in der atmosphärischen Parameterebene (links) ist hier der vergleichbaren Analyse mit GLOBES gegenübergestellt. Gezeigt ist die 90% Lösungsregion (bei GLOBES auch die für 99% C.L.), wie sie nach einer Laufzeit von 10 kt y ( $5.4 \text{ kt} \times 1.85 \text{ Jahre}$ ) bei der Auswertung der Daten im Zwei-Neutrino-Bild aussähen, wenn die tatsächlichen Parameter durch die Punkte charakterisiert wären. In beiden Analysen ist eine systematische Unsicherheit von 2% auf die Fluß-Normierung angenommen. Die gute Übereinstimmung zeigt, daß GLOBES das MINOS Experiment richtig simuliert.

nisse hinzufügen würden. Auch bei den Disappearance-Kanälen ist in höheren Energie-Bins keine, die Messung relevant verbessernde Information mehr enthalten. In der letzten Zeile kann man jeweils ablesen, wieviel Signal- bzw. Untergrundereignisse in dem angegebenen Energiefenster in 5 Jahren detektiert würden. Die dazugehörigen Detektionseffizienzen wurden für MINOS aus [41] entnommen und im Falle der CNGS Experimente so angepasst, daß die Ereigniszahlen in [42] und [43] reproduziert werden. Diese sind in den Tabellen 5.5 und 5.6 zum Vergleich angegeben.

## 5.1 Zwei-Neutrino-Analysen

In kollaborationsinternen Untersuchungen wird ebenfalls simuliert, welches Leistungsvermögen die jeweiligen Experimente besitzen. Diese Analysen werden im Falle der führenden atmosphärischen Oszillation meist innerhalb einer vereinfachten Zwei-Neutrino-Oszillation gerechnet, die wir im Folgenden reproduzieren wollen. Die Untersuchung atmosphärischer Oszillation zwischen zwei Neutrino-Flavors kann in GLOBES vorgenommen werden, wenn die anderen Oszillations-Parameter  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{12}$ ,  $\sin^2 2\theta_{13}$  und  $\delta_{CP}$  identisch Null gesetzt werden. Da die solare Oszillation bei den betrachteten Baselines und Energien noch nicht eingesetzt hat, ergeben sich annähernd die gleichen Lösungsbereiche

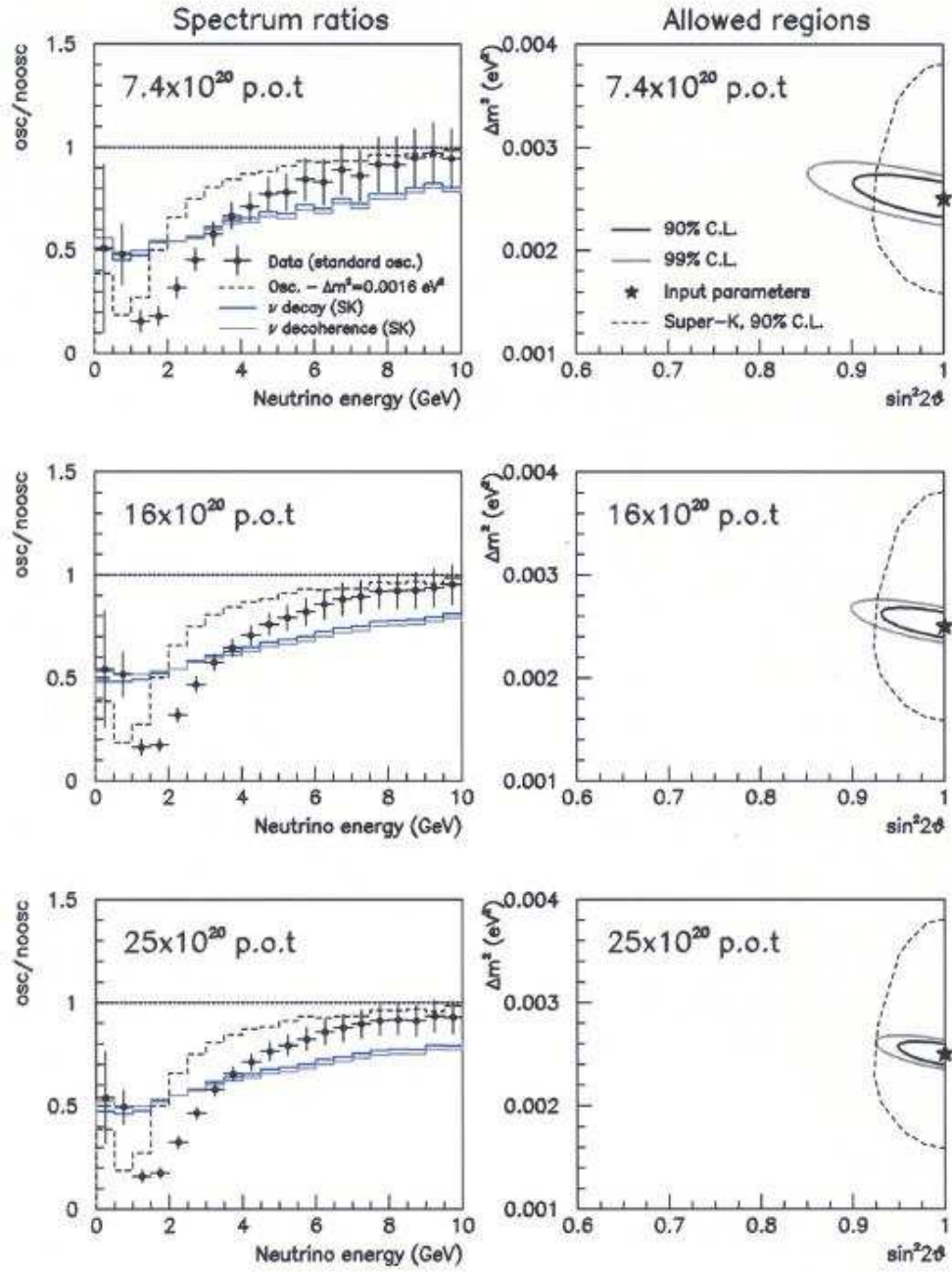


Abbildung 5.2: Eine neue Zwei-Neutrino-Analyse der MINOS Kollaboration aus [47] ist hier gezeigt. Die Bedingungen sind wie in Abb. 5.1. Die Eingabeparameter sind  $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  und die Lösungsbereiche sind für drei verschiedene Laufzeiten aufgetragen. Die gestrichelte Linie entspricht dem Super-Kamiokande 90% C.L. Lösungsbereich vor der erneuten Analyse der Super-Kamiokande Daten. Der Umrechnungsfaktor für die Laufzeit bei normal geplanter Luminosität ist  $3.7 \times 10^{20} \text{pot}/\text{Jahr}$ .

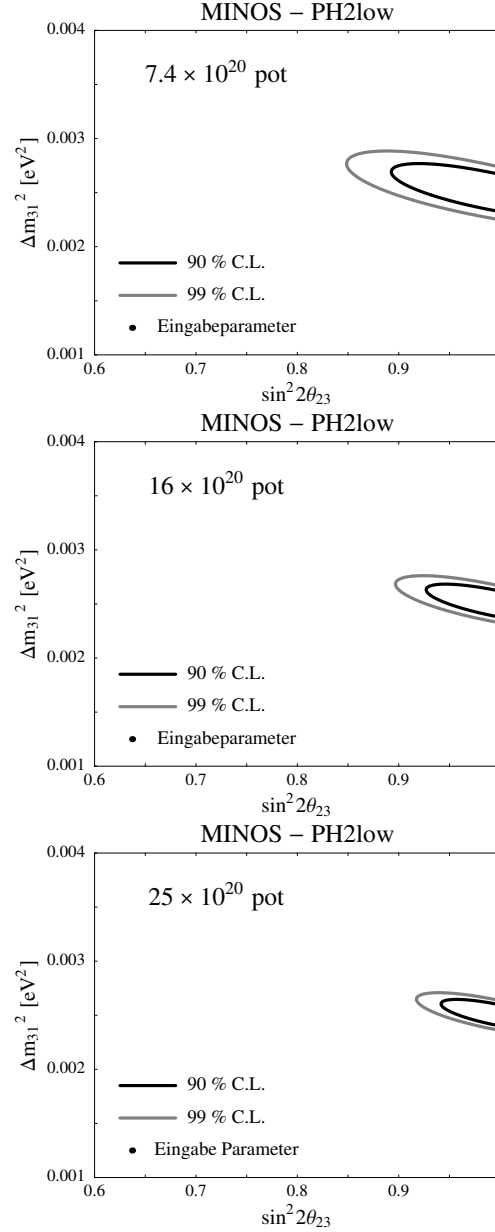


Abbildung 5.3: Die zu Abb. 5.2 korrespondierende mit GLOBES durchgeführte Zwei-Neutrino-Analyse ist hier gezeigt. Die Bedingungen sind wie in Abb. 5.2. Die Eingabeparameter sind  $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  und die Lösungsbereiche sind für drei verschiedene integrierte Luminositäten aufgetragen. Bei normaler Strahlkonfiguration entsprechen diese 2, 4.3 und 6.8 Jahren Laufzeit.

wie später im Drei-Neutrino-Bild.

## MINOS

Zum direkten Vergleich sind in Abb. 5.1 die Ergebnisse der kollaborations-internen MINOS Analyse (links, entnommen aus [45, 46]) der GLOBES-Analyse

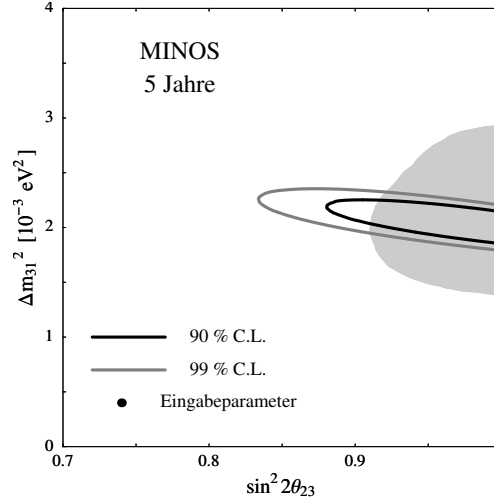


Abbildung 5.4: Die für das MINOS Experiment erwarteten 90% C.L. und 99% C.L. Lösungsbereiche für die neuen Super-Kamiokande Best-Fit Werte als Eingabeparameter nach einer 5-jährigen Laufzeit sind hier dargestellt. Die Messung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  verbessert sich gegenüber derjenigen von Super-Kamiokande signifikant, während die erreichbare Genauigkeit im Winkel aufgrund der neuen Best-Fit Werte stark zurückgegangen ist.

gegenübergestellt. Man kann erkennen, daß unsere 90% C.L. Lösungsbereiche in der atmosphärischen Parameterebene bei gleicher Laufzeit ( $10 \text{ kt yr} \simeq 5.4 \text{ kt} \times 1.85 \text{ Jahre}$ ) und gleichen Eingabeparametern (schwarze Punkte) denen der kollaborationsinternen Analyse sehr gut entsprechen. Man kann in Abb. 5.1 ebenfalls schon den Effekt erkennen, daß MINOS bei niedrigeren  $\Delta m^2$  immer unpräzisere Messungen für die Amplitude der atmosphärischen Oszillation ergibt. Dies wird verständlich, wenn man sich in Abb. 2.3 deutlich macht, daß das erste Oszillationsmaximum mit  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  bei einer Neutrino-Energie von etwas über 1 GeV liegt. Genau an dieser Stelle in  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  wäre die Amplitude  $\sin^2 2\theta_{23}$  bei direktem Zugang messbar. Der relevante Energiebereich, in dem das NuMI Neutrino-Spektrum den größten Neutrino-Fluß besitzt, befindet aber sich bei etwa 2 bis 5 GeV, also leicht abseits. Bei größeren  $\Delta m^2$ -Werten verschiebt sich das erste Oszillationsmaximum in der Übergangswahrscheinlichkeit zu diesen höheren Energiebereichen, und die Amplitude  $\sin^2 2\theta_{23}$  wird innerhalb des Maximums im Energiespektrum des NuMI-Flusses mit stark reduzierten Unsicherheiten beobachtbar. Überträgt man die Diskussion dieses Effektes auf den CNGS-Strahl, wird man vermuten, daß bei den Experimenten ICARUS und OPERA die Bestimmung des atmosphärischen Mischungswinkels noch schwieriger sein sollte und keine Verbesserung der Messung von  $\sin^2 2\theta_{23}$  bei Super-Kamiokande möglich sein wird.

Im Laufe dieses Jahres veröffentlichte die MINOS Kollaboration ein neues Proposal [47] in dem erstmals vorgeschlagen wurde, die Gesamtlaufzeit des Experiments von vorher geplanten 2 Jahren auf 5 Jahre zu verlängern. Innerhalb dieses Dokuments sind weitere Zwei-Neutrino-Analysen der Leistungsfähigkeit



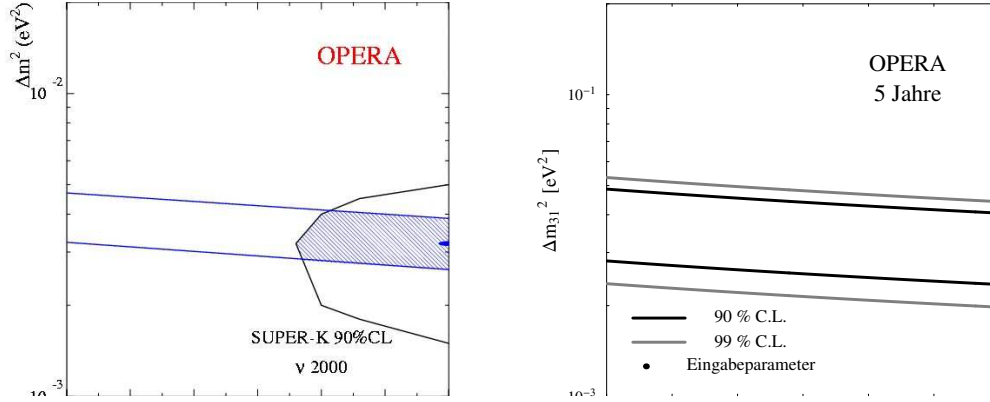


Abbildung 5.5: Hier ist abgebildet, welche Lösungsbereiche für die atmosphärischen Parameter bei OPERA nach 5 Jahren Laufzeit bei Beobachtung der  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ -Appearance zu erwarten wären, wenn die tatsächlichen Werte mit  $\Delta m_{31}^2 = 3.2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  realisiert wären. Das linke Diagramm stammt aus kollaborationsinternen Untersuchungen und wurde in [43] präsentiert. Es ist dem korrespondierenden Diagramm, daß mit GLOBES berechnet wurde gegenübergestellt.

bezüglich Präzisionsmessungen der atmosphärischen Parameter zu finden. Diese sind in Abb. 5.2 aufgetragen und man kann erkennen, welche 90% C.L. und 99% C.L. Lösungsbereiche die MINOS Kollaboration nach drei verschiedenen Laufzeiten erwarten würde, wenn die tatsächlichen Parameter den damaligen Super-Kamiokande Best-Fit Werten entsprächen. In der linken Spalte ist das dazugehörige Verhältnis von beobachteten zu ohne Oszillation erwarteten Ereigniszahlen in den einzelnen Energie-Bins aufgetragen. In Abb. 5.3 ist die korrespondierende GLOBES Simulation dargestellt. Wieder entsprechen sich die simulierten Lösungsbereiche auf gutem Niveau. In [47] wird davon ausgegangen, daß es sogar möglich sein könnte, eine Strahluminosität von  $5 \times 10^{20}$  pot/Jahr erreichen zu können. Die untersten Lösungsbereiche entsprechen somit dem maximal Erreichbaren in realen fünf Jahren MINOS Laufzeit. In dieser Arbeit wird aber weiterhin bei Laufzeitangaben eine normale Strahlkonfiguration von  $3.7 \times 10^{20}$  pot/Jahr angenommen, jedoch werden luminositätsabhängige Ergebnisse für MINOS mindestens bis zu einer integrierten Luminosität von  $25 \times 10^{20}$  pot angegeben. Durch den verschobenen Super-Kamiokande Best-Fit Wert für das atmosphärische  $\Delta m^2$  ist wie schon erwähnt zu erwarten, daß die Unsicherheit im atmosphärischen Winkel ansteigen wird. In Abb. 5.4 ist der von GLOBES simulierte Lösungsbereich, wie er nach 5 Jahren Laufzeit zu erwarten wäre, mit dem neuen Best-Fit Wert als Eingabeparameter dargestellt. Wie man erkennen kann, büßt das MINOS Experiment bei diesen Eingabeparametern die Fähigkeit ein, den Winkel  $\sin^2 2\theta_{23}$  mit einer höheren Genauigkeit zu messen, als die bei Super-Kamiokande erreichte. Die Messung von  $\Delta m_{31}^2$  wird in Hinblick auf Präzision diejenige des Super-Kamiokande Experiments jedoch gut übertreffen.

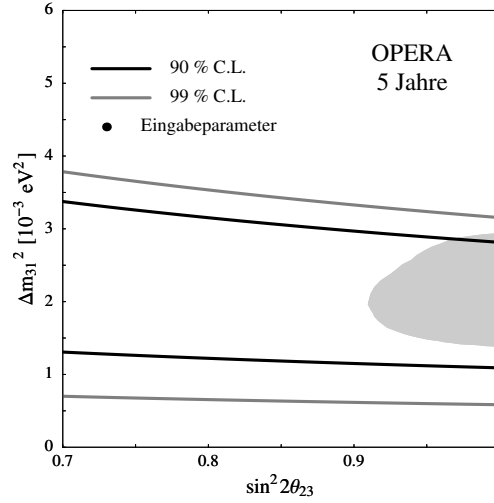


Abbildung 5.6: Die für das OPERA Experiment erwarteten 90% C.L. und 99% C.L. Lösungsbereiche für die neuen Super-Kamiokande Best-Fit Werte als Eingabeparameter nach einer 5-jährigen Laufzeit sind hier dargestellt. Der graue Bereich entspricht dem auf 90% C.L. erlaubten Bereich nach der erneuten Analyse der Super-Kamiokande-Daten. Die Messung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  ist nach dieser langen Laufzeit auf gleichem Niveau wie die heutigen Super-Kamiokande-Messung und ist derjenigen bei MINOS, vgl. Abb. 5.4, unterlegen.

## OPERA

Für das OPERA Experiment wurde die Leistungsfähigkeit bezüglich der Messung der atmosphärischen Parameter im  $\nu_\tau$ -Appearance Kanal schon im OPERA-Proposal [43] diskutiert. Dort wurde der 90% C.L. Lösungsbereich einer Zwei-Neutrino-Analyse präsentiert, wie ihn die OPERA Kollaboration nach 5 Jahren Datenaufnahme erwarten würde, falls die tatsächlichen atmosphärischen Parameterwerte  $\Delta m_{31}^2 = 3.2 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  in der Natur realisiert wären. Dieser ist in Abb. 5.5 auf der linken Seite dargestellt. Gleichzeitig kann man auf der rechten Seite die entsprechende Analyse sehen, die mit der GLOBES Software gewonnen wurde. Beide Diagramme wurden im Zwei-Neutrino-Bild produziert und es wurde jeweils 10% systematische Unsicherheit im Neutrino-Fluß angenommen. Im Gegensatz zum MINOS Experiment war es nicht möglich, die kollaborationsinterne Analyse des OPERA-Proposals genau zu reproduzieren. Übereinstimmend kann man in beiden Diagrammen erkennen, daß es unmöglich ist bei OPERA im  $\nu_\tau$ -Appearance Kanal Aussagen über die Größe der Amplitude  $\sin^2 2\theta_{23}$  zu machen, da beim ersten Oszillationsmaximum kein Neutrino-Fluß zur Verfügung steht. Die sehr niedrige Anzahl identifizierter  $\nu_\tau$ -Ereignisse, selbst nach einer verhältnismäßig langen Laufzeit von 5 Jahren, erlauben es auch nicht, eine Messung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  auf dem Präzisionsniveau wie bei MINOS zu erreichen, da der statistische Fehler noch zu groß ist. Wenn man die Diagramme vergleicht, kann man erkennen, daß in unserer GLOBES Analyse der Fehler in  $\Delta m_{31}^2$  etwas größer ist als in derjenigen der OPERA Kollaboration. Mit den der OPERA-internen Analyse identischen Ereignisszahlen in Tab.

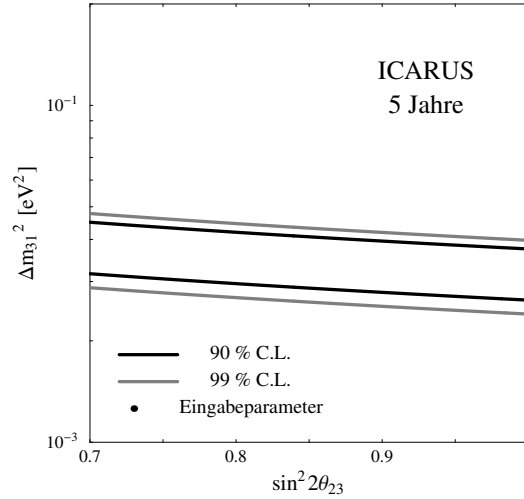


Abbildung 5.7: Mit  $\Delta m_{31}^2 = 3.2 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  als Eingabeparameter ergibt sich dieser erlaubte Bereich nach einer 5 jährigen Laufzeit des ICARUS Experiments. Gezeigt sind die 90% und 99% C.L. Kontouren.

5.6 war es aber nicht möglich, das Diagramm aus dem OPERA-Proposal mit GLOBES bei besserer Übereinstimmung zu reproduzierten. Die GLOBES Analyse für OPERA mit Eingabeparameter, die den neuen Super-Kamiokande Best-Fit Werten entsprechen, ist in Abb. 5.6 dargestellt. Hierbei ergibt sich die Situation, daß OPERA im  $\nu_\tau$ -Appearance Kanal auch nach 5 Jahren Laufzeit voraussichtlich keine Verbesserung im Vergleich zur schon existierenden Messung bei Super-Kamiokande bringen wird. Zu dem Zeitpunkt, zu dem OPERA die Datenaufnahme abgeschlossen haben wird, kann man aber annehmen, daß die dann existierenden MINOS Daten den erlaubten Bereich der atmosphärischen Parameter zumindestens im  $\Delta m^2$  gegenüber denen des Super-Kamiokande Experiments stark eingeschränkt haben werden.

## ICARUS

Im Proposal des ICARUS Experiments [42] existiert kein mit Abb. 5.5 vergleichbares Diagramm des kollaborationsintern erwarteten erlaubten Bereichs nach 5 Jahren Laufzeit. Basierend auf einer Untersuchung mit dem identischen Energiefenster wie in der OPERA Analyse und mit Detektionseffizienzen, die die bei ICARUS nach [42] erwarteten Ereigniszahlen hervorragend reproduzieren, zeigen wir hier Abb. 5.5 und Abb. 5.6 entsprechende Diagramme, die die Situation nach 5 Jahren Laufzeit des ICARUS Experiments widerspiegeln. Im Vergleich zu OPERA verändert sich der bei ICARUS bestimmte erlaubte Bereich nicht signifikant. Weiterhin ist es nicht möglich, den atmosphärischen Winkel  $\sin^2 2\theta_{23}$  stärker einzuschränken, als nach heutigem Wissenstand schon bekannt ist. Die Unsicherheit in  $\Delta m_{31}^2$  wird voraussichtlich etwas geringer auftreten als in der OPERA Messung. Wie man in Abb. 5.8 erkennen kann, schneidet der bei ICARUS gewonnene Lösungsbereich bereits in den jetzt vorhandenen, durch Super-Kamiokande erlaubten Bereich hinein. Es ist also zu erwarten, daß sich bei

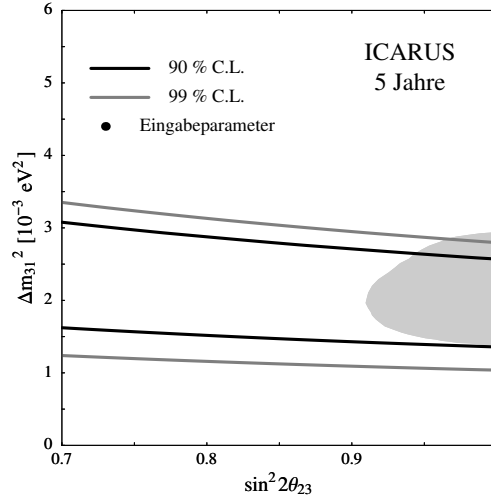


Abbildung 5.8: Die für das ICARUS Experiment erwarteten 90% C.L. und 99% C.L. Lösungsbereiche für die neuen Super-Kamiokande Best-Fit Werte als Eingabeparameter nach einer 5jährigen Laufzeit sind hier gezeigt. Der graue Bereich entspricht der auf 90% C.L. erlaubten Region nach der erneuten Analyse der Super-Kamiokande Daten.

ICARUS die Unsicherheit in der Bestimmung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  in  $\nu_\tau$ -Appearance gegenüber Super-Kamiokande leicht verringern wird. Es beginnt sich also bereits an dieser Stelle abzuzeichnen, daß die Messung im  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanal bei MINOS aufgrund wesentlich höherer Ereigniszahlen und somit sehr viel geringerem statistischem Fehler der  $\nu_\tau$ -Appearance bei den CNGS Experimenten überlegen sein wird.

### ICARUS & OPERA

Da die beiden CNGS Experimente den selben Neutrino-Strahl nutzen und ihre 5 jährige Laufzeit etwa gleichzeitig beenden werden, kann mit GLOBES ebenfalls simuliert werden, welche Lösungsbereiche sich ergeben würden, wenn die Daten dieser Experimente kombiniert würden. Die berechneten, auf 90% und 99% C.L. erlaubten Gebiete sind in Abb. 5.9 abgebildet. Eine Kombination der Daten aus den  $\nu_\tau$ -Appearance Kanälen bei ICARUS und OPERA bringt eine maginale Verbesserung im Vergleich zum Leistungsvermögen der einzelnen Experimente, und ein etwas größerer Bereich der Super-Kamiokande erlaubten Region könnte ausgeschlossen werden. Im Gesamtbild muss dennoch auch hier festgehalten werden, daß die Messung im  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanal bei MINOS in einer Kombination aller drei Experimente stark dominieren würde. Diesen Effekt kann man schon in Abb. 5.10 erkennen. Dort ist der voraussichtliche Lösungsbereich dargestellt, wie er in einer kombinierten Analyse der bei MINOS, ICARUS und OPERA in jeweiliger 5 jähriger Laufzeit gesammelten Daten entstehen würde, wenn die tatsächlichen atmosphärischen Parameter den Super-Kamiokande Best-Fit Werten entsprächen.

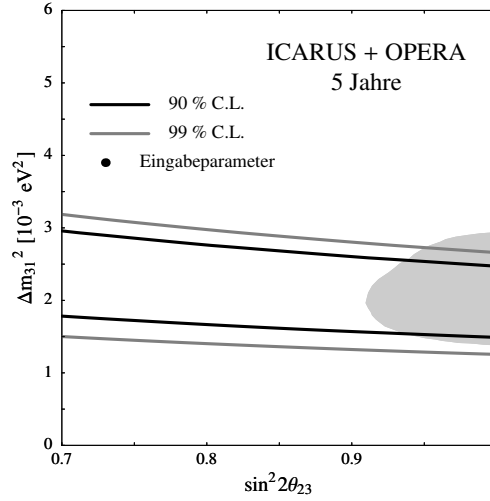


Abbildung 5.9: Die für die CNGS Experimente ICARUS und OPERA in Kombination erwarteten 90% C.L. und 99% C.L. Lösungsbereiche für die neuen Super-Kamiokande Best-Fit Werte als Eingabeparameter nach einer 5jährigen Laufzeit sind hier gezeigt. Der graue Bereich entspricht der auf 90% C.L. erlaubten Region nach der erneuten Analyse der Super-Kamiokande Daten.

## 5.2 Drei-Neutrino-Bild

Bisher wurden die Lösungsbereiche, wie sie der GLOBES Simulation folgend bei den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA voraussichtlich erreichbar sein sollten, in der zweidimensionalen  $\sin^2 2\theta_{23}$ - $\Delta m_{31}^2$ -Ebene präsentiert. Dabei wurden sämtliche Resultate in einer vereinfachten Zwei-Neutrino-Analyse bestimmt. Wechselt man nun in das reale Drei-Neutrino-Bild, ändert sich bezüglich der Aussagen über die Messungen der führenden atmosphärischen Parameter nicht sehr viel, da Drei-Flavor-Effekte bei den betrachteten Kanälen  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  und  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  hier keine große Rolle spielen. Diese Tatsache beruht einerseits, wie schon an früherer Stelle erwähnt, auf der verhältnismäßig großen Hierarchie der Massenaufspaltungen, ausgedrückt durch den kleinen Parameter  $\alpha = \Delta m_{21}^2 / \Delta m_{31}^2$ , aufgrund dessen die solare Oszillation auf diesen L/E-Skalen noch nicht einsetzt und andererseits darauf, daß der Oszillations-Parameter  $\sin 2\theta_{13}$  klein ist. In allen folgenden Ergebnissen wird dennoch, der Vollständigkeit wegen, im Drei-Neutrino-Bild gerechnet. Falls es nicht explizit anders angegeben ist, werden die aktuellen Best-Fit Werte für die Oszillations-Parameter als Eingabewerte benutzt:

$$\begin{aligned} \Delta m_{31}^2 &= 2.0 \times 10^{-3} eV^2 \\ \sin^2 2\theta_{23} &= 1.0 \\ \Delta m_{21}^2 &= 7.0 \times 10^{-5} eV^2 \\ \sin^2 2\theta_{12} &= 0.8. \end{aligned}$$

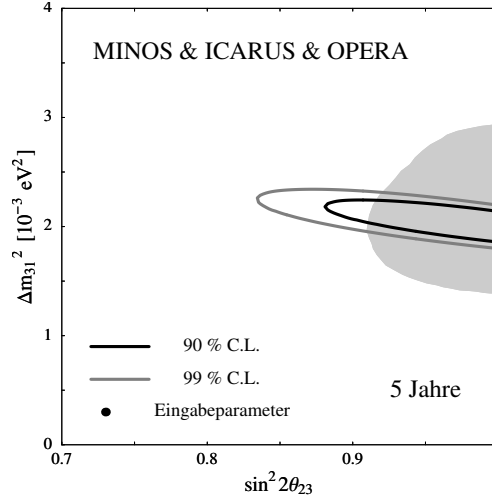


Abbildung 5.10: Die für die alle Long-Baseline Experimente der ersten Generation Experimente MINOS, ICARUS und OPERA in Kombination erwarteten 90% C.L. und 99% C.L. Lösungsbereiche für die neuen Super-Kamiokande Best-Fit Werte als Eingabeparameter nach einer jeweiligen 5jährigen Laufzeit sind hier gezeigt. Der graue Bereich entspricht der auf 90% C.L. erlaubten Region nach der erneuten Analyse der Super-Kamiokande Daten.

Desweiteren wird für die bisher unbekannten Oszillations-Parameter eingesetzt:

$$\begin{aligned}\sin^2 2\theta_{13} &= 0 \\ \delta_{\text{CP}} &= 0.\end{aligned}$$

In den im Folgenden präsentierten Ergebnissen werden die projizierten  $\Delta\chi^2$ -Verteilungen für die einzelnen atmosphärischen Parameter getrennt voneinander betrachtet. So erhält man Aussagen über Lösungsbereiche für die einzelnen Parameter, die unabhängig von den anderen Parametern zu treffen sind. Wenn man zum Beispiel Aussagen über die Präzision der Messung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  bei den Experimenten diskutieren will, sollte man die gesamte Ausdehnung des Lösungsbereichs in  $\Delta m^2$ -Richtung beachten und nicht jene bei einem bestimmten Wert von  $\sin^2 2\theta_{23}$  herausgreifen. Dies wird in den folgenden  $\Delta\chi^2$ -Projektionen für die einzelnen Parameter innerhalb der Diskussion der sogenannten Parameterkorrelationen miteinbezogen. Zusätzlich werden auch die nicht-atmosphärischen Parameter innerhalb ihrer erlaubten Grenzen variiert. Hierfür wird angenommen, daß das KamLAND Experiment am Ende der Gesamtlaufzeit der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA die solaren Parameter einzeln auf 10%-Niveau genau gemessen haben wird. Die CP-Phase wird innerhalb des gesamten Intervalls von 0 bis  $2\pi$  variiert und der dritte Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{12}$  wird innerhalb der Grenzen variiert, die die Beobachtung der  $\nu_e$ -Appearance an den jeweiligen Experimenten zulässt<sup>2</sup>, allerhöchstens aber bis zur aktuellen Obergrenze der globalen Analyse der KamLAND, SNO<sup>3</sup> und

<sup>2</sup>Diese wird im nächsten Kapitel im Detail diskutiert

<sup>3</sup>bzw. aller solaren Daten

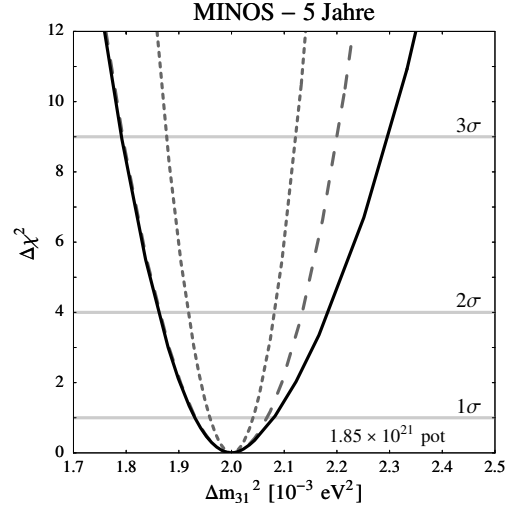


Abbildung 5.11: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion für  $\Delta m_{31}^2$ , wie sie durch einen Fit der MINOS Daten nach 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn der tatsächliche Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

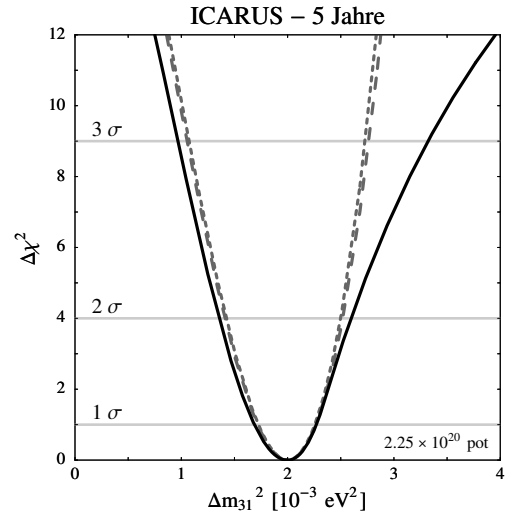


Abbildung 5.12: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion für  $\Delta m_{31}^2$ , wie sie durch einen Fit der ICARUS Daten nach 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn der tatsächliche Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

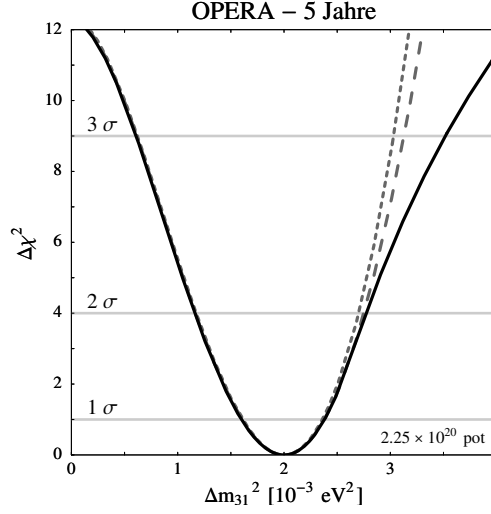


Abbildung 5.13: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion für  $\Delta m_{31}^2$ , wie sie durch einen Fit der OPERA Daten nach 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn der tatsächliche Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Wie in Abb. 5.11 entspricht die schwarze Kurve der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse und Parameterkorrelationen sind berücksichtigt.

CHOOZ Daten. In diesem Kapitel sind die Effekte dieser Korrelationen mit nicht-atmosphärischen Parametern<sup>4</sup> noch nahezu unerheblich und sämtliche beschriebenen Korrelationseffekte beruhen annähernd ausschließlich auf Variation des jeweiligen anderen atmosphärischen Parameters, mindestens eingeschränkt auf den Super-Kamiokande erlaubten Bereich. In Kapitel 6, wenn die Sensitivitäten hinsichtlich des kleinen Mischungswinkels  $\sin^2 2\theta_{13}$  diskutiert werden, werden auch diejenigen Korrelationseffekte mit nicht-atmosphärischen Parametern dramatische Auswirkungen bewirken. Desweiteren wird in allen weiteren Resultaten dieses Kapitels, wenn nicht anders angegeben, eine systematische Unsicherheit von 5% in der Kenntnis des Neutrino-Flusses bei jedem der Experimente angenommen. Die tatsächlich an den Experimenten erreichbaren Werte, werden in dieser Größenordnung liegen, sind aber noch nicht genau vorherzusagen, solange die Neutrino-Strahlen nicht in Betrieb sind. Resultate in den einzelnen Proposals werden mit teilweise unterschiedlichen mehr oder weniger realistischen Werten berechnet. Nun ist es aber ein Ziel dieser Arbeit einen möglichst fairen Vergleich im physikalischen Potential dieser Experimente anzustellen, und dies ist der Grund weshalb sowohl bei MINOS, als auch bei ICARUS und OPERA die gleiche Flußunsicherheit angenommen wird.

<sup>4</sup>Im Folgenden werden die solaren Oszillations-Parameter  $\Delta m_{21}^2$  und  $\sin^2 2\theta_{12}$  mit  $\sin^2 2\theta_{13}$  und  $\delta_{\text{CP}}$  desöfteren mit dem Terminus „nicht-atmosphärische Parameter“ zusammengefasst.



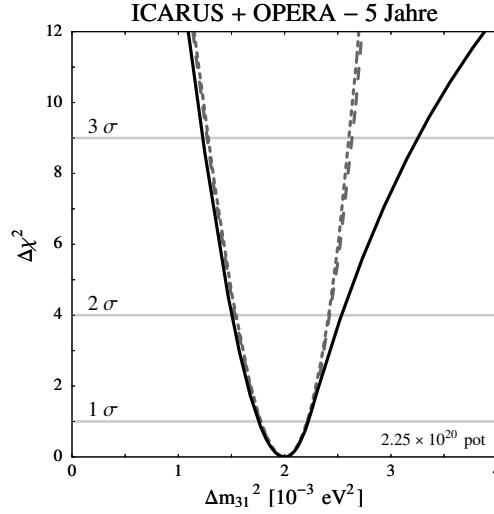


Abbildung 5.14: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion (schwarze Kurve) für  $\Delta m_{31}^2$ , wie sie durch einen Fit der Daten der beiden CNGS Experimente nach 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn der tatsächliche Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse, in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

### 5.2.1 Messung von $|\Delta m_{31}^2|$

In Abb. 5.11 ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion des gesamten Parameter-raumes auf die Achse des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  dargestellt, wie sie in einer Messung am MINOS Experiment nach 5 Jahren zu bekommen wäre. Es sind jeweils drei Kurven zu erkennen. Diese repräsentieren den Verlauf bei nur statistischer Auswertung (graue kurz gestrichelte Kurve), bei Beachtung der systematischen Fehler (graue lang gestrichelte Kurve) und der nach weiterer Beachtung von Parameterkorrelationen (schwarze Linie). Es sei hervorgehoben, daß die grauen Linien ebenfalls keine Korrelation im atmosphärischen Winkel enthalten, sondern maximale Mischung  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  festgehalten wurde. Das asymmetrische Verhalten beim Einschalten der Parameterkorrelationen ist ausschließlich auf die Korrelation mit  $\sin^2 2\theta_{23}$  zurückzuführen. Bei Betrachtung von Abb. 5.2 kann man erkennen, daß für Werte

$$0.9 < \sin^2 2\theta_{23} < 1$$

auch größere  $\Delta m_{31}^2$ -Werte im Lösungsbereich enthalten sind. Hierdurch ist zu erklären, daß der eindimensionale erlaubte Bereich sich asymmetrisch um den eigentlichen Eingabewert verteilt. Jedoch wird bei der Untergrenze des  $\Delta m_{31}^2$  kein nennenswerter Korrelationseffekt erkennbar, was darauf schließen läßt, daß die Variation der nicht-atmosphärischen Parameter die Messung der atmosphärischen Massenaufspaltung nicht beeinflußt. In Abb. 5.12 ist die  $\Delta\chi^2$ -Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse, diesmal wie sie nach 5 Jahren am ICARUS Experiment

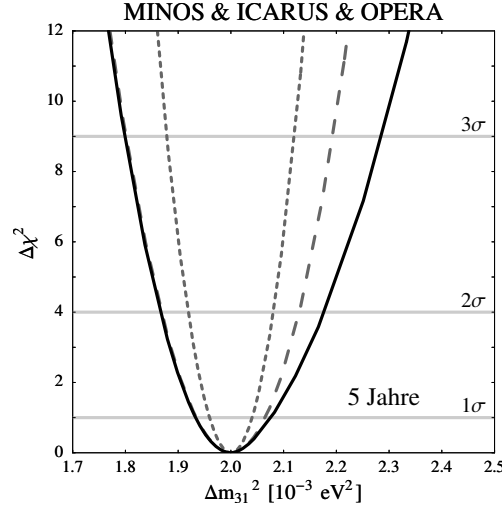


Abbildung 5.15: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion (schwarze Kurve) für  $\Delta m_{31}^2$ , wie sie sich nach einer Kombination der Fits der MINOS, ICARUS und OPERA Daten nach 5 Jahren individueller Datenaufnahme ergeben würde, wenn der tatsächliche Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse, in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

zu erwarten wäre, dargestellt. Im Vergleich zu MINOS ist die Messungengenauigkeit bei ICARUS wesentlich größer und eher in der Größenordnung des heutigen Super-Kamiokande-Bereiches. Aber auch bei ICARUS zeigt sich die asymmetrische Struktur der  $\Delta\chi^2$ -Verteilung nach Betrachtung der Parameterkorrelationen und wieder ist in diesem Fall nur die Unsicherheit in  $\sin^2 2\theta_{23}$  zur Erklärung heranzuziehen. Im Gegensatz zu der Messung bei MINOS kann beim ICARUS Experiment beobachtet werden, daß die Veränderung der  $\Delta\chi^2$ -Kurve mit und ohne Einbeziehung der systematischen Unsicherheiten nur maginaler Natur ist. Durch die geringen Ereigniszahlen im  $\nu_\tau$ -Appearance Kanal bei ICARUS und natürlich auch bei OPERA, wie in Abb. 5.13 nachgeprüft werden kann, ist die Breite der Meßunsicherheit statistikdominiert und systematische Fehler sind relativ dazu fast vernachlässigbar. Bei MINOS hingegen, wo ja die  $\nu_\mu$ -Disappearance beobachtet wird, fallen in der 5 jährigen Laufzeit wesentlich mehr Ereignisse an, sodaß die spektrale Abhängigkeit der Ereignisszahlen mit viel geringerem statistischen Fehler gefittet werden kann. Systematische Unsicherheiten erreichen dann Größenordnungen, die mit den statistischen vergleichbar werden. In Abb. 5.14 ist schließlich abgebildet, welche Meßgenauigkeit in  $\Delta m_{31}^2$  bei einer Kombination der beiden CNGS Experimente erreichbar wäre. Die Kombination entspricht eigentlich nur der Addition der jeweiligen  $\Delta\chi^2$ -Kurven der einzelnen Experimente. So ist auch verständlich, daß eine Kombination der Daten verschiedener Experimente gegenüber der einzelnen Auswertung nur dann große Effekte mit sich bringt, wenn die Fehler in den Messungen ungefähr von glei-

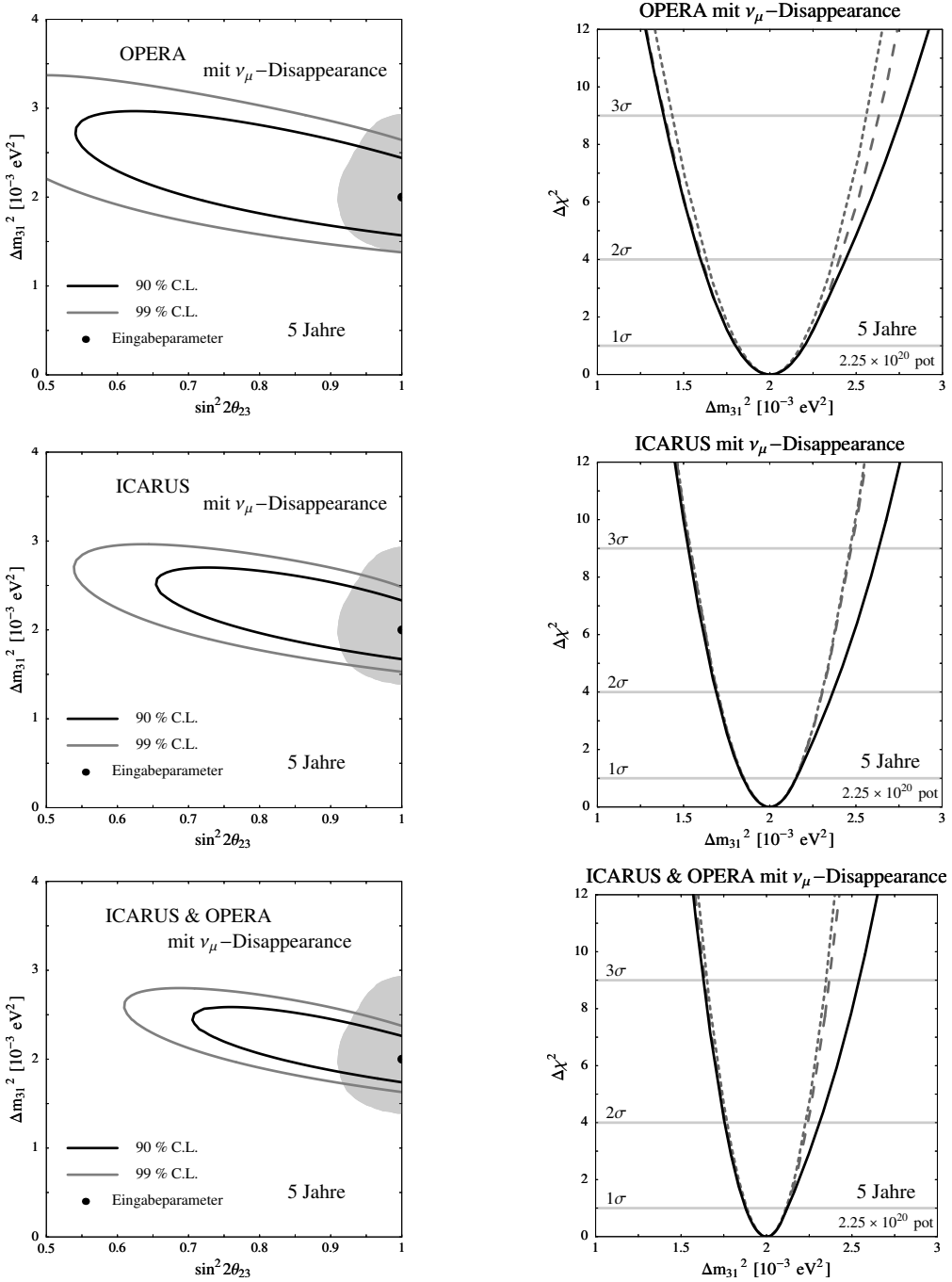


Abbildung 5.16: Hier sind die zweidimensionalen Lösungsbereiche einer Zwei-Neutrino-Analyse (links) und die eindimensionalen  $\Delta\chi^2$ -Projektionen (rechts) für die CNGS Experimente im Einzelnen und kombiniert gezeigt, wie sie sich ergeben, wenn der  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanal miteinbezogen wird. Auf der rechten Seite sind auch die Kurven bei alleiniger Betrachtung des statistischen Fehlers (kurz gestrichelt) und die mit eingeschaltetem statistischem Fehler (lang gestrichelt) gezeigt.

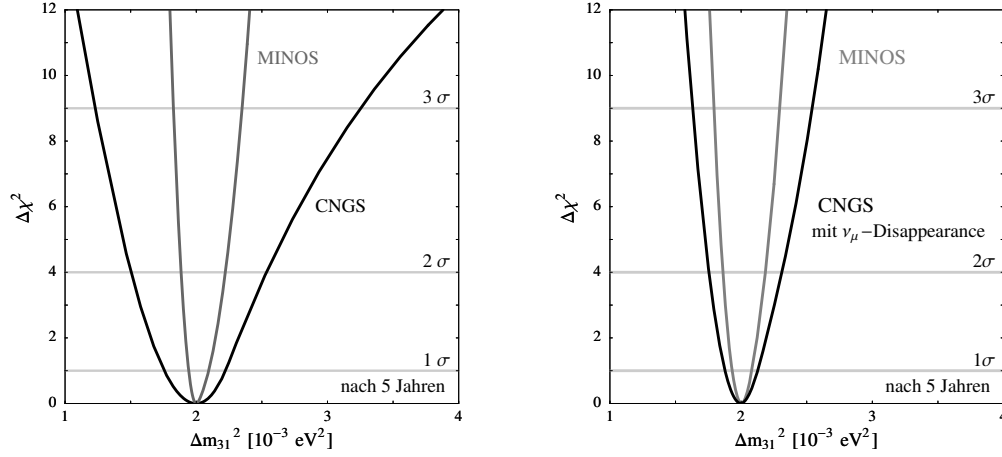


Abbildung 5.17: Der Effekt auf die Meßgenauigkeit für  $\Delta m_{31}^2$  für die CNGS Experimente, wenn man die Beobachtung der  $\nu_\mu$ -Disappearance hinzunimmt, ist hier gezeigt. Im Vergleich zu MINOS erreichen ICARUS und OPERA kombiniert mit  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanal eine vergleichbare Leistungsfähigkeit in  $\Delta m^2$ -Präzision, während im  $\nu_\tau$ -Appearance Kanal alleine keine Konkurrenz zu MINOS geboten werden kann.

cher Größenordnung sind. Eine Kombination der Daten der  $\nu_\mu$ -Disappearance bei MINOS und  $\nu_\tau$ -Appearance bei den CNGS-Experimenten bringt nun leider genau aus diesem Grund keine nennenswerte Verbesserung der Unsicherheit im Vergleich zu der bei MINOS alleine. Optisch verdeutlicht wird dies durch einen Vergleich der Abb. 5.17 und 5.15. Es zeigt sich also eindeutig in den Simulationen der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA, daß die Entscheidung der CNGS Experimente, sich auf Beobachtung von  $\nu_\tau$ -Appearance zu optimieren physikalisch interessant ist, weil erstmals direkt  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Oszillation beobachtet werden kann, mit direkter Identifikation der Charged-Current produzierten  $\tau$ -Leptonen. Die geringe Anzahl der detektierten Ereignisse, zusammen mit den hohen Neutrino-Energien jenseits des ersten Oszillationsmaximums lassen aber keine Präzisionsmessung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  auf dem Niveau der präzisen Messung bei MINOS zu. Nun besitzen die CNGS Detektoren aber trotzdem hervorragende Identifikationsfähigkeiten bezüglich der Detektion von Myonen, da diese ja auch als Zerfallsprodukte des  $\tau$ -Leptons erkannt werden müssen. Speziell im Falle des ICARUS Detektors kann man nicht behaupten, daß diese schlechter ausgeprägt sind als bei MINOS. In den CNGS Proposals [42] und [43] wird auf das Thema  $\nu_\mu$ -Disappearance Messung nur am Rande eingegangen. Trotzdem kann angenommen werden, daß die CNGS Experimente genau wie bei MINOS etwa 90% aller  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  Charged-Current Ereignisse als solche detektieren können und als Untergrund höchstens 5% aller Neutral-Current Ereignisse betrachtet werden müssen. Eine ähnliche Analyse, die ebenfalls die  $\nu_\mu$ -Disappearance bei CNGS miteinbezieht, kann in [49] gefunden werden. Es ist nicht zu erwarten, daß die Unsicherheit in  $\Delta m_{31}^2$  durch das Hinzunehmen dieses Kanals genau so klein wird, wie diejenige des MINOS Experiments, da das CNGS Energiespektrum immer noch zu weit jenseits des ersten Oszillationsmaximums sitzt. Da aber die Wirkungsquerschnitte der Charged-Current

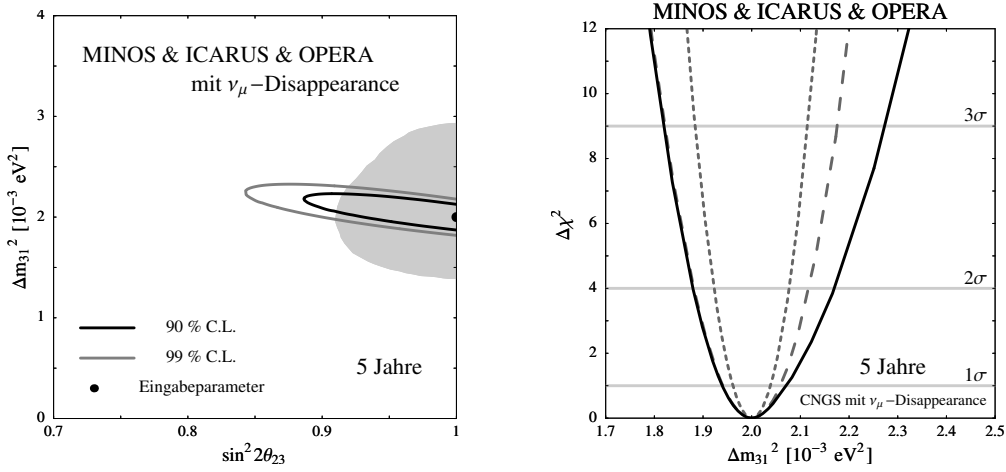


Abbildung 5.18: Der zweidimensionale Lösungsbereich der Zwei-Neutrino-Analyse (links) und die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse für die Kombination aller drei Experimente nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit ist hier dargestellt. Bei den CNGS Experimenten ist der  $\nu_\tau$ -Appearance Kanal miteinbezogen. Auf der rechten Seite sind auch die Kurven bei alleiniger Betrachtung des statistischen Fehlers (kurz gestrichelt) und die mit eingeschaltetem statistischem Fehler (lang gestrichelt) gezeigt.

Reaktionen bei höheren Energien steigen wird die Gesamtzahl der  $\nu_\mu$  Ereignisse höher sein als bei MINOS. Dies war schon in den Tabellen 5.2, 5.3 und 5.4 angegeben. Also wird einfach aufgrund dieser enormen Zahl an Ereignissen der statistische Fehler enorm reduziert werden im Vergleich zur Messung der  $\nu_\tau$ -Appearance. Es ist also zu erwarten, daß dann auch der systematische Fehler, der wieder auf 5% Unsicherheit des Neutrino Flusses angenommen wird, eine größere Rolle spielen wird. Die zu früheren Abbildungen korrespondierenden Diagramme, wie sie sich nach Miteinbeziehung der  $\nu_\tau$ -Appearance ergeben, sind in Abb. 5.16 gezeigt. Zu sehen sind einerseits die zu ICARUS, OPERA und der Kombination beider gehörenden zweidimensionalen Lösungsbereiche der Zwei-Neutrino-Analyse und andererseits die dazugehörigen eindimensionalen  $\Delta\chi^2$ -Projektionen auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse. Man kann eine sehr deutliche Verbesserung gegenüber der Auswertung der  $\tau$ -Appearance alleine erkennen. Es ergibt sich jetzt sogar eine gewisse Untergrenze für  $\sin^2 2\theta_{23}$ , auch wenn diese weit unterhalb der aktuellen Super-Kamiokande Untergrenze zurückbleibt und keine neuen Aussagen über den atmosphärischen Mischungswinkel ermöglicht. Aufgrund höherer Ereigniszahlen hat die systematische Unsicherheit bei OPERA jetzt einen größeren Einfluß, bei ICARUS bleibt der systematische Fehler wegen der sehr guten Energieauflösung weiterhin vernachlässigbar. Die tatsächliche Verbesserung in der Meßgenauigkeit bezüglich  $\Delta m_{31}^2$  ist in Abb. 5.17 veranschaulicht. Die  $\Delta\chi^2$ -Projektionen für die Kombination der CNGS Daten nach 5 Jahren mit (links) und ohne (rechts) Auswertung der Disappearance-Daten ist mit derjenigen des MINOS Experiments nach identischer Laufzeit verglichen. Man kann erkennen, daß auf der rechten Seite die Meßunsicherheit der CNGS Ex-

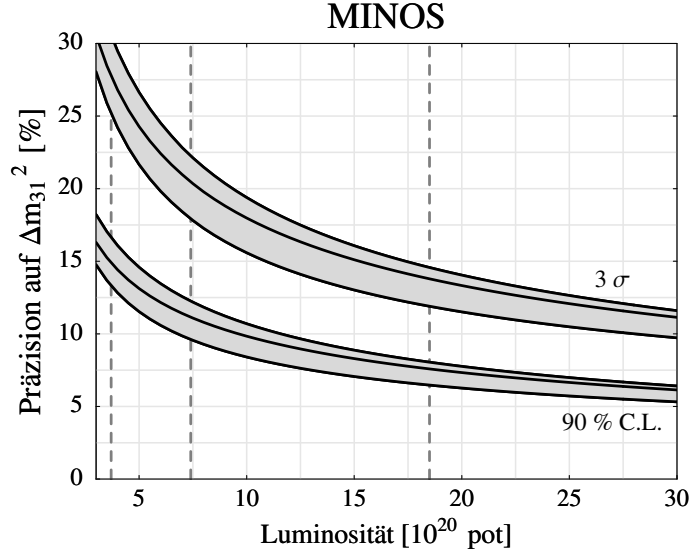


Abbildung 5.19: Der Verlauf der Präzision der Messung des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  bei MINOS mit der integrierten Luminosität ist hier für die 90% C.L. und  $3\sigma$ -Unsicherheit dargestellt. Die integrierte Luminosität ist direkt proportional zur Laufzeit und die horizontalen Linien entsprechen bei geplanten  $3.7 \times 10^{20}$  pot/Jahr Datenaufnahme von 1, 2 und 5 Jahren. Die grauen Bänder veranschaulichen die Variation der systematischen Unsicherheiten des Neutrino-Flusses von 2% bis 10%. Die mittlere Kurve entspricht jeweils einer Unsicherheit von 5 %.

perimente der des MINOS Experiments näher gekommen ist. Als Begründung für die weiterhin präzisere Messung am MINOS Experiment ist nun nur noch die niedrigere Energie des NuMI-Neutrino-Spektrums zu sehen, die dem ersten Oszillationsmaximum viel näher liegt. Werden nun die Daten aller drei Experimente nach 5 jähriger Laufzeit kombiniert, erhält man die Lösungsbereiche, die in Abb. 5.18 dargestellt sind. Ein Vergleich mit den erlaubten Bereichen, die am MINOS Experiment alleine bestimmbar sind, zeigt, daß die MINOS Daten dabei weiterhin dominieren werden. Die  $\Delta\chi^2$ -Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse in Abb. 5.18 ist nahezu identisch mit derjenigen, die für das MINOS Experiment in Abb. 5.11 gezeigt wurde. Die Präzision, mit der der Absolutbetrag von  $\Delta m_{31}^2$  nach den Laufzeiten von MINOS, ICARUS und OPERA bekannt sein wird ist also hauptsächlich auf die MINOS Daten zurückzuführen. Natürlich können die Daten, die genommen werden, auch schon vor Ende der gesamten Laufzeit ausgewertet werden, so daß die Unsicherheit in der Messung des atmosphärischen  $\Delta m^2$  mit der Dauer der Datenaufnahme abnehmen wird. In Abb. 5.19 kann man den Verlauf der zu erwartenden Präzision der Messung bei MINOS in Abhängigkeit der integrierten Luminosität ablesen. Die integrierte Luminosität ist in der Einheit pot angegeben und ist direkt proportional zu der schon absolvierten Laufzeit. Wie in Kapitel 4 erwähnt wurde, soll der NuMI-Neutrino-Strahl planmäßig bei  $3.7 \times 10^{20}$  pot/Jahr erzeugt werden. Sollte dies wirklich realisiert werden, entspräche die integrierte Luminosität nach 1, 2 und 5 Jahren  $3.7 \times 10^{20}$ ,  $7.4 \times 10^{20}$  und  $1.85 \times 10^{21}$  pot. Diese Werte sind in Abb. 5.19 durch die verti-

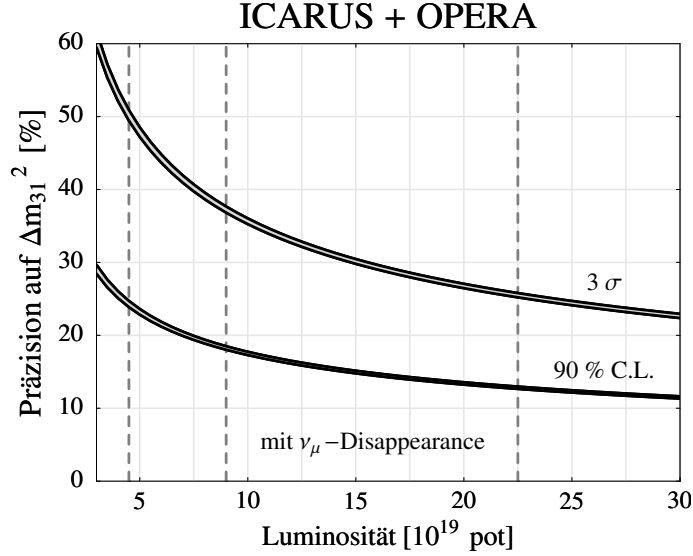


Abbildung 5.20: Der Verlauf der Präzision der kombinierten Messung des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  bei ICARUS und OPERA mit der integrierten Luminosität ist hier für die 90% C.L. und  $3\sigma$ -Unsicherheit dargestellt. Die integrierte Luminosität ist direkt proportional zur Laufzeit und die horizontalen Linien entsprechen bei geplanten  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr Datenaufnahme von 1, 2 und 5 Jahren. Die systematische Unsicherheit im Neutrino-Fluß wurde zwischen 2% und 5% variiert.

kalen gestrichelten Linien hervorgehoben. Da es aber auch Bestrebungen gibt,  $2.5 \times 10^{21}$  pot integrierter Luminosität nach 5 Jahren erreicht zu haben, ist die Präzision auch für höhere pot-Zahlen angegeben. Es sind jeweils die Präzision der Messung bei 90%C.L. und  $3\sigma$  angetragen. Die grauen Bänder veranschaulichen die Abhängigkeit von systematischen Unsicherheiten im Neutrino-Fluß, die zwischen 2% und 10% variiert wurden. Die mittlere Kurve entspricht jeweils einer systematischen Unsicherheit von 5%. Parameterkorrelationen wurden bei dieser und den folgenden Analysen mitberücksichtigt. Der korrespondierende Verlauf der  $\Delta m_{31}^2$ -Präzision in Abhängigkeit der integrierten Luminosität bei einer Kombination der CNGS Experimente ist in Abb. 5.20 dargestellt. Die systematische Unsicherheit im Neutrino-Fluß wurde zwischen 2% und 5% variiert, im Gegensatz zum Verlauf bei MINOS ergibt dies aber nur leicht veränderte Kurven. Die horizontalen gestrichelten Linien bei  $4.5 \times 10^{19}$ ,  $9 \times 10^{19}$  und  $2.25 \times 10^{20}$  pot entsprechen wieder einer absolvierten Laufzeit von 1, 2 und 5 Jahren, wenn der CNGS-Neutrino-Strahl wie geplant bei  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr erzeugt wird. Auch für die CNGS Experimente ist die erreichbare Präzision bis zu höheren pot-Werten gezeigt, da kollaborationsintern das Erreichen eines noch höheren anfänglichen Protonflusses diskutiert wird.

Bis zu diesem Punkt wurden alle Aussagen über Messungen des atmosphärischen  $\Delta m^2$  berechnet, wie sie sich ergäben, wenn in der Natur der Super-Kamiokande Best-Fit Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  realisiert wäre. Nun ist aber zu erwarten, daß die Fähigkeiten der Experimente bezüglich einer möglichen Präzisionsmessung auch stark vom tatsächlichen Wert abhängt. Bei niedri-

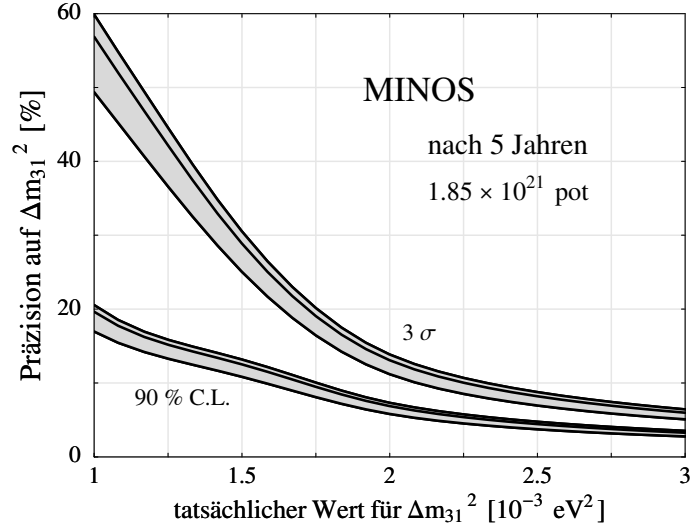


Abbildung 5.21: Hier ist die Präzision der Messung des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von  $\Delta m_{31}^2$  bei 90% C.L. und  $3\sigma$  gezeigt, wie sie eine 5 jährige Datenaufnahme am MINOS Experiment ergeben würde. Die Eingabeparameter für  $\Delta m_{31}^2$  wurden innerhalb des Super-Kamiokande-Lösungsbereichs gewählt. Die grauen Bänder veranschaulichen die Variation der systematischen Unsicherheiten des Neutrino-Flusses von 2% bis 10%. Die mittlere Kurve entspricht einer Unsicherheit von 5 %.

geren Werten verschiebt sich das erste Oszillationsmaximum zu niedrigeren Energien, bei denen die Wirkungsquerschnitte immer kleiner werden, weniger Neutrino-Fluß zur Verfügung steht und die Detektionsfähigkeit der Detektoren immer schlechter wird. Die großen Ereigniszahlen in den  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanälen werden also bei Energien beobachtet, bei denen atmosphärische Oszillation immer weniger ausgeprägt ist. Bei höheren  $\Delta m^2$ -Werten wandert das erste Oszillationsmaximum hin zu Energiebereichen, in denen die höheren Ereigniszahlen beobachtbar sind, und es ist zu erwarten, daß dann eine bessere Präzision durch den Fit des oszillierten Spektrums erreichbar sein wird. Eine Simulation mit GLOBES bei variierten Eingabeparametern für  $\Delta m_{31}^2$  im durch Super-Kamiokande erlaubten Bereich bestätigt diese Erwartungen. In Abb. 5.21 ist die  $\Delta m^2$ -Meßgenauigkeit nach 5 Jahren Laufzeit am MINOS Experiment in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes für 90% C.L. und  $3\sigma$  dargestellt. Man kann erkennen, daß die erreichbare Präzision - wie erwartet - bei niedrigen tatsächlichen Werten enorm reduziert ist. Auch die Verschiebung des atmosphärischen Best-Fit Wertes von  $2.5 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  hin zu  $2.0 \times 10^{-3} \text{ eV}^2$  nach einer Re-Analyse der Super-Kamiokande-Daten verschlechtert schon die erreichbare Präzision. Bei MINOS ergibt sich eine nicht vernachlässigbare Abhängigkeit der abgebildeten Kurve zu der systematischen Unsicherheit im Neutrino-Fluß. Diese ist wie schon in Abb. 5.19 durch die grauen Bänder verdeutlicht, die sich ergeben, indem diese systematische Unsicherheit innerhalb der Analyse zwischen 2% und 10% variiert wird. Die mittlere Kurve entspricht dem Verlauf bei einer Unsicherheit von 5%. Das korrespondierende Diagramm für die an den



CNGS Experimenten erreichbare Präzision nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit ist in Abb. 5.22 gezeigt. Auch hier verschlechtert sich die mögliche Meßgenauigkeit stark bei niedrigeren  $\Delta m_{31}^2$ -Eingabewerten. Doch eine Variation der systematischen Unsicherheit im CNGS-Neutrino-Fluß zwischen 2% und 10% hat keinen erkennbaren Einfluß auf den Verlauf der erreichbaren  $\Delta m^2$ -Präzision in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes. Die Kombination der Daten von MINOS mit denen von ICARUS und OPERA nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit ist in Abb. 5.23 dargestellt. Die angenommene systematische Unsicherheit wurde bei allen Experimenten auf 5% festgesetzt. Im Vergleich zu der entsprechenden Kurve bei MINOS alleine kann man erkennen, daß sich eine kleine Verbesserung der möglichen Präzision durch die Kombination der Daten erreichen läßt. Allerdings bleibt die Genauigkeit der Messung des  $\Delta m_{31}^2$  durch die MINOS Daten dominiert.

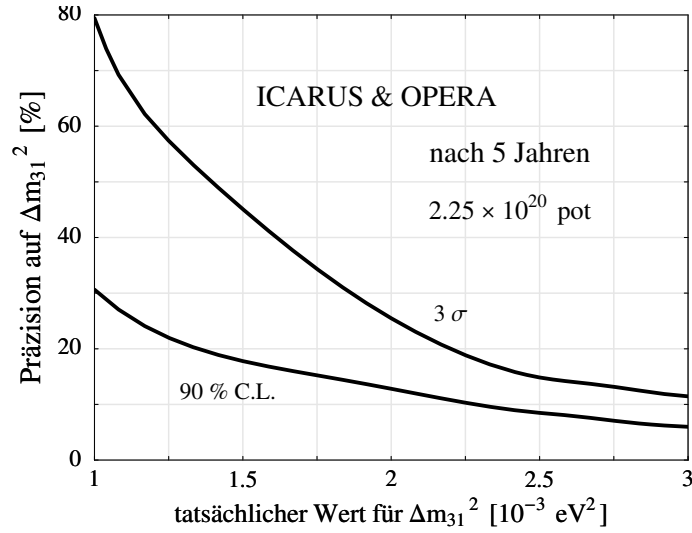


Abbildung 5.22: Hier ist die Präzision der Messung des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von  $\Delta m_{31}^2$  bei 90% C.L. und  $3\sigma$  gezeigt, wie sie eine Kombination der ICARUS und OPERA Daten nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit ergeben würde. Die Eingabeparameter für  $\Delta m_{31}^2$  wurden innerhalb des Super-Kamiokande-Lösungsbereichs gewählt und die systematische Unsicherheit im Neutrino-Fluß wurde auf 5 % angenommen.

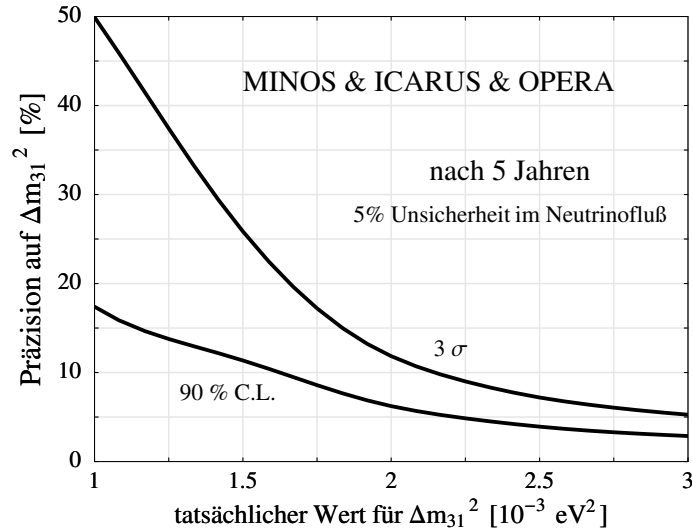


Abbildung 5.23: Hier ist die Präzision der Messung des atmosphärischen  $\Delta m_{31}^2$  in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von  $\Delta m_{31}^2$  bei 90% C.L. und  $3\sigma$  gezeigt, wie sie eine Kombination aller ICARUS Daten von MINOS, ICARUS und OPERA nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit ergeben würde. Die Eingabeparameter für  $\Delta m_{31}^2$  wurden innerhalb des Super-Kamiokande-Lösungsbereichs gewählt und die systematische Unsicherheit im Neutrino-Fluß wurde auf 5 % angenommen.

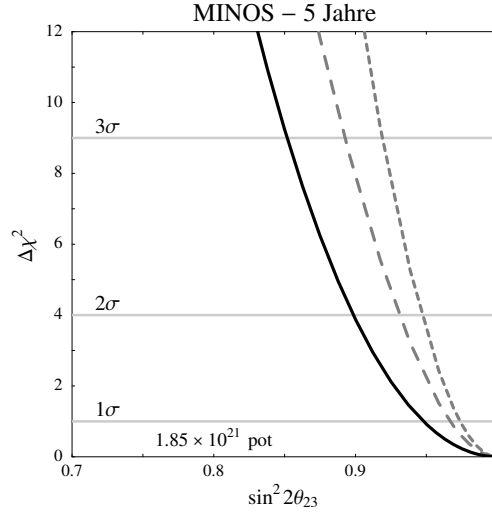


Abbildung 5.24: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion für  $\sin^2 2\theta_{23}$ , wie sie durch einen Fit der MINOS Daten nach 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn tatsächlich maximale Mischung mit  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  realisiert ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

### 5.2.2 Messung von $\sin^2 2\theta_{23}$

In den Abbildungen der Analysen im Zwei-Neutrino-Bild war schon erkennbar, daß die Messung des atmosphärischen Winkels an den Long-Baseline Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA durch den niedrigeren  $\Delta m_{31}^2$  Best-Fit Wert erschwert sein wird. Ohne Hinzunahme der Messung im  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanal ist bei den CNGS Experimenten keine Möglichkeit gegeben, überhaupt Aussagen über  $\sin^2 2\theta_{23}$  treffen zu können. Alle Abbildungen dieses Kapitels, die die Leistungsfähigkeit von ICARUS und OPERA bezüglich Bestimmung des atmosphärischen Mischungswinkels diskutieren, basieren auf einer gemeinsamen Auswertung der Ereignisraten in den  $\nu_\tau$ -Appearance und  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanälen. Falls nicht anders angegeben, beträgt die Annahme der Neutrino-Flußunsicherheit sowohl bei NuMI, als auch bei CNGS 5%. Die projizierte  $\Delta\chi^2$ -Verteilung auf die  $\sin^2 2\theta_{23}$ -Achse, wie sie nach 5 jähriger Datenaufnahme am MINOS Experiment zu erwarten wäre, ist in Abb. 5.24 dargestellt. Die tatsächlichen Oszillations-Parameter wurden genau wie in Kapitel 5.2.1 eingegeben. Die grauen Linien veranschaulichen in genau gleicher Weise wie in den Abbildungen für  $\Delta m_{31}^2$  die rein statistische Unsicherheit (kurz gestrichelt) und diejenige nach Miteinbeziehen der systematischen Fehler mit gleichzeitigem fixieren der anderen Parameter auf den Best-Fit Werten (lang gestrichelt). Erst die schwarze Linie ist die tatsächliche  $\Delta\chi^2$ -Projektion, die die Korrelationen mit allen anderen Oszillations-Parametern repräsentiert. Das korrespondierende Diagramm nach 5 Jahren Datenaufnahme an den CNGS Experimenten ist in

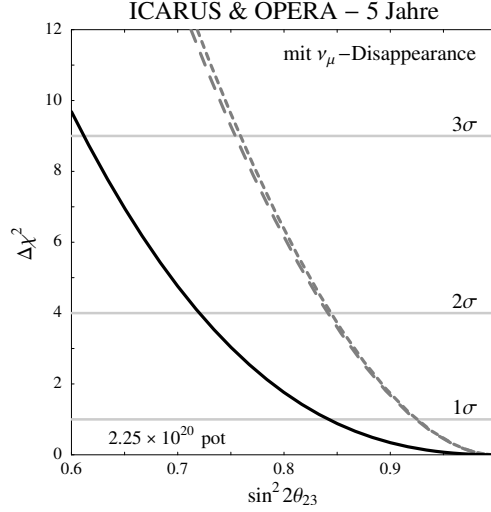


Abbildung 5.25: Hier dargestellt ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion für  $\sin^2 2\theta_{23}$ , wie sie durch einen kombinierten Fit der ICARUS und OPERA Daten nach 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn tatsächlich maximale Mischung mit  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  realisiert ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

Abb. 5.25 zeigt. Aufgrund der besseren Energieauflösung bei ICARUS tragen hauptsächlich die dort gewonnenen Daten zu dem CNGS kombinierten  $\Delta\chi^2$  bei. Wie man nämlich schon an den zweidimensionalen Lösungsbereichen in Abb. 5.16 erkennen konnte, ist die Einschränkung für  $\sin^2 2\theta_{23}$  bei OPERA der bei ICARUS nicht vergleichbar. Im Vergleich zu der MINOS Messung alleine, ergibt eine Kombination aller MINOS, ICARUS und OPERA Daten nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit eine weitere Reduktion der Meßungenauigkeit in  $\sin^2 2\theta_{23}$ . Die dazugehörige  $\Delta\chi^2$ -Projektion ist in Abb. 5.26 dargestellt. Die Entwicklung der Messung im Laufe der Datenaufnahme ist für MINOS in Abb. 5.27 und für die Kombination der CNGS Experimente in Abb. 5.28 dargestellt. Man kann ablesen, welche 90 % C.L., bzw.  $3\sigma$  Untergrenze die Experimente für  $\sin^2 2\theta_{23}$  in Abhängigkeit der integrierten Luminosität erreichen würden, wenn in der Natur maximale atmosphärische Mischung realisiert wäre. Die vertikalen gestrichelten Linien sollen wie in den luminositätsabhängigen Abbildungen im vorigen Abschnitt den Stand nach 1, 2 und 5 Jahren hervorheben, wenn die planmäßigen Protonenflüsse bei der Erzeugung des Neutrino-Strahls erreicht werden. Korrelationen mit den anderen Oszillations-Parametern wurden berücksichtigt. Man kann erkennen, daß bei MINOS selbst die heute aktuelle Super-Kamiokande 90%-Untergrenze  $\sin^2 2\theta_{23} > 0.9$  auf gleichem Konfidenz-Level erst nach der 5 jährigen Laufzeit erreicht wird. Eine Verbesserung unseres Wissens ist deshalb bezüglich des atmosphärischen Mischungswinkels mit der ersten Generation von Long-Baseline Neutrino-Oszillations-Experimenten erschwert, wenn

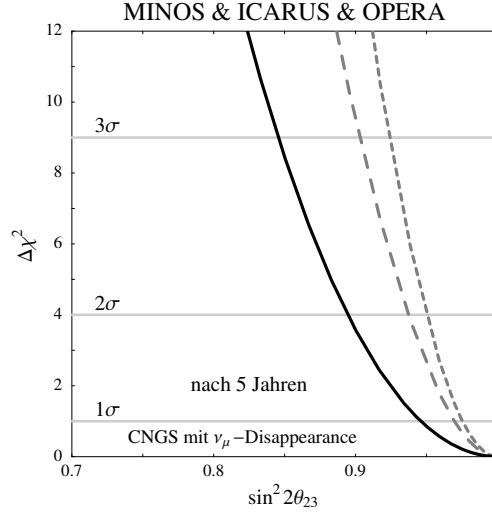


Abbildung 5.26: Hier ist die eindimensionale  $\Delta\chi^2$ -Projektion für  $\sin^2 2\theta_{23}$  dargestellt, wie sie durch einen Fit aller MINOS, ICARUS und OPERA Daten nach jeweiligen 5 Jahren Datenaufnahme erreichbar wäre, wenn tatsächlich maximale Mischung mit  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$  realisiert ist. Bei den grauen Kurven wurden alle anderen Parameter auf den Best-Fit Werten fixiert. Bestimmt wurde der statistische Fehler (kurz gestrichelt) und der Fehler mit Einbeziehen der systematischen Unsicherheiten (lang gestrichelt). Die schwarze Kurve entspricht dann der Projektion auf die  $\Delta m_{31}^2$ -Achse in der alle Parameterkorrelationen berücksichtigt sind.

man beachtet, daß die CNGS Experimente keinen wirklichen Beitrag zu dieser Messung liefern können. Dieser Umstand wird noch deutlicher, wenn man den Verlauf der bei Kombination der ICARUS und OPERA Daten bestimmbareren  $\sin^2 2\theta_{23}$ -Untergrenze in Abhängigkeit der integrierten Luminosität in Abb. 5.28 betrachtet. Selbst nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit bleibt die im Falle tatsächlicher maximaler atmosphärischer Mischung erreichbare Untergrenze weit unterhalb der aktuell bekannten Super-Kamiokande-Untergrenze zurück.

In Kapitel 2.4 wurde dargestellt, daß der atmosphärische Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{23}$  in erster Näherung im Drei-Neutrino-Bild als Amplitude im erste Oszillationsmaximum<sup>5</sup> von  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$  auftritt, und daher dort am leichtesten zu bestimmen wäre. Bei einem tatsächlichen Wert  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$  liegt die Energie, bei dem sich dieses Oszillationsmaximum befindet bei einer niedrigeren Energie als diejenige des Maximums im Neutrino-Spektrum des NuMI-Strahls. Nun liegen aber noch höhere  $\Delta m^2$ -Werte im Super-Kamiokande erlaubten Bereich. Es ist zu erwarten, daß die am MINOS Experiment erreichbare Untergrenze für  $\sin^2 2\theta_{23}$  im Falle einer größeren atmosphärischen Massenquadratdifferenz noch näher an die maximale Mischung  $\sin^2 2\theta_{23}$  herankommt, weil sich das erste Oszillationsmaximum in den Energiebereich des NuMI-Strahls verschiebt. Die Abhängigkeit der erreichbaren Untergrenze für den atmosphärischen Mischungswinkel vom tatsächlichen  $\Delta m_{31}^2$ -Wert nach 5 jähriger Datennahme am MINOS Experiment ist in Abb. 5.29 dargestellt. Die horizontalen gestrichelten

<sup>5</sup>Minimum der Übergangswahrscheinlichkeit in Abb. 2.3

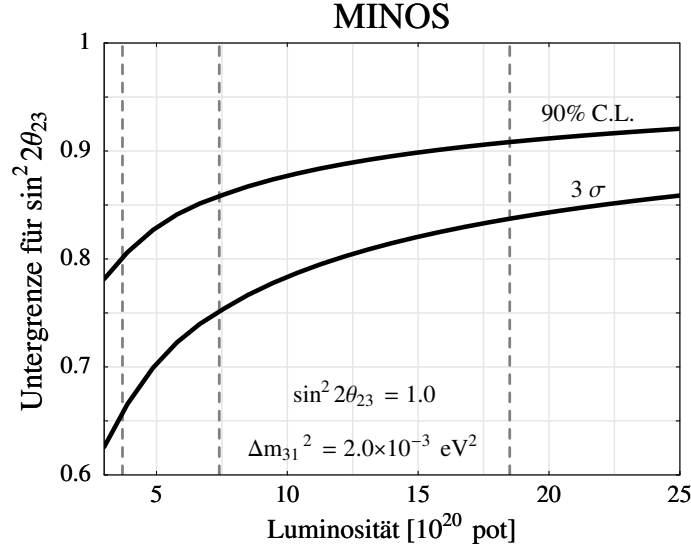


Abbildung 5.27: Der Verlauf der bei MINOS bestimmbaren Untergrenze für  $\sin^2 2\theta_{23}$  mit der integrierten Luminosität ist hier für den Fall maximaler atmosphärischer Mischung dargestellt. Diese ist direkt proportional zur Laufzeit und die horizontalen Linien entsprechen bei geplanten  $3.7 \times 10^{20}$  pot/Jahr Datenaufnahme von 1, 2 und 5 Jahren. Es sind die 90% C.L. und  $3\sigma$ -Untergrenzen gezeigt. Eine Variation der systematischen Unsicherheiten im Neutrino-Fluß zwischen 2% und 10% ergab optisch nicht unterscheidbare Kurven.

Linien repräsentieren die heutigen Super-Kamiokande-Untergrenzen bei 90% C.L. und  $3\sigma$ . Es ist zu erkennen, daß bei niedrigeren  $\Delta m^2$ -Werten die Fähigkeit  $\sin^2 2\theta_{23}$  zu bestimmen stark zurückgeht. Bei Werten oberhalb des aktuellen Best-Fit Wertes für  $\Delta m^2_{31}$  ist es hingegen möglich, den Super-Kamiokande erlaubten Bereich für  $\sin^2 2\theta_{23}$  noch zu verbessern. Falls in der Natur maximale Mischung nicht exakt realisiert sein sollte, ist es bei MINOS allerdings stark erschwert, diesen Fall von maximaler Mischung zu unterscheiden, wenn der tatsächliche  $\Delta m^2$ -Wert dem aktuellen Best-Fit Wert entspräche. Erst bei etwas höheren  $\Delta m^2$ -Werten könnte dies möglich werden, selbst wenn  $\sin^2 2\theta$  direkt oberhalb der Super-Kamiokande-Untergrenze liegt. Dies konnte bereits in Abb. 5.1 beobachtet werden.

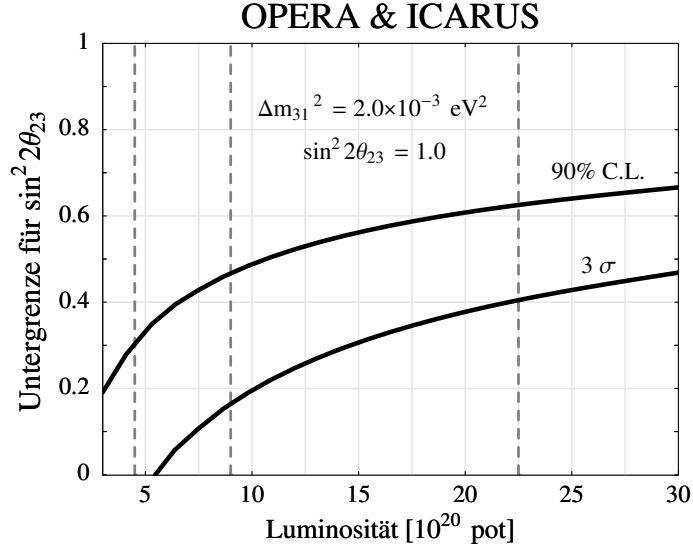


Abbildung 5.28: Der Verlauf der bei ICARUS und OPERA bestimmbaren Untergrenze für  $\sin^2 2\theta_{23}$  mit der integrierten Luminosität ist hier für den Fall maximaler atmosphärischer Mischung dargestellt. Diese ist direkt proportional zur Laufzeit und die horizontalen Linien entsprechen bei geplanten  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr Datenaufnahme von 1, 2 und 5 Jahren. Es sind die 90% C.L. und  $3\sigma$ -Untergrenzen gezeigt. Eine Variation der systematischen Unsicherheiten im Neutrino-Fluß zwischen 2% und 10% ergab optisch nicht unterscheidbare Kurven.

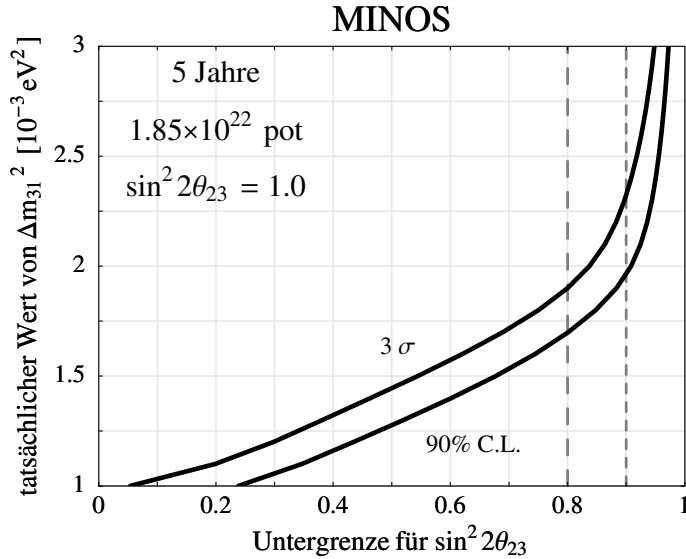


Abbildung 5.29: Die bei MINOS messbare Untergrenze für  $\sin^2 2\theta_{23}$  ist hier für den Fall maximaler atmosphärischer Mischung in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von  $\Delta m_{31}^2$  dargestellt. Die Eingabeparameter für  $\Delta m_{31}^2$  wurden innerhalb des Super-Kamiokande-Lösungsbereichs gewählt. Die horizontalen gestrichelten Linien entsprechen den 90% und  $3\sigma$  Untergrenzen für  $\sin^2 2\theta_{12}$  bei einem Freiheitsgrad. Sie berücksichtigen nicht die Abhängigkeit vom tatsächlichen Wert von  $\Delta m_{31}^2$ .





## Kapitel 6

# Verbesserung der $\sin^2 2\theta_{13}$ Obergrenze

Neben der Möglichkeit, die bei der atmosphärischen Oszillation dominierenden Kanäle  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  und  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  zu beobachten, besitzen die Detektoren der betrachteten Experimente auch hervorragende Fähigkeiten hinsichtlich der Identifikation von Elektronen, die in Charged-Current Reaktionen des Detektormaterials mit Elektron-Neutrinos produziert werden. So ist es prinzipiell möglich, Obergrenzen für die Anzahl an atmosphärisch oszillierten  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Ereignissen bei den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA angeben zu können. Innerhalb dieses Kanals können dann mögliche Aussagen über  $\sin^2 2\theta_{13}$  getroffen werden, da dieser Parameter in der für den  $\nu_e$ -Appearance Kanal relevanten Übergangswahrscheinlichkeit auftritt.

### 6.1 Sensitivität auf Elektron-Neutrino-Appearance

Dieser Appearance-Kanal ist durch den kleinen Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{13}$  und die Hierarchie der Massenaufspaltungen  $\alpha$  unterdrückt, wie schon in Kapitel 2.3 aufgezeigt wurde. Es ist daher zu erwarten, daß die Ereigniszahlen in diesem Kanal klein sind. Selbst wenn  $\sin^2 2\theta_{13}$  direkt unterhalb der CHOOZ-Obergrenze läge, wären diese von vergleichbarer Größenordnung wie die Charged-Current Ereignisraten der Elektron-Neutrinos, die als sogenannte Strahlverunreinigung schon von Beginn an im Strahl enthalten sind. Diese tragen natürlich bei einer quantitativen Beobachtung von  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Ereignissen als ununterscheidbarer Untergrund auf. Prinzipiell ist es aber auch möglich, daß oszillierte  $\mu$ - oder atmosphärisch oszillierte  $\tau$ -Neutrino-Ereignisse als  $\nu_e$ -Ereignis fehlinterpretiert werden. Letztendlich tragen eine sehr große Zahl an Kanälen zu den Untergrundereignissen bei. Die beobachtbaren Signalereignisse und die übrigbleibenden Untergrundereignisse sind ununterscheidbar und natürlich unterliegen sie zusätzlich statistischen Fehlern. Die Anzahl der zu erwartenden Signalereignisse steigt nun, wenn  $\sin^2 2\theta_{13}$  vergrößert wird, und Anzeichen für ein  $\sin^2 2\theta_{13} \neq 0$  können nur aus den Daten extrahiert werden, wenn die erhöhte Anzahl der Signalereignisse auf einem gewählten Konfidenz-Level nicht mehr mit statistischen Schwankungen des zu erwartenden Untergrunds erklärbar ist. Deshalb

ist es im  $\nu_e$ -Appearance Kanal bei MINOS, ICARUS und OPERA von essentieller Bedeutung, das Signal-über-Untergrund-Verhältnis zu vergrößern, indem geeignete Auswahlkriterien für die einzelnen Ereignisse, sogenannte „Cuts“ gewählt werden. Es wurden kollaborationsinterne Analysen durchgeführt, in denen untersucht wurde, welche Unterdrückungsfaktoren der verschiedenen Untergrundtypen an den jeweiligen Experimenten nach Optimierung für die Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance möglich sind. Die Detektionseffizienzen, die wir innerhalb unserer GLOBES Analysen benutzen, wurden so angepasst, daß die Ereigniszahlen reproduziert werden, die in den kollaborationsinternen Untersuchungen angegeben sind. Die mit GLOBES berechneten Ereigniszahlen, die bei den verschiedenen Experimenten auftreten, sind in den Tabellen 6.1, 6.2 und 6.3 angegeben. Die erste Zeile mit Ereigniszahlen gibt die mit den Effizienzen aus der letzten Zeile reproduzierten Ereignisraten an, die jeweils mit den angegebenen Ereignisraten in [38] für MINOS, [42] für ICARUS und [50] für OPERA identisch ist. Die Zeile darunter gibt in allen drei Fällen an, welche Ereigniszahlen nach einjähriger Laufzeit mit den gleichen Effizienzen beobachtet würden, wenn der tatsächliche Wert direkt unterhalb der CHOOZ-Grenze bei  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  liegt. Alle anderen Eigenschaften der in die GLOBES Software eingearbeiteten Experimentdefinitionen entsprechen denen in Tabelle 5.1 aus dem vorherigen Kapitel. In den internen Analysen der jeweiligen Kollaborationen sind immer auch Diagramme angegeben, die die Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von  $\Delta m_{31}^2$  darstellen. Die Kurven dieser Diagramme werden in den Abbildungen 6.1, 6.2 und 6.3 gezeigt und mit den innerhalb einer GLOBES-Analyse produzierten Kurven verglichen. Im Super-Kamiokande erlaubten Bereich ergibt sich für alle drei Experimente eine hervorragende Übereinstimmung. Die jeweiligen Abweichungen bei höheren  $\Delta m^2$ -Werten sind Effekte des gewählten Energiefensters. Die Energiefenster, die wir in unseren Analysen verwenden (in Tabelle 5.1 angegeben) sind für  $\Delta m^2$ -Werte im Bereich des Super-Kamiokande Best-Fits optimiert. Wenn auch höherenergetische Bins in der Analyse mitbetrachtet würden, hätte dies zur Folge, daß weiterhin Untergrundeignisse hinzuaddiert würden, ohne weitere Signalereignisse dazuzugewinnen, da diese in den niedrigeren Energie-Bins auftreten. Diese höherenergetischen Energie-Bins in die Analyse zu integrieren, ergibt somit in den weiteren Diskussionen keinen Vorteil. Die Abweichungen von den kollaborationsinternen Kurven bei höheren  $\Delta m^2$  verschwinden, wenn das Energiefenster mitangepasst würde. Die solaren Parameter und die CP-Phase wurden wie in [38], [42] und [50] gleich Null gesetzt und es sind keine Parameterkorrelationen oder entartete Lösungsbereiche mitdiskutiert.

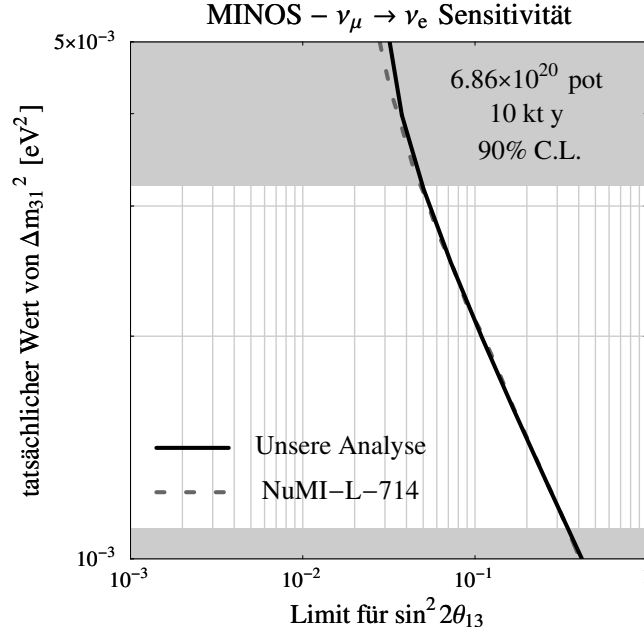


Abbildung 6.1: Der Vergleich der kollaborationsinternen Untersuchungen der Sensitivität auf Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance bei MINOS mit unserer GLOBES Analyse ist hier dargestellt. Die grau gestrichelten Kurven entsprechen denen der Analyse in [38] und die schwarzen Kurven wurden mit GLOBES bei verschwindenden solaren Oszillations-Parametern berechnet. Die eingegebenen Bedingungen entsprechen dabei exakt denen in der kollaborationsinternen Untersuchung. Die grau schattierten Bereiche zeigen, welcher  $\Delta m_{31}^2$ -Bereich bei Super-Kamiokande ausgeschlossen wurde. Im Super-Kamiokande erlaubten Bereich ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung. Es wurden keinerlei Parameterkorrelationen oder entarteten Lösungen betrachtet.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Ereignisse bei MINOS

	Signal	Untergrund				
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$\nu_e \rightarrow \nu_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	NC	total
NuMI-L-714	8.5	5.6	3.9	3.0	27.2	39.7
$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$	7.1	3.0	3.1	0.8	14.7	21.6
Effizienz	0.43	0.41	0.0046	1.85	0.047	-

Tabelle 6.1: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten angegeben, die wir in einer GLOBES Analyse des  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Kanals für MINOS bekommen. Die Effizienzen sind jeweils so gewählt, daß die in [38] angegebenen Ereignisraten reproduziert werden. Diese sind in der ersten, Ereigniszahlen enthaltenden Zeile angegeben und wurden für eine Laufzeit korrespondierend zu 10 kt Jahren mit den Eingabeparametern  $\Delta m_{31}^2 = 3.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ,  $\Delta m_{21}^2 = \sin^2 2\theta_{12} = \delta_{\text{CP}} = 0$  und  $\sin^2 \theta_{13} = 0.01$  berechnet. Die Ereigniszahlen in der zweiten Zeile wurden für eine Laufzeit von einem Jahr mit den Eingabeparametern  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ,  $\Delta m_{21}^2 = 7.0 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8$ ,  $\delta_{\text{CP}} = 0$  und  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  berechnet.

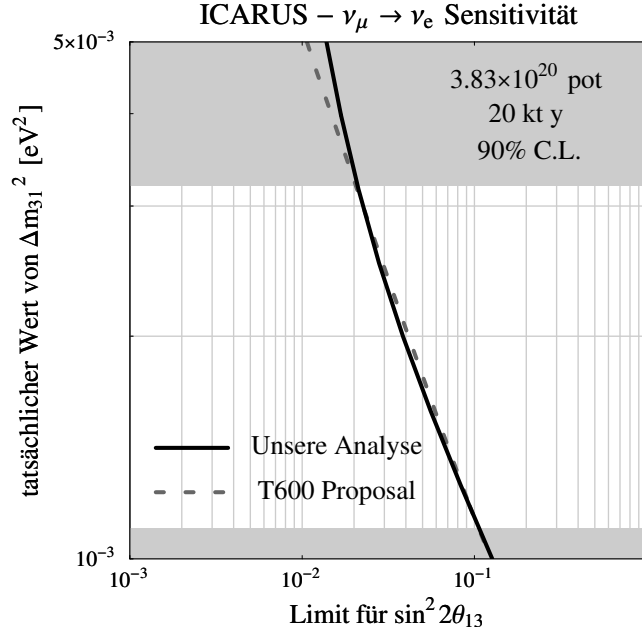


Abbildung 6.2: Der Vergleich der kollaborationsinternen Untersuchungen der Sensitivität auf Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance bei ICARUS mit unserer GLOBES Analyse ist hier dargestellt. Die grau gestrichelten Kurven entsprechen denen der Analyse in [42] und die schwarzen Kurven wurden mit GLOBES bei verschwindenden solaren Oszillations-Parametern berechnet. Die eingegebenen Bedingungen entsprechen dabei exakt denen in der kollaborationsinternen Untersuchung. Die grau schattierten Bereiche zeigen, welcher  $\Delta m_{31}^2$ -Bereich bei Super-Kamiokande ausgeschlossen wurde. Im Super-Kamiokande erlaubten Bereich ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung. Es wurden keinerlei Parameterkorrelationen oder entarteten Lösungen betrachtet.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Ereignisse bei ICARUS

	Signal	Untergrund				
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$\nu_e \rightarrow \nu_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	NC	total
T600	51.0	79.0	-	76.0	-	155.0
$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$	4.4	9.3	-	3.0	-	12.3
Effizienz	0.90	0.92	-	0.26	-	-

Tabelle 6.2: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten angegeben, die wir in einer GLOBES Analyse des  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Kanals für ICARUS bekommen. Die Effizienzen sind jeweils so gewählt, daß die in [42] angegebenen Ereignisraten reproduziert werden. Diese sind in der ersten, Ereigniszahlen enthaltenden Zeile angegeben und wurden für eine Laufzeit korrespondierend zu 20 kt Jahren mit den Eingabeparametern  $\Delta m_{31}^2 = 3.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ,  $\Delta m_{21}^2 = \sin^2 2\theta_{12} = \delta_{\text{CP}} = 0$  und  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.058$  berechnet. Die Ereigniszahlen in der zweiten Zeile wurden für eine Laufzeit von einem Jahr mit den Eingabeparametern  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ,  $\Delta m_{21}^2 = 7.0 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8$ ,  $\delta_{\text{CP}} = 0$  und  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  berechnet.

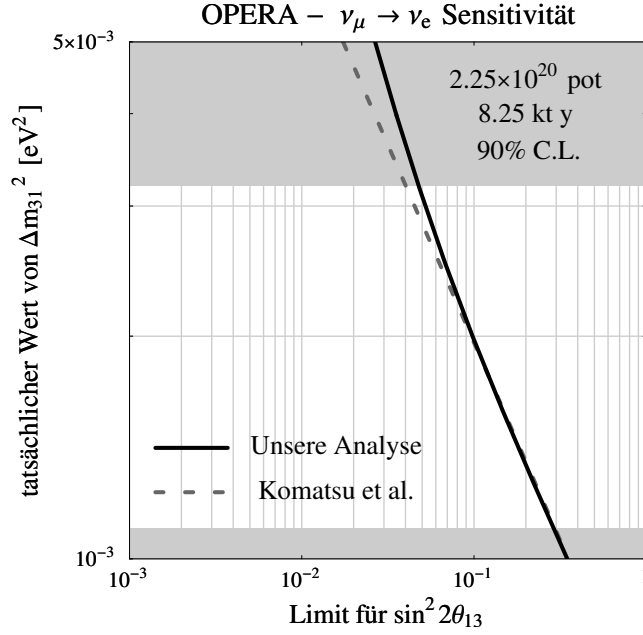


Abbildung 6.3: Der Vergleich der kollaborationsinternen Untersuchungen der Sensitivität auf Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance bei OPERA mit unserer GLOBES Analyse ist hier dargestellt. Die grau gestrichelten Kurven entsprechen denen der Analyse in [50] und die schwarzen Kurven wurden mit GLOBES bei verschwindenden solaren Oszillations-Parametern berechnet. Die eingegebenen Bedingungen entsprechen dabei exakt denen in der kollaborationsinternen Untersuchung. Die grau schattierten Bereiche zeigen, welcher  $\Delta m_{31}^2$ -Bereich bei Super-Kamiokande ausgeschlossen wurde. Im Super-Kamiokande erlaubten Bereich ergibt sich eine hervorragende Übereinstimmung. Es wurden keinerlei Parameterkorrelationen oder entarteten Lösungen betrachtet.

$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  Ereignisse bei OPERA

	Signal	Untergrund				
	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$	$\nu_e \rightarrow \nu_e$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$	$\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$	NC	total
Komatsu et al.	5.8	18.0	1.0	4.6	5.2	28.8
$\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$	1.6	3.6	0.2	0.6	1.1	5.4
Effizienz	0.41	0.39	$6.9 \times 10^{-5}$	0.056	0.0011	-

Tabelle 6.3: In dieser Tabelle sind die Ereignisraten angegeben, die wir in einer GLOBES Analyse des  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Kanals für OPERA bekommen. Die Effizienzen sind jeweils so gewählt, daß die in [50] angegebenen Ereignisraten reproduziert werden. Diese sind in der ersten, Ereigniszahlen enthaltenden Zeile angegeben und wurden für eine Laufzeit von 5 Jahren mit den Eingabeparametern  $\Delta m_{31}^2 = 2.5 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ,  $\Delta m_{21}^2 = \sin^2 2\theta_{12} = \delta_{\text{CP}} = 0$  und  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.058$  berechnet. Die Ereigniszahlen in der zweiten Zeile wurden für eine Laufzeit von einem Jahr mit den Eingabeparametern  $\Delta m_{31}^2 = 2.0 \times 10^{-3} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{23} = 1$ ,  $\Delta m_{21}^2 = 7.0 \times 10^{-5} \text{eV}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{12} = 0.8$ ,  $\delta_{\text{CP}} = 0$  und  $\sin^2 2\theta_{13} = 0.1$  berechnet.

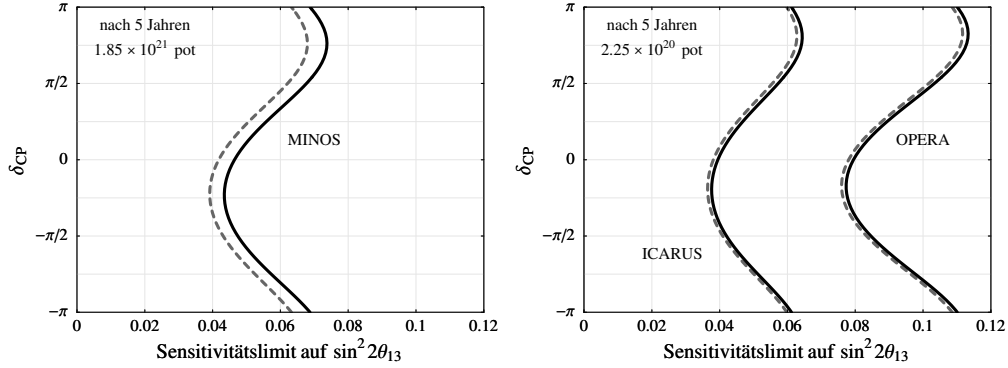


Abbildung 6.4: Die Parameterkorrelation von  $\sin^2 2\theta_{13}$  mit der CP-Phase ist hier für MINOS (links) und für die CNGS Experimente (rechts) veranschaulicht. Als Eingabeparameter wurde  $\sin^2 2\theta_{13}$  gewählt. Die gestrichelte Kurve beschreibt das statistische Limit und die schwarze Kurve beschreibt das Limit bei Einschalten der systematischen Unsicherheiten, wobei die Unsicherheit im Neutrino-Fluß auf 5% gesetzt wurde. Die Wertebereiche für  $\sin^2 2\theta_{13}$ , die mit den Daten verträglich sind, hängen stark vom Wert für  $\delta_{CP}$  ab, der bei einem Fit der Daten verwendet wird. Der tatsächliche Wert für  $\delta_{CP}$  ist nicht bekannt, und so muß der größte verträgliche  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Wert als Sensitivitätsgrenze angesehen werden.

## 6.2 Sensitivitätsgrenze auf $\sin^2 2\theta_{13}$

Da weder Parameterkorrelationen noch der Einfluß von entarteten Lösungsbereichen berücksichtigt wurde, bestimmen die kollaborationsinternen Analysen in [38], [42] und [50] genau genommen nicht wirklich die Sensitivitätsgrenze für den Parameter  $\sin^2 2\theta_{13}$ , sondern eine Grenze der Sensitivität für die Möglichkeit der Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance an den jeweiligen Experimenten, nachdem der Untergrund bestmöglich reduziert wurde. Diese läßt sich leicht direkt in eine Obergrenze für die Übergangswahrscheinlichkeit übersetzen, die experimentell noch von dem Fall  $P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e} = 0$  unterschieden werden kann. Will man daraus aber eine Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bestimmen, muß beachtet werden, daß die Übergangswahrscheinlichkeit sehr komplexe Parameterabhängigkeiten besitzt, die anhand der Näherungsformeln in Kapitel 2.3 analytisch verstanden werden können. Die mit einer beobachteten Obergrenze für die Übergangswahrscheinlichkeit verträglichen  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Werte hängen stark von den bei einem Fit gewählten Werten für die anderen Oszillations-Parameter ab. Wertet man nun die GLOBES simulierten Daten aus, erhält man Lösungsbereiche für  $\sin^2 2\theta_{13}$  auf dem jeweilig gewählten Konfidenz-Level. Alle Werte, die oberhalb dieses mit den simulierten Daten verträglichen Bereichs liegen können auf gleichem Konfidenz-Level ausgeschlossen werden. So kann man behaupten, daß im Falle eines tatsächlich realisierten Wertes  $\sin^2 2\theta_{13} = 0$  die Daten des simulierten Experiments nach Ablauf der simulierten Laufzeit die Obergrenze des in der Simulation erhaltenen Lösungsbereiches als Untergränze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  ergeben würden. Diesen Wert definieren wir in dieser Arbeit als Sensitivitätsgrenze des jeweiligen Experiments. Wir geben innerhalb dieses Kapitels immer die 90%

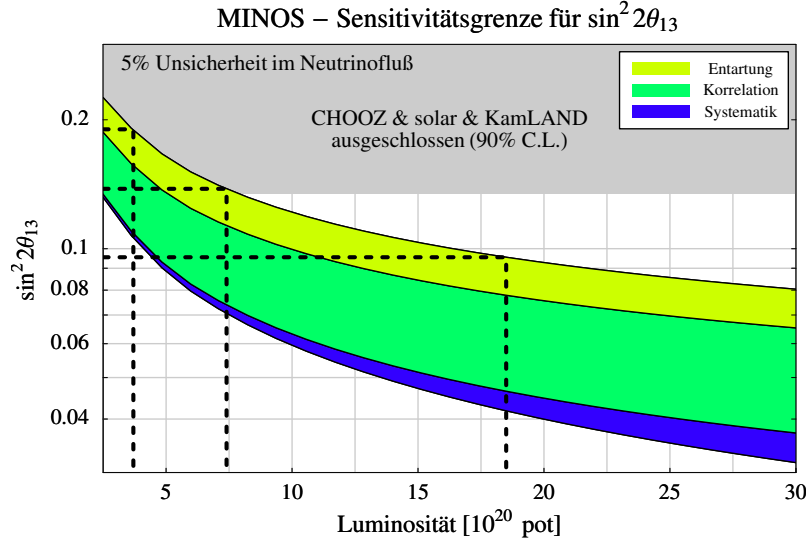


Abbildung 6.5: Der Verlauf der 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  am MINOS Experiment ist hier in Abhängigkeit der integrierten Luminosität aufgetragen. Bei Erreichen der geplanten Luminosität von  $3.7 \times 10^{20}$  pot/Jahr entsprechen die gestrichelten Linien dem Status nach 1, 2 und 5 Jahren. Außerdem sind die Effekte der systematischen Unsicherheiten (blau), Parametrekorrelationen (grün) und entarteten Lösungsbereichen (gelb) dargestellt.

C.L. Sensitivitätsgrenzen an. In Abb. 6.4 ist der Effekt der Parameterkorrelation mit  $\delta_{CP}$  auf die  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivitätsgrenze für die jeweiligen Experimente dargestellt. Als Eingabewerte in GLOBES wurden  $\theta_{13} = \delta_{CP} = 0$  gesetzt<sup>1</sup>. Man kann erkennen, daß die sich ergebende Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  davon abhängt, welcher Wert für  $\delta_{CP}$  bei der Auswertung der Daten benutzt wird. Da aber noch an keinem Experiment der erlaubte Bereich für die CP-Phase eingeschränkt werden konnte, ist noch das gesamte Intervall von 0 bis  $2\pi$  innerhalb der Auswertung zu betrachten. In [38], [42] und [50] wird aber nur der Fall  $\delta_{CP} = 0$  in der Analyse betrachtet, so daß die Sensitivitätsgrenze auf  $\sin^2 2\theta_{13}$  aufgrund der Parameterkorrelation mit  $\delta_{CP}$  zu höheren Werten verschiebt. In allen folgenden Analysen dieser Arbeit wurden auch die Parameterkorrelationen mit allen anderen Oszillations-Parametern berücksichtigt. Für die Variation der solaren Parameter wird angenommen, daß das KamLAND Experiment das in den Näherungsformeln relevante Produkt  $\sin^2 2\theta_{12} \cdot \Delta m_{21}^2$  auf 15% genau bestimmt haben wird, wenn die Daten der betrachteten Experimente ausgewertet werden. Der Bereich, in dem die atmosphärischen Parameter innerhalb der Analyse variiert werden, wird direkt aus den simulierten Daten in den  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu$  und  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  Kanälen<sup>2</sup> bestimmt, die in vorherigem Kapitel beschrieben wurden. Zusätzlich wird eine Unsicherheit von 5% für den Wert der Materiedichte entlang der Baseline angenommen. Für die systematische Unsicherheit im Neutrino-Fluß wurde

<sup>1</sup>Man beachte, daß bei  $\theta_{13} = 0$  als Eingabeparameter der eingegebene Wert für  $\delta_{CP}$  irrelevant ist, da die CP-Phase in der MNS-Matrix immer zusammen mit  $\sin \theta_{13}$  auftritt.

<sup>2</sup> $\nu_\tau$ -Appearance natürlich nur bei den CNGS Experimenten

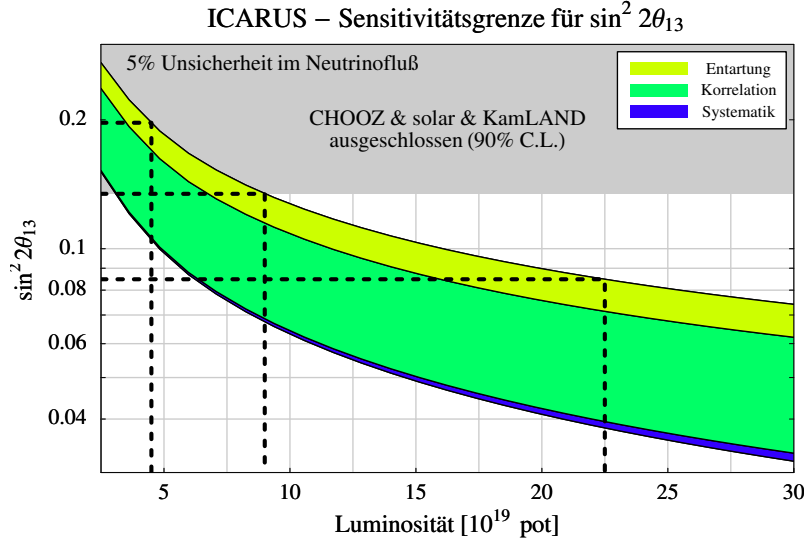


Abbildung 6.6: Der Verlauf der 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  am ICARUS Experiment ist hier in Abhängigkeit der integrierten Luminosität aufgetragen. Bei Erreichen der geplanten Luminosität von  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr entsprechen die gestrichelten Linien dem Status nach 1, 2 und 5 Jahren. Außerdem sind die Effekte der systematischen Unsicherheiten (blau), Parametrekorrelationen (grün) und entarteten Lösungsbereichen (gelb) dargestellt.

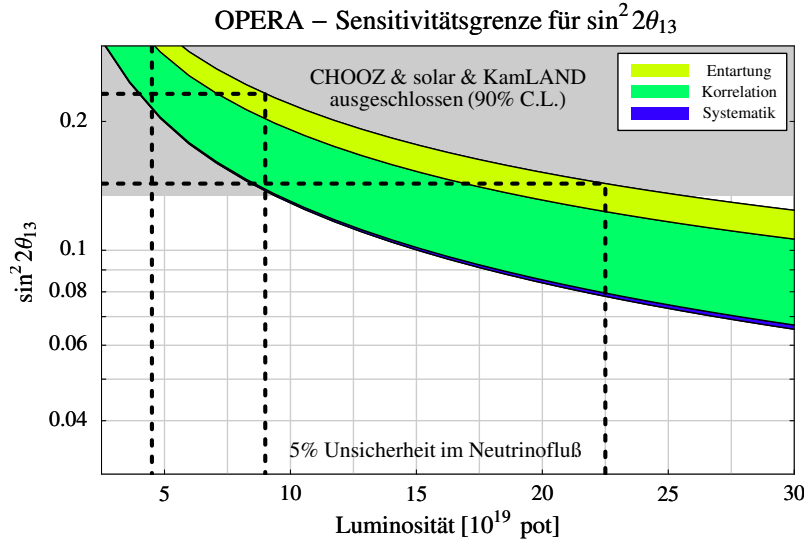


Abbildung 6.7: Der Verlauf der 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  am OPERA Experiment ist hier in Abhängigkeit der integrierten Luminosität aufgetragen. Bei Erreichen der geplanten Luminosität von  $4.5 \times 10^{19}$  pot/Jahr entsprechen die gestrichelten Linien dem Status nach 1, 2 und 5 Jahren. Außerdem sind die Effekte der systematischen Unsicherheiten (blau), Parametrekorrelationen (grün) und entarteten Lösungsbereichen (gelb) dargestellt.



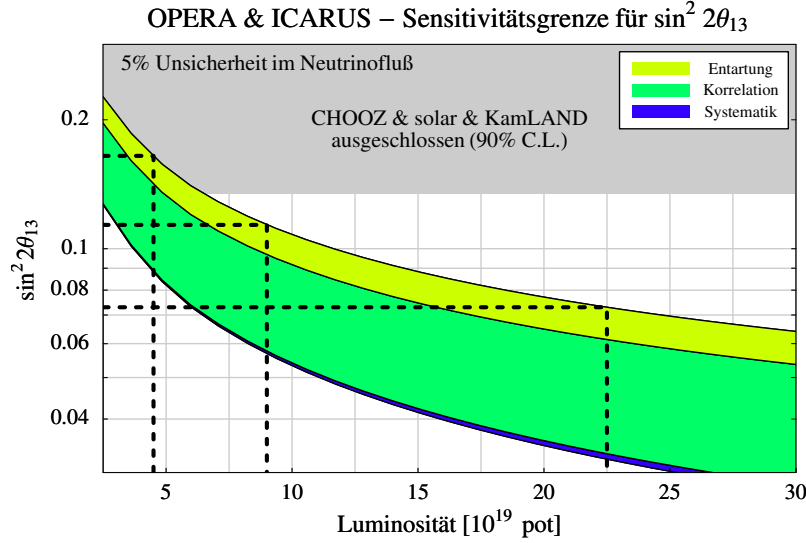


Abbildung 6.8: Der Verlauf der 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  für die Kombination der Daten der CNGS Experimente ist hier in Abhängigkeit der integrierten Luminosität aufgetragen. Bei Erreichen der geplanten Luminosität von  $4.5 \times 10^{19} \text{ pot/Jahr}$  entsprechen die gestrichelten Linien dem Status nach 1, 2 und 5 Jahren. Außerdem sind die Effekte der systematischen Unsicherheiten (blau), Parameterkorrelationen (grün) und entarteten Lösungsbereichen (gelb) dargestellt.

wieder ein einheitlicher Wert von 5% für alle drei Experimente in der Analyse miteinbezogen. Der Verlauf der  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivitätsgrenze in Abhängigkeit von der absolvierten Laufzeit ist für das MINOS Experiment in Abb. 6.5, für das ICARUS Experiment in Abb. 6.6, für das OPERA Experiment in Abb. 6.7 und für eine kombinierte Auswertung der Daten der CNGS Experimente in Abb. 6.8 gezeigt. Wie schon in vorherigem Kapitel wird die Laufzeit quantitativ mit der integrierten Luminosität charakterisiert. So ist es auch in diesen Abbildungen möglich eventuelle Änderungen des jeweils erreichten anfänglichen Protonenflusses ebenfalls in diesen Diagrammen abzulesen. Bei Neutrino-Strahlen, die den in den Proposals geplanten gleichen, verdeutlichen die gestrichelten Linien jeweils die Situation nach 1, 2 und 5 Jahren andauernder Datennahme. Die untere Kurve entspricht der rein statistisch erreichbaren Sensitivitätsgrenze. Die farbigen Bereiche veranschaulichen die Verschlechterung der Sensitivitätsgrenze, nachdem systematische Unsicherheiten (blau), Korrelationen mit den anderen Oszillations-Parametern (grün) und entarteten Lösungsbereichen (gelb) in der Analyse hinzugefügt werden. Als entarteter Lösungsbereich wird derjenige bei invertierter Neutrino-Massenhierarchie betrachtet, d.h. als Eingabeparameter wird  $-\Delta m_{31}^2$  gewählt, und die simulierten Daten werden mit der Annahme normaler Massenhierarchie ausgewertet. Da es an den betrachteten Experimenten nicht möglich sein wird die tatsächlich vorliegende Massenhierarchie zu bestimmen, muß diese der Vollständigkeit wegen mitberücksichtigt werden. Erst die obere Kurve kann als tatsächliche Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  angesehen werden. Wie aber an den Abbildungen abgelesen werden kann, ver-

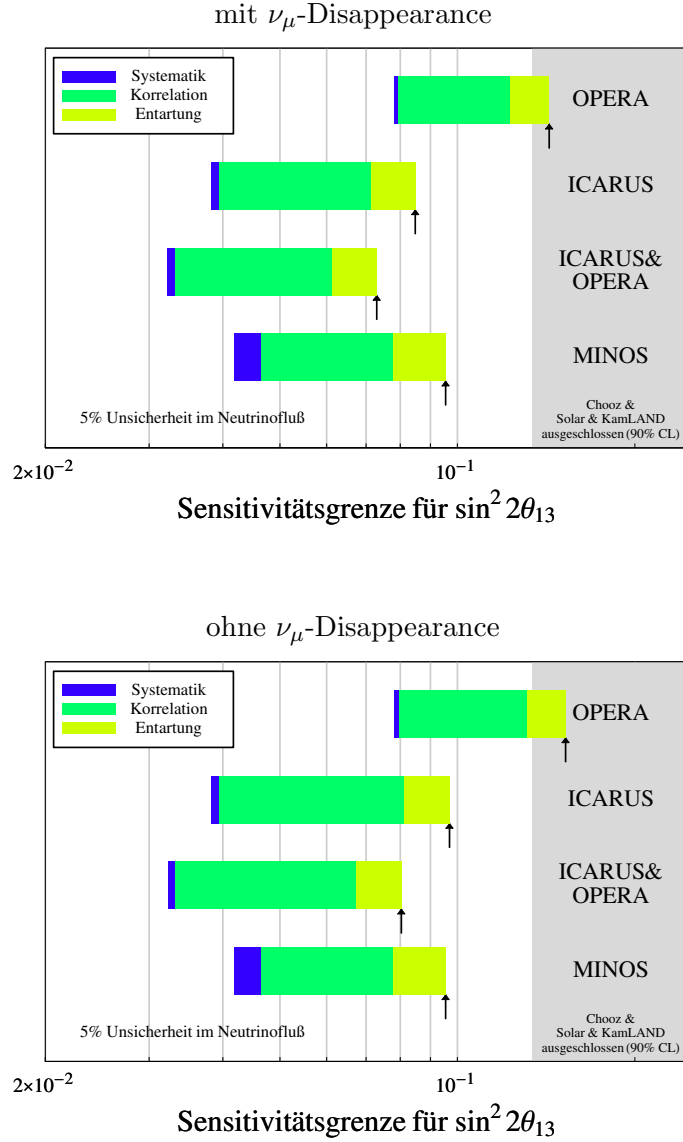


Abbildung 6.9: Die Sensitivitäten nach 5 jährigen Laufzeiten auf den kleinen Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA sind hier dargestellt. Das linke Ende der Balken repräsentiert das statistische Limit, und die blauen, grünen und gelben Bereiche veranschaulichen den Effekt des Einschaltens der systematischen Unsicherheiten, Parameterkorrelationen und entarteten Lösungsbereiche. Erst das rechte Ende der Balken kann als tatsächliche Sensitivitätsgrenze angesehen werden. Für die CNGS Experimente ist die Breite des grünen Bereichs davon abhängig, ob  $\nu_\mu$ -Disappearance betrachtet (oben) wird oder nicht (unten), da die genauere Messung von  $\Delta m_{31}^2$  die Parameterkorrelationen reduziert.

schiebt sich die erreichbare Sensitivitätsgrenze aufgrund der Berücksichtigung von Parameterkorrelationen und entarteten Lösungsbereichen stark zu höheren Werten von  $\sin^2 2\theta_{13}$ . Im Falle des OPERA Experiments wird die endgültige nach 5 Jahren Laufzeit erreichbare Sensitivitätsgrenze sogar bis oberhalb

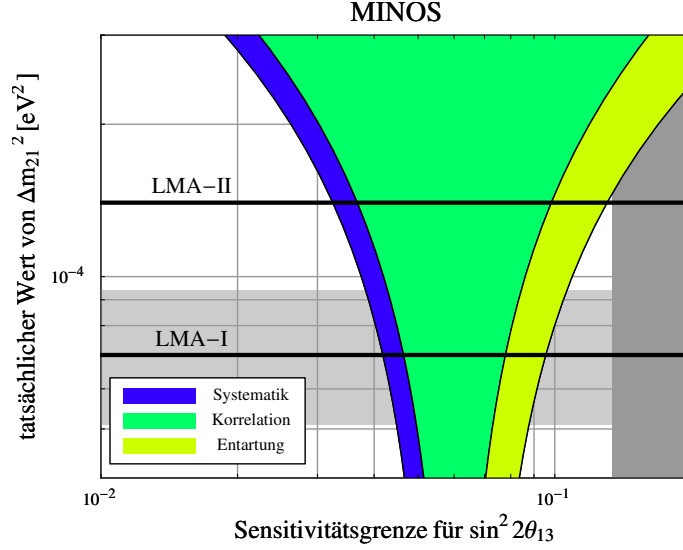


Abbildung 6.10: Die 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei MINOS ist hier in Abhängigkeit des tatsächlich in der Natur realisierten Wertes für das solare  $\Delta m_{21}^2$  dargestellt. Die horizontalen Linien repräsentieren die ehemaligen zentralen Werte der LMA-I und LMA-II Bereiche. Der horizontale graue Bereich entspricht der heute erlaubten Region nach den aktuellen SNO Daten. Es wurde eine 5 jährige Laufzeit angenommen.

der CHOOZ-Untergrenze verschoben, also zu Werten für  $\sin^2 2\theta_{13}$ , die experimentell schon ausgeschlossen sind. Dennoch helfen die OPERA Daten, bei einer Kombination mit den ICARUS Daten die Sensitivität gegenüber derjenigen bei ICARUS alleine noch etwas zu verbessern. Die Situation an allen drei Experimenten nach einer jeweiligen 5 Jahre andauernden Datenaufnahme ist in Abb. 6.9 zusammen angetragen, um einen Vergleich der erreichbaren Sensitivitätsgrenzen zu erleichtern. Die Balken in dem oberen Diagramm entsprechen dabei einem Schnitt entlang den gestrichelten Linien, die die 5 jährige Laufzeit hervorheben, durch die luminositätsabhängigen Kurven in den vorher gezeigten Abbildungen. Außerdem wird in dem unteren Diagramm gezeigt, welche Sensitivitätsgrenzen sich ergäben, wenn bei den CNGS Experimenten nur die Daten der  $\nu_\tau$ -Appearance dazu verwendet würden, die Parameterkorrelationen mit den atmosphärischen Parametern zu reduzieren. Die jeweiligen statistischen und systematischen Limits der CNGS Experimente bleiben natürlich identisch. Die grünen Bereiche für jene Parameterkorrelationen sind im unteren Bild größer, so daß die erreichbare Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  ohne Hinzunahme der  $\nu_\tau$ -Appearance stärker zu höheren  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Werten verschiebt. Man kann erkennen, daß die Sensitivitätsgrenze des MINOS Experiments und des ICARUS Experiments gleich sind, wenn bei ICARUS nur die  $\nu_\tau$ -Appearance betrachtet wird. Bei Hinzunahme des  $\nu_\mu$ -Disappearance Kanals besitzt das ICARUS Experiment die beste Sensitivität bezüglich  $\sin^2 2\theta_{13}$ .

Die Abhängigkeit der Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  von dem tatsächlichen Wert des solaren  $\Delta m_{21}^2$  ist für die einzelnen Experimente und die Kombi-

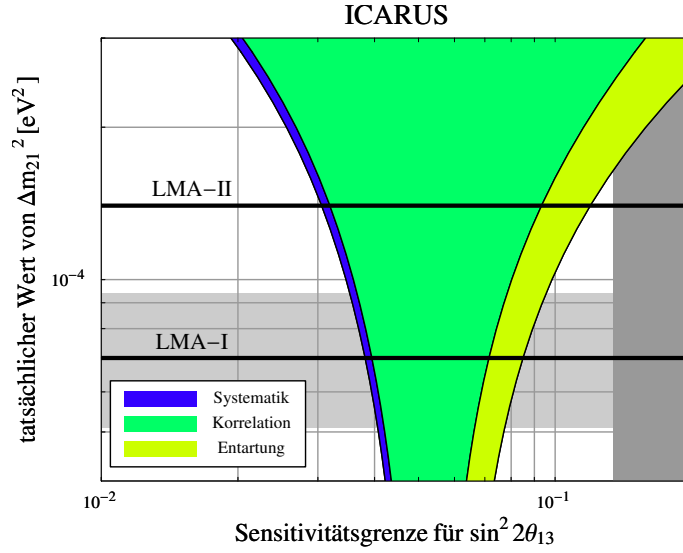


Abbildung 6.11: Die 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei ICARUS ist hier in Abhängigkeit des tatsächlich in der Natur realisierten Wertes für das solare  $\Delta m_{21}^2$  dargestellt. Die horizontalen Linien repräsentieren die ehemaligen zentralen Werte der LMA-I und LMA-II Bereiche. Der horizontale graue Bereich entspricht der heute erlaubten Region nach den aktuellen SNO Daten. Es wurde eine 5 jährige Laufzeit angenommen.

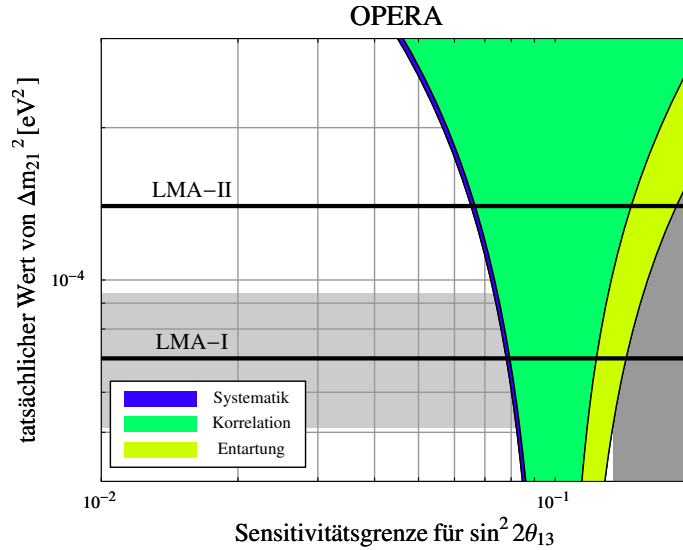


Abbildung 6.12: Die 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei OPERA ist hier in Abhängigkeit des tatsächlich in der Natur realisierten Wertes für das solare  $\Delta m_{21}^2$  dargestellt. Die horizontalen Linien repräsentieren die ehemaligen zentralen Werte der LMA-I und LMA-II Bereiche. Der horizontale graue Bereich entspricht der heute erlaubten Region nach den aktuellen SNO Daten. Es wurde eine 5 jährige Laufzeit angenommen.

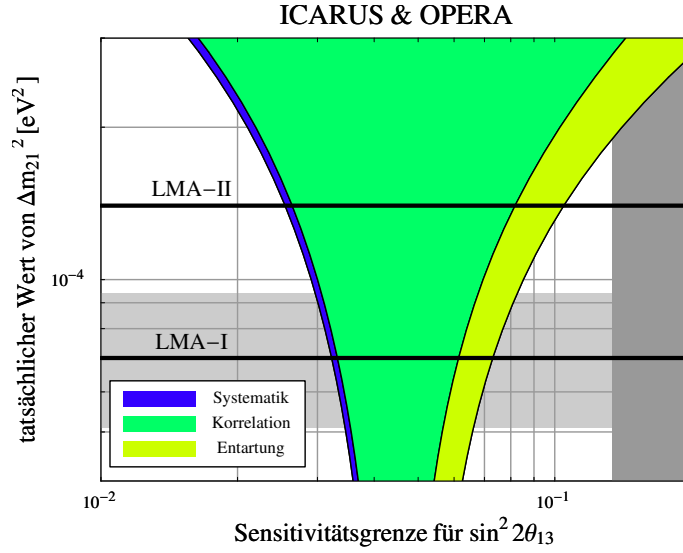


Abbildung 6.13: Die 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei der Kombination von ICARUS und OPERA ist hier in Abhängigkeit des tatsächlich in der Natur realisierten Wertes für das solare  $\Delta m_{21}^2$  dargestellt. Die horizontalen Linien repräsentieren die ehemaligen zentralen Werte der LMA-I und LMA-II Bereiche. Der horizontale graue Bereich entspricht der heute erlaubten Region nach den aktuellen SNO Daten. Es wurde eine jeweilige 5 jährige Laufzeit angenommen.

nen in den Abb. 6.10 für MINOS, 6.11 für ICARUS, 6.12 für OPERA, 6.13 für die Kombination der Daten der zwei CNGS Experimente und 6.14 für die Kombination aller verfügbarer Daten der drei Experimente dargestellt. Hierbei soll aufgezeigt werden, welche Auswirkungen die neuesten solaren Daten des SNO Experiments vom September 2003 auf die Aussagen über die in diesem Kapitel betrachteten  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivitätsgrenze haben. Die Abbildungen zeigen diese Abhängigkeit im Bereich für das solare  $\Delta m_{21}^2$ , der nach den Daten des KamLAND Experiments im Dezember 2002 durch Global Fits bestimmt wurde. Die horizontalen Linien entsprechen den zentralen Werten der ehemals erlaubten LMA-I und LMA-II Regionen. Man kann erkennen, daß das statistische ebenso wie das systematische Limit bei höheren tatsächlichen Werten von  $\Delta m_{21}^2$  zu niedrigeren  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Werten verschoben wird. Hier zeigt sich nochmal, daß hierbei eigentlich nur Aussagen über die Sensitivität auf die Beobachtung von  $\nu_e$ -Appearance gemacht werden. Bei höheren  $\Delta m_{21}^2$ -Werten wird die dazugehörige Übergangswahrscheinlichkeit verstärkt, da die Terme in denen  $\alpha$  auftritt anwachsen. Um die Größenordnung der beobachtbaren Untergrenze für die Appearance-Raten zu erreichen, wird ein kleinerer  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Wert ausreichen, als das bei kleinerem  $\Delta m_{21}^2$  der Fall wäre. Genau dieser Effekt ist in den Abbildungen anhand der statistischen und systematischen Limits beobachtbar. Da aber ein verhältnismäßiges Anwachsen der Terme mit  $\alpha$  auch die Parameterkorrelationen mit den anderen Parametern in diesen Termen verstärkt, wird die Aussagekraft bezüglich  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei höheren tatsächlichen Werten von  $\Delta m_{21}^2$  insgesamt erschwert. Deshalb verschiebt sich die wirklich erreichbare Sensitivitätsgrenze hin

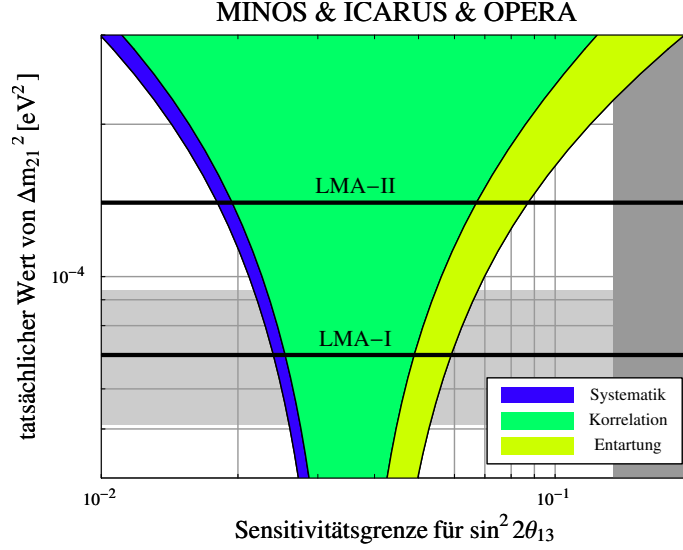


Abbildung 6.14: Die 90% C.L. Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei einer Kombination aller drei Experimente ist hier in Abhängigkeit des tatsächlich in der Natur realisierten Wertes für das solare  $\Delta m_{21}^2$  dargestellt. Die horizontalen Linien repräsentieren die ehemaligen zentralen Werte der LMA-I und LMA-II Bereiche. Der horizontale graue Bereich entspricht der heute erlaubten Region nach den aktuellen SNO Daten. Es wurde eine jeweilige 5 jährige Laufzeit angenommen.

zu größeren  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Werten aufgrund eben dieser verstärkten Effekte durch Parameterkorrelationen. Der horizontale graue Bereich in den Abbildungen entspricht nun dem heutigen erlaubten Bereich nach dem Hinzufügen der neuesten SNO Daten.

Nachdem alle drei Experimente ihre jeweiligen Laufzeiten beendet haben werden, kann natürlich auch ein atmosphärischer Global Fit ausgeführt werden, in dem alle verfügbaren Daten simultan ausgewertet werden. Die erreichbare Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei der Kombination der Daten von MINOS, ICARUS und OPERA ist in dem Balkendiagramm in Abb. 6.15 dargestellt. Da die Messung der atmosphärischen Parameter bei MINOS eine höhere Präzision erreichen wird, als an den CNGS Experimenten, wie in vorherigem Kapitel gezeigt wurde, bringt eine Kombination aller nach jeweiligen 5jährigen Laufzeiten verfügbaren Daten der drei Experimente eine verbesserte Sensitivitätsgrenze. Der Effekt der Parameterkorrelationen bei ICARUS wird nämlich dadurch reduziert, daß bei der Auswertung der Daten das  $\Delta m_{31}^2$  nun nur noch innerhalb des MINOS erlaubten Bereichs betrachtet werden muß. Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen, sind in Abb. 6.15 ebenfalls die erreichbaren Sensitivitätsgrenzen dargestellt, wie sie in einer GLOBES Simulation für weitere zukünftig realisierbare oder schon geplante Experimente berechnet wurden. Die Experimentdefinitionen für die Reaktorexperimente, die in die GLOBES Software integriert wurden, stimmt mit denen in [51] überein und dort können auch weitere vertiefende Beschreibungen und Diskussionen des Potentials diesen Experimenttyp betreffend nachgelesen werden. Der Unterschied der beiden Reaktor-Balken

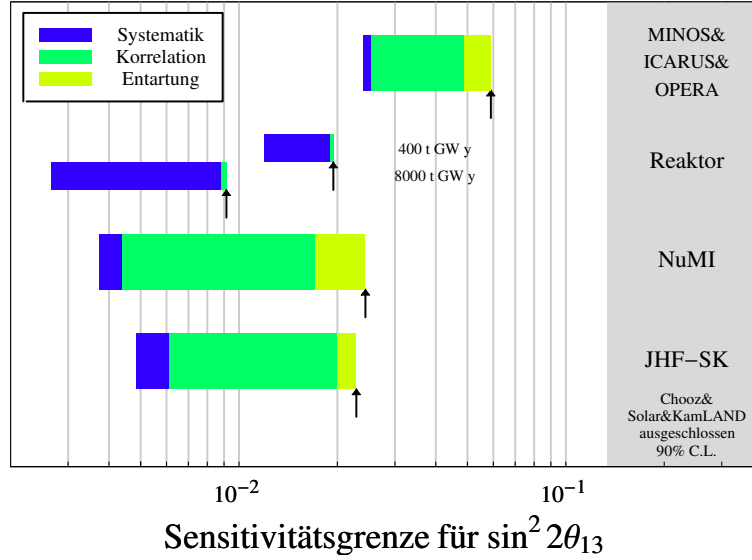


Abbildung 6.15: Die erreichbare Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  bei einer Kombination der Daten aller drei Experimente MINOS, ICARUS und OPERA nach 5 jähriger Laufzeit ist hier mit den an zukünftig geplanten Neutrino-Experimenten erreichbaren Sensitivitätsgrenzen verglichen. Die jeweils in der Analyse verwendeten Experimentdefinitionen entsprechen für die Reaktorexperimente denen in [51], und für NuMI und JHF-SK denen in [52], wobei für NuMI die Änderungen der geplanten Luminosität und Baseline aus [53] berücksichtigt wurden.

ist in der sich unterscheidenden integrierten Luminosität zu sehen, die in der Einheit  $[t \text{ GW } y]$  angegeben wird. Hierbei ist also das Produkt der Detektormasse  $[t]$ , der Reaktor-Leistung  $[GW]$  und der Laufzeit  $[y]$  zu bilden. Es sei erwähnt, daß ein Vorteil bei einem solchen Reaktorexperiment ist, daß ein 100% flavor-reiner Anti-Elektron-Neutrino-Fluß beobachtet werden kann, so daß weniger Untergrundereignisse in Appearance-Messungen zu erwarten sind. Außerdem sind die Parameterkorrelationen weit weniger ausgeprägt und es ist ein sehr direkter Zugang zu  $\sin^2 2\theta_{13}$  möglich (siehe [51]). Die Superbeam Experimente NuMI in Amerika und JHF-SK in Japan sind schon in fortgeschrittener Planung, und es ist zu erwarten, daß sie spätestens am Ende dieses Jahrzehnts ihre Laufzeit beginnen werden. Die Produktion des Neutrino-Strahls bei diesem Experiment-Typus gleicht in der Methode derjenigen an den konventionellen, in dieser Arbeit betrachteten Experimenten. Allerdings wird eine stark erhöhte Luminosität im anfänglichen Protonfluß angestrebt. Der daraus resultierende verstärkte Neutrino-Fluß erlaubt es, die Detektoren wenige Grad neben der Strahl-Achse zu plazieren. Dies reduziert zwar die gesamte beobachtbare Ereigniszahl signifikant, allerdings wird im Verhältnis der hochenergetische Teil des Neutrino-Spektrums stärker reduziert, so daß insgesamt Untergrundereignisse, die von diesen höheren Energien kommen verringert werden können. Man spricht deshalb auch von „Off-Axis“<sup>3</sup> Experimenten. Die Experimentdefinition

<sup>3</sup>engl.: neben der Achse

nen in der Analyse entsprechen denen in [52,54]. Bei NuMI wurde aber schon die neue geplante Baseline und Luminosität integriert, wie sie in [53] vorgeschlagen wurde.



## Kapitel 7

# Zusammenfassung & Ausblick

Im Rahmen dieser Arbeit wurde das physikalische Leistungsvermögen an den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA, also der ersten Generation von Neutrino-Oszillations Long-Baseline Experimenten, untersucht. Dabei wurden in numerischen Simulationen Einschätzungen des Potentials hinsichtlich der hauptsächlichlichen Vorhaben, sprich Präzisionsmessungen der atmosphärischen Neutrino-Oszillations-Parameter  $|\Delta m_{31}^2|$  und  $\sin^2 2\theta_{23}$  diskutiert. Als Ergebnis konnte angegeben werden, welche Präzision in der Bestimmung der Absolutbetrag von  $\Delta m_{31}^2$  an den betrachteten Experimenten erwartet werden kann. Die Ergebnisse der GLOBES Simulationen zeigten auf, daß die CNGS Experimente bei alleiniger Beobachtung von  $\nu_\tau$ -Appearance nach 5 Jahren nur Lösungsgebiete für die atmosphärischen Parameter angeben können, die größere Gebiete des Parameterraumes zulassen als zum heutigen Zeitpunkt noch erlaubt sind. Es wurde untersucht, welchen Einfluß eine Hinzunahme der Beobachtung der  $\nu_\mu$ -Disappearance auf die Fähigkeiten der CNGS-Experimente haben kann. Es konnte gezeigt werden, daß die bei ICARUS und OPERA erreichbare Meßgenauigkeit in den atmosphärischen Parametern nach dieser Auswertung des zusätzlich beobachteten Kanals in großem Ausmaß zunimmt. Dennoch wurde festgestellt, daß am MINOS Experiment eine höhere Präzision, vor allem im  $\Delta m^2$  erreichbar sein wird, weil der NuMI-Neutrino-Strahl energetisch näher am ersten atmosphärischen Oszillationsmaximum liegt, an dem die Oszillationseffekte stärker ausgeprägt sind. Es konnte angegeben werden, daß die am MINOS Experiment erreichbare Präzision in der  $|\Delta m_{31}^2|$ -Messung die Genauigkeit des heutigen erlaubten Bereichs übertreffen wird. Es wurde außerdem herausgearbeitet, daß eine Messung von  $\sin^2 2\theta_{23}$  bei den Experimenten der ersten Generation von Long-Baseline-Experimenten erschwert ist. Wird von einem tatsächlichen  $\Delta m_{31}^2$ -Wert, entsprechend des nach der erneuten Analyse der Super-Kamiokande-Daten verschobenen erlaubten Bereiches ausgegangen, so könnte es geschehen, daß im Vergleich zum heutigen Wissensstand über  $\sin^2 2\theta_{23}$  selbst nach 5jährigen Laufzeiten bei MINOS, ICARUS und OPERA keine Verbesserung der Messung des atmosphärischen Mischungswinkels möglich sein wird. In weiterführenden Analysen wurde untersucht, wie sich das Potential der betrachteten Experimente MINOS, ICARUS und OPERA hinsichtlich möglicher erster Beobachtungen von Drei-Flavor-Effekten innerhalb der Phänomenologie

der atmosphärischen Neutrino-Oszillationen darstellt. Es wurde diskutiert, ob eine mögliche  $\nu_e$ -Appearance, die durch den kleinen Parameter  $\sin^2 2\theta_{13}$  unterdrückt ist überhaupt beobachtet werden kann, oder ob diese Beobachtung schon allein aufgrund der Limitation durch Untergrundereignisse nicht mehr im Bereich der Möglichkeiten der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA enthalten sein kann. Dabei wurde insbesondere herausgearbeitet, in wie fern die Fähigkeiten der betrachteten Experimente es zulassen, die bisherige experimentelle  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Obergrenze weiter zu verringern. Jedoch wurde innerhalb der Analyse deutlich, daß speziell die Parameterkorrelationen mit den anderen Neutrino-Oszillations-Parametern, aber auch der Einfluß der Existenz des entarteten Lösungsbereichs bei  $-\lvert\Delta m_{31}^2\rvert$  die erreichbare  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivitätsgrenze deutlich verschlechtert. Hierbei beeinflusst in erster Linie die bisherige absolute Unkenntnis der CP-Phase die jeweiligen erreichbaren Sensitivitätsgrenzen nachhaltig. Trotzdem ist abzusehen, daß die Kombination aller Daten der drei Experimente im  $\nu_e$ -Appearance Kanal die aktuell gültige Obergrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  durchaus um einen Faktor 2 verbessern kann. Diese  $\sin^2 2\theta_{13}$ -Sensitivität der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA wurde mit anderen in Zukunft geplanten Neutrino-Oszillations-Experimenten verglichen. Als Ausblick für die nähere Zukunft kann hier schon gesagt werden, daß eine Realisierung eines Reaktor-experiments des Typ I innerhalb dieses Jahrzehnts sehr wahrscheinlich ist. Die Datenaufnahme könnte am Ende des Jahrzehnts schon gut fortgeschritten sein, wenn auch die Laufzeiten der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA schon ihrem Ende angekommen sein werden. Es wäre sogar das optimistische Szenario denkbar, daß dann am Reaktorexperiment ein Wert direkt unterhalb der CHOOZ-Obergrenze für den Mischungswinkel  $\sin^2 2\theta_{13}$  eingegrenzt sein könnte. In diesem Falle könnten möglicherweise in Kombination mit MINOS, ICARUS und OPERA erste Bereiche für  $\delta_{CP}$  ausgeschlossen werden. Wenn nun aber doch ein sehr viel kleinerer Parameter  $\sin^2 2\theta_{13}$  realisiert sein würde, müsste auf das Potential der Superbeam Experimente JHF-SK und NuMI oder der noch leistungsfähigeren Neutrino-Fabriken mit Detektoren auf noch größeren Baselines vertraut werden, um erste Anzeichen hinsichtlich der unbekannt verbleibenden Parameter  $\sin^2 2\theta_{13}$ ,  $\delta_{CP}$  und das Vorzeichen von  $\Delta m_{31}^2$  beobachten zu können.

# Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei meinem Betreuer Manfred Lindner bedanken. Er ermöglichte es mir, schon als Diplomand an Sommerschulen und Workshops teilzunehmen, an denen die aktuellsten Forschungsthemen diskutiert wurden. Hier sind der Reaktor-Workshop im Oktober 2003 an der Technischen Universität München, die zweiwöchige Astroteilchenphysik-Sommerschule in Italien und nicht zu vergessen der Ringberg-Workshop am Tegernsee zu nennen. Gerade bei letzterem wurde uns Diplomanden seitens der erfahreneren Gruppenmitglieder bescheinigt, welch ein Privileg es ist, gleich im ersten Jahr schon auf Schloß Ringberg gewesen sein zu dürfen <sup>1</sup>.

Mein größter Dank gebührt allerdings meinen Eltern. Sie sind diejenigen, die mir die Möglichkeit boten, in München zu studieren. Meiner Mutter Isolde Rolinec bin ich überaus dankbar, daß sie mich über all die Jahre so intensiv unterstützt hat und so stolz darauf ist, daß ein Naturwissenschaftler aus mir geworden ist. Ebenfalls sehr dankbar bin ich meinem Vater Paul Rolinec für die ebenfalls langjährige Unterstützung und natürlich dafür, daß ich jetzt jeden Tag länger schlafen kann und nicht mehr naß werde.

Außerdem gebührt ein großer Dank meinem Bürokollegen Patrick Huber, der mir nicht nur dabei half, die allgemeinen Anfangsschwierigkeiten zu meistern<sup>2</sup>, sondern auch einen großen Anteil am Gelingen dieser Arbeit hatte, indem er mir die Software GLOBES zur Verfügung stellte, auf der im Prinzip alle Ergebnisse dieser Arbeit aufbauen. Außerdem muß ich hier die Dokumentation der GLOBES Software positiv erwähnen, die mir gerade in der Anfangszeit einen guten Einstieg in die Handhabung der Software erlaubte. Hierfür danke ich Walter Winter, der nicht nur reine Beschreibungen, sondern auch hilfreiche Beispiele innerhalb dieser Dokumentation anbringt.

Desweiteren möchte ich mich herzlich bei Thomas Schwetz bedanken, der sich immer sofort die Zeit nahm, wenn ich ihn um Daten oder Plots aus seinen Veröffentlichungen bat.

Für die weit mehr als kollegiale Stimmung innerhalb der Gruppe z.B. beim Mittagessen, Kaffeetrinken, in den Biergarten gehen, Siedler spielen usw. danke ich:

Stefan Antusch, Florian Bauer, Marc-Thomas Eisele, Patrick Huber, Jörn Kersten, Markus Michael Müller<sup>3</sup>, Tommy Ohlsson, Thomas Schwetz, Gerhart

---

<sup>1</sup>Einmal von dem anderen Privileg abgesehen, daß ich dort endlich Schafkopfen lernen durfte.

<sup>2</sup>z.B. das Hinüberkopieren der „eigenen“ Mitarbeiter-Homepage

<sup>3</sup>Die Aktion des Wiederherstellens meiner Daten über Nacht war wirklich duftend von dir.

Seidl, Walter Winter, unserer Sekretärin Karin Ramm und natürlich auch den neu hinzugekommenen Gruppenmitgliedern Mathias Garny, Claudia Hagedorn und Michael Schmidt, ach ja und natürlich Lin Soft, diesem netten Kerl, der immer den Kaffee macht.

## Anhang A

# Berechnung der Ereignisraten

In unseren Analysen werden Ereignisraten mit GLOBES simuliert, wie sie an den an den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA beobachtet werden könnten. Die Eingaben, die von der Software zur Berechnung der Ereigniszahlen benötigt werden, wurden am Anfang von Kapitel 5 zusammengefasst. Diese lassen sich in drei verschiedene Gruppierungen einteilen: die Eigenschaften der Quelle, die Neutrino-Propagation und die letztliche Detektion im Detektor. Zu den Eigenschaften der Quelle, also der Produktion des Neutrino-Strahls gehört die Information der Flavor-Zusammensetzung und des Neutrino-Flusses.

Als Flavor-Inhalte berücksichtigen wir in unseren Analysen die dominierenden  $\nu_\mu$ -Anteile und die etwa 1% des gesamten Flusses ausmachende  $\nu_e$ -Komponente. Letztere wird nur in den Betrachtungen der erreichbaren Sensitivitätsgrenze für  $\sin^2 2\theta_{13}$  miteinbezogen, da sie natürlich zu den Untergrundeignissen in  $\nu_e$ -Appearance beiträgt. Die in dieser Arbeit verwendeten Flüsse sind in Abb. 4.2 und Abb. 4.4 für beide berücksichtigten Flavor-Anteile gezeigt und wurden [39] im Falle des CNGS-Neutrino-Strahls und [35] im Falle des NuMI-Neutrino-Strahls entnommen.

Für die Beschreibung der Propagation der Neutrinos zwischen Quelle und Detektor werden die Baseline  $L$  und die mittlere durchquerte Materiedichte  $\rho$  integriert. Außerdem wird ein kompletter Parametersatz der Neutrino-Oszillations-Parameter eingegeben:  $\Delta m_{31}^2$ ,  $\Delta m_{21}^2$ ,  $\sin^2 2\theta_{12}$ ,  $\sin^2 2\theta_{23}$ ,  $\sin^2 2\theta_{13}$  und die CP-Phase  $\delta_{\text{CP}}$ . Mit diesen Eingaben kann die Software dann die vollständigen Übergangswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der Neutrino-Energien berechnen.

Für die Simulation der Detektion benötigt GLOBES die Masse des Detektors, die energieabhängigen Detektionseffizienzen für die verschiedenen Arten der Wechselwirkung und die Energiefenster, in denen Neutrinos berücksichtigt werden sollen. In dieser Arbeit berücksichtigte Wechselwirkungsarten sind Charged-Current und Neutral-Current Reaktionen. Schließlich muß auch die am jeweiligen Detektor erreichbare Energieauflösung eingegeben werden.

Um die Energieinformation zu simulieren, die an den jeweiligen Experimenten extrahiert werden kann, wird nicht die Anzahl der Ereignisse im gesamten betrachteten Energiefenster berechnet. Stattdessen wird das betrachtete Energiefenster in äquidistante Teile, die Bins, geteilt und dann die Zahl der Ereignisse innerhalb dieser einzelnen Bins berechnet. Die Anzahl der Bins wird dabei so gewählt, daß die Breite unterhalb der mit der jeweiligen Energieauflösung des Detektors auflösbaren Energieabstände liegt. Eine zu hohe Anzahl von Bins sollte nicht gewählt werden, weil dadurch die Zeit, die für die Berechnungen benötigt wird in die Höhe getrieben wird.

In einen Kanal  $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ , bei dem Neutrinos der Flavor  $\beta$  über die Art der Wechselwirkung  $I$  detektiert werden, berechnet sich die Anzahl der Ereignisse im  $i$ ten Bin wie folgt:

$$n_i = \int_{E_i - \Delta E}^{E_i + \Delta E} dE' \frac{dn_\beta^I}{dE'},$$

wobei sich die differentiellen Ereignisraten mit folgender Formel berechnen lassen:

$$\begin{aligned} \frac{dn_\beta^I}{dE'} = & N \sum_\alpha \int \int dE d\hat{E} \underbrace{\Phi_\alpha(E)}_{\text{Produktion}} \times \\ & \underbrace{\frac{1}{L^2} P_{\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta}(E, L, \rho, \theta_{23}, \theta_{12}, \theta_{13}, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{21}^2, \delta_{\text{CP}})}_{\text{Propagation}} \times \\ & \underbrace{\sigma_\beta^I(E) k_\beta^I(E, \hat{E})}_{\text{Wechselwirkung}} \times \\ & \underbrace{T_\beta(\hat{E}) V_\beta(\hat{E}, E')}_{\text{Detektion}}. \end{aligned}$$

Die Integration in  $\hat{E}$  muß für jedes Experiment nur einmal ausgeführt werden. Innerhalb der GLOBES Analysen wird der analytische Ausdruck

$$\int d\hat{E} T_\beta(\hat{E}) k_\beta^I(E, \hat{E}) V_\beta(\hat{E}, E') = \epsilon_\beta^I(E') \frac{1}{\sigma_E \sqrt{2\pi}} \exp \frac{(E - E')^2}{2\sigma_e^2}$$

verwendet.

Nun tragen natürlich auch Ereignisse aus anderen Oszillations-Kanälen zum Untergrund bei. In der Analyse setzt sich  $n_i$  deshalb immer aus den Signalergebnissen  $s_i$  und den Untergrundereignissen  $b_i$  zusammen:

$$n_i = s_i + b_i$$

Im Detail kann die Methode der Berechnung der Ereignisraten in den Anhängen von [52] und [55] nachgeschlagen werden.

Die Bezeichnungen sind:

$N$	Normierungsfaktor (z.B. Laufzeit und Detektormasse)
$E_i$	Energie des $i$ ten Bins
$\Delta E$	Breite eines Bins
$\Phi_\alpha(E)$	Neutrino-Fluß des Neutrino-Flavor $\alpha$
$\sigma_\beta^I(E)$	totaler Wirkungsquerschnitt
$k_\beta^I(E, \hat{E})$	Energieverteilung der produzierten Sekundärteilchen
$E'$	rekonstruierte Neutrino-Energie
$\hat{E}$	Energie des produzierten Sekundärteilchens
$T_\beta(\hat{E})$	sog. „Threshold-Funktion“ des Detektors
$V_\beta(\hat{E}, E')$	Energieauflösung für das produzierte Sekundärteilchen
$\sigma_e$	effektive Energieauflösung
$\epsilon_\beta^I(E')$	effektive Detektionseffizienz





## Anhang B

# Statistische Auswertung der simulierten Daten

Die simulierten Ereignisraten werden so ausgewertet, als handelte es sich dabei um die Ereignisraten, die an einem realen Experiment beobachtet worden sind. So erhält man Lösungsbereiche für die Oszillations-Parameter, die das simulierte Experiment liefern würde, wenn die tatsächlichen, in der Natur realisierten Parameterwerte den Eingabeparametern gleichen. Ein Punkt im Parameterraum wird im Folgenden mit einem Vektor  $\lambda$  identifiziert, wobei derjenige Vektor, der den Eingabewerten entspricht mit  $\lambda_0$  bezeichnet wird. Innerhalb der GLOBES Analysen in dieser Arbeit wird neben den Oszillations-Parametern auch die mittlere Materiedichte entlang der Baseline als variierbarer Parameter hinzugenommen:

$$\lambda_0 = (\theta_{23}, \theta_{12}, \theta_{13}, \Delta m_{31}^2, \Delta m_{21}^2, \delta_{\text{CP}}, \rho).$$

Für die statistische Auswertung wird die gebräuchliche  $\chi^2$ -Methode benutzt, wie sie in [4] beschrieben wird. Das  $\chi^2$  berechnet sich dabei mit der Standardformel, die bei Poisson-verteilten Zufallsgrößen angewendet wird:

$$\chi^2|_{\lambda} = \sum_{i=1}^N \left( 2 [\langle n_i \rangle|_{\lambda} - n_i] + 2n_i \log \frac{n_i}{\langle n_i \rangle|_{\lambda}} \right).$$

Hier wird über die einzelnen Energie-Bins summiert und  $n_i$  ist die Anzahl der im  $i$ ten Bin beobachteten Ereignisse, während  $\langle n_i \rangle$  der Erwartungswert für die Ereigniszahl im gleichen Bin entspricht. Der  $\chi^2$ -Wert für einen Punkt im Parameterraum wird berechnet, in dem der Erwartungswert  $\langle n_i \rangle$  an diesem Punkt verwendet wird. Lösungsbereiche auf einem gewählten Konfidenz-Level werden nun mit den  $\chi^2$ -Differenzen gebildet. Das Minimum der  $\chi^2$ -Verteilung bildet den sog. Best-Fit Wert. Die Parameter am Best-Fit Punkt im Parameterraum sind mit den Daten am besten verträglich. Relativ zu diesem Minimum werden die Differenzen  $\Delta\chi^2$  gebildet. In unserer Analyse ist

$$n_i \equiv \langle n_i \rangle|_{\lambda_0}.$$

Es gilt deshalb immer

$$\chi^2|_{\lambda_0} = \Delta\chi^2|_{\lambda_0} = 0.$$

Der Lösungsbereich  $M$  im Parameterraum, also die Menge der Punkte im Parameterraum, die innerhalb der statistischen Schwankungen auf gewähltem Konfidenz-Level ebenfalls mit den Daten verträglich ist, bestimmt sich nun mit

$$M = \{\lambda : \chi^2|_{\lambda} - \chi^2|_{\lambda_0} \leq \Delta\chi^2_{\alpha}\}.$$

Dabei muß der Wert von  $\Delta\chi^2_{\alpha}$  entsprechend dem gewählten Konfidenzlevel  $\alpha$  und der Anzahl der Freiheitsgrade  $n$  gewählt werden. Bei den eindimensionalen  $\Delta\chi^2$ -Verteilungen, die in dieser Arbeit dargestellt sind, gilt  $n = 1$  und bei den zweidimensional dargestellten Lösungsbereichen gilt  $n = 2$ . In Tabelle B.1 sind die Werte von  $\Delta\chi^2_{\alpha}$  für die gebräuchlichen Konfidenz-Level angegeben.

Da aber nicht nur der statistische Fehler betrachtet wird, sondern auch der Einfluß systematischer Unsicherheiten mitdiskutiert werden soll, müssen die reinen Ereignisraten  $n_i^0$  aus Anhang A modifiziert werden. In den Analysen dieser Arbeit wird eine Unsicherheit in der Normierung des Neutrino-Flusses miteinbezogen. Die modifizierten Ereignisraten sind dann

$$\begin{aligned} s_i &= s_i^0(1 + \zeta_s) \\ b_i &= b_i^0(1 + \zeta_b), \end{aligned}$$

wobei  $\zeta_s$  und  $\zeta_b$  die Größe der Unsicherheit angibt. Weiterführende Erklärungen zur statistischen Auswertung und Implementierung der systematischen Unsicherheiten in den GLOBES Analysen sind in den Anhängen von [52] und [55] zu finden. Eine gute allgemeine Diskussion der zu Grunde liegenden statistischen Methoden kann im Anhang von [56] nachgelesen werden.

	$\Delta\chi^2_{\alpha}$	
C.L.	n = 1	n = 2
$1\sigma$	1	2.3
90%	2.7	4.61
95%	3.84	5.99
$2\sigma$	4	6.18
99%	6.63	9.21
$3\sigma$	9	11.83
$\vdots$	$\vdots$	$\vdots$
$m\sigma$	$m^2$	

Tabelle B.1: Hier sind die maximalen  $\Delta\chi^2$  Werte für bestimmte Konfidenzregionen eingetragen. Je nach Anzahl der Freiheitsgrade müssen andere Werte gewählt werden. In dieser Arbeit kommen nur die Fälle  $n=1$  und  $n=2$  vor.

# Abbildungsverzeichnis

2.1	Normale und invertierte Massenhierarchie . . . . .	10
2.2	Neutrinomassen in Abhängigkeit der Masse des leichtesten Neutrinos . . . . .	11
2.3	Vergleich der Übergangswahrscheinlichkeiten in Abhängigkeit der Energie mit den verfügbaren NuMI und CNGS Spektren . . . .	12
2.4	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ bei der MINOS Baseline . . . . .	13
2.5	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ bei der MINOS Baseline - Vol. 1 . . . . .	14
2.6	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ bei der MINOS Baseline - Vol. 2 . . . . .	15
2.7	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_\mu}$ bei der CNGS Baseline . . . . .	16
2.8	$P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}$ bei der CNGS Baseline . . . . .	16
3.1	Resultate des KamLAND Experiments von Dezember 2002 . . . .	18
3.2	Global Fit der solaren Daten mit KamLAND . . . . .	19
3.3	Resultate des SNO Experiments von September 2003 . . . . .	20
3.4	Der LMA-I-Bereich vor und nach SNO-salt . . . . .	21
3.5	Global Fit der solaren Daten nach SNO-salt . . . . .	22
3.6	Čerenkov-Ring-Ereignisse am KamLAND Detektor: Myon- und Elektronneutrino . . . . .	23
3.7	Lösungsbereich der atmosphärischen Parameter bei Super-Kamiokande und K2K . . . . .	24
3.8	Ausschlußdiagramm für $\sin^2 2\theta_{13}$ am CHOOZ Experiment (90% C.L.)	26
3.9	Ausschlußdiagramm für $\sin^2 2\theta_{13}$ nach einem Global Fit aller Daten	27
4.1	Verlauf der NuMI-MINOS Baseline . . . . .	30
4.2	Energiespektrum des Neutrinoflusses im NuMI-Strahl . . . . .	31
4.3	Verlauf der CNGS Baseline . . . . .	33
4.4	Energiespektrum des Neutrinoflusses im CNGS-Strahl . . . . .	34
4.5	Querschnitt durch die ECC Schichten im OPERA Detektor . . . .	35
5.1	Zwei-Neutrino-Analysen für MINOS bei 10 <i>kt yr</i> Laufzeit im Vergleich: kollaborationsinterne Analyse und GLOBES Analyse . . . .	41
5.2	kollaborationsinterne Zwei-Neutrino-Analyse für MINOS bei einer integrierten Luminosität von $7.4 \times 10^{20} pot$ , $16 \times 10^{20} pot$ und $25 \times 10^{20} pot$ . . . . .	42
5.3	GLOBES Zwei-Neutrino-Analyse für MINOS bei einer integrierten Luminosität von $7.4 \times 10^{20} pot$ , $16 \times 10^{20} pot$ und $25 \times 10^{20} pot$ . .	43

5.4	simulierter Lösungsbereich für die atmosphärischen Parameter nach 5 jähriger Laufzeit bei MINOS . . . . .	44
5.5	Zwei-Neutrino-Analysen für OPERA bei 5 jähriger Laufzeit im Vergleich: kollaborationsinterne Analyse und GLOBES Analyse . .	45
5.6	simulierter Lösungsbereich für die atmosphärischen Parameter nach 5 jähriger Laufzeit bei OPERA . . . . .	46
5.7	Zwei-Neutrino-Analyse mit GLOBES für ICARUS bei 5 jähriger Laufzeit . . . . .	47
5.8	simulierter Lösungsbereich für die atmosphärischen Parameter nach 5 jähriger Laufzeit bei ICARUS . . . . .	48
5.9	simulierter Lösungsbereich für die atmosphärischen Parameter nach 5 jähriger Laufzeit beider CNGS Experimente in Kombination	49
5.10	simulierter Lösungsbereich für die atmosphärischen Parameter nach jeweiliger 5 jähriger Laufzeit der Experimente MINOS, ICARUS und OPERA in Kombination . . . . .	50
5.11	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse: MINOS nach 5 Jahren . . .	51
5.12	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse: ICARUS nach 5 Jahren . . .	51
5.13	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse: OPERA nach 5 Jahren . . .	52
5.14	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse: CNGS Experimente in Kombination nach 5 Jahren . . . . .	53
5.15	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse: MINOS, ICARUS und OPERA in Kombination nach 5 Jahren . . . . .	54
5.16	Lösungsbereiche der atmosphärischen Parameter und $\Delta\chi^2$ -Projektionen auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse für die CNGS Experimente nach 5 Jahren mit Auswertung der $\nu_\mu$ -Disappearance . . . . .	55
5.17	Vergleich der $\Delta\chi^2$ -Projektionen auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse für die CNGS Experimente mit und ohne $\nu_\mu$ -Disappearance Kanal . . . . .	56
5.18	Lösungsbereich der atmosphärischen Parameter und $\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\Delta m_{31}^2$ -Achse für MINOS, ICARUS und OPERA in Kombination (CNGS Experimente mit $\nu_\mu$ -Disappearance) . . .	57
5.19	Präzision der $\Delta m_{31}^2$ -Messung am MINOS Experiment in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	58
5.20	Präzision der $\Delta m_{31}^2$ -Messung an den CNGS Experimenten in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	59
5.21	Präzision der $\Delta m_{31}^2$ -Messung bei MINOS in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{31}^2$ . . . . .	60
5.22	Präzision der $\Delta m_{31}^2$ -Messung an den CNGS Experimenten in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{31}^2$ . . . . .	62
5.23	Präzision der $\Delta m_{31}^2$ -Messung bei MINOS, ICARUS und OPERA kombiniert in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{31}^2$ .	62
5.24	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\sin^2 2\theta_{23}$ -Achse: MINOS nach 5 Jahren . .	63
5.25	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\sin^2 2\theta_{23}$ -Achse: ICARUS und OPERA in Kombination nach 5 Jahren . . . . .	64
5.26	$\Delta\chi^2$ -Projektion auf die $\sin^2 2\theta_{23}$ -Achse: MINOS, ICARUS und OPERA in Kombination nach 5 Jahren . . . . .	65
5.27	Erreichbare Untergrenze für $\sin^2 2\theta_{23}$ am MINOS Experiment in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	66

5.28	Erreichbare Untergrenze für $\sin^2 2\theta_{23}$ an den CNGS Experimenten in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	67
5.29	Erreichbare Untergrenze für $\sin^2 2\theta_{23}$ am MINOS Experiment nach 5 Jahren in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{31}^2$	67
6.1	Sensitivität auf $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Appearance am MINOS Experiment . . .	71
6.2	Sensitivität auf $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Appearance am ICARUS Experiment . .	72
6.3	Sensitivität auf $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ -Appearance am OPERA Experiment . . .	73
6.4	Einfluß der $\sin^2 2\theta_{13}$ - $\delta_{CP}$ -Parameterkorrelation auf das Sensitivitätslimit für $\sin^2 2\theta_{13}$ . . . . .	74
6.5	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ am MINOS Experiment in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	75
6.6	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ am ICARUS Experiment in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	76
6.7	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ am OPERA Experiment in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	76
6.8	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ an den CNGS Experimenten in Abhängigkeit der integrierten Luminosität . . . . .	77
6.9	Vergleich der nach 5 Jahren erreichbaren Sensitivitätslimits für $\sin^2 2\theta_{13}$ an den verschiedenen Experimenten . . . . .	78
6.10	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ nach 5 Jahren am MINOS Experiment in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{21}^2$ . . .	79
6.11	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ nach 5 Jahren am ICARUS Experiment in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{21}^2$ . . .	80
6.12	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ nach 5 Jahren am OPERA Experiment in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{21}^2$ . . .	80
6.13	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ nach 5 Jahren an den CNGS Experimenten in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{21}^2$ .	81
6.14	Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ nach 5 Jahren an den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA in Abhängigkeit des tatsächlichen Wertes von $\Delta m_{21}^2$ . . . . .	82
6.15	Vergleich der erreichbaren Sensitivitätsgrenze für $\sin^2 2\theta_{13}$ an den Experimenten MINOS, ICARUS und OPERA mit denen bei zukünftigen Superbeam- und Reaktor-Experimenten . . . . .	83



# Tabellenverzeichnis

5.1	GLOBES Eingabewerte für MINOS, ICARUS und OPERA . . . . .	38
5.2	Neutrino-Ereigniszahlen nach 5 Jahren am MINOS Experiment . .	39
5.3	Neutrino-Ereigniszahlen nach 5 Jahren am ICARUS Experiment .	39
5.4	Neutrino-Ereigniszahlen nach 5 Jahren am OPERA Experiment .	39
5.5	Detektions-Effizienzen im $\nu_\tau$ -Appearance Kanal am ICARUS Experiment . . . . .	40
5.6	Detektions-Effizienzen im $\nu_\tau$ -Appearance Kanal am OPERA Experiment . . . . .	40
6.1	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Signal- und Untergrundereignisse am MINOS Experiment	71
6.2	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Signal- und Untergrundereignisse am ICARUS Experiment	72
6.3	$\nu_\mu \rightarrow \nu_e$ Signal- und Untergrundereignisse am OPERA Experiment	73
B.1	Angabe bestimmter $\Delta\chi^2$ Werte für bestimmte Konfidenz-Levels .	94





# Literaturverzeichnis

- [1] C. Giunti und M. Lavede, *Neutrino mixing*, 2003, [hep-ph/0310238](#).
- [2] M. Bilenky, C. Giunti und W. Grimus, *Phenomenology of neutrino oscillations*, Prog. Part. Nucl. Phys. **43**, 1-86 (1999), [hep-ph/9812360](#).
- [3] S. M. Bilenky, *Neutrino oscillations in the framework of the three-neutrino mixing*, 2003, [hep-ph/0307186](#).
- [4] Particle Data Group, D. E. Groom et al., Eur. Phys. J. C **15**, 1 (2000), <http://pdg.lbl.gov/>.
- [5] M. Kobayashi und T. Maskawa, *CP violation in the renormalizable theory of weak interaction*, Prog. Theor. Phys. **49**, 652-657 (1973).
- [6] Z. Maki, M. Nakagawa und S. Sakata, *Remarks on the unified model of elementary particles*, Prog. Theor. Phys. **28**, 870 (1962).
- [7] D. N. Spergel et al., *First year wilkinson microwave anisotropy probe (WMAP) observations: Determination of cosmological parameters*, Astrophys. J. Suppl. **148**, 175 (2003), [astro-ph/0302209](#)
- [8] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations in matter*, Phys. Rev. **D17**, 2369 (1978).
- [9] L. Wolfenstein, *Neutrino oscillations and stellar collapse*, Phys. Rev. **D20**, 2634 (1979).
- [10] S. P. Mikheev und A. Y. Smirnov, Sov. J. Nucl. Phys. **42**, 913 (1985).
- [11] S. P. Mikheev und A. Y. Smirnov, *Resonant amplification of neutrino oscillations in matter and solar neutrino spectroscopy*, Nuovo Cim. **C9**, 17 (1986).
- [12] M. Freund, M. Lindner, S. T. Petcov und A. Romanino, *Very long baseline neutrino oscillation experiments and the MSW effect*, Nucl. Phys. **B578**, 27 (2000), [hep-ph/9912457](#).
- [13] M. Freund, *Analytic approximations for three neutrino oscillation parameters and probabilities in matter*, Phys. Rev. **D64**, 053003 (2001), [hep-ph/0103300](#).

- [14] A. Cervera et al., *Golden measurements at a neutrino factory*, Nucl. Phys. **B579**, 17 (2000), erratum ibid. Nucl. Phys. **B593**, 731 (2001), [hep-ph/0002108](#).
- [15] V. Barger, D. Marfatia und K. Whisnant, *Breaking eight-fold degeneracies in neutrino CP violation, mixing, and mass hierarchy*, Phys. Rev. **D65**, 073023 (2002), [hep-ph/0112119](#).
- [16] J. Burguet-Castell, M. B. Gavela, J. Gomez-Cadenas, P. Hernandez und O. Mena, *On the measurement of leptonic CP violation*, Nucl. Phys. **B608**, 301-318 (2001), [hep-ph/0103258](#).
- [17] H. Minakata und H. Nunokawa, *Exploring neutrino mixing with low energy superbeams*, JHEP **10**, 001 (2001), [hep-ph/0108085](#).
- [18] KamLAND, K. Eguchi et al., *First results from KamLAND: Evidence for reactor anti-neutrino disappearance*, Phys. Rev. Lett. **90**, 021802 (2003), [hep-ex/0212021](#).
- [19] M. Maltoni, T. Schwetz und J. W. F. Valle, *Combining first KamLAND results with solar neutrino data*, Phys. Rev. **D67**, 093003 (2003), [hep-ph/0212129](#).
- [20] V. Barger und D. Marfatia, *KamLAND and solar neutrino data eliminate the LOW solution*, Phys. Lett. **B555**, 144-146 (2003), [hep-ph/0212126](#).
- [21] A. Bandyopadhyay, S. Choubey, R. Gandhi, S. Goswami und D. P. Roy, *The solar neutrino problem after the first results from KamLAND*, Phys. Lett. **B559**, 121-130 (2003), [hep-ph/0212146](#).
- [22] J. Bahcall, M. C. Gonzalez-Garcia und C. Pena-Garay, *Solar neutrinos before and after KamLAND*, JHEP **02**, 009 (2003), [hep-ph/0212147](#).
- [23] G. L. Fogli et al., *Solar neutrino oscillation parameters after first KamLAND results*, Phys. Rev. **D67**, 073002 (2003), [hep-ph/0212127](#).
- [24] P. Aliani, V. Antonelli, M. Picariello und E. Torrente-Lujan, *Neutrino mass parameters from Kamland, SNO and other solar evidence*, JCAP **0302**, 001 (2002), [hep-ph/0212212](#).
- [25] P. C. de Holanda und A. Y. Smirnov, *LMA MSW solution of the solar neutrino problem and first KamLAND results*, JCAP **0302**, 001 (2003), [hep-ph/0212270](#).
- [26] H. Nunokawa, W. J. C. Teves und R. Zukanovich Funchal, *Determining the oscillation parameters by solar neutrinos and KamLAND*, Phys. Lett. **B562**, 28-35 (2003), [hep-ph/0212202](#).
- [27] SNO, S. N. Ahmed et al., *Measurement of the total active B-8 solar neutrino flux at the Sudbury Neutrino Observatory with enhanced neutral current sensitivity*, 2003, [nucl-ex/0309004](#).

- [28] M. Maltoni, T. Schwetz, M. A. Tortola und J. W. F. Valle, *Status of three-neutrino oscillations after the SNO-salt data*, 2003, [hep-ph/0309130](#).
- [29] G. L. Fogli, E. Lisi, A. Marrone und A. Palazzo, *Evidence for Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein effects in solar neutrino flavor transitions*, 2003, [hep-ph/0309100](#).
- [30] P. Aliani, V. Antonelli, M. Picariello und E. Torrente-Lujan, *The neutrino mass matrix after Kamland and SNO salt enhanced results*, 2003, [hep-ph/0309156](#).
- [31] P. C. de Holanda und A. Y. Smirnov, *Solar neutrinos: The SNO salt phase results and physics of conversion*, 2003, [hep-ph/0309299](#).
- [32] Y. Hayato, *Status of the Super-Kamiokande, the K2K and the JPARC  $\nu$  project*, Vortrag auf der *HEP 2003*, International Europhysics Conference on High Energy Physics (Aachen, Deutschland, 2003).
- [33] K2K, W. Walter, *Recent results from the K2K experiment*, eConf **C0209101**, TH03 (2002), [hep-ex/0211059](#).
- [34] M. Apollonio et al., *Search for neutrino oscillations on a long base-line at the CHOOZ nuclear power station*, Eur. Phys. J. **C27**, 331 (2003) [hep-ph/0301017](#)
- [35] M. Goodman, *private Mitteilung*
- [36] T. Schwetz, *private Mitteilung*
- [37] Super-Kamiokande *pictures from tscan*,  
<http://www.ps.uci.edu/~tomba/sk/tscan/pictures.html>.
- [38] M. Diwan, M. Messier, B. Viren und L. Wai,  
*A study of  $\nu_\mu \rightarrow \nu_e$  sensitivity in MINOS*, NuMI-L-714 (2001), MINOS kollaborationsinterne Analyse,  
<http://www-numi.fnal.gov/numinotes/public/ps/numi0714.ps.gz>.
- [39] CNGS - Offizielle Homepage  
<http://proj-cngs.web.cern.ch/proj-cngs/Menu/CNGS.htm>
- [40] GLOBES - *General long baseline experiment simulator*,  
P. Huber, M. Lindner, und W. Winter,  
<http://www.physik-tu-muenchen.de/~globes>.
- [41] MINOS Kollaboration, E. Ables et al.,  
*A long baseline neutrino oscillation experiment at FermiLab*,  
FERMILAB-PROPOSAL-P-875.
- [42] ICARUS Kollaboration, P. Aprili et al.,  
*Cloning of T600 modules to reach the design sensitive mass*, Tech. Report  
ICARUS-TM/2001-08 LNGS-EXP 13/89 add. 2/01, 2001.

- [43] OPERA Kollaboration M. Guler et al.,  
*Experiment proposal OPERA: An appearance experiment to search for  $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$  oscillations in the CNGS beam*, Tech. Report  
 CERN/SPSC 2000-028, SPSC/P318, LNGS P25/2000, 2000.
- [44] OPERA, D. Duchesneau, *The CERN - GRAN SASSO neutrino program*, eConf **C0209101**, TH09 (2002), hep-ex/0209082.
- [45] M. V. Diwan, *Status of the MINOS experiment*, eConf **C0209101**, TH08 (2002), hep-ex/0211026.
- [46] NuMI-MINOS - Offizielle Homepage  
<http://www-numi.fnal.gov>.
- [47] MINOS Kollaboration, *Proposal for a five year run plan for MINOS*,  
<http://www-numi.fnal.gov/blessed/5year.html>.
- [48] P. Migliozi und F. Terranova, *Next generation long baseline experiments on the path to leptonic CP violation* Phys. Lett. **B563**, 73 (2003)  
 hep-ph/0302274
- [49] V. Barger et al., *Neutrino oscillation parameters from MINOS, ICARUS and OPERA combined*, Phys. Rev. **D65**, 053016 (2002) hep-ph/0110393
- [50] M. Komatsu, P. Migliozi, and F. Terranova, *Sensitivity to  $\theta_{13}$  of the CERN to GRAN SASSO neutrino beam*, J. Phys. **G29**, 443 (2003), hep-ph/0210043.
- [51] P. Huber, M. Lindner, T. Schwetz und W. Winter, *Reactor neutrino experiments compared to superbeams*, Nucl. Phys. **B665**, 487-519 (2003)  
 hep-ph/0303232
- [52] P. Huber, M. Lindner und W. Winter, *Superbeams versus neutrino factories*, Nucl. Phys. **B645**, 3 (2002) hep-ph/0204352
- [53] NuMI Kollaboration,  
[http://huhepl.harvard.edu/~feldman/PAC\\_Dec\\_03.pdf](http://huhepl.harvard.edu/~feldman/PAC_Dec_03.pdf) .
- [54] P. Huber, M. Lindner und W. Winter, *Synergies between the first-generation JHF-SK and NuMI superbeam experiments*, Nucl. Phys. **B654**, 3-29 (2003), hep-ph/0211300.
- [55] P. Huber, *Three flavour effect in future neutrino oscillation experiments*,  
 Doktorarbeit an der Technischen Universität München,  
 Physik-Department, Institut für theoretische Physik T30d.
- [56] P. Huber, *Analyse leptonischer Mischungsparameter in Neutrino-Oszillations-Experimenten bei großer Baseline*,  
 Diplomarbeit an der Technischen Universität München,  
 Physik-Department, Institut für theoretische Physik T30d.