

**Bestimmung der Sensitivität eines
Pionenzerfall Experimentes zur
Messung von δ_{CP} mit LENA**

MICHEL MEYER

DIPLOMARBEIT

eingereicht am
Hochschul-Diplomstudiengang

PHYSIK

in Hamburg

im Februar 2014

Erklärung

Ich erkläre eidesstattlich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne fremde Hilfe verfasst, andere als die angegebenen Quellen nicht benutzt und die den benutzten Quellen entnommenen Stellen als solche gekennzeichnet habe. Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt. Mit dem Verleih dieser Diplomarbeit in der Universitätsbibliothek bin ich einverstanden.

Hamburg, am 1. Februar 2014

Michel Meyer

- 1. Gutacher: Dr. Björn Wonsak**
- 2. Gutacherin: Prof. Dr. Caren Hagner**

Inhaltsverzeichnis

Erklärung	iii
Kurzfassung	vii
Abstract	ix
1 Einleitung	1
2 Neutrinophysik	3
2.1 Neutrinos im Standardmodell	3
2.2 Neutrino-Oszillationen	4
2.2.1 Oszillationsformel	5
2.2.2 Oszillations-Parameter	6
3 Experimente zur Bestimmung von δ_{CP}	9
3.1 NO ν A	9
3.1.1 Neutrinoquelle	10
3.1.2 Detektor	11
3.1.3 Messprinzip	11
3.1.4 Sensitivität	11
3.2 LAGUNA-LBNO	12
3.2.1 Neutrinoquelle	14
3.2.2 Detektor	14
3.2.3 Messprinzip	16
3.2.4 Sensitivität	17
3.3 LBNE	17
3.3.1 Neutrinoquelle	17
3.3.2 Detektor	17
3.3.3 Messprinzip	18
3.3.4 Sensitivität	18

4	LENA	19
4.1	Detektor Aufbau	19
4.2	Flüssigszintillator	21
4.3	Optische Module	22
4.4	Experimentelle Bandbreite	23
4.4.1	Supernova Neutrinos	23
4.4.2	Solare Neutrinos	24
4.4.3	Geologische Neutrinos	24
4.4.4	Neutrinostrahl	25
4.4.5	Protonenzerfall	25
5	DAEδALUS	27
5.1	Konzept	28
5.2	Zyklotron	30
5.2.1	Zyklotronaufbau	31
5.3	Detektionskanäle	32
5.3.1	Inverser Betazerfall	32
5.3.2	Neutrino–Elektron–Streuung	32
5.3.3	Neutrino–Kohlenstoff–Streuung	32
5.4	Untergrund	33
6	Bestimmung der Sensitivität	35
6.1	Ermittlung der Sensitivität auf CP-Verletzung	36
6.1.1	Konstruktion von Modellspektren	37
6.1.2	Durchführung eines χ^2 -Tests zur Abschätzung der Coverage	37
6.1.3	Coverage von DAE δ ALUS mit LENA	39
6.2	Bestimmung der Sensitivität auf δ_{CP}	41
6.2.1	Ergebnisse mit heutiger Parametergenauigkeit	44
6.2.2	Ergebnisse mit zukünftiger Parameterpräzision	49
6.2.3	Simulation mit geänderten Oszillationsparametern und strahlunabhängigem Untergrund	54
6.3	Vergleich mit geplanten Experimenten	60
7	Zusammenfassung und Ausblick	63
	Quellenverzeichnis	65

Kurzfassung

Der 50 kt Flüssigszintillator–Detektor LENA (Low–Energy Neutrino Astronomy) ist ein geplanter Mehrzweck–Neutrinodetektor der nächsten Generation. Die Kombination von Flüssigszintillator und großer Detektormasse ermöglicht die Messung von Neutrinos aus zerfällen von Pionen und Myonen in Ruhe (erzeugt mithilfe von Hochleistungs–Zyklotrons nach dem Konzept von DAE δ ALUS (Decay-At-rest Experiment for δ_{CP} At the Laboratory for Underground Science)) mit einer ausreichenden Statistik, um die CP-verletzende Phase δ_{CP} messen zu können.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden Simulationen entwickelt, um die Sensitivität dieses Ansatzes auf die Entdeckung von CP-Verletzung einerseits, andererseits die Bestimmung des genauen Wertes von δ_{CP} zu untersuchen. Es wird der Aufbau dieser Simulationen beschrieben und die erhaltenen Resultate für verschiedene Annahmen präsentiert. Weiterhin werden diese Ergebnisse mit den Erwartungen anderer geplanter Experimente zur Messung von δ_{CP} verglichen.

Abstract

The 50 kt liquid scintillator detector LENA (Low-Energy Neutrino Astronomy) is a proposed next-generation multi-purpose neutrino detector. The combination of the liquid scintillator technique and a large detector volume will allow a measurement of neutrinos from pion and myon decays-at-rest (provided by high-power cyclotrons according to the DAE δ ALUS (Decay-At-rest Experiment for δ_{CP} At the Laboratory for Underground Science) concept) with sufficient statistics to measure δ_{CP} .

In the Framework of this thesis, simulations have been developed to analyze the sensitivity to measure CP-violation and the value of δ_{CP} of this experimental approach. First, the construction of the simulations is presented, as well as their results for different assumptions. Furthermore, a comparison of these results with the expectations of other planned experiments aiming to measure δ_{CP} is given.

x

Abstract

Kapitel 1

Einleitung

Wolfgang Pauli postulierte 1930 erstmals ein leichtes, neutrales Fermion um das kontinuierliche Elektronenspektrum des β -Zerfalls zu Erklären und die Spin-Erhaltung zu gewährleisten. 26 Jahre später gelang es Clyde L. Cowan und Frederick Reines erstmals das inzwischen als Neutrino bezeichnete Elementarteilchen nachzuweisen. In den folgenden Jahrzehnten konnte in einer Vielzahl von Neutrino-Experimenten grundlegende Eigenschaften der Neutrinos bestimmt werden, die zu unserem heutigen Bild der Physik beigetragen haben.

Insbesondere seit dem Nachweis von Neutrinooszillationen mit dem Kamiokande Experiment 1998, der eindeutig Physik jenseits des Standardmodells bewies, hat sich die Neutrinophysik im Rahmen der Elementarteilchenphysik etabliert. Von den sechs Parametern, durch die Neutrinooszillationen charakterisiert werden, verbleibt, neben der Massenhierarchie, nur der Wert der CP-verletzenden¹ Phase δ_{CP} als unbestimmter Parameter [1]. Eine Messung von δ_{CP} und der damit verbundene Nachweis von CP-Verletzung im leptonen Sektor, sollte der entdeckte Wert sich von 0 und π unterscheiden, könnte ein erster Hinweis zur Erklärung des Materie-Antimaterie-Ungleichgewichts des Universums sein. Die nächste Generation von Neutrino-Detektoren wird uns in die Lage versetzen, auch diesen Parameter näher zu bestimmen und damit eine der derzeit wichtigsten offenen Fragen im Feld der Neutrinophysik zu beantworten.

Diese Diplomarbeit hat zum Ziel, die Sensitivität des LENA²-Detektors bei Nutzung des DAE δ ALUS³-Ansatzes zur Messung der CP-verletzenden

¹CP-Verletzung beschreibt die die Nichterhaltung der Symmetrie eines Prozesses nach Ladungs- und Ortsspiegelung.

²LENA: Low Energy Neutrino Astronomy

³DAE δ ALUS: Decay-At-rest Experiment for δ_{CP} studies At the Laboratory for Underground Science

Phase δ_{CP} einzuschätzen. Dieser Ansatz ist besonders attraktiv, da der Aufbau finanziell vergleichsweise günstig umzusetzen ist und der inverse β -Zerfall als Hauptnachweiskanal für das Experiment sehr effektiv in Flüssigszintillator-Detektoren wie LENA nachgewiesen werden kann. Obwohl LENA mit einer Detektormasse von 50 kt deutlich kleiner ausfällt, als der ursprünglich für das DAE δ ALUS-Experiment vorgesehene 300 kt Wasser-Cherenkov-Detektor, ermöglichen die hervorragende Untergrundunterdrückung, die sehr hohe Nachweiseffizienz des inversen β -Zerfalls in LENA und der große Wert von θ_{13} eine effiziente Durchführung mit LENA.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Simulationen entwickelt, um die Sensitivität dieses Ansatzes abzuschätzen. Es werden die Auswirkungen der Unsicherheiten der Oszillationsparameter θ_{13} und θ_{23} auf die Sensitivität des Experiments untersucht, sowie die Sensitivität auf CP-Verletzung und δ_{CP} abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} ermittelt. Die Ergebnisse der durchgeführten Simulationen zeigen, dass die Kombination DAE δ ALUS und LENA innerhalb von 10 Jahren CP-Verletzung für mehr als 60% des Parameterbereiches von δ_{CP} mit 3σ ausschließen können wird und eine Genauigkeit von bis zu 10 Grad, abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} , aufweisen kann. Ein Vergleich mit anderen geplanten Experimenten zeigt, dass die erzielbare Sensitivität mit der nächsten Generation von Neutrino-Strahlexperimenten wettbewerbsfähig ist.

Im folgenden Kapitel 2 soll zunächst der aktuelle Stand der Neutrino-Forschung kompakt wiedergegeben werden. Kapitel 3 dient als Überblick über geplante Experimente, welche das Ziel der Bestimmung von δ_{CP} haben. Daraufhin wird in Kapitel 4 der LENA-Detektor und in Kapitel 5 das Prinzip des DAE δ LUS-Experimentes vorgestellt. Kapitel 6 beschreibt den Aufbau und die Ergebnisse der im Rahmen dieser Diplomarbeit ausgeführten Arbeiten, abschließend folgen in Kapitel 7 Zusammenfassung und Ausblick.

Kapitel 2

Neutrino-physik

Der erste Nachweis eines Neutrinos gelang Clyde L. Cowan und Frederick Reines erstmals 1956 und somit erst 26 Jahre nachdem das Neutrino postuliert wurde. 1962 zeigten Leon Lederman, Mel Schwartz und Jack Steinberger, dass es mehr als eine Art Neutrinos geben musste und entdeckten so das Myon Neutrino. Dass es auch noch ein Drittes Neutrino gibt wurde indirekt über den Z^0 Zerfall bei Beschleunigerexperimenten bewiesen, der direkte Nachweis gelang erst im Sommer 2000 durch die DONUT Collaboration[2]. Dieses Kapitel soll den aktuellen Stand der Neutrino-forschung nur knapp zusammenfassen, detailliertere Informationen können [3] entnommen werden.

2.1 Neutrinos im Standardmodell

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist ein Modell, das auf der Quantenfeldtheorie beruht und sowohl Teilchen als auch ihre Wechselwirkungen beschreibt. Vom 2013 erstmals nachgewiesenen Higgs-Boson[4] abgesehen sind alle bisher entdeckten Teilchen Teil des Standardmodells und wurden zum Teil vor ihrer Entdeckung durch dieses vorhergesagt. Es enthält zwölf Teilchen mit Spin $1/2$, die Fermionen. Diese Gruppe ist wiederum unterteilt in jeweils sechs Quarks und Leptonen welche aufgrund der unterschiedlichen Eigenschaften ihrer Mitglieder jeweils in drei Generationen eingeteilt werden. Des Weiteren gibt es zu jedem dieser Elementarteilchen ein Antiteilchen. Einen Überblick über die Gliederung der Fermionen im Standardmodell bietet Tabelle 2.1.

Zwischen diesen Elementarteilchen wirken die fundamentalen Wechselwirkungen, wenn diese Teilchen die entsprechende Ladung tragen. Das Standardmodell beschreibt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen, die

	El. Ladung	Generation 1		Generation 2		Generation 3	
Quarks	$+\frac{2}{3}$	Up	u	Charm	c	Top	t
	$-\frac{1}{3}$	Down	d	Strange	s	Bottom	b
Leptonen	-1	Elektron	e	Myon	μ	Tau	τ
	0	Elektron-Neutr.	ν_e	Muon-Neutr.	ν_μ	Tau-Neutr.	ν_τ

Tabelle 2.1: Einteilung der Fermionen im Standardmodell

Wechselwirkung	Eichboson(en)	Masse [GeV]
Stark	Gluonen	0
Elektromagnetisch	Photonen	0
Schwach	W^+/W^-	80.4
	Z^0	91.2

Tabelle 2.2: Wechselwirkungen und die zugehörigen Eichbosonen im Standardmodell

Gravitation ist nicht im Modell enthalten. Alle Fermionen interagieren über die schwache Wechselwirkung, nur Neutrinos tragen keine elektrische Ladung und nur Quarks tragen eine starke, auch Farbladung genannte, Ladung.

Die fundamentalen Kräfte werden über Spin 1 Teilchen, die Eichbosonen, vermittelt, die elektromagnetische Wechselwirkung über Photonen, die schwache Wechselwirkung über Z^0 , W^+ und W^- und die starke Wechselwirkung über Gluonen. Eine Auflistung der Eichbosonen ist in Tabelle 2.2 zu finden.

Weil Neutrinos nur an die Eichbosonen der schwachen Wechselwirkung koppeln, und diese über eine erhebliche Ruhemasse verfügen, wodurch ihre Reichweite stark reduziert wird, wechselwirken Neutrinos nur sehr selten und sind dadurch auch schwierig zu detektieren. Ein typischer Wechselwirkungsquerschnitt für Neutrinos im MeV-Bereich liegt bei 10^{-44} cm^2 .

2.2 Neutrino-Oszillationen

Das erste Mal wurden Neutrino-Oszillationen 1957 von Bruno Pontecorvo als Neutrino-Antineutrino Oszillationen vorgeschlagen. Derartige Oszillationen wurden nie beobachtet, doch auf Grundlage dieses Konzeptes erarbeiteten Maki, Nakagawa und Saka 1962 die Theorie zur Neutrino-Flavor-

Oszillation¹.

Als 1968 mit den ersten Ergebnissen des Homestake Experiments erste Hinweise auf das Solare Neutrino Problem² aufkamen waren es Vladimir Gribov und wiederum Bruno Pontecorvo, die 1969 Neutrino-Oszillationen als Lösung des Problems vorschlugen.

Erst 1998 gelang mit dem Kamiokande Experiment der Nachweis von Neutrino-Oszillationen anhand von atmosphärischen Neutrinos [5], das Solare Neutrino-Problem konnte erst 2001 durch Beobachtungen des Sudbury Neutrino Observatory (SNO) vollständig auf Neutrino-Oszillationen zurückgeführt werden [6]. Die folgenden beiden Abschnitte dienen dem grundlegenden Verständnis des Aufbaus der Oszillationswahrscheinlichkeit eines Neutrinos. Eine ausführliche Herleitung zu diesem Thema kann [3] entnommen werden.

2.2.1 Oszillationsformel

Nimmt man vereinfacht an es gäbe nur 2 Flavoureigenzustände dann lässt sich über die Schrödingergleichung und mithilfe der Pontecorvo–Maki–Nakagawa–Sakata (PMNS) Matrix die Wahrscheinlichkeit P einer Flavouränderung des Neutrinos im Vakuum als:

$$P_{(\alpha \rightarrow \beta)} = \sin^2(2\theta) \cdot \sin^2\left(\frac{\Delta m^2 L}{4E}\right) \quad (2.1)$$

darstellen. Dabei bezeichnen α und β die beiden Flavoureigenzustände, L den Laufweg und E die Neutrinoenergie. Die Oszillationsparameter θ und Δm beschreiben den Mischungswinkel sowie die Massendifferenz zwischen beiden Masseneigenzuständen³. Da es drei Flavoureigenzustände gibt erhöht sich die Anzahl der Oszillations-Parameter auf Sechs, man erhält drei Mischungswinkel, zwei Massendifferenzen und die CP verletzende Phase δ_{CP} .

So erhält man beispielsweise für die Vakuum Oszillations-Wahrschein-

¹Dieses Prinzip erlaubt Neutrinos, die mit einem bestimmten Flavour erzeugt werden zu einem späteren Zeitpunkt in einem anderen Flavour-Zustand gemessen zu werden.

²Messungen von Solaren Neutrinos ergaben ausnahmslos einen deutlich geringeren Neutrino-Fluss als durch solare Modelle vorhergesagt, dies wurde unter dem Namen „Solares Neutrino Problem“ bekannt.

³Die Flavoureigenzustände lassen sich mithilfe der PMNS-Matrix U als Linearkombination von Masseneigenzuständen (und umgekehrt) darstellen: $|\nu_i\rangle = \sum_{\alpha} U_{\alpha i} |\nu_{\alpha}\rangle$.

Oszillationsparameter	Best fit	1σ Bereich
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.54	7.32-7.80
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	2.44	2.38-2.52
$\sin^2\theta_{12}$	0.308	0.391-0.325
$\sin^2\theta_{23}$	0.425	0.398-0.454
$\sin^2\theta_{13}$	0.0234	0.0216-0.0256
δ_{CP}	1.39π	$1.12-1.72 \pi$

Tabelle 2.3: Neutrino Oszillations-Parameter unter Annahme normaler Massenhierarchie eines Ende 2013 veröffentlichten Fits zu globalen Daten[1]. Die Sensitivität auf δ_{CP} resultiert aus Ergebnissen aus T2K und Reaktorexperimenten, ist jedoch noch so Ungenau, dass kein Bereich des Parameterbereichs ausgeschlossen werden kann.

lichkeit von Myon-Neutrinos in Elektron-Neutrinos[7]:

$$\begin{aligned}
P_{(\mu \rightarrow e)} &= \sin^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{13}) \sin^2(\Delta_{31}) \\
&\mp \sin \delta_{CP} \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{12}) \sin^2(\Delta_{31}) \sin(\Delta_{21}) \\
&+ \cos \delta_{CP} \sin(2\theta_{13}) \sin(2\theta_{23}) \sin(2\theta_{12}) \sin(\Delta_{31}) \cos(\Delta_{31}) \sin(\Delta_{21}) \\
&+ \cos^2(\theta_{23}) \sin^2(2\theta_{12}) \sin^2(\Delta_{21})
\end{aligned} \tag{2.2}$$

wobei $\Delta_{ij} = \Delta m_{ij}^2 L/4E$ gilt. Im zweiten Term steht \mp für Neutrinos bzw. Anti-Neutrinos.

2.2.2 Oszillations-Parameter

Die Oszillations-Parameter wurden in einer Vielzahl von Experimenten weltweit über die letzten Jahre präzisiert. Die aktuellen Werte der Parameter sind Tabelle 2.3 zu entnehmen, die zugehörigen grafischen Darstellungen finden sich in Abbildung 2.1.

Seitdem das Daya-Bay-Experiment[8] 2012 zum ersten Mal θ_{13} mit hoher Genauigkeit messen konnte verbleibt, neben dem Vorzeichen von Δm_{31}^2 , die CP verletzende Phase δ_{CP} als letzter unbestimmter Parameter, die aktuellen Grenzen für δ_{CP} wurden durch T2K⁴ und Reaktorexperimente ermittelt. Derzeit werden weltweit Neutrino-Detektoren geplant, die die bisherigen Detektoren deutlich übertreffen, unter anderem um diese Unbekannten zu vermessen. Abgesehen von diesen Parametern ist die Oszillationswahrscheinlichkeit eines Neutrinos außerdem von der Energie des Neutrinos

⁴T2K: Tokai to Kamiokande

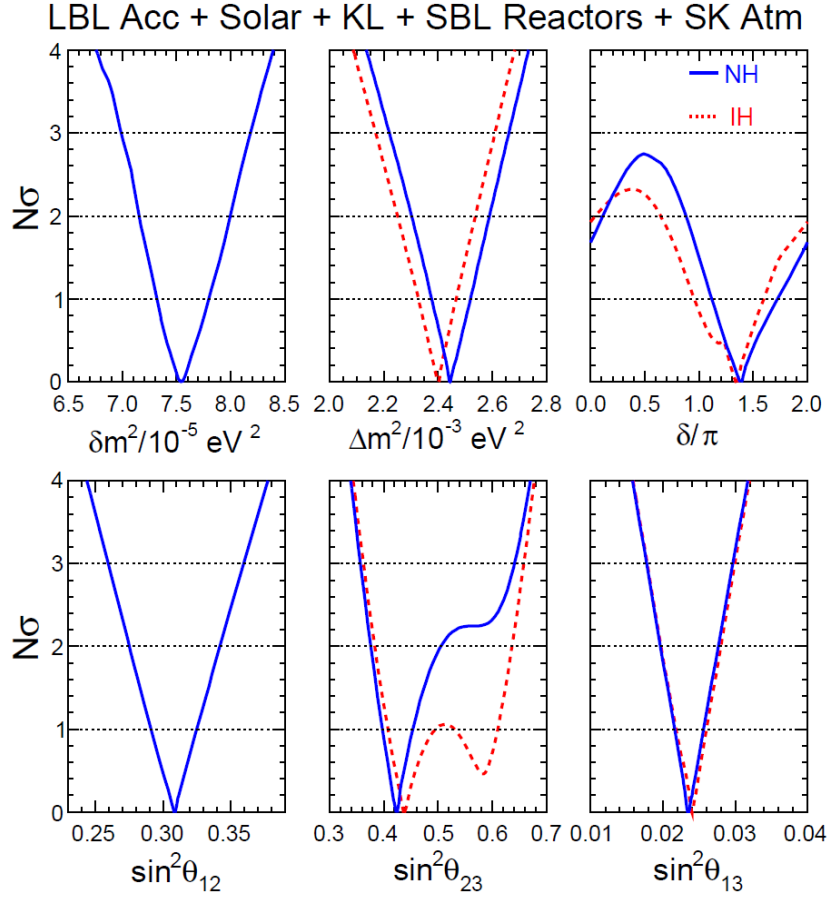


Abbildung 2.1: Darstellung der Grenzen der Oszillationsparameter als Standardabweichung $N\sigma$ vom besten, globalen fit Wert[1]. Die Sensitivität von δ_{CP} geht auf die Reaktorexperimente und T2K zurück, eine geringfügigere Verbesserung wird durch NO ν A erwartet (Kapitel 3).

und der Entfernung vom Ort der Erzeugung abhängig. Falls große Mengen Materie, und damit auch Elektronen, zwischen Emission und Detektion durchquert werden geht weiterhin auch der Michejew-Smirnow-Wolfenstein-Effekt (MSW) ein, der durch Neutrino-Elektron-Wechselwirkung entsteht. Dabei sind die Weglänge durch das durchquerte Medium und dessen Dichte sowie die Neutrinoenergie von entscheidender Bedeutung.

Kapitel 3

Experimente zur Bestimmung von δ_{CP}

Ziel dieses Kapitels ist es einige geplante und existierende Experimente zur Bestimmung von δ_{CP} vorzustellen. Es werden Neutrinoquelle, Detektor, und Messprinzip behandelt. Die kurze Einführung der Experimente in diesem Kapitel dient hauptsächlich zur Illustrierung der Sensitivität der behandelten Experimente auf die Bestimmung von δ_{CP} , detaillierte Informationen zu diesen Projekten können den genannten Quellen entnommen werden.

3.1 $\text{NO}\nu\text{A}$

$\text{NO}\nu\text{A}$ steht für „NuMI¹ off-Axis ν_e Appearance²“ und bezeichnet ein Neutrinostrahl-Experiment, das sich derzeit im Aufbau befindet. Dieser Abschnitt basiert zum größten Teil auf einem Statusbericht des $\text{NO}\nu\text{A}$ Experiments[9]. Der Aufbau besteht aus dem NuMI Neutrinostrahl, einem Nah- und einem Fern-Detektor und soll 2014 fertiggestellt werden. Beide Detektoren basieren auf Flüssigszintillator, der in streifenförmigen Kunststoffmodulen eingefüllt ist. Damit das Experiment mit einem schmalbandigen Neutrinostrahl arbeiten kann wird der fern Detektor 14 mrad von der Strahlachse entfernt positioniert. Einige Kenngrößen sind Tabelle 3.1 zu entnehmen.

¹„Neutrinos at the Main Injector“.

²Appearance: englisch für „auftauchen“, Appearance-Experimente suchen nach Neutrinos in Flavoureigenzuständen, die man anhand der genutzten Quelle nicht erwarten würde, aufgrund von Neutrinooszillationen dennoch Nachweisen kann.

Neutrinoquelle:	Neutrinostrahl
Strahlenergie:	120 GeV
Strahlleistung:	700 kW
Neutinoenergie:	ca. 2 GeV
Oszillationskanäle:	ν_μ (50%), $\bar{\nu}_\mu$ (50%)
Detektormaterial:	Flüssigszintillator Module
Detektormasse:	14 kt
Detektor Lage:	ebenerdig
Baseline:	810 km

Tabelle 3.1: Spezifikationen zu NO ν A

3.1.1 Neutrinoquelle

Der Neutrinostrahl für NO ν A wird durch das bereits für MINOS³ genutzte NuMI produziert.

Zur Erzeugung eines Neutrinostrahls wird ein, gewöhnlich in einem Proton–Synchrotron erzeugter, intensiver Protonenstrahl auf ein Ziel aus leichten Kernen gelenkt. Durch die stattfindenden Kernstöße entstehen Teilchen, unter anderem π^\pm und K^\pm , die bevorzugt in Strahlrichtung aus dem Ziel austreten. Durch geeignete Anordnung von Magnetfeldern lassen sich die erzeugten Mesonen nach Ladungsvorzeichen selektieren. Dieser Strahl wird nun in einen üblicherweise einige hundert Meter langen Zerfallstunnel geleitet, hier zerfällt ein Teil der erzeugten Mesonen:

$$M^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu \quad (M^+ = \pi^+, K^+). \quad (3.1)$$

Entsprechend der zuvor durchgeführten Ladungsselektion lässt sich so wahlweise ein Neutrino oder ein Antineutrinostrahl erzeugen. Die Zerfallstunnel–länge wird entsprechend der Lebensdauer der Mesonen und der Strahlenergie angepasst, sodass Verunreinigungen durch Myonzerfälle minimiert werden. Anschließend an den Zerfallstunnel folgt der Myonenschild, in diesem werden neben den entstandenen Myonen auch die nicht zerfallenen Pionen und Kaonen absorbiert um Strahlverunreinigungen zu minimieren.

Für die Nutzung mit NO ν A erhält das NuMI ein Leistungsupgrade von 350 kW auf 700 kW.

³MINOS: Main Injector Neutrino Oscillation Search

3.1.2 Detektor

Mithilfe des Nah-Detektors lässt sich der Fluss des Neutrinostrahls normalisieren, sodass eine genaue Messung der Oszillationswahrscheinlichkeit mit dem Fern-Detektor ermöglicht wird. Beide Detektoren des Experimentes bestehen aus Quaderförmig angeordneten Flüssigszintillator Zellen. Eine einzelne Zelle misst $6\text{ cm} \times 4\text{ cm} \times 4.5\text{ m}$, diese Röhren werden zu vertikalen Schichten angeordnet. Die Auflösung ist so gewählt, dass es möglich ist elektromagnetische Schauer durch den zerfall neutraler Pionen von Schauern durch Elektronen aus Neutrinowechselwirkungen zu unterscheiden. Ausgelesen werden die einzelnen Röhren jeweils mittels Avalanche-Photodioden, diese erhalten die Lichtsignale über Wellenlänge verschiebende optische Fasern und sind oberhalb bzw. seitlich der Detektorblöcke installiert. Um eine dreidimensionale Auflösung zu erreichen werden diese Schichten abwechselnd rechtwinklig zueinander ausgerichtet, insgesamt wird der Fern-Detektor aus etwa 1000 dieser Schichten und insgesamt 344.064 Zellen bestehen.

Erste Module des noch nicht fertiggestellten Detektors wurden bereits in Betrieb genommen und zeigen die erwartete Leistung.

3.1.3 Messprinzip

Für die Messung nutzt $\text{NO}\nu\text{A}$ hauptsächlich das ν_e Appearance-Signal einen ν_μ bzw. $\bar{\nu}_\mu$ Strahls, das Experiment ist für beide Modi jeweils drei Jahre geplant. Über die Differenz von Neutrino und Antineutrino Signal durch Nutzung beider Modi kann auf Masseneffekte und δ_{CP} geschlossen werden, ursprünglich war $\text{NO}\nu\text{A}$ jedoch als Experiment zur Messung von θ_{13} geplant. Da $\text{NO}\nu\text{A}$ ein Schmalband-Spektrum mit einem Detektor an einer festen Baseline vermisst ist das Experiment nicht in der Lage das Oszillationsspektrum genau genug zu Vermessen, um eine genaue Messung der Massenhierarchie oder δ_{CP} zu ermöglichen. Nachdem sich θ_{13} als Größer herausgestellt hat, als in der Planungsphase des Projektes erwartet wurde, besteht jedoch die Chance für einen Teil des Parameterraumes von δ_{CP} einen Hinweis auf CP-Verletzung im Leptonischen Sektor zu erhalten.

3.1.4 Sensitivität

$\text{NO}\nu\text{A}$ erwartet nach 6 Jahren Laufzeit für 60% des Parameterraumes von δ_{CP} mit 1σ Signifikanz CP Erhaltung ausschließen zu können (Abbildung 3.1). Kombiniert man diese Ergebnisse mit denen von T2K ⁴ erhält man für den gleichen Zeitraum eine Abdeckung von knapp 70% (Abbildung 3.2).

⁴T2K: Tokai to Kamiokande

Die signifikante Verbesserung der Messergebnisse für δ_{CP} sogar bei Messung durch nicht auf diesen Parameter optimierte Experimente zeigt die Die Massenhierarchie sollen die beiden Experimente gemeinsam im selben Zeitraum mit mindestens 1σ bestimmen können.

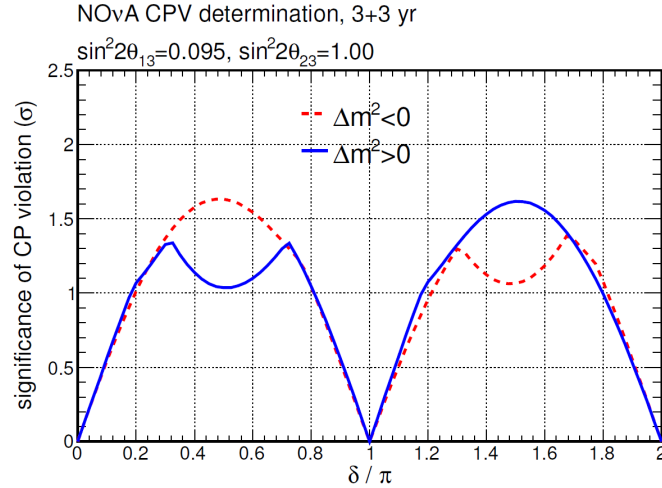


Abbildung 3.1: Erwartete Signifikanz, mit der das CP erhaltende Modell abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} nach etwa 6 Jahren Laufzeit bei NO ν A ausgeschlossen werden kann [9].

3.2 LAGUNA–LBNO

LAGUNA–LBNO⁵ bezeichnet den europäischen Vorschlag für einen Neutrinostrahl, der im CERN erzeugt und auf einen großen Neutrinodetektor Detektor gerichtet wird. Als Detektoren für das LAGUNA Projekt werden drei Alternativen diskutiert. Neben dem LENA Detektor, der in Kapitel 4 näher behandelt wird, sind der Wasser-Cherenkov-Detektor MEMPHYS⁶ und der Flüssigargon Detektor GLACIER⁷ Optionen. LBNO favorisiert GLACIER und die folgenden Informationen basieren auf einer Analyse mit diesem Detektor aus [10].

Der Detektor soll in 1400m Tiefe in einem Minenschacht der Pyhäsalmi Mine in Finnland errichtet werden und auf dem Prinzip einer Flüssigargon

⁵LAGUNA-LBNO: Large Apparatus studying Grand Unification, Neutrino Astrophysics and Long Baseline Neutrino Oscillations

⁶Memphys: Megaton Mass Physics

⁷GLACIER: Giant Liquid Argon Charge Imaging Experiment

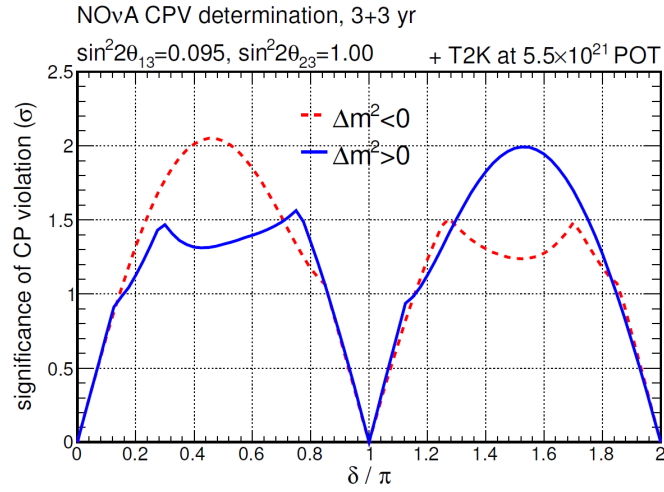


Abbildung 3.2: Erwartete Signifikanz, mit der das CP erhaltende Modell abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} nach etwa 6 Jahren Laufzeit von NO ν A ausgeschlossen werden kann, wenn man die Ergebnisse mit denen von T2K kombiniert [9].

Spurendriftkammer (LArTPC)⁸ basieren. Ergänzend ist ein magnetisiertes Eisen-Szintillator-Kalorimeter (MIND) vorhergesehen um zusätzlich Neutrinos zu messen und die Energie und Ladung der Myonen, die bei der Detektion von ν_μ und $\bar{\nu}_\mu$ im LArTPC entstehen, zu bestimmen und so die Energieauflösung und Teilchenidentifikation des Detektors weiter zu verbessern. Einige Kenngrößen sind in Tabelle 3.2 zusammengefasst.

Neutrinoquelle:	Neutrinostrahl
Strahlenergie:	750 GeV
Strahlleistung:	750 kW
Neutrinoenergie:	0.5 - 10 GeV
Laufmodi:	ν_μ (25%), $\bar{\nu}_\mu$ (75%)
Detektormaterial:	Flüssiges Argon
Detektormasse:	20 kt
Detektor Lage	1400 m unterirdisch
Baseline:	2300 km

Tabelle 3.2: Spezifikationen zu LAGUNA-LBNO

⁸ LArTPC: Liquid Argon Time Projection Chamber

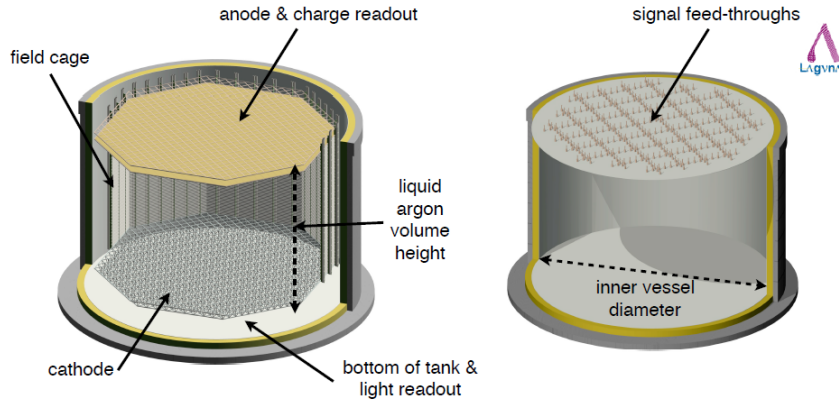


Abbildung 3.3: Schematischer Aufbau von GLACIER. Der innere Detektor ist links zu sehen, rechts der innere Behälter mit Drahtdurchführung [10].

3.2.1 Neutrinoquelle

Als Neutrinoquelle dient bei LAGUNA–LBNO ein Breitband Neutrinostrahl. Der Beschleuniger, der für den Neutrinostrahl für LBNO genutzt werden soll, ist das bereits existierende Super Proton Synchrotron (SPS) am CERN. Derzeit wird das SPS mit einer Strahlenergie von 450 GeV betrieben, für die geplanten 750 GeV sind Verbesserungen an der bestehenden Anlage sowie deren Vorbeschleuniger notwendig. Ein Upgrade in dieser Größenordnung wurde bereits vorgeschlagen um die Intensität des LHC zu erhöhen, für das das SPS derzeit als Vorbeschleuniger fungiert. Die Funktionsweise des Beschleunigers ist analog zu der Beschreibung in Abschnitt 3.1.1, zur Flussnormierung des Neutrinostrahls ist ein Nahdetektor vorgesehen.

3.2.2 Detektor

Neben einem Nah–Detektor zur Flussnormierung soll für LAGUNA–LBNO der geplante GLACIER Detektor als Fern–Detektor dienen, dabei handelt es sich um eine 20 kt LArTPC. LArTPC verfügen sowohl über eine sehr gute Orts– als auch Energieauflösung. Trotz potentieller Gefahren, die beim Umgang mit kryogenem Flüssiggas drohen und den damit verbundenen hohen Technischen Anforderungen, erscheinen LArTPC Detektoren aufgrund dieser Genauigkeit als erfolgversprechende Detektortechnologie, auch in einer Größenordnung die für ein Neutrinodetektor der nächsten Generation nötig ist.

In einer LArTPC werden die Ionisationsspuren geladener Teilchen in Ma-

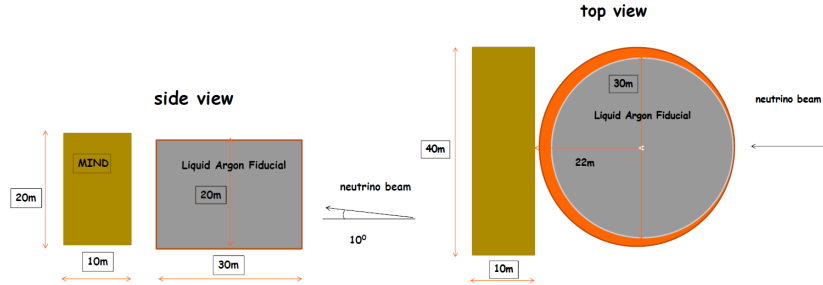


Abbildung 3.4: Anordnung von MIND und GLACIER relativ zum Neutrinostrahl [10].

terie ausgenutzt um ein dreidimensionales Bild der Teilchenspur zu rekonstruieren. Dabei werden die Elektronen der Ionisationsspur durch Hochspannung zu gerasterten Anodendrähten geleitet, durch entsprechende Anordnung dieser Drähte erreicht man eine zweidimensionale Auflösung. Zusätzlich werden optische Sensoren im Inneren des Detektors installiert um den Zeitpunkt der Teilchenwechselwirkungen zu bestimmen. Da die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im Medium ebenso bekannt ist wie der Zeitpunkt der Teilchenerzeugung kann man über den Zeitpunkt der Registrierung der Driftelektronen die Spuren dreidimensional rekonstruieren, die Anzahl der registrierten Elektronen in jedem Messabschnitt gibt dabei Auskunft über die Energie des Teilchens.

Weil Myonen nur einen Anteil ihrer Energie innerhalb des Flüssigargonvolumens deponieren und dann aus dem Detektor austreten wird bei LAGUNA-LBNO die Myonenergie zusätzlich mit dem Eisen-Szintillator-Kalorimeter MIND vermessen.

Der GLACIER Detektor soll einen doppelwandigen, zylindrischen Aufbau erhalten und könnte bis zu 100 kt Detektormasse hochskaliert werden. Die nötige Hochspannung von etwa 1 kV/cm wird Vertikal angelegt, die dafür notwendigen Elektroinstallationen sollen oberhalb des Detektors platziert werden. Im oberen Bereich des Detektors werden die elektrischen Signale ausgelesen, unterhalb der transparenten Kathode im unteren Bereich des Detektors werden Photomultiplier(PMT) eingesetzt. Abbildung 3.3 zeigt den schematischen Aufbau des Detektors.

Der MIND Detektor dient als eigenständiger Neutrinodetektor und zur Präzisierung der kalorimetrischen Messung der Myonen aus Neutrinowechselwirkungen im GLACIER Detektor sowie der Identifikation ihres Ladungsvorzeichens. Dadurch wird die Unterscheidung von ν_{μ} und $\bar{\nu}_{\mu}$ ermöglicht,

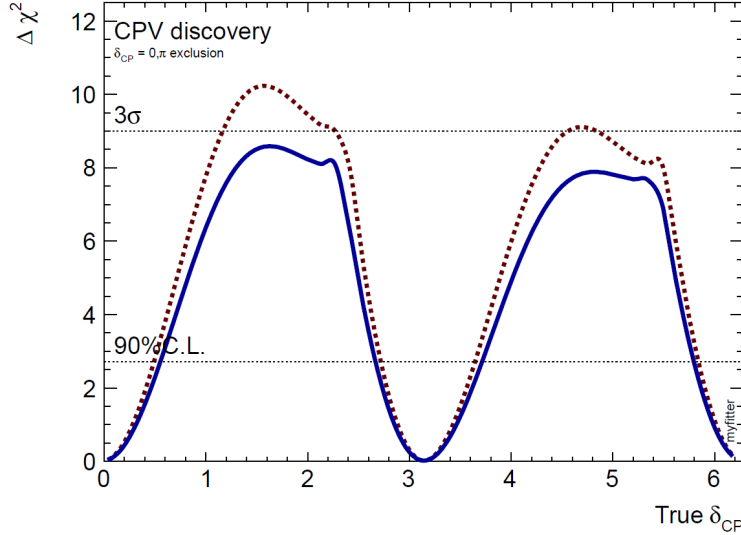


Abbildung 3.5: Erwartetes ΔX^2 zum CP erhaltendem Modell abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} nach etwa 12 Jahren Laufzeit bei LAGUNA-LBNO [11].

was eine präzisere Messung des Untergrunds und damit die Reduzierung von systematischen Fehlern zur Folge hat.

3.2.3 Messprinzip

Für die Messung der Massenhierarchie nutzt LAGUNA-LBNO hauptsächlich das ν_e Appearance-Signal einen ν_μ bzw. $\bar{\nu}_\mu$ Strahls. Die energieabhängige Differenz von Neutrino und Antineutrino Signal kann auf Masseneffekte und δ_{CP} zurückgeführt werden. Durch die Nutzung eines Breitband Neutrinostrahls mit Neutrinoenergien von 0.5 bis 10 GeV bei einer Baseline von 2300km kann LAGUNA-LBNO das Oszillationsspektrum vom zweiten bis zum ersten Oszillationsmaximum und darüber hinaus abdecken. Der starke Einfluss von Masseneffekten bei dieser Baseline führt dazu, dass LAGUNA-LBNO äußerst sensitiv auf die Bestimmung der Massenhierarchie ist. Mithilfe eines Detektors, der über eine hohe Energieauflösung verfügt und die Unterscheidung der drei Neutrino Flavours für Charged Current Events ermöglicht, können so die Oszillationsspektren ($\nu_\mu \rightarrow \nu_x$, $x = e, \mu, \tau$) detailliert vermessen werden. Der hohe Einfluss von Masseneffekten ist für die genaue Bestimmung von δ_{CP} hinderlich, dennoch ermöglicht die Vermessung des Oszillationsspektrums auch eine Aussage zu δ_{CP} .

3.2.4 Sensitivität

LAGUNA–LBNO erwartet für das vorgestellte Setup, dass eine CP Verletzung mit 90% C.L. für etwa 60% des Parameterraumes von δ_{CP} nach etwa 12 Jahren, davon drei im ν_μ und neun im $\bar{\nu}_\mu$ Modus (Abbildung 3.5). Die Massenhierarchie wird dabei innerhalb von 5 Jahren mit einer Signifikanz von mehr als 5σ vermessen [11].

3.3 LBNE

LBNE steht für Long Baseline Neutrino Experiment und bezeichnet ein geplantes Neutrinostrahl–Experiment vom Fermi National Accelerator Lab zur Sanford Underground Research Facility. Es handelt sich dabei um einen Breitband–Neutrino–Strahl, der auf eine LArTPC gerichtet wird. Die derzeitigen Planungen sehen eine 10 kt Detektor und eine 34 kt Detektor Variante als Fern–Detektor vor, für einen 10 kt Detektor an der Erdoberfläche ist die Finanzierung bereits gesichert, der 34 kt Untergrund–Detektor ist im derzeitigen Finanzierungsplan nicht enthalten [12].

3.3.1 Neutrinoquelle

Für LBNE wird den gleiche Protonenbeschleuniger vom Fermilab wie NO ν A nutzen. Die Strahlenergie beträgt daher, wie bei NO ν , bis zu 120 GeV bei einer Leistung von 700 kW. Da der Neutrinodetektor des Experiments in einer anderen Richtung und einer deutlich größeren Entfernung von 1300 km liegt jedoch ein anderes Target nutzen und somit NO ν A und MINOS ablösen. Ein Leistungs–Upgrade auf 2300 kW im Rahmen von Projekt X [13] wird in Erwägung gezogen, das grundsätzliche Prinzip der Strahlerzeugung ist wieder analog zu zu der Beschreibung in Abschnitt 3.1.1.

3.3.2 Detektor

Neben einem Nahdetektor zur Flussnormierung ist für LBNE ein Fern–Detektor in 1300 km Entfernung zur Strahlquelle geplant. Im Gegensatz zu NO ν A wird der LBNE Detektor im Zentrum der Strahlachse positioniert um den Breitband–Strahl zu Nutzen. Derzeit ist ein 10 kt LArTPC vorgesehen, die Funktionsweise ist analog zum Detektor in Abschnitt 3.2.2. Dieser Detektor soll aus Kostengründen an der Erdoberfläche Plaziert werden, wodurch der Untergrund durch kosmische Strahlung die Messung des Neutrinosignals deutlich erschwert. Es werden daher Partner gesucht, um die Realisierung des 34 kt Detektors in 1480 m tiefe zu ermöglichen.

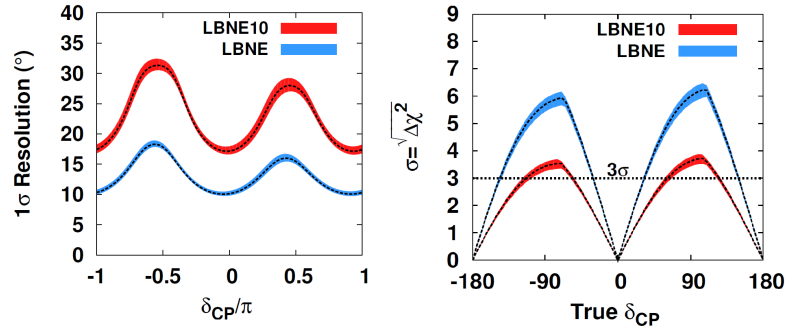


Abbildung 3.6: Links: 1σ Auflösung abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} nach 10 Jahren Laufzeit, davon 50% im $\bar{\nu}$ Modus. Rechts: Signifikanz der Entdeckung von CP-Verletzung abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} . Sowohl die 10 kt Option (Rot) als auch die 34 kt Option (Blau) sind Dargestellt.

3.3.3 Messprinzip

LBNE nutzt, genau wie LAGUNA-LBNO, den Breitband-Neutrinostrahl aus um das erste und das zweite Oszillationsmaximum abzudecken. Die im Vergleich zu LAGUNA-LBNO reduzierte Entfernung und die damit verbundene Reduzierung der Masseneffekte hat eine erhöhte Sensitivität auf δ_{CP} bei verringerter Sensitivität auf Bestimmung der Massenhierarchie zur Folge, dadurch ist LBNO dazu ausgelegt beide Parameter genau zu Vermessen.

3.3.4 Sensitivität

Für das Setup mit einem 10 kt LArTPC Detektor erwartet LBNE eine 3σ Coverage von 40%, und eine 1σ -Sensitivität auf δ_{CP} von 17 bis 31 Grad, abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} . Für die größere Detektoroption erhöht sich 3σ Coverage auf 67% und die 1σ -Sensitivität auf 10 bis 17 Grad. die Ermittlung der Massenhierarchie für nach einer Laufzeit von 10 Jahren mit 3σ bzw. 5σ für den 10 bzw. 34 kt Detektor angegeben [14], Abbildung 3.6 zeigt die Ergebnisse grafisch.

Kapitel 4

LENA

Dieses Kapitel beschäftigt sich mit dem Aufbau des LENA Detektors sowie den Eigenschaften des Detektormaterials, der Photomultiplier und den experimentellen Möglichkeiten von LENA. Es basiert zu großen Teilen auf dem LENA Whitepaper[15].

LENA ist einer der drei Detektoroptionen, die vom LAGUNA Projekt als Neutrino-detektor der nächsten Generation in Betracht gezogen werden. Es handelt sich dabei um einen Mehrzweck-Flüssigszintillator-Detektor mit einer Detektormasse von 50 kt, der einer Vielzahl von Experimenten auf dem Feld der Teilchen- und Astroteilchen-Physik neue Möglichkeiten eröffnet.

LENA vereint die Größe eines Detektors wie Super-Kamiokande[16] mit der Szintillator-Technologie von Experimenten wie KamLAND[17] oder Bor-exino[18]. Die Nutzung der Szintillatortechnologie ermöglicht hervorragende Untergrund-Unterdrückung, hohe Energieauflösung und eine niedrige energetische Detektionsschwelle für Neutrinos. Kombiniert mit einer großen Detektormasse sind Experimente mit hoher Statistik bei natürlichen wie auch durch den Menschen konstruierten Neutrinoquellen einer hohen energetischen Bandbreite möglich.

Eine Einführung in den Aufbau des Detektors sowie die Eigenschaften der genutzten Detektortechnologien wird in den Abschnitten 4.1, 4.2 und 4.3 gegeben. Einen Überblick über die experimentellen Möglichkeiten mit LENA bietet Abschnitt 4.4.

4.1 Detektor Aufbau

Der bevorzugte Ort für die Konstruktion des Detektors ist derzeit die Phyäsalmi Mine in Finnland, wo sich bereits das „Finnish Center for Underground Physics in Phyäsalmi (CUPP) befindet. Dort soll in 1450 m Tiefe, um den

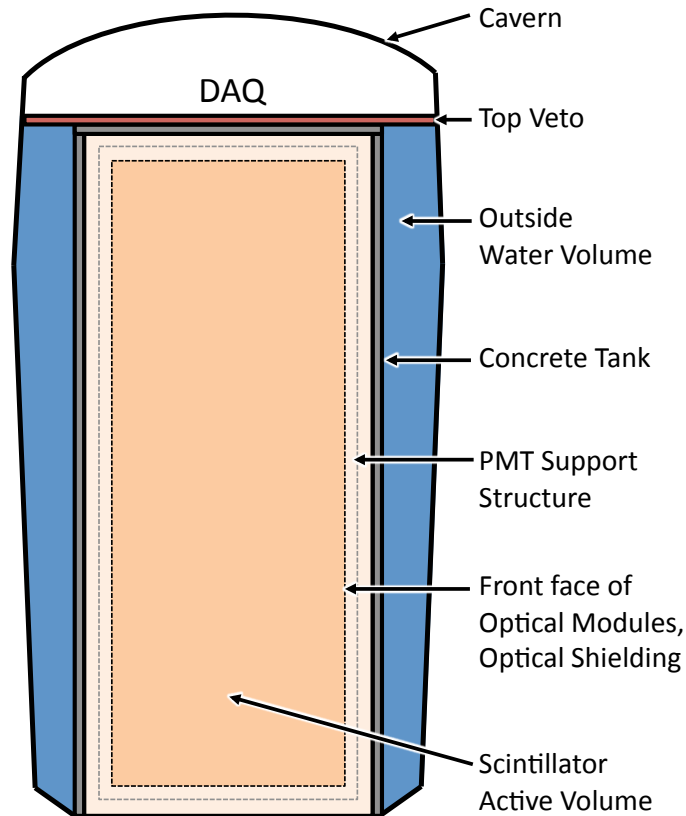


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung des LENA Detektors innerhalb des Hohlraums.

Untergrund durch kosmische Myonen so gut es geht zu reduzieren, innerhalb eines Hohlraums ein Betontank mit einem inneren Radius von 16 m und einer Höhe von 100 m errichtet werden. Der schematische Aufbau des Tanks ist in [Abbildung 4.1](#) dargestellt.

Die Tankwände bestehen aus einer 60 cm breiten Betonschicht, die auf beiden Seiten von dünnen Stahlplatten bedeckt ist. Um das benötigte Material zu reduzieren und Raum für die Installationen (z.B. Kühlung oder aktive Leckabdichtung) zu schaffen befinden sich im Abstand von 50 cm zylindrische Aushöhlungen von 30 cm Durchmesser.

Das Innere dieses Tanks wird mit Szintillator gefüllt, das Äußere zum partiellen Druckausgleich, Abschirmung und als aktives Myonveto mit Wasser. Zur Detektion des Szintillatorlichtes werden Photomultiplier (PMTs) im Tankinneren installiert, welche in Optische Module (OM) eingebettet sind. Eine Struktur, die als Halterung für die OM dient, wird im Abstand von

einem Meter zur Tankwand errichtet.

Oberhalb des Tanks werden einige Optionen für das Myonveto diskutiert, infrage kommen beispielsweise Plastikszintillator Streifen. Darüber befindet sich der Raum zur Datennahme (DAQ¹) inklusive eines Reinraumes als Schleuse zur Tankluke, der die Verschmutzung des Detektorvolumens während der Installationsphase der Optischen Module verhindern soll.

4.2 Flüssigszintillator

In Szintillatordetektoren wird das Licht, welches durch Elektromagnetische Wechselwirkungen von Teilchen mit Szintillatormolekülen erzeugt wird, von Optischen Sensoren (siehe 4.3) Aufgenommen und Verstärkt um ein elektrisches Signal zu erhalten, welches weiter analysiert werden kann. Da Neutrinos nur schwach wechselwirken können sie nicht direkt gemessen werden, die Wechselwirkungen von Neutrinos mit dem Detektormaterial können jedoch über die Wechselwirkungspartner der Neutrinos nachgewiesen werden. Dazu müssen wie entweder einen Teil ihrer Energie über einen Stoß an das Detektormaterials übertragen haben oder in Stößen mit Szintillatormolekülen elektrisch geladene Teilchen erzeugen.

Elektrisch geladenen Teilchen erzeugen dann auf ihrem Weg durch den Detektor ionisierte oder angeregte Moleküle. Dadurch wird Licht, welches durch Rekombination bzw. den Übergang der Moleküle in den Grundzustand entsteht, isotrop entlang der Teilchenbahn abgestrahlt. Da der Szintillator das emittierte Licht auch wieder absorbiert werden dem Szintillator Zusätze, sogenannte Wellenlängenschieber, beigemischt, die das erzeugte Licht absorbieren und mit einer größeren Wellenlänge, bei der der Szintillator transparent ist, re-emittieren. Über die Messung des Szintillationslichts mithilfe von Photomultipliern an der Detektorinnenwand kann so die Bahn des geladenen Teilchens und dessen Energie bestimmt werden und damit auf die Neutrinos zurückgeschlossen werden.

Als vielversprechendstes Detektormaterial für LENA wird LAB² (C₁₈H₃₀) aufgrund der hohe Dichte von freien Protonen, der hohen Absorptionslänge im Optischen Bereich und des hohen Flammpunktes diskutiert.

¹DAQ: Data Acquisition

²LAB: Linear AlkylBenzene

4.3 Optische Module

Bei LENA wird das Szintillationslicht über Photomultiplier ausgelesen, die innerhalb von optischen Modulen montiert sind. Innerhalb von PMT werden Photonen in Photoelektronen umgewandelt, diese werden über Hochspannung verstärkt um ein messbares elektrisches Signal zu erhalten. Abbildung 4.2 zeigt den schematischen Aufbau eines optischen Moduls. Um den PMT vor dem hohen Druck, der vor allem im unteren Bereich des Detektors herrscht, zu schützen, ist er in eine Edelstahlhülle eingelassen, die Front wird dabei mithilfe eines Acrylfensters verschlossen. Zum Schutz vor elektromagnetischen Feldern sind die Stahlhüllen mit μ -Metall ausgekleidet, Fokussierspiegel (Winston cones) können zur Erhöhung der Oberfläche, die mit einem Modul abgedeckt wird, installiert werden.

Insgesamt sollen etwa 30% der inneren Detektoroberfläche mit optischen Modulen abgedeckt werden. Dazu werden 73.000 8 Zoll PMTs oder 32.000 12 Zoll PMTs benötigt, ohne Winston cones entspricht das etwa 22% Abdeckung, mit erhöht diese sich auf 35%.

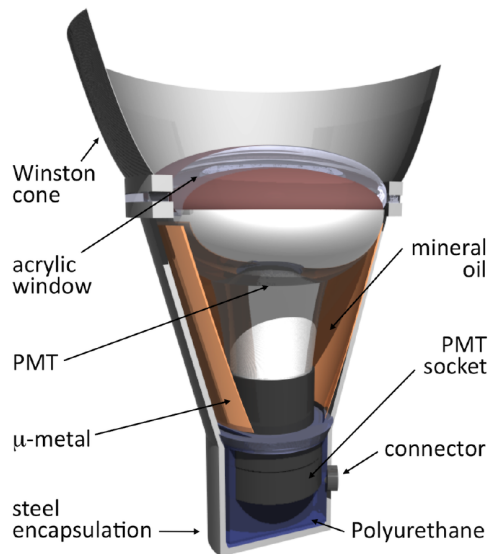


Abbildung 4.2: Darstellung eines Optischen Moduls aus [15].

4.4 Experimentelle Bandbreite

LENA ist hauptsächlich als Detektor für Neutrinoastronomie geplant worden, erfüllt aber auch die Anforderungen für ein breites Spektrum von Neutrino Experimenten.

In diesem Abschnitt werden einige Kernanwendungsgebiete, außerhalb des Themas dieser Diplomarbeit, von LENA dargestellt, weitere Anwendungen wie beispielsweise die Suche nach dem neutrinolosen β -Zerfall oder der indirekten Suche nach Dunkler Materie werden in [15] vorgestellt. Das Kerngebiet von LENA ist in der Neutrinodetektion in unteren Energieregionen von einigen 100 keV bis zu einigen 10 MeV anzusiedeln, dennoch bietet LENA auch die Möglichkeit für Neutrinoquellen bis zu einigen GeV genutzt zu werden.

4.4.1 Supernova Neutrinos

LENA ist in der Lage sowohl den diffusen Neutrino Untergrund, als auch den Neutrinofluss einer Kernkollaps Supernova, die in unserer Galaxie stattfindet zu Vermessen.

Bei einer Kernkollaps Supernova werden aufgrund von Elektroneinfang durch Protonen ($e^- + p \rightarrow n + \nu_e$) und Kerne ($e^- + A \rightarrow n + \nu_e$), Positroneneinfang durch Neutronen ($e^+ + n \rightarrow n + \bar{\nu}_e$) sowie thermischen Prozessen produziert ($N + N \rightarrow \bar{\nu} + \nu$, $e^+ + e^- \rightarrow \bar{\nu} + \nu$). Aufgrund der hohen Dichten, die in den Regionen herrschen, in denen Neutrinos produziert werden ist die Materie des implodierenden Sterns für Neutrinos nicht transparent, sodass nur ein Teil der Neutrinos abgestrahlt wird und sich ein thermisches Gleichgewicht einstellt.

Wenn der Stern schließlich seine Hülle abstößt und damit wieder transparent für Neutrinos wird, werden diese annähernd mit einem Schwarzkörperspektrum abgestrahlt, welches einer Energie von 3-6 MeV entspricht.

Eine galaktische Supernova findet statistisch nur einige Male pro Jahrhundert statt, eine hochauflösende Messung des Neutrinoflusses wäre somit eine einmalige Gelegenheit. Im Vergleich zu Superkamiokande würde LENA etwa die doppelte Statistik für eine galaktische Kernkollaps Supernova produzieren und dabei eine überlegene Energieauflösung aufweisen.

Darüber hinaus gilt für den Nachweis von Supernovae der Inverse β -Zerfall als „goldener Kanal“, LENA kann diesen als Szintillator Detektor sehr effektiv auflösen und könnte so auch eine Flavourabhängige Analyse einer galaktischen Supernova ermöglichen. Für eine Galaktische Supernova werden innerhalb von 10 Sekunden mehr als 10.000 Events in LENA erwar-

tet, sodass Untergrund eine untergeordnete Rolle spielt.

Der Diffuse Supernova Untergrund (DSNB³) entsteht durch den Neutrinofluss aller bisherigen, kosmischen Kernkollaps Supernovae. Daher erwartet man einen konstanten, isotropen Neutrinofluss. Da dieser Fluss jedoch sehr gering ist und aufgrund des Reaktor-neutrino Untergrunds nur oberhalb von 10 MeV gemessen werden kann, konnte bisher kein Experiment den DSNB nachweisen. Für LENA erwartet man, je nach Modell, zwischen 35 und 70 Events oberhalb von 10 MeV nach 10 Jahren Laufzeit und somit einen Nachweis des DSNB, wodurch sich auch die derzeitigen Modelle von Kernkollaps Supernovae überprüfen lassen.

4.4.2 Solare Neutrinos

In den Nuklearen Prozessen, die innerhalb des Kerns der Sonne stattfinden und als Energiequelle dienen, werden ununterbrochen Neutrinos produziert. Die entscheidenden Prozesse dafür sind die in der Sonne dominierende pp-Kette sowie der CNO-Zyklus. Dabei sind jeweils Reaktionsschritte beteiligt, die Energie der dabei emittierten Neutrinos ist dabei im Bereich von bis zu 15 MeV.

Diese Neutrinos werden isotrop abgestrahlt und verlassen den Kern nahezu ungehindert, wodurch sie sich hervorragend als Informationsträger über die Prozesse im Inneren der Sonne eignen. Seit der Lösung des Solaren Neutrino Problems konnte gesichert werden, dass für Neutrinos mit Energien größer als 5 MeV Masseneffekte einen Einfluss auf die Oszillationswahrscheinlichkeit der Elektron-Neutrinos haben, wohingegen unterhalb von 1 MeV die Vakuum Oszillationsformeln die Beobachtungen beschreiben. Mithilfe der hohen Statistik, die mit LENA für solare Neutrinos zu erwarten ist, könnte man sowohl die Übergangsregion von 1-5 MeV genauer untersuchen als auch mögliche zeitliche Schwankungen im der solaren Neutrinofluss, etwa aufgrund von Dichte- und Magnetfeld-Fluktuationen oder Variation der Fusionsraten durch helioseismische Wellen, aufdecken.

4.4.3 Geologische Neutrinos

Geologische Neutrinos entstehen durch β -Zerfälle natürlich vorkommender Radioisotope, hauptsächlich wird der Fluss durch den Zerfall von ^{40}K und die Zerfallsketten von ^{238}U und ^{232}Th erzeugt. Die dabei entstandenen Neutrinos tragen eine Energie von unter 10 MeV, sodass Reaktor-neutrinos den Hauptuntergrund bilden. Durch die Bestimmung der Häufigkeit dieser Ele-

³DSNB: Diffuse SuperNova Background

mente kann man den Anteil der Wärmeenergie ermitteln, der innerhalb der Erde durch radioaktive Zerfälle entsteht und so genauere geophysikalische Modelle der Erde erstellen. Bereits nach einem Jahr Laufzeit von LENA sind signifikante Ergebnisse zu erwarten.

4.4.4 Neutrinostrahl

LENA ist einer der Drei Detektoren, die für einen Long-Baseline Neutrinostrahl im Rahmen des Projektes LAGUNA–LBNO diskutiert werden. Neben dem in dieser Arbeit vorgestellten Ansatz des Pion-decay-at-rest Experimentes stellt ein Neutrinostrahl eine weitere Option dar, um die CP verletzende Phase δ_{CP} zu vermessen. Bei einer Baseline von 2300 km und einem Breitband Neutrinostrahl kann, wie in Abschnitt 3.2 beschrieben, gleichzeitig auch die Massenhierarchie bestimmt werden. Die gute Energieauflösung von weniger als 5% für Energien über einem GeV und eine hervorragende Flavouridentifikation lassen LENA als einen geeigneten Detektor für einen Neutrinostrahl erscheinen. Eine Studie zur Sensitivität von LENA auf die Massenhierarchie und δ_{CP} bei Nutzung eines Neutrinostrahls bisher nicht veröffentlicht.

4.4.5 Protonenzerfall

Mit dem LENA Detektor eröffnet sich auch die Suche nach Physik jenseits des Standardmodells. Vor allem für den Zerfall eines Protons in ein Kaon und ein Neutrino, welcher von vielen supersymmetrischen Modellen vorhergesagt wird, könnte mit LENA genauer als bisher Vermessen werden.

Die bisherigen Grenzen für den Protonenzerfall stammen vom Super–Kamiokande Experiment [19, 20]:

$$p \rightarrow e^+ + \pi^0 \quad (\tau > 8.2 \cdot 10^{33} a, 90\%CL) \quad (4.1)$$

$$p \rightarrow \mu^+ + \pi^0 \quad (\tau > 6.6 \cdot 10^{33} a, 90\%CL) \quad (4.2)$$

$$p \rightarrow K^+ + \bar{\nu} \quad (\tau > 2.3 \cdot 10^{33} a, 90\%CL) \quad (4.3)$$

Für die ersten Beiden Zerfälle (4.1 und 4.2) werden keine signifikanten Verbesserungen der unteren Grenze für die Lebensdauer mit LENA erwartet, die Sensitivität auf den Zerfallskanal in ein Kaon und ein Neutrino (4.3) jedoch ist in Szintillator Detektoren um eine Größenordnung höher als in Wasser–Cherenkov–Detektoren. Eine Messung dieses Zerfallskanals mit LENA würde die obere Grenze innerhalb von 10 Jahren auf:

$$\tau > 4 \cdot 10^{34} a, 90\%CL$$

und damit um eine Größenordnung verbessern[21].

Kapitel 5

DAE δ ALUS

In diesem Kapitel erfolgt, basierend auf der „DAE δ ALUS Expression of Interest“ (EOI) [22], eine Einführung in das Konzept (Abschnitt 5.1) von DAE δ ALUS sowie die für das Experiment benötigten Zyklotrons (Abschnitt 5.2) gegeben.

DAE δ ALUS wurde als ergänzender Ansatz zum Long Baseline Neutrino Experiment (LBNE) (Abschnitt 3.3) für einen, inzwischen verworfenen, Gadolinium dotierten Wasser–Cherenkov Detektor im Untergrundlabor DUSEL¹ entwickelt. Da das Experiment Hochleistungszyklotron–Module benötigt, die derzeit in der Entwicklungsphase sind, ist es mehrphasig ausgelegt. Interesse an den benötigten Zyklotrons gibt es im Bereich der medizinischen Isotopenproduktion sowie der ADS–Industrie². Als Etappenziele werden die präzise Vermessung von Neutrino–Wirkungsschnitten sowie das IsoDAR³[23] Projekt, welches die Suche nach sterilen Neutrinos ermöglicht, genannt.

Das Hauptziel des Experiments ist die Suche nach CP–Verletzung im leptonischen Sektor. Im Gegensatz zu Long–Baseline–Neutrinostrahl–Experimenten ist DAE δ ALUS durch die geringe Distanz zwischen Neutrinoquelle und Detektor unabhängig von Masseneffekten und vermeidet damit scheinbare CP–Verletzung⁴. Dadurch wird die Messung von δ_{CP} vereinfacht, es wird jedoch die Bestimmung der Massenhierarchie durch ein anderes Experiment benötigt, um eine genaue Aussage zum Wert von δ_{CP} machen zu können. Weiterhin werden bei DAE δ ALUS durch den Strahl bedingte Unter-

¹DUSEL: Deep Underground Science Laboratory and Engineering Laboratory

²ADS: Accelerator Driven Systems, beispielsweise Tritiumproduktion, Betrieb von subkritischen Nukleareaktoren oder Verarbeitung von nuklearem Abfall.

³IsoDAR: Isotope Decay At Rest

⁴Oszillationswahrscheinlichkeiten von Neutrinos und Antineutrinos werden unterschiedlich stark durch Masseneffekte beeinflusst, wodurch die Differenz von Neutrino– und Antineutrino–Signal nicht ausschließlich auf CP–Verletzung zurückzuführen ist

gründe weitestgehend vermieden, wodurch die Sensitivität des Experiments, im Gegensatz zu Strahlexperimenten, durch statistische und nicht systematische Fehler dominiert wird. Außerdem sucht DAE δ ALUS ausschließlich nach appearance von Elektron–Antineutrinos, einer, aufgrund ineffektiverer Strahlerzeugung im Antineutrino-Modus, Schwachstelle von klassischen Strahlexperimenten. Dies macht DAE δ ALUS zu einem komplementären Ansatz zu Strahlexperimenten, eine Kombination von Strahl- und DAE δ ALUS-Daten ermöglicht dadurch eine präzisere Aussage über δ_{CP} .

5.1 Konzept

DAE δ ALUS nutzt die Abhängigkeit der Neutrinooszillationen von Weglängen, indem es drei baugleiche Neutrinoquellen in unterschiedlichen Entfernungen zum Detektor positioniert um die Oszillationskurve zu vermessen. Als Neutrinoquellen werden Hochleistungszyklotrons zur Erzeugung eines Protonenstrahls mit einer Energie von 800 MeV benötigt um Neutrinos aus Pionen- und Myonenzerfällen zu erzeugen. Durch Kollision der Protonen mit einem Target werden π^+ und π^- in einem Verhältnis von 4.5 zu 1 [24] produziert und noch im Target gestoppt. Gestoppte π^- werden von Kernen des Targetmaterials eingefangen ohne Neutrinos zu produzieren, π^+ zerfallen in Ruhe und strahlen dadurch μ und $\bar{\nu}_\mu$ ab [25]. Da Pionen Spin-0-Teilchen sind, werden Myonen und Neutrinos isotrop abgestrahlt, wodurch auch die Zerfallsprodukte der Myonen isotrop abgestrahlt werden:

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

Das Energiespektrum der abgestrahlten Neutrinos ergibt sich aus dem Drei-Körper-Zerfall des Myons und ist in Abbildung 5.1 dargestellt. Das Experiment sucht nach Anti-Elektron-Neutrinos, welche über Flavouroszillation aus den erzeugten Anti-Myon-Neutrinos entstehen, die Wahrscheinlichkeit für diese Oszillation wurde in Gleichung 2.2 bereits dargestellt. Um die Oszillationskurve zu vermessen werden Zyklotrons in einer Entfernung von 20, 8 und 1.5 km vom Detektor positioniert, dabei entsprechen 20 km dem ersten Oszillationsmaximum für 40 MeV Neutrinos (Abbildung 5.2). Diese Positionierung ermöglicht eine Vermessung des Anstiegs der Oszillationswahrscheinlichkeit mithilfe des 8 km Signals und die Vermessung des ersten Oszillationsmaximums durch die 20 km Quelle. Die Nah-Quelle dient hauptsächlich zur Flussnormalisierung, wird jedoch auch als Appearance-Signalquelle genutzt.

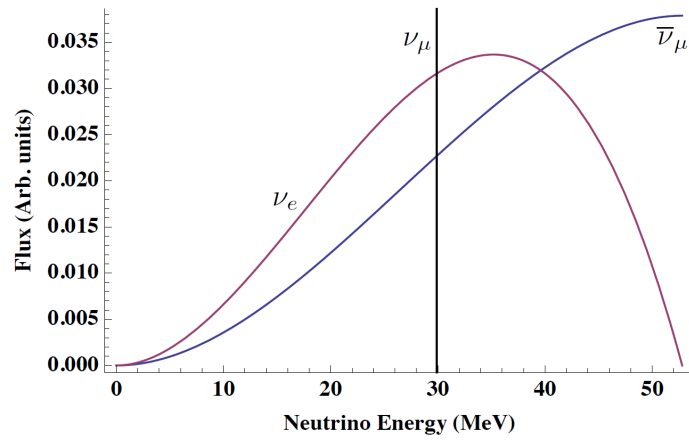


Abbildung 5.1: Flavourabhängige Darstellung des Neutrino fluxes aus in Ruhe zerfallenden Pionen und in der Folge in Ruhe zerfallenden Myonen in Abhängigkeit von der Neutrinoenergie aus [26].

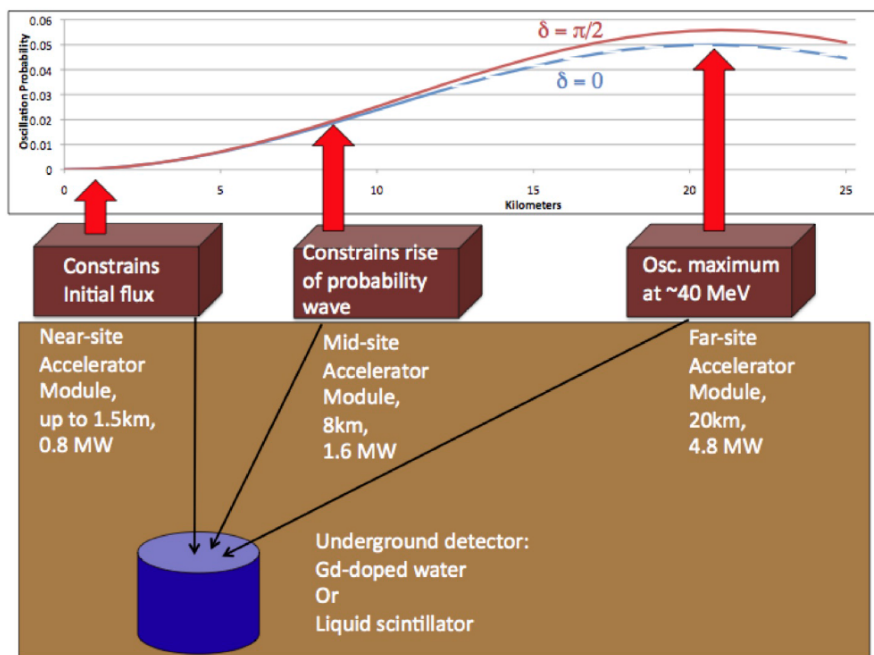


Abbildung 5.2: DAE δ ALUS Layout mit schematischer Darstellung der Neutrinoquellen und deren Position auf der Oszillationskurve für 40 MeV Neutrinos [24].

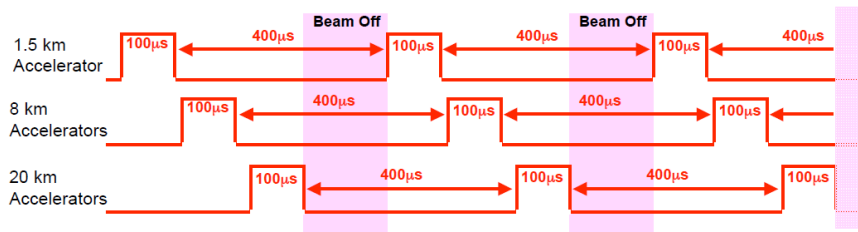


Abbildung 5.3: Beispielhafte zeitliche Strukturierung der Neutrinosignale aus [22]. Jedem Beschleuniger wird 20% Laufzeit zugeordnet, 40% bleiben zur Vermessung des Untergrunds

Um den Abfall des Neutrinoﬂusses durch die isotrope Abstrahlung für die weiter entfernten Quelle abzufangen, muss die Leistung dieser Quellen erhöht werden. Vorgesehen ist eine durchschnittliche Leistung von etwa 1 MW für die Nah-Quelle, 2 MW für die Quelle in mittlerer Entfernung und 5 MW für die Fern-Quelle. Durch den Anstieg in der Oszillationswahrscheinlichkeit und die gesteigerte Leistung der jeweiligen Quelle werden für alle Quellen Zählraten in der gleichen Größenordnung erwartet, die Leistungen sind so gewählt, dass die erwartete Sensitivität für einen 300 kt Wasser-Cherenkov-Detektor im Bereich eines großen Strahlsexperiments liegen [22].

Der Nachweis von Anti-Elektron-Neutrinos erfolgt über den inversen Betazerfall, wodurch ein Gadolinium dotierter Wasser-Cherenkov-Detektor oder ein Szintillator Detektor benötigt wird. Eine Unterscheidung der drei Signale sowie die Messung des Untergrunds wird ermöglicht, indem die drei Neutrinoquellen zeitlich gestaffelt aktiv sind, durch Signalpausen wird eine Vermessung des Strahlunabhängigen Untergrunds ermöglicht (Abbildung 5.3).

5.2 Zyklotron

Das Experiment basiert auf der Nutzung von in Ruhe zerfallenden Pionen, welche über darauf folgende Myonenzerfälle Myon-Antineutrinos produzieren. Zur Erzeugung der Pionen werden Hochleistungszyklotrons benötigt, die Protonen bei einer kontinuierlichen Leistung von etwa 2 MW auf 800 MeV beschleunigen können. Da das Experiment auf gepulstem Betrieb basiert, sind Spitzeleistungen von etwa 10 MW und Spitzenströme von etwa 50 mA nötig. Zyklotrone, die diesen Anforderungen genügen, sind derzeit nicht verfügbar, die ersten Schritte in Richtung eines Prototyps wurden jedoch bereits unternommen.

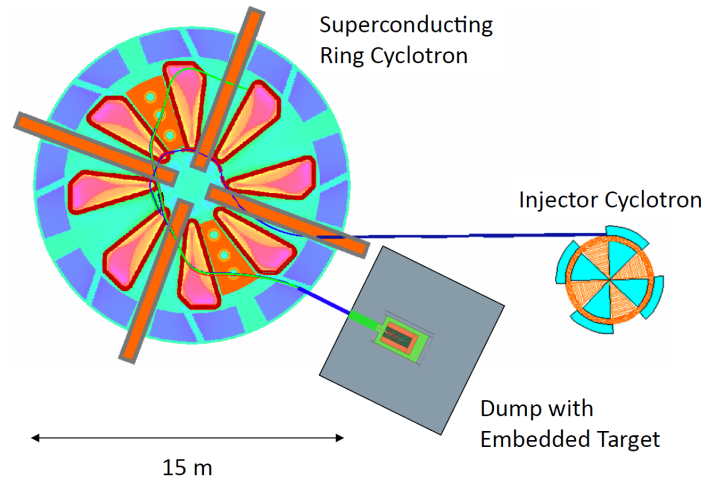


Abbildung 5.4: Schematische Darstellung eines Zyklotron-Moduls aus[26].

5.2.1 Zyklotronaufbau

Der Hauptanspruch an die benötigten Zyklotrone ist die Erhöhung von sowohl Leistung als auch Energie, im Vergleich zum aktuell weltweit leistungsfähigsten Zyklotron am Paul Scherrer Institut, bei gleichzeitiger Beibehaltung der vergleichsweise geringen Kosten. Die geplanten Zyklotron-Module bestehen im Wesentlichen aus vier Einheiten: der Ionenquelle, dem Vorbeschleuniger, dem supraleitendem Hauptzyklotron und dem Target. Abbildung 5.4 zeigt den schematischen Aufbau eines Moduls.

Als Ionen stehen H^- und H_2^+ zur Auswahl, um einen Protonenstrahl zu erzeugen. Durch die Anforderung an ein kompaktes Design der DAE δ ALUS Zyklotrone bei gleichzeitigen hohen Leistungsanforderungen bereiten Raumladungseffekte Probleme. Trotz gesteigerter Komplexität durch Vibrationszustände des molekularen Wasserstoffs erscheint H_2^+ als günstigere Auswahl, da die doppelte Anzahl an Protonen bei gleicher Raumladung beschleunigt wird. Eine erste Version einer geeigneten Ionenquelle wurde bereits entwickelt und wird seit Sommer 2013 getestet[26]. Sowohl Vorbeschleuniger als auch das supraleitende Ring-Zyklotron befinden sich derzeit in der Designphase. Probleme in der Entwicklung dieser Zyklotrone umfassen unter anderem die geeignete Injektion der erzeugten Ionen in den Vorbeschleuniger sowie die Filterung der höheren Vibrationszustände der erzeugten Ionen, da diese im hohen Magnetfeld des supraleitenden Hauptzyklotrons nicht stabil wären.

5.3 Detektionskanäle

Der Nachweis von Neutrinos im Detektor kann über verschiedene Detektionskanäle stattfinden. In diesem Abschnitt sollen die zur Verfügung stehenden Kanäle und ihre Bedeutung für das Experiment unter Annahme der Nutzung von LENA beschrieben werden.

5.3.1 Inverser Betazerfall

Der Inverse Betazerfall ist der Hauptnachweiskanal des Experiments mit einem Wirkungsquerschnitt von [27]:

$$\sigma_{IBD}(E_\nu) = 9.5 \cdot 10^{-44} \cdot (E_{\nu[MeV]} - 1.29)^2 \text{ cm}^2. \quad (5.1)$$

Über diesen Kanal werden die Signale für $\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e$ Oszillationen nachgewiesen. Dabei wechselwirken $\bar{\nu}_e$ mit den freien Protonen des Szintillators, es entsteht ein Neutron sowie ein Positron. Das Positron erzeugt über Anihilation mit einem Elektron ein Signal, das prompt vom Detektor registriert wird. Nach durchschnittlich 0.25 ms Verzögerung erzeugt das Neutron ein Signal mit 2.2 MeV Photonenergie durch Einfang an einem freien Proton im Szintillator. Durch die zeitliche Struktur, sowie die klare energetische Signatur des Neutroneneinfangs, kann LENA inverse Betazerfall Ereignisse mit über 99.9% Wahrscheinlichkeit korrekt identifizieren [28] und ist damit ein idealer Detektor für DAE δ ALUS.

5.3.2 Neutrino–Elektron–Streuung

Streuungen von Neutrinos aller Flavour an Elektronen können im Detektor ab einer Neutrinoenergie von 0.2 MeV [15] nachgewiesen werden. Die Wechselwirkungsquerschnitte der Neutrino–Elektron–Streuung sind genau bekannt, sodass mithilfe dieses Kanals der absolute Fluss der Nah–Quelle aufgrund der hohen Anzahl zu erwarteten Ereignisse gut bestimmt werden kann.

5.3.3 Neutrino–Kohlenstoff–Streuung

Um eine Normalisierung der beiden Signal–Beschleuniger zu ermöglichen kann dieser Nachweiskanal genutzt werden. Indem die Raten dieser Ereignisse aller drei Beschleuniger verglichen werden, kann, unter Berücksichtigung der $1/r^2$ Abhängigkeit des Flusses, der relative Fluss aller Neutrinoquellen normalisiert werden.

5.4 Untergrund

Der Untergrund für das DAE δ ALUS Experiment kann in zwei Gruppen eingeteilt werden, strahlbedingten und strahlunabhängigen Untergrund. Strahlbedingter Untergrund entsteht durch etwa 1% der im Target entstandenen π^- , die noch im Flug zerfallen, bevor sie von Kernen des Targetmaterials eingefangen werden [25]. In diesen Zerfällen entstehen μ^- , die im Target gestoppt werden, jedoch nur zu einem Bruchteil eingefangen werden. Die Myonen, die nicht eingefangen werden, zerfallen in e^- und $\bar{\nu}_e$ und bilden so den strahlbedingten Untergrund. Die Verunreinigung des Neutrinosignals mit $\bar{\nu}_\mu$ entspricht einer Größenordnung von 10^{-4} und kann durch geeignete Versuchsanordnung weiter reduziert werden [22], während die Oszillationswahrscheinlichkeit im Prozentbereich und damit 2 Größenordnungen höher liegt[24]. Für das Appearance-Signal des Nah-Bescheleunigers stellt dies jedoch den Hauptuntergrund dar.

Der strahlunabhängige Untergrund wird durch Reaktorneutrinos, atmosphärische Neutrinos, den diffusen Supernova-Untergrund, radioaktive Unreinheiten des Detektormaterials sowie durch Myonen induzierte schnelle Neutronen erzeugt. Reaktorneutrinos dominieren den Untergrund für Neutrinoenergien unter 10 MeV, in diesem Bereich ist das Signal jedoch so schwach ausgeprägt, dass er nicht in die Analyse miteinbezogen werden muss. Durch eine geeignete Reduzierung des Fiducial Volumes⁵ kann der Untergrund durch radioaktive Unreinheiten stark minimiert werden, dabei ist zu beachten, dass dies auch die Messstatistik vermindert. So vermindert sich der Untergrund für DAE δ ALUS bei LENA durch eine Reduktion des Fiducial Volumes auf 90% für den Bereich von 20-50 MeV um fast 90% [29].

⁵Fiducial Volume: Das Fiducial Volume bezeichnet die Reduzierung des zur Messung genutzten Volumens eines Detektors mit Selbstabschirmungspotential zur Reduzierung des Untergrunds.

Kapitel 6

Bestimmung der Sensitivität für DAE δ ALUS bei LENA

Um die Sensitivität eines Experimentes auf die Messung eines bestimmten Parameters zu bestimmen werden Simulationen durchgeführt, damit man vorhersagen kann wie effektiv ein Experiment in Hinblick auf die Messung dieses Parameters ist. In aufwändigen Monte-Carlo-Simulationen werden in der Teilchenphysik komplexe Interaktionen von Teilchen numerisch berechnet, um vorherzusagen wie beispielsweise ein entsprechendes Signal im Detektor registriert wird. Diese Simulationen werden sehr schnell so komplex, dass eine große Rechenleistung nötig wird um diese Rechnungen auszuführen.

Dieses Kapitel beschreibt daher, wie im Rahmen dieser Diplomarbeit mit weniger Rechenaufwand durch statistischer Methoden und Toy-Monte-Carlo-Simulationen¹ die Sensitivität des DAE δ ALUS Experimentes am LENA Detektor näherungsweise bestimmt wurde und welche Annahmen dafür notwendig waren.

In Abschnitt 6.1 wird zunächst beschrieben, wie mithilfe eines χ^2 -Tests die statistische Wahrscheinlichkeit für eine Entdeckung von CP-Verletzung im leptonicen Sektor für als exakt bekannt angenommene Oszillationsparameter mit dem Standard-Layout von DAE δ ALUS und LENA bestimmt wurde. Abschnitt 6.2 erläutert die Konstruktion einer Toy-Monte-Carlo-Simulation zur Bestimmung der Sensitivität der Kombination von DAE δ ALUS und LENA auf die Messung von δ_{CP} . Die ermittelten Ergebnisse werden in

¹Toy-Monte-Carlo-Simulation: als Toy-Monte-Carlo-Simulation bezeichnet man eine Technik die auf Grundlage eines vorgegebenen Modells wiederholt hypothetische Messverteilungen („toys“, englisch: Spielzeuge) erstellt und diese mit dem Modell fittet. Anhand der Fit-Statistik aller Messspektren lassen sich so Rückschlüsse auf das Modell ziehen.

Abschnitt 6.3 mit den Erwartungen der in Kapitel 3 vorgestellten Experimente verglichen.

6.1 Ermittlung der Sensitivität auf CP-Verletzung

Bisher durchgeführte Neutrinoexperimente sind nicht in der Lage zu bestimmen ob CP-Verletzung im Lepton-Sektor auftreten. Ein Leistungsmerkmal eines zukünftigen Experimentes zur Messung von δ_{CP} ist der Anteil des Parameterbereiches von δ_{CP} , für den ein Experiment CP-Erhaltung mit einer bestimmten Signifikanz ausschließen kann, man bezeichnet dies als „Coverage“².

Um eine Abschätzung für die Coverage von DAE δ ALUS bei LENA zu erhalten wurde im Rahmen dieser Arbeit mithilfe des ROOT frameworks³ [30] die zu erwartenden Messungen des Setups DAE δ ALUS mit LENA für den gesamten Parameterbereich von δ_{CP} mit den zu erwartenden Messungen für die CP-Erhaltenden Werte 0 und π verglichen.

Diese Abschätzung dient dazu, das Potential des Experimentes unter Berücksichtigung statistischer Fehler zu bestimmen, daher wurden einige Annahmen gemacht, die systematische Fehler ausschließen:

Experiment: Es wurde das Standard DAE δ ALUS Layout [22] angenommen, das heißt es wurde mit 3 Neutrino-Quellen in 1.5, 8 und 20 km Entfernung zum Detektor mit jeweils 1,2 und 5 MW durchschnittlicher Leistung gerechnet, die Laufzeit beträgt 10 Jahre. Die Gesamte Leistung wird in Protonenenergie umgesetzt, jedes Proton trägt 800 MeV Energie. Normierungsfehler wurden ausgeschlossen.

Detektor: Für den LENA Detektor wurde ebenfalls das Standardlayout angenommen. Die Detektormasse beträgt dabei 50 kt LAB und enthält damit $N_p = 4 \cdot 10^{33}$ freie Protonen. Detektion des inversen Betazerfalls wird mit einer Effektivität von 100%, die Detektorauflösung mit $\Delta E_{res} = 1$ MeV für den Bereich von 20 bis 53 MeV angenommen.

Physikalisch: Die Oszillationsparameter wurden als fehlerfrei bekannt angenommen, die genutzten Werte der Parameter entstammen [31]. Es wurde die normale Massenhierarchie angenommen, soweit nicht anders gekennzeichnet.

²Coverage: Abdeckung

³Framework: Programmiergerüst

6.1.1 Konstruktion von Modellspektren

Um Modellspektren zu konstruieren wurden zunächst die erwarteten $\bar{\nu}_e$ Spektren durch oszillierte $\bar{\nu}_\mu$ für alle drei Beschleuniger des Experiments erstellt. Die $\bar{\nu}_e$ Spektren erhält man durch Multiplikation des Neutrinoemissionsspektrums $P_{emiss}(E_\nu)$ mit der Oszillationswahrscheinlichkeit $P_{(\mu \rightarrow e)}(E_\nu, L)$ (Gleichung 2.2). Das Emissionsspektrum der $\bar{\nu}_\mu$ ergibt sich aus dem Dreikörper-Zerfall des μ^+ [3]:

$$P_{emiss}(E_\nu) = 6 \cdot \left(\frac{E_\nu}{E_{max}} \right)^2 - 4 \cdot \left(\frac{E_\nu}{E_{max}} \right)^3 \quad (6.1)$$

E_{max} entspricht dabei der halben Ruhemasse des Myons und damit 52.8 MeV, grafisch wurde das Spektrum bereits in Abbildung 5.1 dargestellt.

Die Anzahl der produzierten Myon-Antineutrinos entspricht der Anzahl π^+ , welche mit einer Effektivität von 0.172 Pionen pro Proton erzeugt werden [22]. Die Anzahl der Protonen auf das Target werden über die Leistung $P_{zyklotron}$ der Zyklotrone sowie die Protonenergie E_{proton} und die Laufzeit t_{exp} des Experiments bestimmt:

$$N_\nu = N_\pi = 0.172 \cdot N_{proton} = 0.172 \cdot \frac{P_{zyklotron}}{E_{proton}} \cdot t_{exp} \quad (6.2)$$

Mithilfe der bestimmten Neutrinospektren, der erwarteten $\bar{\nu}_\mu$ Produktion über die gesamte Laufzeit, dem Wirkungsquerschnitt des inversen Betazerfalls (Formel 5.1) und der Anzahl der freien Protonen im Detektor N_{fp} lassen sich, unter Berücksichtigung der $1/4\pi L^2$ Abhängigkeit, theoretische Messspektren für konstante δ_{CP} erstellen, die für die Erstellung des χ^2 -Tests benötigt werden. Durch Faltung der Messspektren mit einer Gauß-Funktion der Breite $\sigma = \Delta E_{res}$ über E wird die Energieauflösung des Detektors berücksichtigt. Abbildung 6.1 zeigt die auf diese Weise produzierten Messspektren vor und nach der Faltung, in Tabelle 6.1 finden sich die Parameter des Modells zusammengefasst.

6.1.2 Durchführung eines χ^2 -Tests zur Abschätzung der Coverage

Um die statistische Unabhängigkeit von zwei verschiedenen Messspektren zu überprüfen wurde der χ^2 -Verteilungstest genutzt. Auf Basis der zuvor produzierten Histogramme der Messspektren wurden in der Folge Zufallsspektren erstellt und mithilfe des χ^2 -Verteilungstest mit der Nullhypothese, den Histogrammen für $\delta_{CP} = 0$ und π , verglichen, die Anzahl der Bins pro Histogramm wurde dazu zunächst von 900 auf 50 reduziert. Die Bins der

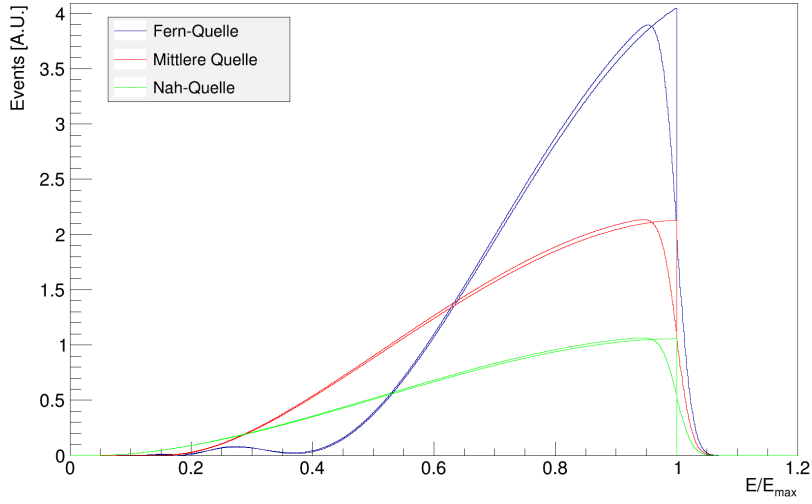


Abbildung 6.1: Messspektren der drei Neutrinoquellen für die durch Oszillation entstandenen $\bar{\nu}_e$ im Detektor für $\delta_{CP} = 90$. Für jede Quelle ist jeweils ein Histogramm mit und eines ohne Berücksichtigung der Detektoraufösung dargestellt.

Parameter	Wert
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.62
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	2.55
$\sin^2 \theta_{12} / 10^{-1}$	3.20
$\sin^2 \theta_{23} / 10^{-1}$	6.13
$\sin^2 \theta_{13} / 10^{-2}$	2.46

Tabelle 6.1: Eingangs Parameter für das Modell zur Abschätzung der Coverage. Neutrino-Oszillationsparameter stammen aus [31]

Zufallshistogramme werden mit einer zufällig generierten Zahl basierend auf der Poisson-Verteilung für das entsprechende Bin des Modellhistogramm erstellt. Zur Durchführung des Tests wurde dabei mit

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(Ew_i - Mw_i)^2}{\sigma_i^2} \quad (6.3)$$

für jede Zufallsverteilung die Abweichung von der Nullhypothese ermittelt. Dabei entspricht Ew_i dem Erwartungswert eines CP-Erhaltenden Messhistogramm, Mw_i dem Messwert des Zufallshistogramms und σ_i der Stan-

Standardabweichung, diese ergibt sich zu $\sqrt{Ew_i}$. Summiert wird über die Bins, die zum Test beitragen, für die Ermittlung der Coverage wurde der Bereich von 30 bis 53 MeV ausgewählt. Der Energiebereich wurde so gewählt, weil das Signal der Messspektren auf diesen Bereich konzentriert ist und eine Mindeststatistik pro Bin benötigt wird um ein verlässliches Resultat für den Test zu erhalten.

Ermittelt man χ^2 für eine hohe Anzahl von Zufallsverteilungen, welche auf dem selben Modellhistogramm basieren, lässt sich aufgrund der Verteilung der Werte für χ^2 eine Aussage zur statistischen Unabhängigkeit des Modellhistogramms vom CP-Erhaltenden Messhistogramm machen. Abbildung 6.2 zeigt die Verteilung der ermittelten reduzierten χ^2 für $\delta_{CP} = \pi/2$. Als reduziertes Chi-Quadrat $\tilde{\chi}^2$ bezeichnet man die Division von χ^2 mit der Anzahl der Freiheitsgrade N_{frei} abzüglich der Fitparameter. In diesem Fall entspricht dies der Anzahl der Bins zur Bestimmung von χ^2 , da weder mit einem Fit gearbeitet wurde, noch Normiert wurde. Die Differenz

$$\Delta\chi^2 = \tilde{\chi}^2(\delta_{CP}) - \tilde{\chi}^2(0, \pi) \quad (6.4)$$

ist ein Maß für die Abweichung der verglichenen Histogramme und für große $N_{frei} > 30$ eine Näherung des Quadrates der Signifikanz der Abweichung in σ . $\Delta\chi^2$ wurde im folgenden Abschnitt zur Bestimmung der Coverage von DAE δ ALUS mit LENA genutzt.

6.1.3 Coverage von DAE δ ALUS mit LENA

Abbildung 6.3 zeigt das Histogramm mit dem die Coverage für DAE δ LUS ermittelt wurde, dabei wurde der Bereich von 30 bis 53 MeV von allen drei Neutrinoquellen zur Ermittlung von χ^2 genutzt. Mit dieser Methode ergibt sich eine 1σ -Coverage von fast 90% und eine 3σ -Coverage von 53% nach 10 Jahren. Analog ergibt sich für die invertierte Massenhierarchie eine vergleichbare Coverage, der entsprechende $\sqrt{\Delta\chi^2}$ Plot ist in Abbildung 6.4 dargestellt, die Ergebnisse für beide Modelle sind in Tabelle 6.2 Zusammengefasst.

Die Plots in Abbildung 6.3 und 6.4 zeigen die grundlegende Entartung, die dem DAE δ ALUS Ansatz für beide Massenhierarchien aufgrund der Unabhängigkeit von Masseneffekten unterliegt, da die Oszillationswahrscheinlichkeit für die normale Hierarchie und ein bestimmtes δ_{CP} der Oszillationswahrscheinlichkeit für die invertierte Hierarchie und $\pi - \delta_{CP}$ entspricht (vgl. Formel 2.2):

$$P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e, \text{NH}}(\delta_{CP}) = P_{\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e, \text{IH}}(\pi - \delta_{CP}) \quad (6.5)$$

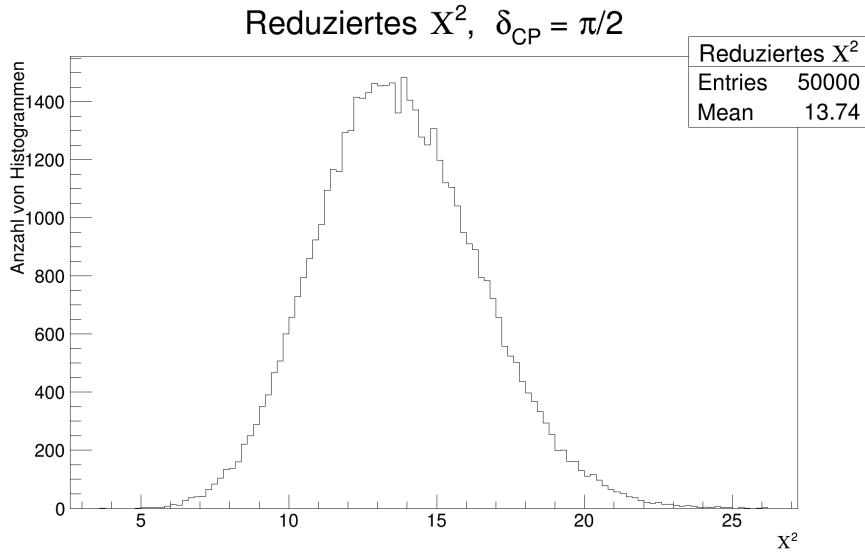


Abbildung 6.2: Darstellung der $\tilde{\chi}^2$ Verteilung für 50000 vergleiche von Zufallshistogrammen auf Basis des Modellhistogramms für $\delta_{CP} = \pi/2$. Die Verteilung entspricht einer klassischen χ^2 Verteilung und dient zur Kontrolle des Modells. Für ein mit dem Modell übereinstimmendes Histogramm würde man einen Mittelwert von 1 erwarten, die Messwerthistogramme für $\delta_{CP} = \pi/2$ weichen also stark von der Nullhypothese ab.

Modell	1σ -Coverage	3σ -Coverage
Normale Hierarchie	86%	53%
Invertierte Hierarchie	87%	53%

Tabelle 6.2: Ergebnis für die Ermittlung der Coverage Für $DEA\delta LUS$ bei LENA mit unter Annahme statistischer Fehler für beide Massenhierarchien

die Ungleichheit der 1σ -Coverage von normaler und invertierter Hierarchie in Tabelle 6.1 ist daher auf die Generierung der Zufallshistogramme zurückzuführen. Aufgrund dieser Eigenschaft des Experimentlayouts gelten die in der Folge durchgeführten Analysen bei entsprechender Transformation von δ_{CP} für beide Hierarchien, zur Berechnung wurde jeweils die Normale Hierarchie angenommen.

Diese Abschätzungen sind, aufgrund der Annahmen die gemacht wurden um diesen Test durchzuführen, als maximale Coverage für rein statistische Fehler anzusehen. Systematische Fehler durch Untergrund, Normierungsfehler, Unsicherheiten in den Oszillationsparametern und reduzierten Fluss durch Proton-Strahlverluste sind bei dieser Analyse nicht eingegangen, wo-

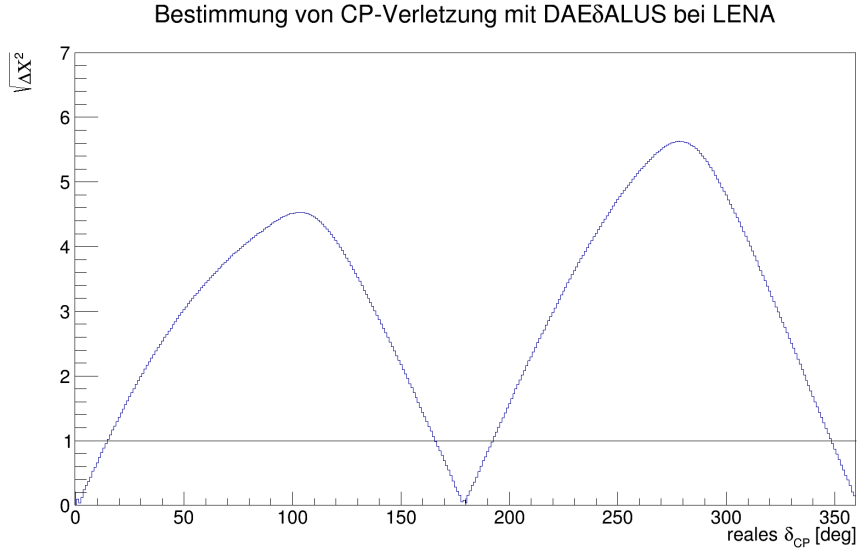


Abbildung 6.3: $\sqrt{\Delta\chi^2}$ in Abhängigkeit vom wahren Wert von δ_{CP} für die normale Massenhierarchie. Die Grenze zum Nachweis von CP-Verletzung mit 1σ ist mithilfe einer horizontalen Linie visualisiert, Verläuft die Kurve oberhalb der Linie kann CP-Erhaltung mit mehr als 1σ ausgeschlossen werden.

durch die reale Coverage als geringer angenommen werden muss. Die als exakt angenommenen Oszillationsparameter sind dabei als größte Fehlerquelle anzusehen, Ungenauigkeiten durch strahlbedingten Untergrund entsteht vor allem beim Appearance-Signal des Nah-Beschleunigers, dessen Beitrag zur Sensitivität ist jedoch als gering einzustufen.

6.2 Bestimmung der Sensitivität auf δ_{CP}

Neben der Sensitivität auf Bestimmung von CP-Verletzung ist auch die Sensitivität auf δ_{CP} , abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} ein Leistungsmerkmal eines Experiments zur Messung der CP-verletzenden Phase. Um die Sensitivität des Experiments auf die Messung von δ_{CP} zu bestimmen wurde ein neuer Ansatzes gemacht, da die Implementierung von Unsicherheiten der Oszillationsparameter in den bisherigen Ansatz aufwendiger gewesen wäre als eine Neu-Konstruktion. Es wurde daher mithilfe des RooFit toolkits⁴ [32] eine Toy-Monte-Carlo-Simulation konstruiert, die auf Simultanfits von Messspektren der Signal-Quellen bei 8 und 20 km Entfernung durch Extended-

⁴RooFit: RooFit ist eine Erweiterung des ROOT frameworks und wurde für Anwendungen in der Teilchenphysik zur Daten-Modellierung und Analyse entwickelt.

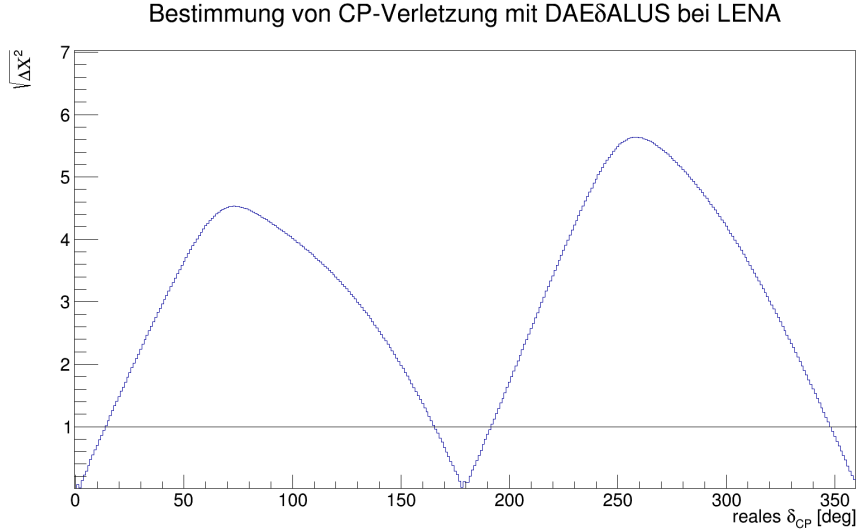


Abbildung 6.4: $\sqrt{\Delta\chi^2}$ in Abhängigkeit vom wahren Wert von δ_{CP} für die invertierte Massenhierarchie. Auch hier ist die Grenze zum Nachweis von CP-Verletzung mit 1σ durch eine horizontalen Linie visualisiert.

Maximum-Likelihood-Fits basiert, auf die Nutzung der Nah-Quelle wurde im Folgenden verzichtet. Maximum-Likelihood-Fits haben gegenüber χ^2 -Fits den Vorteil auch bei geringer Statistik zuverlässige Fitergebnisse zu produzieren, dadurch kann der genutzte Anteil des Spektrums erhöht werden. In einer Toy-Monte-Carlo-Simulation werden eine Vielzahl von Messungen simuliert und gefittet, die resultierenden Fitparameter werden ausgegeben und weiter analysiert.

Zunächst wird dazu unter Annahme der Parameter aus Tabelle 6.3 eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion

$$P(E_\nu) = C \cdot \sigma_{IBD} \cdot P_{emiss} \cdot P_{\nu_\mu \rightarrow \nu_e}, \quad \int_0^{E_{max}} P(E_\nu) dE = 1 \quad (6.6)$$

entwickelt (Abbildung 6.5), darin werden Wechselwirkungsquerschnitt, Oszillationswahrscheinlichkeit und Emissionsspektrum zusammengefasst.

Ergänzt wird diese auf eins normierte Funktion durch die erwartete Zählrate:

$$N(\delta_{CP}, \theta_{12}, \theta_{13}, \theta_{23}, L) = \int N_\nu \cdot N_{tar} \cdot \frac{1}{4\pi L} \sigma_{IBD} \cdot P_{emiss} \cdot P_{(\mu \rightarrow e)} dE \quad (6.7)$$

in Abbildung 6.6 ist die Ereignisrate in Abhängigkeit von δ_{CP} grafisch dargestellt.

Parameter	Wert	1σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.62	0.19
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	2.55	0.07
$\sin^2 \theta_{12} / 10^{-1}$	3.20	0.16
$\sin^2 \theta_{23} / 10^{-1}$	6.13	0.22
$\sin^2 \theta_{13} / 10^{-2}$	2.46	0.29

Tabelle 6.3: Eingangs Parameter für die Toy–Monte–Carlo–Simulation. Neutrino–Oszillationsparameter stammen aus [31]

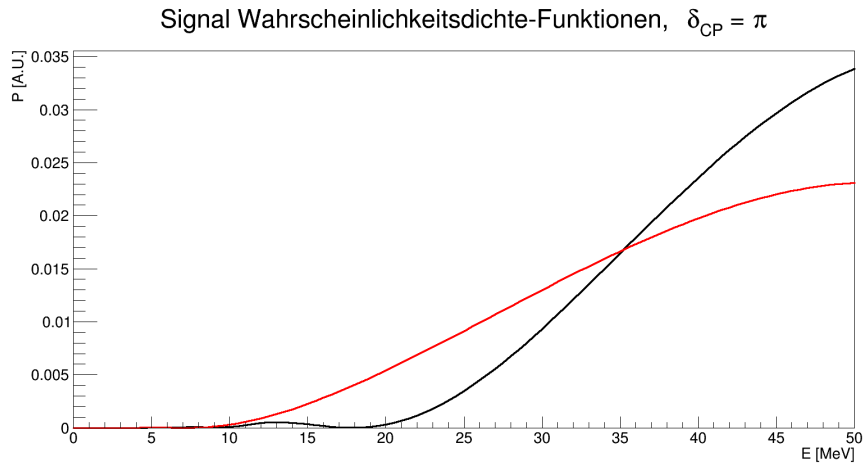


Abbildung 6.5: Wahrscheinlichkeitsdichte–Funktion für die Neutrinoquellen in 8 km (Rot) und 20 km (Schwarz) Entfernung.

Man erhält damit einen Multi–Parameter–Fit, der in dieser Form aufgrund von Entartungen nicht eindeutig konvergiert. Als Fitparameter gehen δ_{CP} , θ_{12} , θ_{13} , θ_{23} , Δm_{21} und Δm_{31} ein, also alle Oszillationsparameter. Damit wird ein 6-dimensionaler Parameterraum aufgespannt in dem es eine Vielzahl an Lösungen zu jeder Messwertverteilung gibt. Um dieses Problem zu lösen, müssen die Fitparameter eingeschränkt werden, dazu bietet es sich an die derzeitige Genauigkeit der Oszillationsparameter als Einschränkungen hinzuzufügen (Abschnitt 6.2.1), oder Annahmen für zukünftige Genauigkeiten zu machen (Abschnitt 6.2.2). Weiterhin sind in dieser Form, wie in Abschnitt 6.1, keine Normalisierungsfehler oder Fehler durch Untergrund enthalten, in Abschnitt 6.2.3 wird der strahlunabhängige Untergrund berücksichtigt.

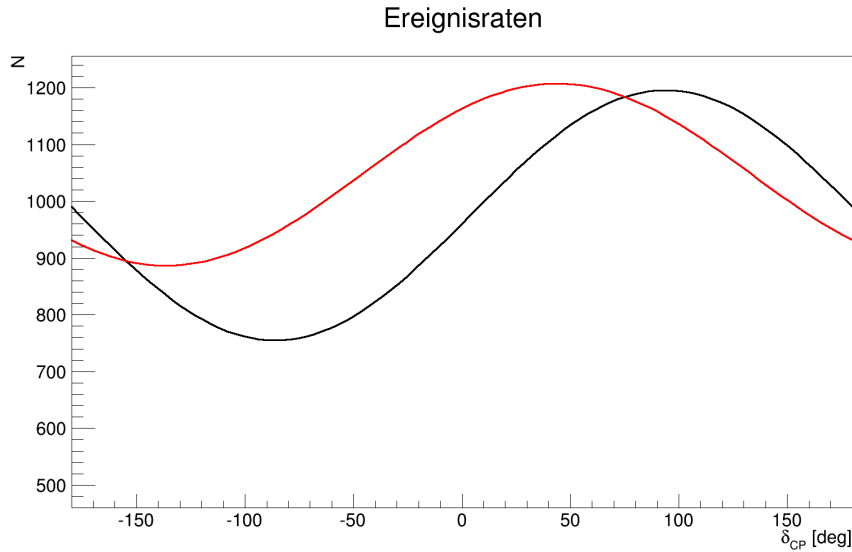


Abbildung 6.6: Zählraten für die Signalquellen bei 8 km (Rot) und 20 km (Schwarz) unter der Annahme der Oszillationsparameter aus Tabelle 6.3.

6.2.1 Ergebnisse mit heutiger Parametergenauigkeit

Zunächst wurde eine Simulation mit den Parametern aus Tabelle 6.3 für 50000 simulierte Messverteilungen und $\delta_{CP,wahr} = 0$ durchgeführt. Dabei wurden die Fehler der Oszillationsparameter vereinfacht als Gauß-verteilt angenommen. Die Fitparameter der einzelnen Durchläufe wurden in der Folge in zweidimensionale Histogramme mit δ_{CP} als X-Achse und θ_{13} als Y-Achse einsortiert und grafisch dargestellt. Um eine Abschätzung für die 1σ Ungenauigkeit zu erhalten wurden die inhaltsreichsten Bins summiert, bis die Summe 68.2% der Gesamteinträge entsprach. Die Bins, die zu der Summe beitragen, wurden separat in einem zweiten Histogramm dargestellt, die Projektion der resultierenden Verteilung auf δ_{CP} gibt die ermittelte Standardabweichung an (Abbildung 6.7).

Dieses Verfahren wurde für $\delta_{CP} = -180, -150, \dots, 150$ Grad wiederholt (Abbildungen 6.9 und 6.10) und so die Sensitivität über den gesamten Parameterbereich bestimmt, die Sensitivität für DAE δ ALUS bei LENA unter Annahme der heutigen Genauigkeit der Oszillationsparameter abhängig vom Wahren Wert von δ_{CP} wird in Abbildung 6.8 gezeigt. Dabei ist zu beachten, dass sich für die Regionen mit der geringsten Sensitivität von etwa -70 bis 0 Grad und 100 bis 180 Grad die Kurven der Zählraten für beide Signalquellen für eine Änderung von δ_{CP} gleich verhalten (vgl. Abbildung 6.6). Dadurch sind die Fitparameter stark Korreliert und die Sensitivität

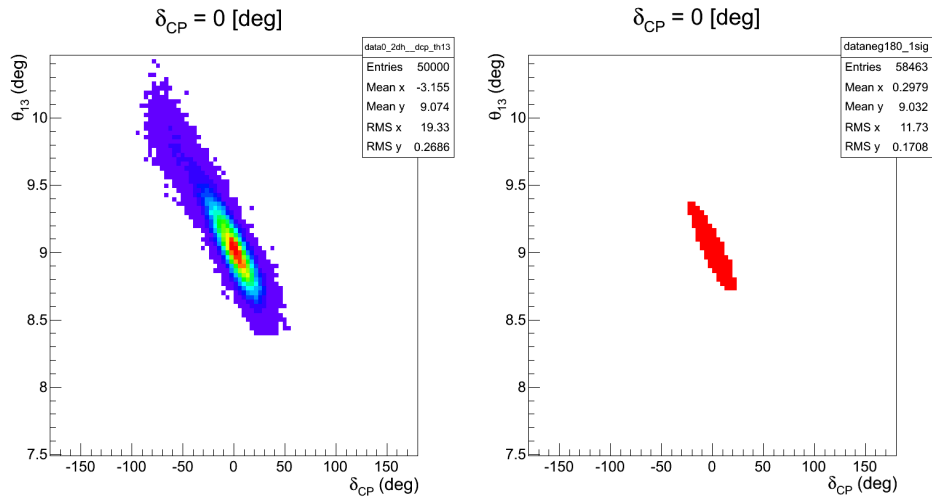


Abbildung 6.7: Grafische Aufarbeitung der Fitergebnisse einer Toy–Monte–Carlo–Simulation für 50.000 Durchläufe und Eingangsparameter $\delta_{CP} = 0$. Rote Bereiche stehen für eine hohe Konzentration von Fitergebnissen in diesem Bereich des Parameterraums, violette für eine geringe Konzentration, es wird θ_{13} gegen δ_{CP} aufgetragen.

des Experiments nimmt in diesen Bereichen ab. Diese Aussage wird durch die linearen Plots für $\delta_{CP} = -30, 150$ Grad in Abbildung 6.10 belegt. Da die Fits sowohl spektrale Information als auch Zählraten berücksichtigen, kann Außerdem darauf geschlossen werden, dass die Hauptinformation für das Experimentlayout in der Zählrate liegt und die spektrale Analyse nur einen geringen Teil zur Präzision des Experiments beiträgt.

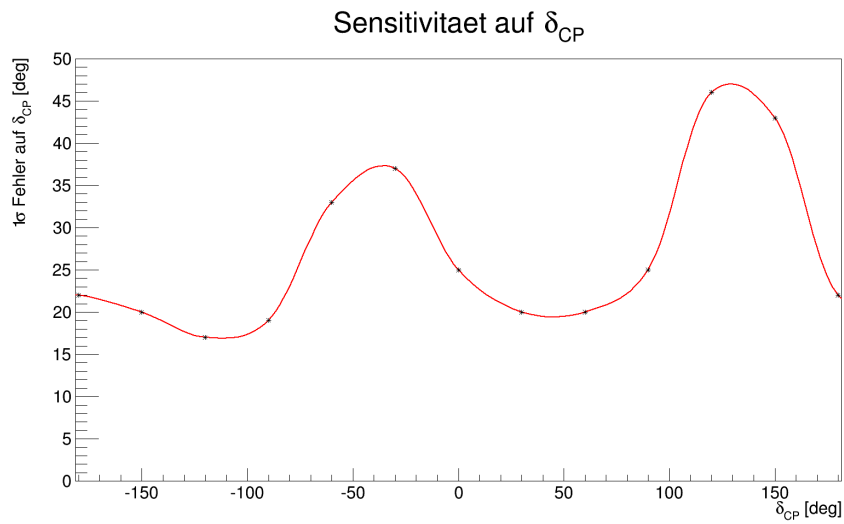


Abbildung 6.8: Datenpunkte der 1σ Abschätzung für die Sensitivität des Experiments unter Annahme heutiger Oszillationsparameter-Genauigkeit. Insbesondere die Entartung von δ_{CP} und θ_{13} erhöht die Ungenauigkeit der Messungen. Die Verbindungslinie beschreibt keinen fit sondern dient nur zur Orientierung.

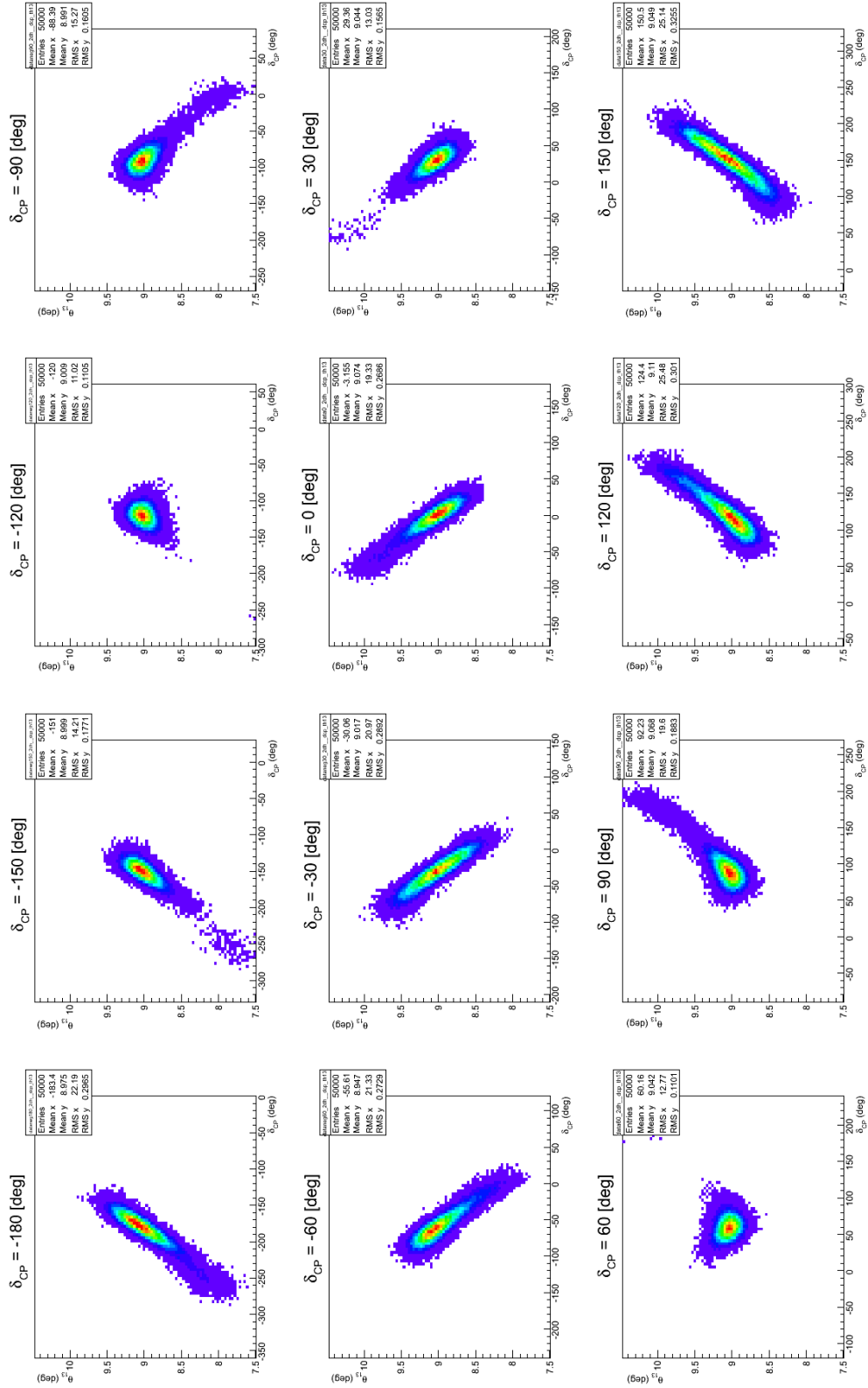


Abbildung 6.9: Fitresultate der Toy-Monte-Carlo-Simulationen unter Annahme der heutigen Parametergenauigkeit als Projektion in den θ_{13} - δ_{CP} -Parameterraum. Die Form der Konturen lässt sich auf Entartung durch ungenaue Kenntnis von θ_{13} zurückführen, rote Bereiche stehen für eine hohe Konzentration von Fitergebnissen in diese Bereich des Parameterraums, violette für eine geringe Konzentration.

6. Bestimmung der Sensitivität

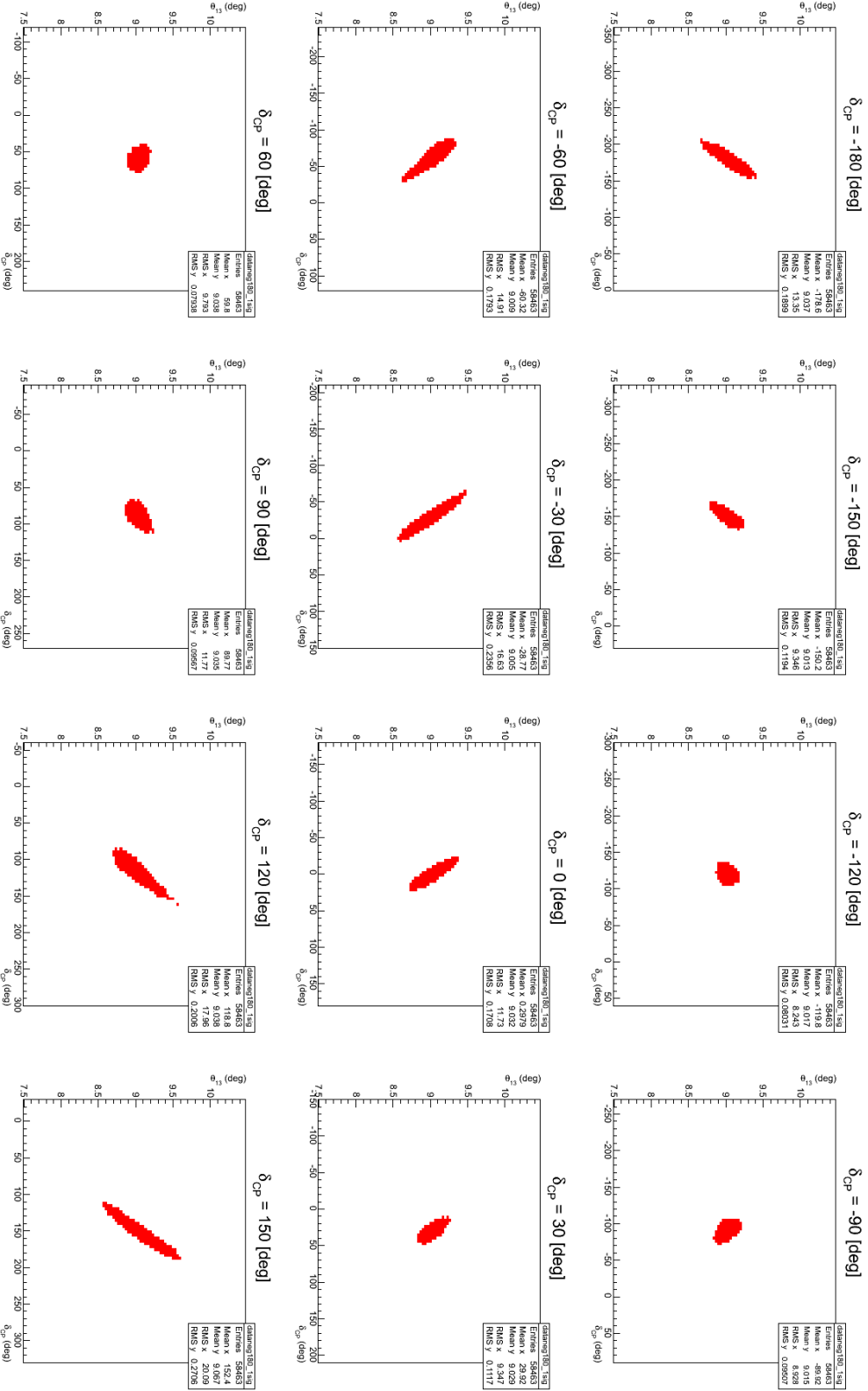


Abbildung 6.10: 1σ -Konturen der Toy-Monte-Carlo-Simulationen unter Annahme der heutigen Parametergenauigkeit als Projektion in den θ_{13} - δ_{CP} -Parameterraum. Wieder ist die Form der Konturen auf Entartung durch ungenaue Kenntnis von θ_{13} zurückzuführen.

Parameter	Wert	1σ
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.62	0.19
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	2.55	0.07
$\sin^2\theta_{12}/10^{-1}$	3.20	0.5%
$\sin^2\theta_{23}/10^{-1}$	6.13	2%
$\sin^2\theta_{13}/10^{-2}$	2.46	1%

Tabelle 6.4: Eingangs Parameter für die Toy–Monte–Carlo–Simulation. Neutrino–Oszillationsparameter stammen aus [31], die Unsicherheiten für $\sin^2\theta_{12}$, $\sin^2\theta_{23}$ und $\sin^2\theta_{13}$ stimmen mit den benutzten Unsicherheiten der DAE δ LUS Gruppe überein und wurden telefonisch übermittelt.

6.2.2 Ergebnisse mit zukünftiger Parameterpräzision

Die Ergebnisse der Simulationen aus dem vorhergehenden Abschnitt zeigen, dass die Unsicherheit der Oszillationsparameter, vor allem von θ_{13} , die Sensitivität des Experiments stark einschränken. Daher wurden zur Ermittlung der Sensitivität auf δ_{CP} im Folgenden die Unsicherheit der Oszillationsparameter, basierend auf einer Projektion der DAE δ ALUS Gruppe für die Genauigkeit der Oszillationsparameter in 10 Jahren, angepasst. Diese Zeitspanne entspricht der Laufzeit des Experiments, zum Zeitpunkt der Auswertung der Messergebnisse sollten die Parameter also in dieser Genauigkeit verfügbar sein, Zahlenwerte sind in Tabelle 6.4 aufgeführt. Die Fehler wurden, wie im vorherigen Abschnitt, als Gaußverteilung implementiert. Abgesehen von den Änderungen der Ungenauigkeiten der Oszillationsparameter wird an dem Verfahren zur Ermittlung der Sensitivität von δ_{CP} im Vergleich zu Abschnitt 6.2.1 nichts geändert.

Abbildung 6.11 zeigt die erhaltenen Fitergebnisse für $\delta_{CP} = 0$ bei Annahme von zukünftigen Oszillationsparametergenauigkeiten. Im Vergleich zu Abbildung 6.7 ergibt sich eine konzentriertere Verteilung, wodurch die Sensitivität auf δ_{CP} verbessert wird. Dies ist zum Großteil auf die starke Reduzierung der Unsicherheit von θ_{13} zurückzuführen, da diese der Entartung des θ_{13} – δ_{CP} –Parameterraums entgegenwirkt. Diese Beobachtung gilt für den gesamten Parameterbereich, wie die Abbildungen 6.13 und 6.14 zeigen.

Die Sensitivitätsbestimmung für zukünftige Genauigkeiten der Oszillationsparameter über den gesamten Parameterbereich von δ_{CP} ist in Abbildung 6.12 zusammen mit der Sensitivität für heutige Parametergenauigkeit sowie einer Abschätzung der DAE δ ALUS–Gruppe[26] abgebildet. In der Größenordnung stimmen die Ergebnisse der Simulationen, die in diesem Abschnitt

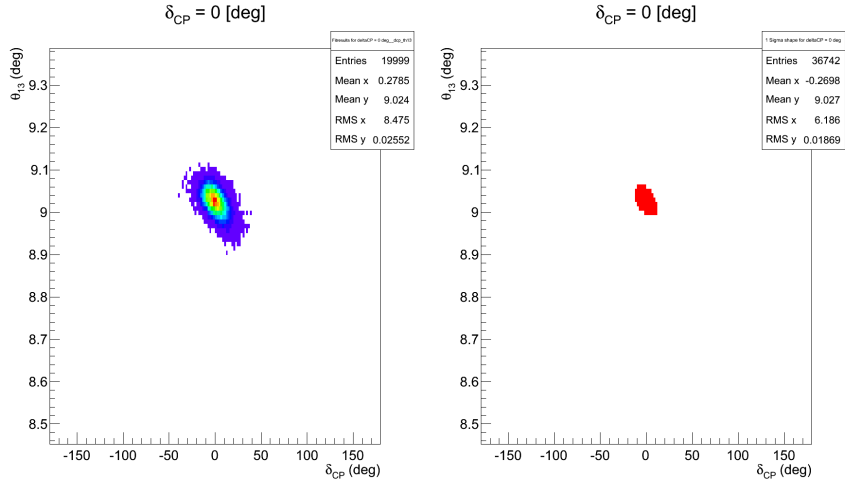


Abbildung 6.11: Grafische Aufarbeitung der Fitergebnisse einer Toy-Monte-Carlo-Simulation für 20.000 Durchläufe und Eingangsparameter $\delta_{CP} = 0$ bei Annahme zukünftiger Genauigkeit der Oszillationsparameter. Auf der linken Seite ist die Verteilung der Fitergebnisse dargestellt, die rechten Seite zeigt die 1σ Genauigkeit. Die Farbcodierung entspricht den Plots aus Abschnitt 6.2.1. Man beachte den im Vergleich zu Abbildung 6.7 stark reduzierten θ_{13} -Bereich.

gemacht wurden sehr gut mit denen der DAE δ LUS Gruppe überein, es ist jedoch eine Phasenverschiebung zwischen beiden Kurven von etwa 30 Grad zu beobachten. Weiterhin wurden in der hier durchgeführten Analyse weder Untergründe noch Normierungsfehler berücksichtigt, weshalb die Übereinstimmung der Sensitivitäten überraschend ist.

Eine mögliche Erklärung dafür sind die genutzten Oszillationsparameter, speziell der Wert von θ_{23} ist nicht abschließend geklärt und wurde von der DAE δ ALUS Gruppe möglicherweise mit einem anderen Wert zur Bestimmung der Sensitivitätsabschätzung gewählt.

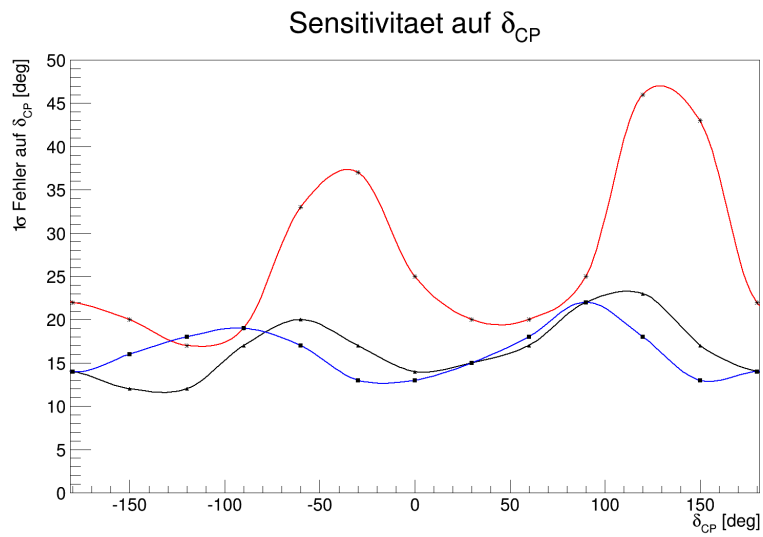


Abbildung 6.12: Datenpunkte der 1σ Abschätzung für die Sensitivität des Experiments. Dargestellt ist die 1σ Sensitivität für heutige Genauigkeit der Oszillationsparameter (Rot), zukünftige Genauigkeit (Blau) sowie die Abschätzungen der DAE δ LUS Gruppe[26] (Schwarz). Die Verbindungslinien dienen der Orientierung und beschreiben keinen fit.

6. Bestimmung der Sensitivität

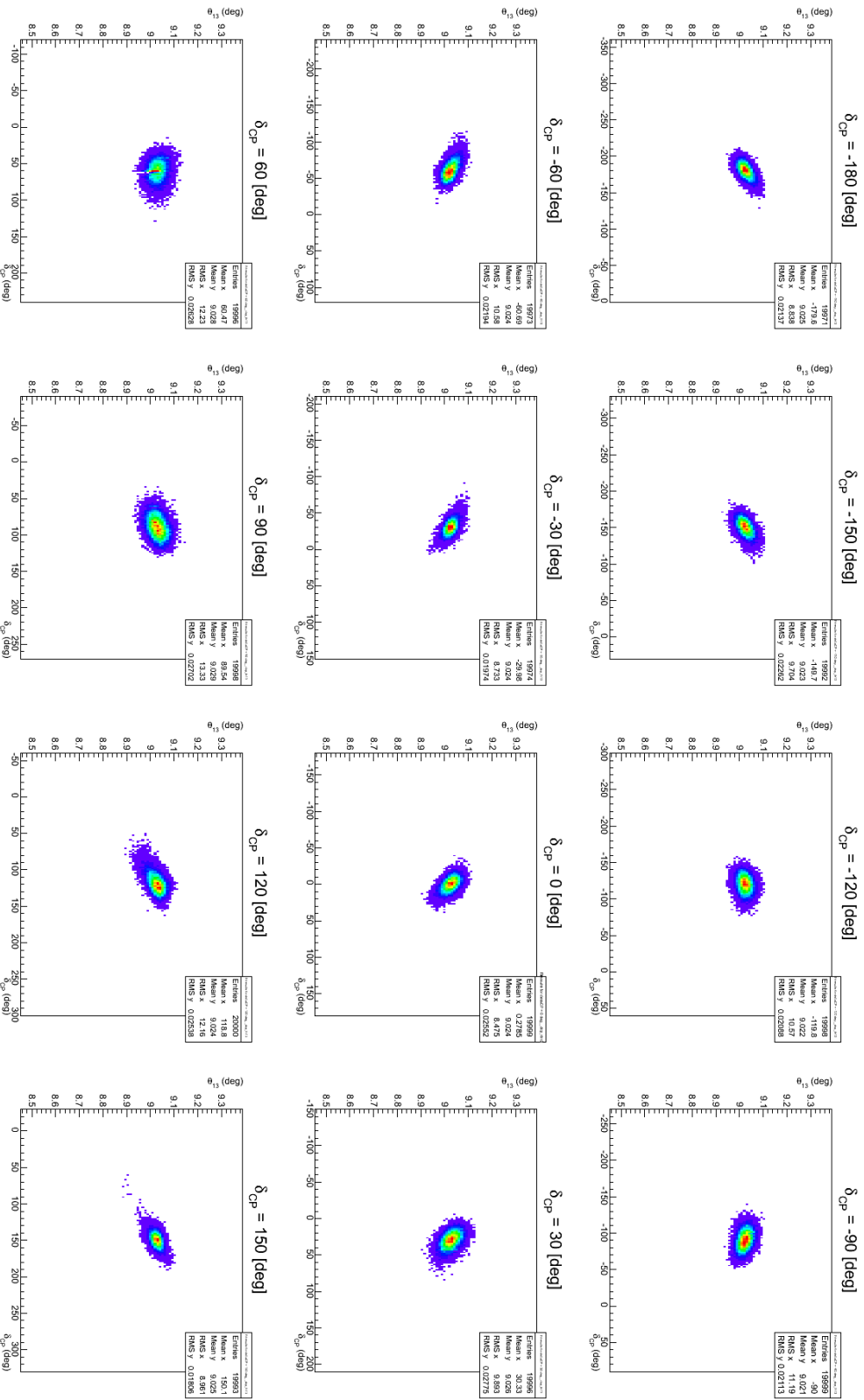


Abbildung 6.13: Fitresultate der Toy-Monte-Carlo-Simulationen unter Annahme zukünftiger Parametergenauigkeit als Projektion in den θ_{13} - δ_{CP} -Parametererraum. Durch Einschränkung des Parameterbereichs von θ_{13} durch erwartete Messergebnisse anderer Experimente wurde die Sensitivität auf δ_{CP} deutlich verbessert

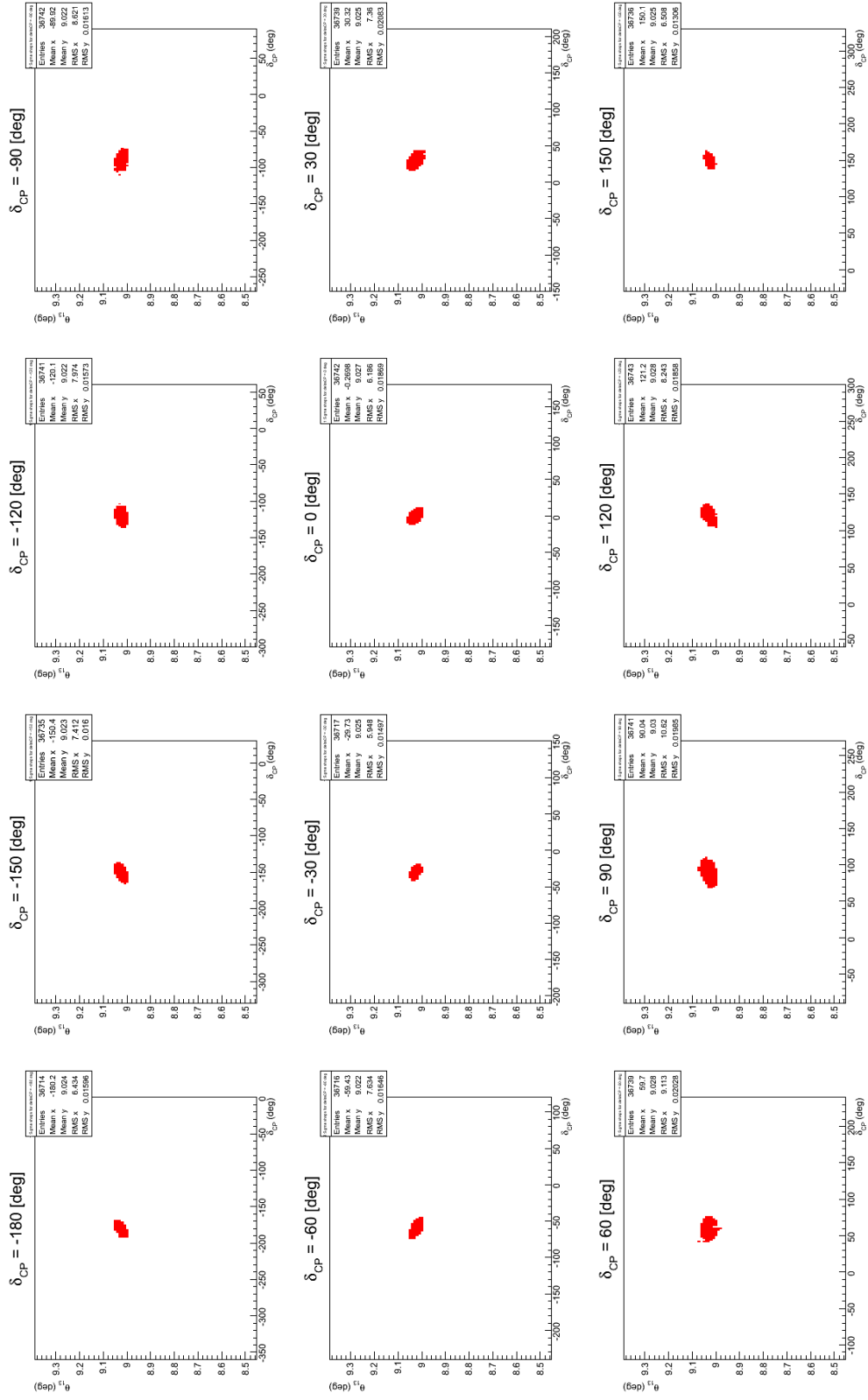


Abbildung 6.14: 1σ -Konturen der Toy-Monte-Carlo-Simulationen unter Annahme zukünftiger Parametergenauigkeit als Projektion in den θ_{13} - δ_{CP} -Parameterraum. Durch Einschränkung des Parameterbereichs von θ_{13} durch erwartete Messergebnisse anderer Experimente wurde die Sensitivität auf δ_{CP} deutlich verbessert.

Parameter	Wert	1σ Bereich
$\Delta m_{21}^2 [10^{-5} eV^2]$	7.54	7.32-7.80
$ \Delta m_{31}^2 [10^{-3} eV^2]$	2.44	2.38-2.52
$\sin^2\theta_{12}$	0.308	0.391-0.325
$\sin^2\theta_{23}$	0.425	0.398-0.454
$\sin^2\theta_{13}$	0.0234	0.0216-0.0256

Tabelle 6.5: Eingangs-Parameter für die Analysen in Abschnitt 6.2.3 aus [1]. Im Gegensatz zu den Simulationen in Abschnitt 6.1, 6.2.1 und 6.2.2 ist θ_{23} hier im ersten Oktant lokalisiert.

6.2.3 Simulation mit geänderten Oszillationsparametern und strahlunabhängigem Untergrund

Um zu überprüfen, ob die Wahl von θ_{23} für die Diskrepanz der in Abbildung 6.12 gezeigten Sensitivitäten verantwortlich ist, wurden die Analysen aus Abschnitt 6.1 und 6.2.2 für die Oszillationsparameter aus [1] durchgeführt. Diese Werte resultieren aus einem 2013 durchgeführten globalen Fit und sind in Tabelle 6.5 abgebildet. Den größten Einfluss auf die Zählrate des Experiments im Vergleich zu den zuvor genutzten Oszillationsparametern hat die Änderung von θ_{23} . Wie in Abbildung 6.15 gezeigt wird, reduziert sich die Ereignisrate durch den geringeren Wert um etwa 400 Ereignisse für die 8 km Quelle und 300 Ereignisse für die 20 km Quelle, unabhängig vom Wert von δ_{CP} . Dadurch vergrößert sich der relative Unterschied zwischen den Zählraten für unterschiedliche Werte von δ_{CP} und somit die Sensitivität des Experiments auf δ_{CP} . Dies bestätigt sich im Plot von $\sqrt{\tilde{\chi}^2}$ gegen δ_{CP} in Abbildung 6.16, im Vergleich zu Abbildung 6.3 erhält man mit verringertem θ_{23} einen erhöhten Wert für $\sqrt{\tilde{\chi}^2}$ für den gesamten Parameterbereich von δ_{CP} , die 3σ -Coverage unter diesen Annahmen beträgt 61% und damit 8% mehr als mit den Annahmen aus Abschnitt 6.1.

Um den strahlunabhängigen Untergrund in die Sensitivitätsermittlung einzubeziehen wurden nun auf Grundlage von Berechnungen aus [29] für beide Signalquellen die Untergrundevents in die Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion und die erwartete Zählrate integriert. Dabei wurde ein Fiducial-Volumen von 90% und 20% zeitliche Aktivität für beide Quellen angenommen. Der strahlunabhängige Untergrund für 10 Jahre wurde durch Randolph Möllenberg ermittelt und ist in Abbildung 6.17 dargestellt, die erwartete Untergrundeventrate beträgt 32 Events im Laufe von 10 Jahren für den Bereich von 20 bis 50 MeV pro Signalquellen-Messung. Hauptquelle des Untergrunds für diesen Energiebereich sind Atmosphärische Neutrinos, die Neutronen aus

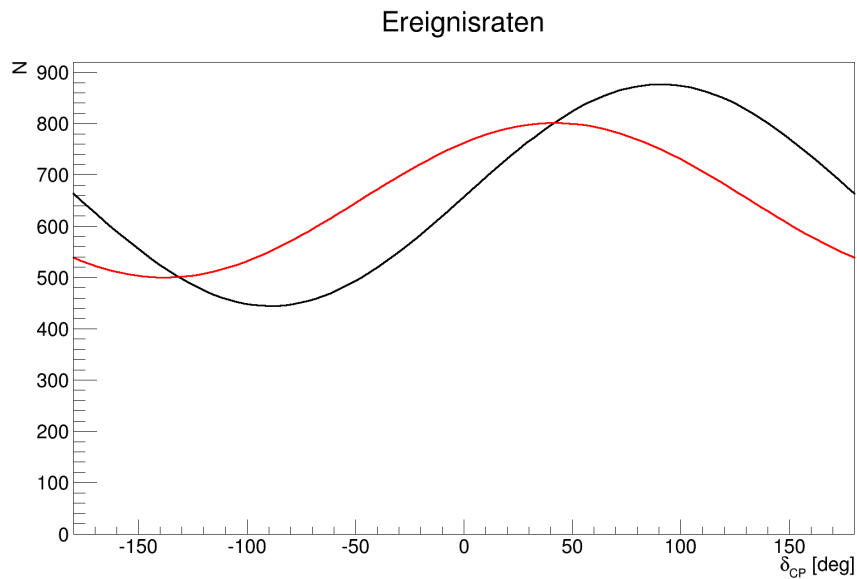


Abbildung 6.15: Zählraten für die Signalquellen bei 8 km (Rot) und 20 km (Schwarz) unter Annahme der in Tabelle 6.5 dargestellten Oszillationsparameter. Im Vergleich zu Abbildung 6.6 zeigt sich eine reduzierte Zählrate unabhängig von δ_{CP} .

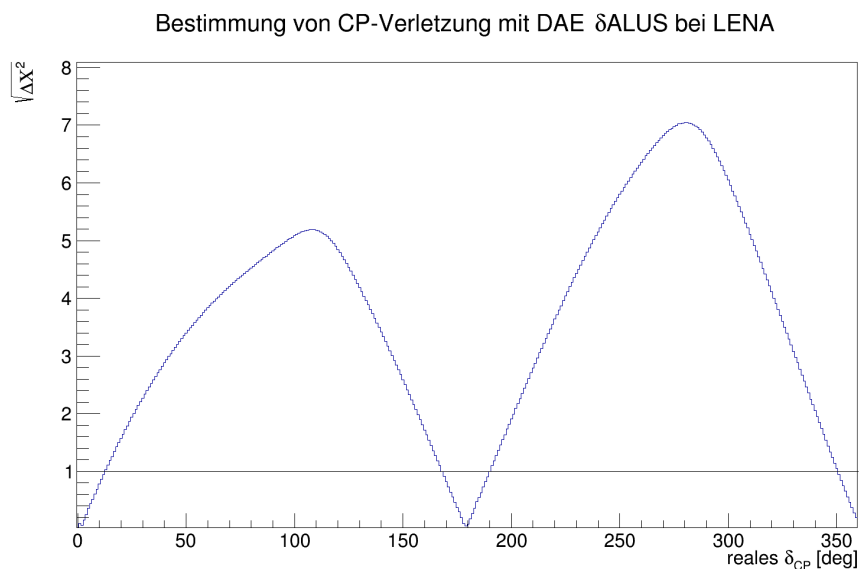


Abbildung 6.16: $\sqrt{\Delta\chi^2}$ in Abhängigkeit vom wahren Wert von δ_{CP} für die normale Massenhierarchie und die in Tabelle 6.5 angegebenen Oszillationsparameter. Im Vergleich mit Abbildung 6.3 ergibt sich durch die Änderung der Oszillationsparameter eine erhöhte Sensitivität auf CP-Verletzung.

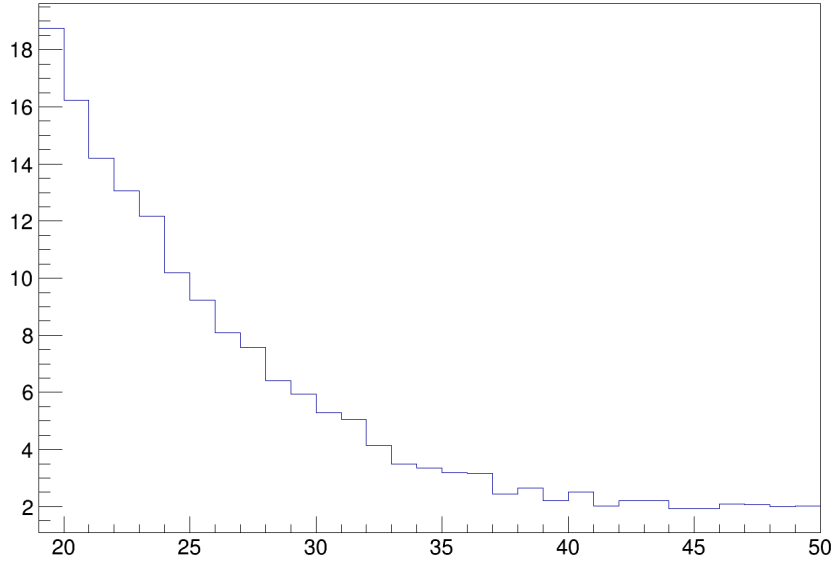


Abbildung 6.17: Strahlunabhängiger Untergrund im Bereich von 20 bis 50 MeV über den Zeitraum von 10 Jahren als Zählrate/MeV dargestellt. Da die Signalquellen im DAE δ LUS Layout nur 20% der Zeit aktiv sind, beträgt der resultierende Untergrund für die Messspektren jeweils ein Fünftel des gezeigten Histogramms. Hauptquelle des Untergrunds für diesen Energiebereich sind Atmosphärische Neutrinos, die Neutronen aus Kernen des Szintillatormaterials heraus schlagen.

Kernen des Szintillatormaterials heraus schlagen [29]:



Analog zu den beiden vorausgehenden Abschnitten wurde nun die Sensitivität des Experiments auf δ_{CP} mit den Parametern aus Tabelle 6.5 durchgeführt. Abbildung 6.19 zeigt die Fitergebnisse, die durch jeweils 40000 Durchläufe für jedes untersuchte δ_{CP} ermittelt wurden, in Abbildung 6.20 sind die zugehörigen 1σ Konturen abgebildet. Mithilfe der Konturplots wurde die Sensitivität des Experiments auf δ_{CP} in Abhängigkeit vom wahren Wert von δ_{CP} ermittelt. Abbildung 6.18 zeigt die Ergebnisse zusammen mit der Abschätzung der DAE δ LUS Gruppe.

Die in Abschnitt 6.2.2 beobachtete Phasenverschiebung wurde durch die Parameteranpassung beseitigt und auch die Sensitivität wurde wie erwartet erhöht. Bestimmt man die Sensitivität für weitere Datenpunkte, so stellt

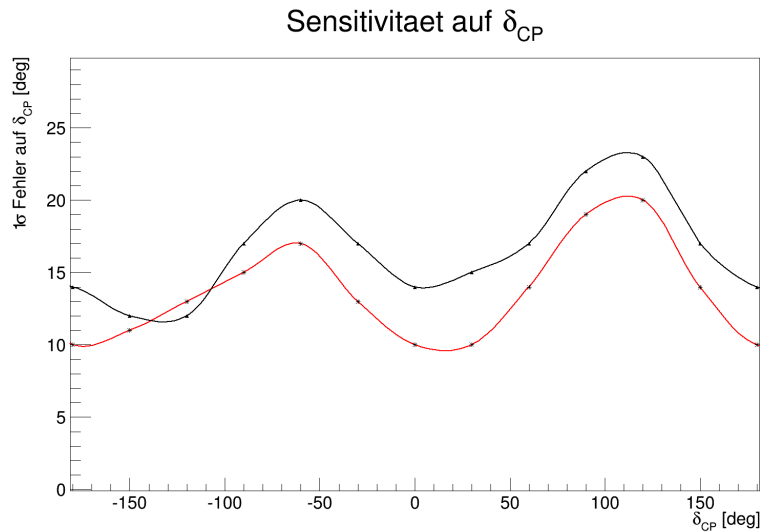


Abbildung 6.18: Datenpunkte der 1σ Abschätzung für die Sensitivität des Experiments. Gezeigt ist die durch Abbildung 6.20 ermittelte Sensitivität (Rot) sowie die Abschätzungen der DAE δ LUS Gruppe [26] (Schwarz). Die Differenz zwischen beiden Abschätzungen ist auf Nichtberücksichtigung von Normierungsfehlern und strahlbedingtem Untergrund zurückzuführen sowie eine potentiell anderer Wert für θ_{23} . Die Verbindungslinien dienen der Orientierung und beschreiben keinen fit.

man fest, dass weiterhin eine, wenn auch geringer, Phasenverschiebung vorhanden ist. Dies lässt auf die Wahl eines anderen Wertes für θ_{23} schließen, aus Konsistenzgründen wurde auf eine Darstellung mit mehr Datenpunkten verzichtet. Die im Vergleich zur erwarteten Sensitivität der DAE δ LUS Gruppe um etwa vier Grad verringerte 1σ -Ungenauigkeit ist darauf zurückzuführen, dass weder strahlbedingter Untergrund noch Normierungsfehler berücksichtigt wurden. Weiterhin ist nicht bekannt mit welchem Wert für θ_{23} und welchem strahlunabhängigen Untergrund gerechnet wurde.

6. Bestimmung der Sensitivität

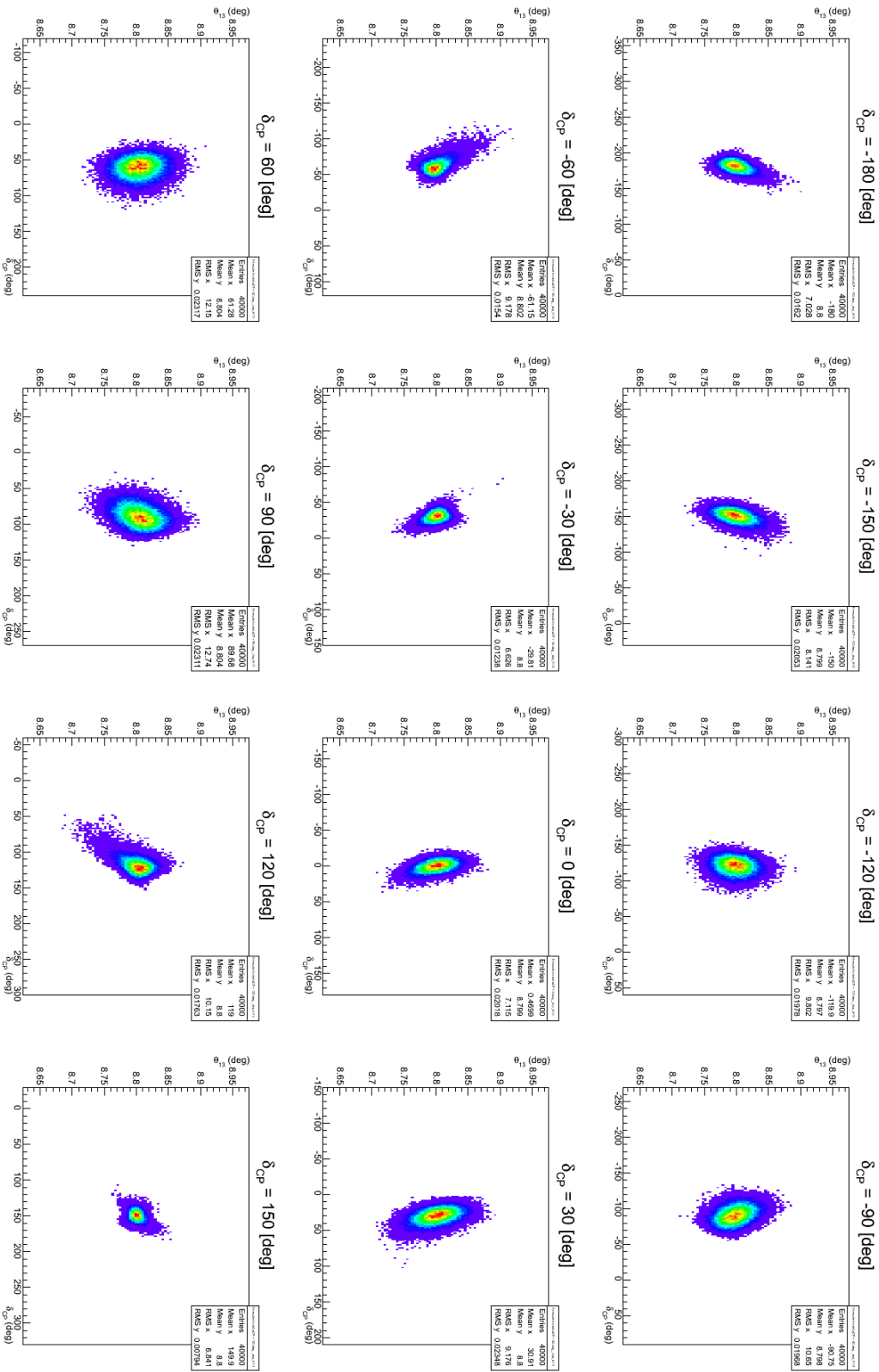


Abbildung 6.19: Fitresultate der Toy-Monte-Carlo-Simulationen unter Annahme zukünftiger Parametergenauigkeit als Projektion in den θ_{13} - δ_{CP} -Parameterraum. Tabelle 6.5 zeigt die Eingangsparameter die zu diesen Ergebnissen geführt haben.

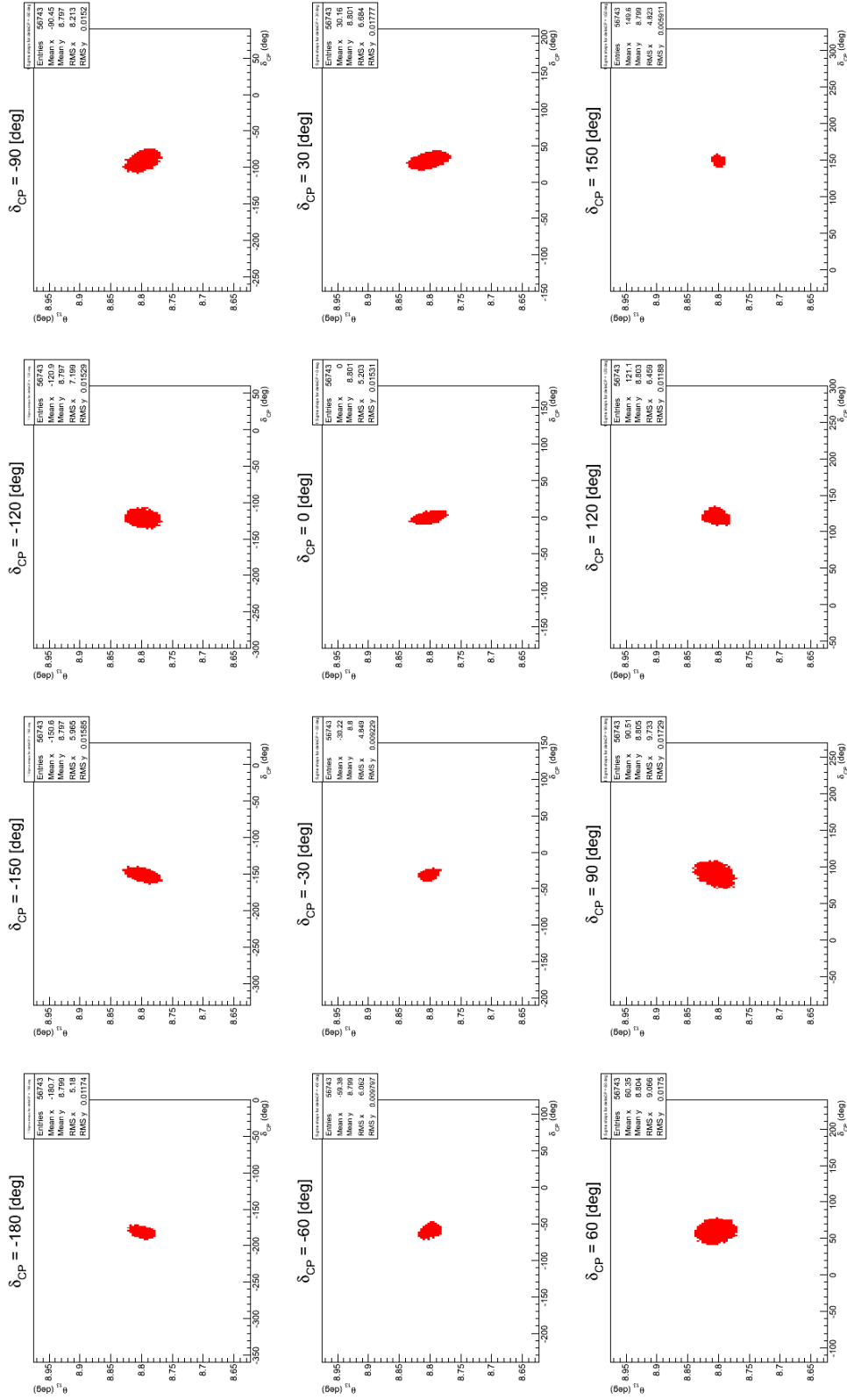


Abbildung 6.20: 1σ -Konturen der Toy-Monte-Carlo-Simulationen unter Annahme zukünftiger Parametergenauigkeit als Projektion in den θ_{13} - δ_{CP} -Parameterraum. Die zugehörigen Fittergebnisse sind in Abbildung 6.19 dargestellt.

6.3 Vergleich mit geplanten Experimenten

Die in Abschnitt 6.2.3 ermittelte Sensitivität auf CP-Verletzung sowie die Genauigkeit der Messung von δ_{CP} übertrifft die Sensitivität von NO ν A, LAGUNA–LBNO sowie LBNE für den 10kt Detektor, für die 34kt Detektor Variante von LBNE wird eine leicht erhöhte Sensitivität erwartet. Dabei beruhen die Fehler in der Messung von δ_{CP} auf statistischen Fehlern, anders als bei Strahlexperimenten, die durch systematische Fehler dominiert werden. Dadurch könnte durch eine Verlängerung der Laufzeit oder weitere Neutrinoquellen die Sensitivität noch weiter gesteigert werden. Allerdings setzt der DAE δ ALUS Ansatz voraus, dass die Massenhierarchie durch andere Experimente ermittelt wird. Ein sicherer Weg diese zu ermitteln sind Neutrinostrahl–Experimente, wie die in Kapitel 3 vorgestellten LBNE und LAGUNA–LBNO. In der Zusammenarbeit mit diesen Experimenten liegt die eigentliche Stärke von DAE δ ALUS. Da Strahlexperimente um einen Faktor 3 effektiver Neutrinos als Antineutrinos produzieren und Pionenzerfall in Ruhe nur Myon–Antineutrinos produziert ergänzen sich beide Ansätze indem DAE δ ALUS die Antineutrino–Statistik erhöht und die Massenhierarchie durch Strahlexperimente bestimmt wird. Für eine kombinierte Suche von DAE δ ALUS und JPARC@HK⁵ wird eine Sensitivität erwartet die im Bereich von 5 bis bis 12 Grad liegt (Abbildung 6.21) und damit die Sensitivität einzelner Experimente weit übertrifft.

⁵JPARC@HK: Japan Proton Accelerator Complex @ Hyper-Kamiokande, JPARC@HK beschreibt ein geplantes Neutrinostrahlexperiment, das einen Wasser–Cherenkov–Detektor bei einer Baseline von nutzt um unter anderem δ_{CP} zu messen.

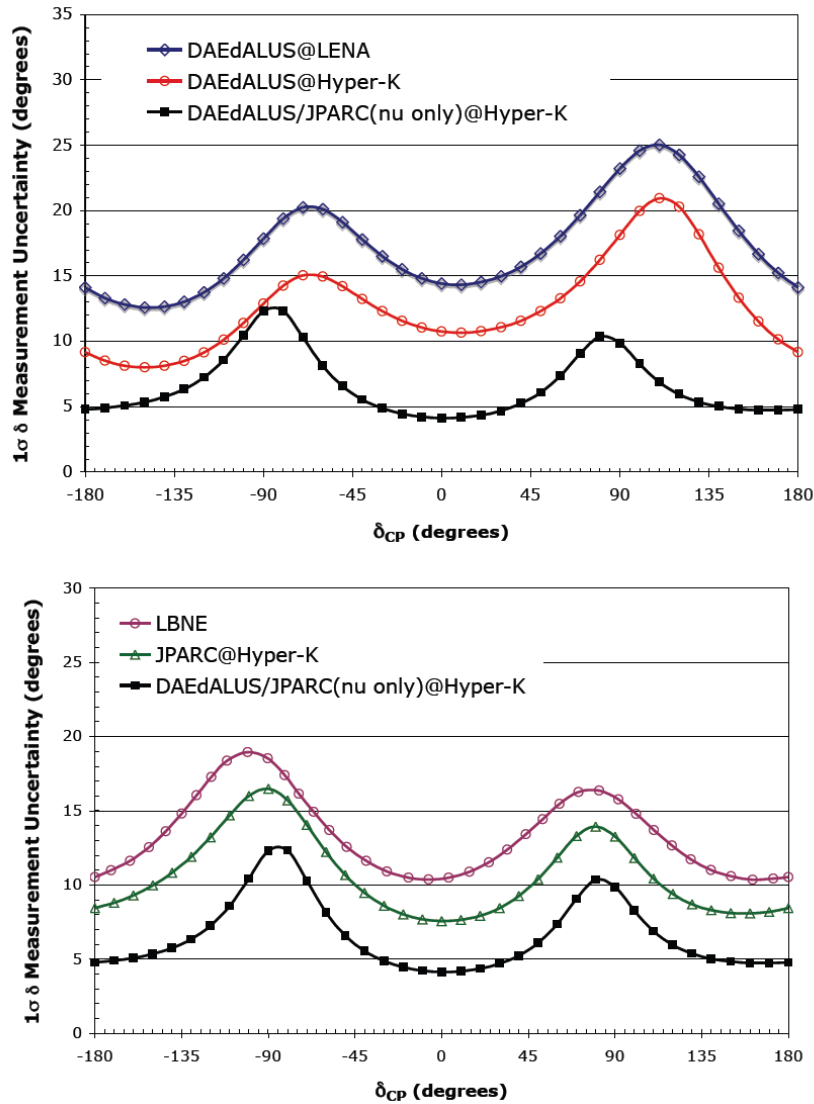


Abbildung 6.21: Sensitivitäten verschiedener Experimente zur Messung von δ_{CP} aus [26]. Oben: DAE δ LUS für LENA und Hyper-Kamiokande sowie die kombinierte Sensitivität von DAE δ LUS und JPARC mit Hyper-Kamiokande. Unten: Sensitivität von LBNE, JPARC@Hyper-Kamiokande sowie erneut die kombinierte Sensitivität von DAE δ LUS und JPARC mit Hyper-Kamiokande. Für die Kombination von DAE δ LUS und JPARC wurde angenommen, dass der Strahl nur im Neutrino-Modus läuft. Die Laufzeit der Experimente wurde jeweils mit 10 Jahren angenommen.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden Simulationen erstellt um die Sensitivität des DAE δ ALUS Ansatzes zur Messung von δ_{CP} bei Nutzung des LENA Detektors zu analysieren. Zunächst wurde eine Methode entwickelt um, unter Ausschluss systematischer Fehlerquellen, den Bereich zu ermitteln für den das Experiment CP-Verletzung nachweisen kann. Damit konnte gezeigt werden, dass dieser experimentelle Ansatz für die gewählten Parameter das Potential hat CP-Verletzung für bis zu 53% des Parameterbereichs von δ_{CP} mit 3σ -Signifikanz zu bestimmen.

Darauffolgend wurde eine Toy-Monte-Carlo-Simulation konstruiert, mit deren Hilfe die Sensitivität des Experiments auf eine Messung von δ_{CP} ermittelt werden kann. Durch die Verwendung heutiger Unsicherheiten der Oszillationsparameter konnte gezeigt werden, dass die Genauigkeit des Experiments maßgeblich von der Genauigkeit der Bestimmung von θ_{13} abhängt. Durch die Verwendung von für die Zukunft erwarteten Genauigkeiten zur Ermittlung der Sensitivität konnte diese Aussage bestätigt werden, weiterhin wurde eine 1σ -Sensitivität von 13 bis 21 Grad auf δ_{CP} für die gewählten Parameter bestimmt.

Aufgrund von Diskrepanzen zwischen der ermittelten Sensitivität und der Abschätzung der DAE δ LUS Gruppe zu diesem Experiment wurden die Oszillationsparameter in der Folge angepasst und der strahlunabhängige Untergrund in die Simulation integriert, damit konnte die Abschätzung der DAE δ LUS Gruppe nachvollzogen werden. Die mit diesem Ansatz ermittelte 3σ -Coverage beträgt 61%, die 1σ -Sensitivität auf die Messung von δ_{CP} konnte zu 10 bis 20 Grad, abhängig vom wahren Wert von δ_{CP} bestimmt werden.

Die Sensitivität des DAE δ LUS Konzepts mit Nutzung von LENA als Detektor auf die Messung von δ_{CP} ist mit der Sensitivität von großen Strahl- experimenten vergleichbar, sollte die Massenhierarchie durch ein anderes Experiment bestimmt worden sein. Durch eine Kombination beider Ansätze kann eine Präzision erreicht werden, die mit Einzelexperimenten nicht erreichbar ist.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Analysen beinhalten keine Fehler durch strahlbedingten Untergrund oder Normierungsfehler. Dies sind nicht die dominierenden Fehlerquellen des Experiments, dennoch würde die Implementierung dieser Systematischen Fehlerquellen die Abschätzung der Sensitivität des Aufbaus noch realistischer machen.

Quellenverzeichnis

- [1] F. Capozzi u. a. „Status of three-neutrino oscillation parameters, circa 2013“. In: *ArXiv e-prints* (Dez. 2013). arXiv: [1312.2878 \[hep-ph\]](#) (siehe S. [1](#), [6](#), [7](#), [54](#)).
- [2] DONUT Collaboration u. a. „Observation of tau neutrino interactions“. In: *Physics Letters B* 504 (Apr. 2001), S. 218–224. eprint: [hep-ex/0012035](#) (siehe S. [3](#)).
- [3] F.J.P. Soler, Colin D. Froggatt und Franz Muheim. *Neutrinos in particle physics, astrophysics and cosmology*. Boca Raton: CRC Press, 2009 (siehe S. [3](#), [5](#), [37](#)).
- [4] CMS Collaboration. „Observation of a new boson with mass near 125 GeV in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV“. In: *ArXiv e-prints* (März 2013). arXiv: [1303.4571 \[hep-ex\]](#) (siehe S. [3](#)).
- [5] Y. Fukuda u. a. „Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos“. In: *Physical Review Letters* 81 (Aug. 1998), S. 1562–1567. eprint: [hep-ex/9807003](#) (siehe S. [5](#)).
- [6] Q. R. Ahmad u. a. „Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory“. In: *Physical Review Letters* 87.7, 071301 (2001), S. 071301. eprint: [nucl-ex/0106015](#) (siehe S. [5](#)).
- [7] H. Nunokawa, S. Parke und J. W. F. Valle. „CP violation and neutrino oscillations“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 60 (Apr. 2008), S. 338–402. arXiv: [0710.0554 \[hep-ph\]](#) (siehe S. [6](#)).
- [8] F. P. An u. a. „Observation of Electron-Antineutrino Disappearance at Daya Bay“. In: *Physical Review Letters* 108.17, 171803 (Apr. 2012), S. 171803. arXiv: [1203.1669 \[hep-ex\]](#) (siehe S. [6](#)).
- [9] J. Bian. „The NOvA Experiment: Overview and Status“. In: *ArXiv e-prints* (Sep. 2013). arXiv: [1309.7898 \[physics.ins-det\]](#) (siehe S. [9](#), [12](#), [13](#)).

- [10] A. Stahl u. a. *Expression of Interest for a very long baseline neutrino oscillation experiment (LBNO)*. Techn. Ber. CERN-SPSC-2012-021. SPSC-EOI-007. Geneva: CERN, 2012 (siehe S. 12, 14, 15).
- [11] LAGUNA-LBNO Collaboration u. a. „The mass-hierarchy and CP-violation discovery reach of the LBNO long-baseline neutrino experiment“. In: *ArXiv e-prints* (Dez. 2013). arXiv: [1312.6520 \[hep-ph\]](#) (siehe S. 16, 17).
- [12] C. Adams u. a. „Scientific Opportunities with the Long-Baseline Neutrino Experiment“. In: *ArXiv e-prints* (Juli 2013). arXiv: [1307.7335 \[hep-ex\]](#) (siehe S. 17).
- [13] A. S. Kronfeld u. a. „Project X: Physics Opportunities“. In: *ArXiv e-prints* (Juni 2013). arXiv: [1306.5009 \[hep-ex\]](#) (siehe S. 17).
- [14] M. Bass, D. Cherdack und R. J. Wilson. „Future Neutrino Oscillation Sensitivities for LBNE“. In: *ArXiv e-prints* (Okt. 2013). arXiv: [1310.6812 \[hep-ex\]](#) (siehe S. 18).
- [15] M. Wurm u. a. „The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA“. In: *Astroparticle Physics* 35 (Juni 2012), S. 685–732. arXiv: [1104.5620 \[astro-ph.IM\]](#) (siehe S. 19, 22, 23, 32).
- [16] J. Hosaka u. a. „Solar neutrino measurements in Super-Kamiokande-I“. In: *Physical Review D* 73.11, 112001 (Juni 2006), S. 112001. eprint: [hep-ex/0508053](#) (siehe S. 19).
- [17] F. Suekane u. a. „An Overview of the KamLAND 1-kiloton Liquid Scintillator“. In: *ArXiv Physics e-prints* (Apr. 2004). eprint: [physics/0404071](#) (siehe S. 19).
- [18] BOREXINO Collaboration u. a. „The Borexino detector at the Laboratori Nazionali del Gran Sasso“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 600 (März 2009), S. 568–593. arXiv: [0806.2400 \[physics.ins-det\]](#) (siehe S. 19).
- [19] K. Kobayashi u. a. „Search for nucleon decay via modes favored by supersymmetric grand unification models in Super-Kamiokande-I“. In: *Physical Review D* 72.5, 052007 (Sep. 2005), S. 052007. eprint: [hep-ex/0502026](#) (siehe S. 25).
- [20] H. Nishino u. a. „Search for Proton Decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in a Large Water Cherenkov Detector“. In: *Physical Review Letters* 102.14, 141801 (Apr. 2009), S. 141801. arXiv: [0903.0676 \[hep-ex\]](#) (siehe S. 25).

- [21] T. M. Undagoitia u. a. „Search for the proton decay $p \rightarrow K^+\nu$ in the large liquid scintillator low energy neutrino astronomy detector LENA“. In: *Physical Review D* 72.7, 075014 (Okt. 2005), S. 075014. eprint: [hep-ph/0511230](#) (siehe S. 25).
- [22] J. Alonso u. a. „Expression of Interest for a Novel Search for CP Violation in the Neutrino Sector: DAE δ ALUS“. In: *ArXiv e-prints* (Juni 2010). arXiv: [1006.0260](#) [[physics.ins-det](#)] (siehe S. 27, 30, 33, 36, 37).
- [23] A. Adelmann u. a. „Cost-effective Design Options for IsoDAR“. In: *ArXiv e-prints* (Okt. 2012). arXiv: [1210.4454](#) [[physics.acc-ph](#)] (siehe S. 27).
- [24] J. R. Alonso und DAE δ ALUS Collaboration. „High current H_2^+ cyclotrons for neutrino physics: The IsoDAR and DAE δ ALUS projects“. In: *American Institute of Physics Conference Series*. Hrsg. von F. D. McDaniel u. a. Bd. 1525. American Institute of Physics Conference Series. Apr. 2013, S. 480–486. arXiv: [1210.3679](#) [[physics.acc-ph](#)] (siehe S. 28, 29, 33).
- [25] R.L. Burman. „Neutrino flux calculations for the ISIS spallation neutron facility“. In: *Nucl.Instrum.Meth.* A368 (1996), S. 416–424 (siehe S. 28, 33).
- [26] C. Aberle u. a. „Whitepaper on the DAE δ ALUS Program“. In: *ArXiv e-prints* (Juli 2013). arXiv: [1307.2949](#) [[physics.acc-ph](#)] (siehe S. 29, 31, 49, 51, 57, 61).
- [27] L. Cadonati, F. P. Calaprice und M. C. Chen. „Supernova neutrino detection in Borexino“. In: *Astroparticle Physics* 16 (Feb. 2002), S. 361–372. eprint: [hep-ph/0012082](#) (siehe S. 32).
- [28] Kaiser, M. „Supernova Neutrinos in LENA“. Magisterarb. Hamburg: Universität Hamburg, 2012 (siehe S. 32).
- [29] Randolph Möllenberg. „Monte Carlo Study of Solar 8B Neutrinos and the Diffuse Supernova Neutrino Background in LENA“. Diss. München: Technische Universität München, Fakultät für Physik, Okt. 2013 (siehe S. 33, 54, 56).
- [30] Rene Brun und Fons Rademakers. „{ROOT} — An object oriented data analysis framework“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 389.1–2 (1997). New Computing Techni-

- ques in *Physics Research V*, S. 81 –86. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S016890029700048X> (siehe S. 36).
- [31] D. V. Forero, M. Tórtola und J. W. F. Valle. „Global status of neutrino oscillation parameters after Neutrino-2012“. In: *Physical Review D* 86.7, 073012 (Okt. 2012), S. 073012. arXiv: [1205.4018 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1205.4018) (siehe S. 36, 38, 43, 49).
- [32] W. Verkerke und D. Kirkby. „The RooFit toolkit for data modeling“. In: *ArXiv Physics e-prints* (Juni 2003). eprint: [physics/0306116](https://arxiv.org/abs/physics/0306116) (siehe S. 41).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich mich bei allen bedanken, die mich beim fertigstellen dieser Arbeit unterstützt haben.

Zunächst gilt mein Dank Caren Hagner der ich die Chance verdanke diese Arbeit anzufertigen.

Auch Michael Wurm, der mich in der Anfangszeit betreut hat, danke ich für das Anbieten dieser interessanten Arbeit.

Bei Björn Wonsak möchte ich für die Betreuung der Arbeit, den geduldigen Umgang und die immer konstruktive Kritik bedanken.

Außerdem gilt mein Dank natürlich der gesamten Arbeitsgruppe Neutrino-physik für den allgemein angenehmen Umgang und die regelmäßige Versorgung mit Leckereien aller Art.

Besonders hervorheben möchte ich darunter Markus Kaiser, der mir vor allem in der Endphase der Fertigstellung dieser Arbeit zur Seite stand.

Für die angenehme Studienzeit danke ich außerdem Johannes Haase, Maximilian Schmidt und Niklas Hegemann.

Schließlich gilt mein Dank auch meiner Freundin und meiner Familie für die Unterstützung über das gesamte Studium hinweg.