



Universität Hamburg
DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG

BACHELORARBEIT

Lineare Projektion von Signalwahrscheinlichkeitsdichten auf Myonspuren in JUNO

Linear projection of signal probability density on
muon tracks in JUNO

Christian Hellwig

(Matrikelnr.: 6401299)

Vorgelegt am: 20. Dezember 2019

Universität Hamburg
Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften
Fachbereich Physik, Studiengang Physik

Erstgutachter: **Dr. Björn Wonsak**
Zweitgutachterin: **Prof. Dr. Caren Hagner**

Zusammenfassung

Das Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) wird ein unterirdischer 20 kt schwerer Flüssigszintillator-Detektor (FSz), dessen Hauptziel die Bestimmung der Massenordnung der Neutrinos ist. Dazu soll mithilfe der Reaktionsprodukte des inversen Betazerfalls (IBD) das Spektrum der Antielektron-Neutrinos aus zwei in jeweils 53 km entfernten Kernreaktor-Komplexen gemessen werden. Bei Untergrundeignissen spielen Myonen eine besondere Rolle, weil durch sie häufig Isotope entstehen, die die Signatur des IBD imitieren. Deswegen ist eine möglichst gute Kenntnis dieser Ereignisse von großer Bedeutung, um nur kleinere Volumen sperren zu müssen. Da diese Rekonstruktionsberechnungen bislang sehr zeitaufwendig sind, war das Ziel der vorliegenden Arbeit die Vereinfachung eines bestehenden topologischen Rekonstruktionsalgorithmus. Dieses geschah auf der Annahme, dass eine geradlinige Bahn eines Myons bereits bekannt ist und es dann ausreichend sein könnte, ausschließlich auf diese Bahn die wahrscheinliche Anzahldichteverteilung von Emissionen optischer Photonen zu projizieren, um so einen schnelleren Zugang zu einem wahrscheinlichen differentiellen Energieverlust zu erhalten. In dieser Arbeit konnte konzeptionell gezeigt werden, dass dieser Ansatz funktioniert und auch zur Beschleunigung der Laufzeiten führt.

Abstract

The Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) is an underground detector containing 20 kilo-tonnes of liquid scintillator, with the main goal of determining the mass hierarchy of neutrinos. To achieve this the detector determines the spectrum of anti-electron neutrinos originating from two nuclear reactor complexes separated by a distance of 53 km. It uses the signals from the Inverse Beta Decay (IBD) reactions caused by the neutrinos within the scintillator. Muons cause the most import background because they create isotopes which can imitated imitate signal of the IBD when they decay. Therefore to reconstruct these events as precise and quickly as possible in order to minimize the volume which has to be discarded. The aim of this thesis was the simplification of existing topological reconstruction software using the assumption that a linear trajectory of a muon is known beforehand. It therefore could be sufficient to project the density distribution of emitted optical photons exclusively onto this path. The outcome was an increase in the speed of run-time and the results indicate that this method could in fact be sufficient in future to make differential energy loss dE/dx accessible.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Neutrinoophysik	3
2.1	Historischer Überblick	3
2.2	Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik	4
2.3	Neutrino-Quellen	7
2.3.1	Reaktor-Neutrinos	7
2.3.2	Natürliche Neutrino-Quellen	9
2.4	Neutrinooszillation	12
2.4.1	Formalismus	13
2.4.2	2-Flavour-Oszillation	15
2.4.3	3-Flavour-Oszillation	17
2.5	Massenhierarchie	18
2.6	Offene Fragen	19
2.6.1	Dirac oder Majorana	19
2.6.2	Normale Ordnung (NH) oder Invertierte Ordnung (IH)	20
2.6.3	Absolute Massenskala	20
2.6.4	Θ_{23}	20
2.6.5	Dirac CP-verletzende Phase	21
3	Der JUNO-Detektor	23
3.1	Physikalische Ziele	23
3.1.1	Bestimmung der Oszillationsparameter	23
3.2	Detektion von Antielektronneutrinos	24
3.3	JUNO-Aufbau	25
3.4	Flüssigszintillator-Detektoren	26
3.4.1	Entstehung von Licht	27
3.4.2	Ausbreitung von Licht	28
3.4.3	Detektion von Licht	30
3.5	Myoninduzierter Untergrund durch Kosmogene	30
3.5.1	Entstehung und Verlauf	31
3.5.2	Myoninduzierte Reaktionen im Detektor	32
3.5.3	${}^9\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$	34
3.5.4	${}^{10}\text{C}$ und ${}^{11}\text{C}$	35
4	Spurrekonstruktion in JUNO	37
4.1	Wonsak-Rekonstruktion	37
4.1.1	Räumliche Dichteverteilung von Photonenemissionen	37
4.1.2	Iteration mit Wahrscheinlichkeitsmaske	40
4.1.3	lookup table (LUT)	41

4.1.4	Rekonstruktion eines Monte-Carlo (MC)-Ereignisses	42
5	Lineare Projektion von Signalwahrscheinlichkeitsdichten	43
5.1	Ziel	43
5.2	Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichten in einer Gitterstruktur . . .	44
5.3	Implementierung in C++	45
5.3.1	Allgemein	45
5.3.2	<i>Linear Mesh</i>	46
5.4	Zur Interpretation und Darstellung der Ergebnisse	48
5.5	Ergebnisse und der Vergleich mit der MC-Wahrheit und mit der dreidi- mensionalen Rekonstruktion	51
5.5.1	Ergebnisse mit direkten Szintillationsphotonen	51
5.5.2	Ergebnisse mit direkten und indirekten Szintillationsphotonen .	53
6	Zusammenfassung und Ausblick	57
A	<i>Linear Mesh</i>	58
A.1	Vergleich PMTs	58
A.2	Vergleich Iterationen	59
A.3	Faltung der MC-Wahrheit mit Gaußkurve unter Annahme unterschied- licher Zeitaufösungen der PMTs und MCPs	60
B	Weitere Graphen	61
C	Weitere Abbildungen	63
	Abbildungsverzeichnis	64
	Tabellenverzeichnis	66
	Literaturverzeichnis	68

1 Einleitung

Im chinesischen Jiangmen entsteht in ~ 650 m Tiefe und in einem Abstand von je 53 km zu zwei Kernkraftwerken das Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO). Der Ort wurde so gewählt, dass der Abstand zu den zwei Kernkraftwerken Yangjiang und Taishan optimal auf das Hauptziel des Forschungsprojekts, der Bestimmung der Neutrino-Massenordnung (MO), ausgelegt ist. Dazu wird das Spektrum und der Fluss von Antielektronneutrinos dem Verbund der beiden Kernkraftwerke mit einer bislang unerreichten Präzision gemessen. Innerhalb von sechs Jahren sollen daraus auf diese Weise genügend Daten generiert werden, um die Massenordnung offenlegen zu können. Außerdem sollen insbesondere auch die solaren Oszillationsparameter Θ_{12} und Δm_{21}^2 mit einer bislang noch nicht erreichten Genauigkeit von $< 1\%$ bestimmt werden. Optimiert ist der Detektor auf die Antielektronneutrinos der Kernreaktoren, die mit Protonen wechselwirken können, wobei ein Positron und ein Neutron entstehen (inverser Betazerfall (IBD)). Dieses ist eine charakteristische Signatur, weil es ein sofortiges Signal des Positron gibt und $\sim 200 \mu\text{s}$ später das Signal von einem Neutroneneinfang. Es gibt aber eine Reihe anderer Wechselwirkungsprozesse, z.B. die elastische Streuung von Neutrinos an Elektronen, durch die die solaren Neutrinos detektiert werden oder ein Prozess mit neutralem schwachem Strom, bei dem ein ^{12}C -Atom von einem Neutrino in einen angeregten Zustand versetzt wird und wodurch alle drei Neutrino-Flavours detektiert werden können.

Der zentrale Detektor besteht aus einem unsegmentierten 20kton fassenden, kugelförmigen Flüssigszintillatortank mit einer Acrylsphäre eines Durchmessers von 35,4 m. Er wird von 18 000 20-Zoll PMTs und weiteren 25 000 3-Zoll PMTs umgeben, so dass eine optische Abdeckung von fast 80 % erreicht werden wird. Dieser Detektor wird von einem zylindrischen Wassertank umschlossen, um den herum weitere 2400 20-Zoll PMTs angebracht werden. Dabei sollen Myonen mit Cherenkov-Licht vor ihrem Eintritt bzw. nach dem Austritt aus Acrylsphäre detektiert werden.

Trotz der Größe des JUNO werden nur ~ 83 Inverse Beta Decay (IBD)-Ereignisse pro Tag mit den Reaktorneutrinos erwartet. Deswegen ist ein genaues Verständnis der Untergrundereignisse von großer Bedeutung. Myonen mit $\langle E_\mu \rangle = 215 \text{ GeV}$, die den Flüssigszintillator (FSz) mit einer Frequenz von 3,5 Hz durchqueren, sind dabei der wichtigste Faktor. Durch sie können die Kosmogene ^9Li und ^8He entstehen, die die Signatur des IBD imitieren. Dieses geschieht mit einer Rate von ~ 84 pro Tag also einer Häufigkeit in der Größenordnung des IBD.

Es wird nach geeigneten Vetostrategien gesucht, weil keine Messzeit verbleibt, wenn man den Detektor nach jedem Myonereignis sperrt. Mit dem Algorithmus der topologischen Rekonstruktion, der für die vorliegende Arbeit erweitert wurde, wird versucht, eine präzise Rekonstruktion von umfangreichen Topologien zu erreichen. Dabei werden

Orten im Detektor Wahrscheinlichkeiten zugeordnet, so dass man eine Anzahldichteverteilung von Emissionen optischer Photonen erhält. Dadurch soll der Energieverlust pro Weglängeneinheit dE/dx möglichst genau aufgelöst werden, so dass man die zu sperrenden Volumen an die Orte der Schauer anpasst, da dort das Entstehen der Isotope besonders wahrscheinlich ist. Bislang wurde durch die Software das gesamte Detektorvolumen nach wahrscheinlichen Orten der Emission von Szintillatorphotonen bewertet. Diese Methode ist, abgesehen von einer noch zu optimierenden Bewertung von Streulicht, zielführend, aber sehr rechenintensiv. Da man unter anderem durch den Cherenkovdetektor ein Kenntnis über Zeitpunkt und Ort des Eintritts der Myonen in den FSz hat, wurde hier angenommen, dass man den Startpunkt im FSz und die Richtung eines Myons kennt. Dann kann man die gesamte Wahrscheinlichkeit der Emissionen der Szintillationsphotonen auf diese Bahn, die eine eindimensionale Punktmenge darstellt, projizieren.

Im Folgenden wird zunächst eine Einführung in die Neutrinophysik gegeben, wobei die Neutrino-Oszillation wegen ihrer Bedeutung für JUNO im Mittelpunkt steht. Danach wird der JUNO-Detektor vorgestellt und insbesondere auch die Physik zum myoninduziertem Untergrund erläutert. Die theoretischen Grundlagen der Software zur topologischen Rekonstruktion wird ferner in Kapitel 4 erläutert. Die Erweiterung durch die neue Methode der Linearen Projektion von Signalwahrscheinlichkeitsdichten, deren Implementierung und erste Ergebnisse werden in Kapitel 5 gezeigt.

2 Neutrino-Physik

Neutrinos gehören wie die Elektronen, Myonen und Tauonen zu den Leptonen und somit zusammen mit den Quarks und Eichbosonen zu den Elementarteilchen der Physik. Sie tragen keine elektrische Ladung und es gibt sie in drei Flavours. Sie entstehen an vielfältigen Orten wie in weit entfernten Supernovae, dem Sonneninneren, der Erdatmosphäre, als Geoneutrinos oder in Kernkraftwerken. Sie können sich fast mit Lichtgeschwindigkeit bewegen und durchdringen mühelos auch große Massen wie die Sonne oder die Erde. Obwohl sie kaum fassbar sind, unterliegen sie doch der schwachen Wechselwirkung und können deswegen unter günstigen Umständen in aufwendigen Detektoren nachgewiesen und untersucht werden.

2.1 Historischer Überblick

Vor bald 90 Jahren war Wolfgang Pauli „auf einen verzweifelten Ausweg verfallen, um ... den Energiesatz zu retten.“ In einem Brief an die Teilnehmer einer Tagung in Tübingen schlug er ein elektrisch neutrales Teilchen mit Spin $1/2$ vor, das beim β -Zerfall zusammen mit dem Elektron emittiert wird [3]. Vier Jahre später berechneten H. Bethe und R. Peierls basierend auf den Veröffentlichungen von Pauli und Enrico Fermi sowie von Irène und Frédéric Joliot-Curie einen Wirkungsquerschnitt σ , der so klein war, dass sie zu der Auffassung gelangten, dass es „praktisch keinen möglichen Weg gibt, das Neutrino zu beobachten“ [4]. Doch über 20 Jahre später beim Cowan-Reines-Neutrinoexperiment gelang es zum ersten Mal ein (Antielektron-) Neutrino ($\bar{\nu}_e$) nachzuweisen. Als Quelle für die $\bar{\nu}_e$ wurde ein Kernreaktor gewählt und der Nachweis in einem Szintillator erfolgte über die Beobachtung der Reaktion

$$\bar{\nu}_e + p \longrightarrow e^+ + n. \quad (2.1)$$

Das ist der inverse Beta-Zerfall (IBD), der auch (ebenso wie Kernkraftwerke als Quelle) im JUNO-Experiment eine zentrale Rolle spielen wird (siehe dazu Abschnitt 3.2).

Im Brookhaven-Neutrino-Experiment Anfang der 60er Jahre fand man heraus, dass zwischen Elektron- und Myonenneutrinos (ν_e und ν_μ) unterschieden werden muss und im Jahr 2000 gab es im DONUT-Experiment am Fermilab den ersten direkten Beweis für die Existenz des Tauon-Neutrinos (ν_τ) [5].

Solare Neutrinos wurden zum ersten Mal am Homestake-Experiment Anfang der 70er Jahre gemessen. Jedoch war der beobachtete Fluss deutlich kleiner, als das Standard-Sonnenmodell vorhersagt. Dieses solare Neutrinoproblem („solar neutrino problem“ [6]) wurde Ende der 80er Jahre erneut durch das Kamiokande-Experiment bestätigt.

B. Pontecorvo hatte bereits 1957 die Neutrino-Oszillation vorhergesagt. In den 60er Jahren nahmen Maki, Nakagawa und Sakata an, dass Neutrinos kleine Massen haben und die Felder der Elektron- und Myonenneutrinos Überlagerungen der Felder massiver

Neutrinos mit einem Mischungswinkel Θ sind:

$$\begin{aligned}\nu_e &= \cos \Theta \cdot \nu_1 + \sin \Theta \cdot \nu_2, \\ \nu_\mu &= -\sin \Theta \cdot \nu_1 + \cos \Theta \cdot \nu_2.\end{aligned}$$

Der Nachweis der Neutrino-Oszillation (von atmosphärischen Myon-Neutrinos) gelang 1998 durch das Super-Kamiokande-Experiment (mit einer Massenquadratdifferenz $\Delta m_{23}^2 = 0,0024 \text{ eV}^2$) [7].

Eine Bestätigung gelang 2001, als man durch das solare Neutrino-Experiment am Sudbury Neutrino Observatory (SNO) zeigen konnte, dass sich die solaren Elektron-Neutrinos ν_e (aus dem Zerfall von ${}^8\text{B}$ in der PP-III-Kette, siehe Abbildungen 5 und 6) auf ihrem Weg aus dem Inneren der Sonne zur Erde in Myon- und Tau-Neutrinos verwandeln können. Alle drei Arten konnten im Detektor gemessen werden, so dass der Fluss der ${}^8\text{B}$ -Neutrinos wieder im Einklang mit der Vorhersage des Standard Solar Model (SSM) stand [8].

Seither wird durch vielfältige Experimente weiter an der Vervollständigung bzw. genaueren Bestimmung der Parameter der 3×3 Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo (MNSP)-Matrix (siehe Abschnitt 2.4.3), dem Massenspektrum und der CP-verletzenden Phase δ an vielen Forschungsanlagen gearbeitet (siehe Abschnitt 2.4) [5].

2.2 Neutrinos im Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) ist eine Theorie der starken (Quantenchromodynamik), elektromagnetischen (Quantenelektrodynamik) und schwachen Wechselwirkungen zwischen den Elementarteilchen¹, wobei die schwache und die elektromagnetischen Wechselwirkungen in der Theorie der elektroschwachen Wechselwirkung weiter zusammengeführt wurden.²

Es gibt 12 fundamentale Fermionen (d.h. Spin-1/2-Teilchen): 6 Quarks (u, d, c, s, t, b) und 6 Leptonen ($e, \mu, \tau, \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$) und jeweils deren Antiteilchen. Dabei sind Masse, Lebensdauer und Spin von einem Teilchen und seinem Antiteilchen identisch. Unterschiedlich sind die Vorzeichen von elektrischer Ladung - sofern vorhanden -, magnetischem Moment und ladungsartigen Quantenzahlen.

Die Vermittlung der Wechselwirkungen findet durch den Austausch von Spin-1-Teilchen statt - den Vektorbosonen ([9]):

1. Es gibt 8 Austauschbosonen der starken Wechselwirkung, die sogenannten Gluonen (g). Zwar sind sie masselos, da sie aber selbst Farbe tragen, wechselwirken sie untereinander und beschränken damit die Reichweite.

¹Auf die Gravitation als vierte der fundamentalen Wechselwirkungen soll im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter eingegangen werden.

²Dabei werden die neutralen Vektorbosonen γ und Z^0 mithilfe einer Drehmatrix als Linearkombination von B^0 und W^0 betrachtet. Der (elektroschwache) Mischungswinkel Θ_W wird auch Weinbergwinkel genannt und für die elektrische Ladung e ergibt sich dann zusammen mit der schwachen Ladung g : $e = g \sin \Theta_W$ [9]

three generations of fermions					
	1st	2nd	3rd		
mass	$2.3^{+0.7}_{-0.5}$ MeV	1.28(3) GeV	160^{+5}_{-4} GeV	0	≈ 125 GeV
charge	$2/3$	$2/3$	$2/3$	0	0
spin	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	0
	u up	c charm	t top	γ photon	H Higgs boson
quarks	$4.8^{+0.7}_{-0.3}$ MeV	95(5) MeV	4.18(3) GeV	0	
	$-1/3$	$-1/3$	$-1/3$	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	d down	s strange	b bottom	g gluon	
leptons	0.51 MeV	105.66 MeV	1.78 GeV	91.19 GeV	
	-1	-1	-1	0	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	1	
	e electron	μ muon	τ tau	Z^0 Z boson	
	0	0	0	$80.39(2)$ GeV	
	$1/2$	$1/2$	$1/2$	± 1	
	ν_e electron neutrino	ν_μ muon neutrino	ν_τ tau neutrino	W^\pm W boson	
					gauge bosons

Abbildung 1: Das Standardmodell im Überblick. Die Quarks sind in blau umrahmt, die Leptonen gelb und die Austauschbosonen rot. Angeben sind zudem Masse, Ladung und Spin. Den Neutrinos wird im SM keine Masse zugeordnet, obwohl diese Annahme durch die Neutrinooszillation widerlegt ist [10].

- Bei der elektromagnetischen Wechselwirkung ist das Austauschteilchen das Photon γ . Durch seine Masselosigkeit wird die unendliche Reichweite der Wechselwirkung erklärt.
- Es gibt zwei Arten schwacher Wechselwirkung. Wenn sich bei einer Reaktion die Identität der beteiligten Quarks und Leptonen sowie gleichzeitig die elektrische Ladung verändert, spricht man von geladenem Strom (charged current interaction (CC)). Diese Art der schwachen Wechselwirkung wird durch die W^\pm -Bosonen vermittelt. Dabei können geladene Leptonen in Neutrinos der gleichen Familie übergehen oder ein Lepton und das dazugehörige Antineutrino erzeugt werden. Außerdem kann der Flavour eines Quarks in einen anderen übergehen. Auch der IBD (vgl. 2.1) gehört dazu (siehe dazu das Feynman-Diagramm auf Abb. 2). Prozesse, bei denen sich die elektrische Ladung nicht ändert gehören zu den neutralen Strömen (neutral current interaction (NC)). Sie werden durch die neutralen Z^0 -Bosonen vermittelt.

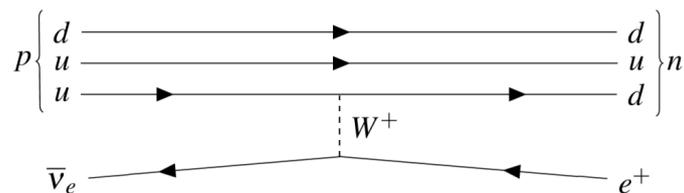


Abbildung 2: Feynman-Diagramm des IBD, der durch ein W^+ -Boson vermittelt wird. Dabei geht ein Antineutrino (hier ein $\bar{\nu}_e$) in ein Antiteilchen (e^+) und ein Quark (u) in ein anderes der selben Familie (d) über [12].

Die W - und Z -Bosonen tragen selbst schwache Ladung und koppeln deswegen aneinander. Die sehr geringe Reichweite der schwachen Wechselwirkung ($\approx 0,001$ fm) ist jedoch im Wesentlichen nicht darin begründet, sondern in ihren sehr großen Massen³ [9]. Außerdem gibt es ein elektrisch neutrales Spin-0-Teilchen, das Higgsboson. Es koppelt an die anderen Teilchen proportional zu ihrer Masse [9].

Auf Abbildung 1 sind die beschriebenen Elementarteilchen des Standardmodells ihren fundamentalen Eigenschaften nach geordnet dargestellt. Namen, Massen, Ladung und Spin sind angegeben. Außerdem erkennt man, dass die Fermionen von links nach rechts in aufsteigender Masse und Generation angeordnet sind. Im SM haben die Neutrinos keine Masse, obwohl dieses durch den Beleg der Neutrinooszillation vielfach widerlegt ist.

Die unitäre 3×3 Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix (CKM) beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeit von einem Quarkzustand in einen anderen. Die Wahrscheinlichkeit eines solchen Übergangs von einem Quark q_i in ein anderes Quark q_j ist proportional zum Quadrat des Matrixelementes $|V_{q_i q_j}|^2$. Die Matrix enthält drei Winkel und eine CP-verletzende, komplexe Phase $i\delta$, wobei die diagonalen Werte alle über 97,3 % liegen [20]. Quarks können also ihren Flavour wechseln, jedoch bleiben die Übergänge innerhalb einer Generation bevorzugt und die Übergänge von der ersten zur zweiten Generation werden um eine Größenordnung und die zur dritten Generation sogar um zwei Größenordnungen unterdrückt. Die CP-Invarianz würde nur gelten, wenn die CKM identisch zu ihrer komplex konjugierten ist. Dass es diese Verletzung gibt, wurde erstmals 1964 im Kaon-System beobachtet [9].

Drei der Leptonen tragen elektrische Ladung (e, μ, τ). Die entsprechenden Flavours der Neutrinos sind dagegen elektrisch neutral: ν_e, ν_μ und ν_τ . Die Neutrinos zeichnen sich durch eine Reihe von Besonderheiten aus [5]:

1. Sie unterliegen ausschließlich der elektroschwachen WW, denn sie tragen keine elektrische Ladung. Der Wirkungsquerschnitt mit Materie ist um viele Größenordnungen kleiner als bei der elektromagnetischen WW von elektrisch geladenen Leptonen mit Materie. Dieses wird durch die Masse der W^\pm und Z^0 - Bosonen begründet, während geladene Leptonen via eines virtuellen Photons γ wechselwirken können.
2. Im Standardmodell der elektroschwachen WW wird postuliert, dass Neutrinos keine Masse haben und deswegen auch die Helizität (hier identisch mit Chiralität) erhalten ist; ebenso ist auch die Leptonenzahl für die Flavours eine Erhaltungsgröße. Durch den nachgewiesenen Prozess der Oszillation (siehe Kapitel 2.4), die die Mischung der Neutrinozustände analog zur CKM der Quarks beschreibt, weiß man aber heute, dass Neutrinos nicht masselos sein können. Zwar konnte man noch nicht die Massen selbst messen. Jedoch fließen Massendifferenzen als Parameter in die Oszillationen. Massendifferenzen setzen aber voraus, dass es auch

³(80,379 \pm 0,012) GeV für die W-Bosonen und (91,1876 \pm 0,0021) GeV für das Z-Boson [11].

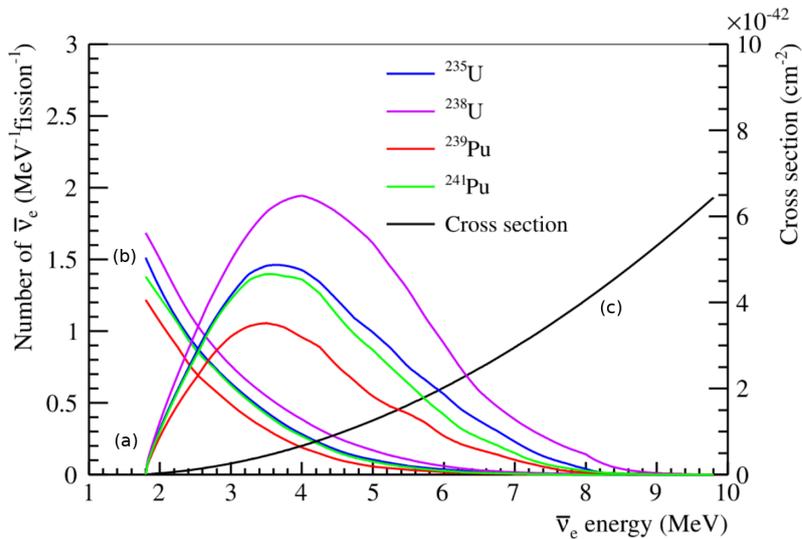


Abbildung 3: Die im Detektor zu beobachtenden Spektren der Antielektronneutrinos (a) ergeben sich aus dem Fluss der $\bar{\nu}_e$ pro Kernspaltung (b) und dem Wechselwirkungsquerschnitt für den IBD (c) [2].

entsprechende Massen ungleich Null geben muss. Im Gegensatz zu den Quarks sind die Übergangswahrscheinlichkeiten aber unabhängig von den Generationen.

3. Neutrinos sind die einzigen Teilchen, die Majorana-Teilchen sein könnten, weil sie elektrisch neutral sind und deswegen ihre eigenes Antiteilchen sein können. Die Majorana-Natur könnte die kleinen Massen erklären (siehe dazu Abschnitt 2.6.1).

2.3 Neutrino-Quellen

Im Folgenden werden die für das JUNO-Experiment zentralen Reaktorneutrinos näher beschrieben. JUNO wird aber Neutrinos aus allen weiteren (natürlichen) Quellen in unterschiedlichem Maße für neue Erkenntnisse über die Quellen selbst und auch zur genaueren Bestimmung der Oszillationsparameter nutzen können. Wegen ihrer besonderen Rolle bei der Entdeckung der ν -Oszillation und ihrer Eigenschaften bei weiteren grundlegenden Bestimmungen soll hier auch näher auf die Sonnenneutrinos eingegangen werden. Zudem könnten besonders viele Daten von Supernovae (Supernova (SN)) gemessen werden, sollte es in unserer Galaxie während der Einsatzdauer von JUNO zu so einem Ereignis kommen. Aufgrund seines niedrigen Schwellenwertes werden vom JUNO-Detektor auch bei den Messungen der atmosphärischen Neutrinos präzise Daten erwartet [2].

2.3.1 Reaktor-Neutrinos

Die beiden Kernreaktor-Komplexe in jeweils 53 km Entfernung haben zusammen eine thermische Leistung von 336 GW. Die geplante Energieauflösung der Neutrinos soll

bei $3\%/\sqrt{E(\text{MeV})}$ liegen. Die gesuchten Reaktor-neutrinos sind die Antielektron-neutrinos ($\bar{\nu}_e$), die beim β -Zerfall der instabilen Spaltprodukte freigesetzt werden. In einem Kernreaktor gibt es ungefähr sechs β -Zerfälle pro Kernspaltung. Dadurch entstehen $2 \cdot 10^{20}$ Neutrinos pro Sekunde und GW. Die vier Isotope ^{235}U , ^{238}U , ^{239}Pu und ^{241}Pu verursachen dabei mehr als 99% der relevanten Neutrinos, deren Energie über dem Schwellenwert für den IBD ($E_{i\bar{e}} = 1,806 \text{ MeV}$ [48]) liegt. Trotzdem ergibt sich der genaue Neutrinofluss ⁴ erst aus einer Überlagerung von Tausenden β -Zerfallswegen der Spaltfragmente, sodass die genaue Berechnung eine große Herausforderung darstellt. Leichte Verbesserungen können z.B. dazu führen, dass man Erklärungsmodelle für eine zu geringe Anzahl im Neutrinofluss, der so genannten Reaktor-Anomalie wie die Sterilen Neutrinos verwerfen kann. [13] Bei JUNO wird mit einer Ungenauigkeit von 2 bis 3% gerechnet, die möglicherweise bis auf 1% verbessert werden kann.[2]

Das beobachtbare Spektrum ist das Produkt aus dem Neutrinofluss pro Kernspaltung multipliziert mit dem Wirkungsquerschnitt für den IBD (vgl. Formel (2.1)) [2]. Auf Abbildung 3 sieht man Spektren für jedes der oben genannten Isotope.

Die Schwelle für den IBD liegt bei $\sim 1,8 \text{ MeV}$ (siehe oben); zugleich liegt die Energie der $\bar{\nu}_e$ im Bereich von nur einigen MeV. Diese Energie ist zu niedrig, um Myonen oder Tauonen entstehen zu lassen und die Prozesse der neutralen Ströme (NC), d.h. der oszillierenden $\bar{\nu}_\mu$ und $\bar{\nu}_\tau$, sind zu schwach, um vom Hintergrundrauschen unterschieden werden zu können. Deswegen gehören Versuche mit Reaktor-neutrinos zu dem sogenannten „disappearance type“.

Auf Abbildung 4 kann man die Genauigkeit, mit der Δm^2 gemessen werden kann, als Funktion des Produkts aus Reaktorleistung und der zu Verfügung stehenden Szintillatormasse sehen. Die Größenordnung der Baseline skaliert mit der gewünschten Auflösung von Δm^2 , wie mit Formel 2.21 in Kapitel 2.4.2 ($L_{Osz.} = L_{Osz.}(1/\Delta m^2)$) beschrieben. Man sieht außerdem, dass das Produkt aus der zur Verfügung stehenden Masse des FSz und der Reaktorleistung mit dem Quadrat der Länge der Verbindungslinie („Baseline“) zwischen Reaktor und Detektor wächst. Man erkennt aus den Jahres-

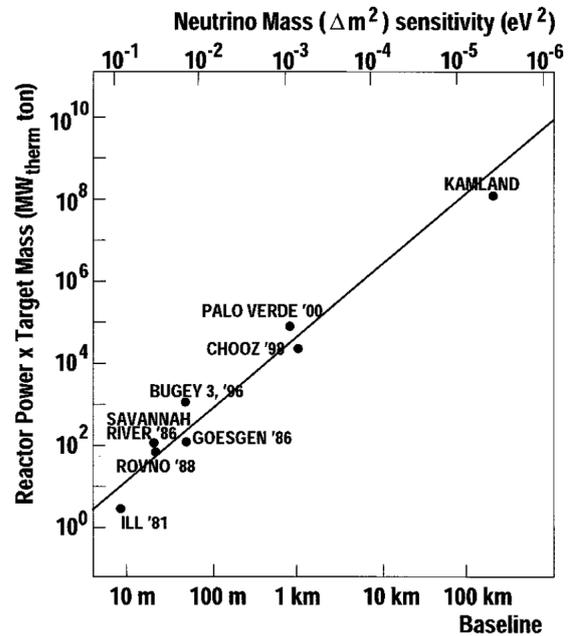


Abbildung 4: Präzision mit der Δm^2 gemessen werden kann als Funktion des Produkts der Reaktorleistung und der Masse des FSz bei inversem β -Zerfall. Das Produkt aus der zur Verfügung stehenden Masse des FSz und der Reaktorleistung wächst mit dem Quadrat der Länge der Verbindungslinie („Baseline“) zwischen Reaktor und Detektor. Die Jahreszahlen zu den Versuchsnamen zeigen, dass die Anlagen stetig gewachsen sind [14].

⁴ $\Phi(E_\nu) = \sum_i F_i S_i(E_\nu)$ mit F_i , der Kernspaltungsrate vom Isotop i , und $S_i(E_\nu)$, dem Neutrinofluss pro Spaltung. [2]

zahlen der Experimente, dass die Versuchsanlagen mit der Zeit stetig größer geworden sind [14]. JUNO bei Baselin 54 km ist noch nicht eingezeichnet.

Wegen der relativ niedrigen Energie der Reaktor-neutrinos muss, anders als bei Beschleunigerversuchen, besondere Aufmerksamkeit auf die Verringerung von natürlicher Radioaktivität und anderem Hintergrund gelegt werden. Deswegen spielt auch die Detektion der doppelten Signatur im FSz aus dem Positron e^+ und dem Neutron n eine große Rolle. [14]

2.3.2 Natürliche Neutrino-Quellen

SN: Viele Elemente, die schwerer als Eisen sind wie Kupfer, Silber, Gold oder Uran haben ihren Ursprung in SN. Neutrinos, die bei diesem Prozess in allen Flavours⁵ entstehen, werden in vielen Modellen bei dieser Explosion als Treibkraft verstanden. Trotz der schwachen Wechselwirkung sind die Neutrinos zum Teil zunächst in dem sehr dichten Kern des Protoneutronsterns gefangen, bevor sie ihn nach einer großen Verzögerung in der Größenordnung von Sekunden verlassen. Die bei einer SN abgestrahlte Energie (Leuchtkraft) durch freiwerdende gravitative Bindungsenergie wird zu 99 % in der kinetischen Energie der entweichenden Neutrinos gebündelt [2], sodass sichtbares Licht nur ein „Nebenschauplatz“ ist. Neutrinos sind deswegen am besten zum Verständnis der Eigendynamik einer SN und der Entstehung eines Neutronensterns geeignet [15].

Es wird erwartet, dass JUNO in einer Entfernung von 10 kpc ca. 5000 Ereignisse durch IBD und zusätzlich 2000 Ereignisse durch elastische Proton-Neutrino-Streuung (mithilfe Neutrinos aller Flavours) messen wird. Außerdem werden 300 Ereignisse von Neutrino-Elektron-Streuung erwartet, sodass JUNO der leistungsstärkste Detektor für ν_e von SN sein wird.⁶ [2]

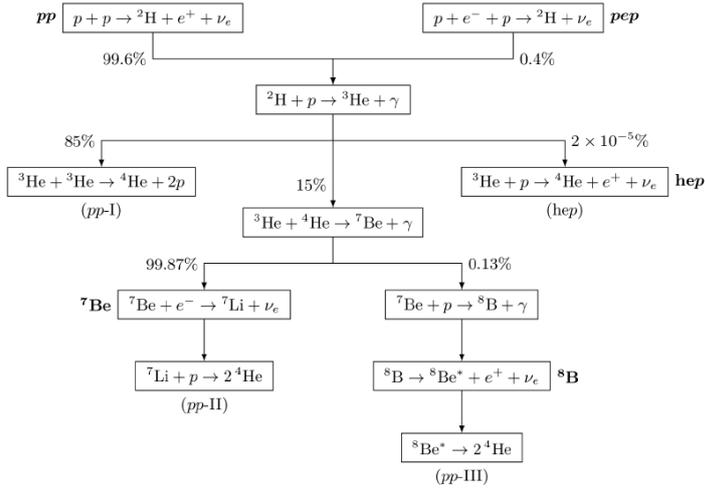
Atmosphärische Neutrinos: Die primäre kosmische Strahlung in der Atmosphäre mit Energien über 2 GeV besteht zum größten Teil aus Protonen (ca. 95 %) und Heliumkernen (ca. 4,5 %) sowie noch schwereren Kernen. Atmosphärische Neutrinos entstehen vorwiegend durch den Zerfall von Pionen π und Kaonen K , die zuvor durch die primären Komponenten beim Zusammentreffen mit der Erdatmosphäre entstanden sind ($p(n) + A \longrightarrow \pi^\pm X, K^\pm X, K_L X$)⁷, z.B.

$$\begin{aligned} \pi^\pm &\longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \quad , \quad K^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \nu_\mu (\bar{\nu}_\mu) \\ \text{und} \quad K_L &\longrightarrow \pi^\pm + \mu^\mp + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu). \end{aligned}$$

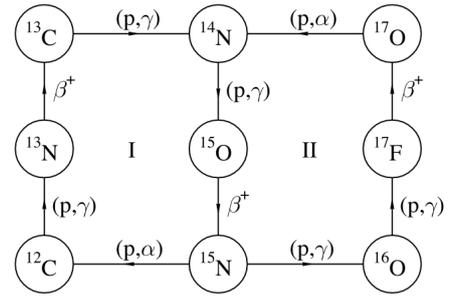
⁵Insbesondere durch den Prozess des Elektroneneinfangs $p + e^- \longrightarrow n + \nu_e$.

⁶Zum Vergleich: Die Daten des Kamiokande-II-Detektors aus einem Zeitraum von ca. 64 h vor der optischen Sichtung der SN1987A zeigten 11 Ereignisse, die innerhalb von 13 s auftraten und von denen die ersten beiden der entsprechenden Richtung in der Großen Magellanschen Wolke zugeordnet werden konnten. [16]

⁷Myonen zerfallen gemäß $\mu^\pm \longrightarrow e^\pm + \nu_e (\bar{\nu}_e) + \bar{\nu}_\mu (\nu_\mu)$. In seltenen Fällen entsteht dabei zusätzlich ein Photon oder $e^+ e^-$ -Paar [9].



(a) [17]



(b) [46]

Abbildung 5: Entstehung der solaren $\bar{\nu}_e$ durch die Proton-Proton (PP)-Reaktions-Kette (Abbildung (a)) und den Bethe-Weizsäcker (CNO)-Zyklus (Abbildung (b)). Die PP-Reaktions-Kette ist dominierend auf der Sonne und verantwortlich für 99% der Sonnenleuchtkraft. Jedoch spielt der CNO-Zyklus eine große Rolle für das Verständnis der Metallizität der Sonne und damit auch für das Verständnis von Sternen generell [17]. Links sieht man die drei Hauptzweige der PP-Reaktionskette PP-I, -II und -III. Dabei findet mit einer Wahrscheinlichkeit von 99,6% zunächst die Fusion von 2 Wasserstoffatomen statt und mit entsprechend sehr geringer Wahrscheinlichkeit ist ein Elektron beteiligt (pep), was allerdings zu einer bemerkenswerten monoenergetischen Linie im Spektrum führt (siehe Abbildung 6). Bei den sich anschließenden Reaktionen werden nicht immer Neutrinos emittiert. Die höchste den Neutrinos zur Verfügung stehende Energie von bis zu $E_\nu = 18,77 \text{ MeV}$ [18] wird bei der Reaktion ${}^3\text{He} + p \rightarrow {}^4\text{He} + \nu + e^+ + 18,77 \text{ MeV}$ freigesetzt. Der β^+ -Zerfall von ${}^8\text{B}$ ist sehr selten, aber kann eine Energie von bis zu $E_\nu = 15 \text{ MeV}$ freisetzen. Er ist für die experimentelle Beobachtung besonders wichtig [18] und könnte zum Verständnis bzw. der Überprüfung des Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein (MSW)-Effekts beitragen: sein kontinuierliches Spektrum könnte beim Verständnis des Übergangs in der Region von 1 bis 3 MeV vom Vakuum- zum Materie-dominierten Bereich der Neutrinooszillation helfen [2]. Beim CNO-doppel-Zyklus (Abbildung (b)) wird Wasserstoff mit Hilfe von Kohlenstoff, Sauerstoff und Stickstoff als Katalysator in Helium verwandelt.

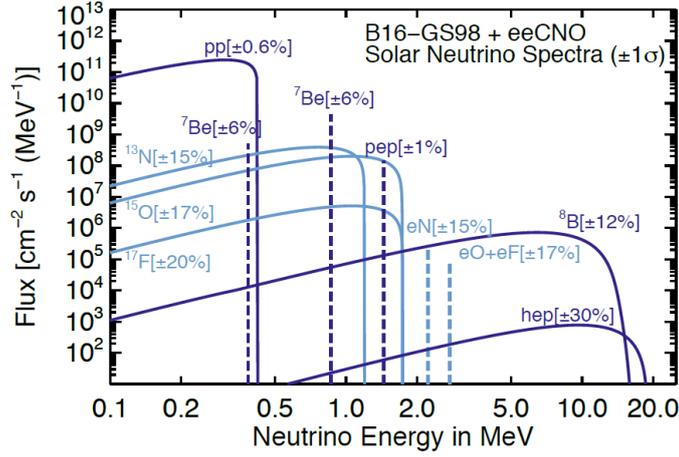
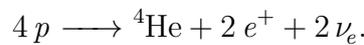


Abbildung 6: Neutrino-Spektren vom PP-Kanal und dem CNO-Zyklus. Man sieht, dass bei niedrigen Energien der PP-Kanal mit mindestens fast 4 Größenordnungen überwiegt. Die höchsten Energien von ca. 18,8 MeV werden den hep-Neutrinos zugeordnet. Es gibt zwei mono-energetische Linien der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos (ca. 10% $E_\nu = 0,384$ MeV und 90% $E_\nu = 0,862$ MeV) sowie eine Linie der PEP-Neutrinos ($E_\nu = 1,44$ MeV). Es wird erwartet (z.B. von der BOREXINO-Forschergemeinschaft, die sich nunmehr ausschließlich diesen Messungen widmet), dass die Neutrinos aus dem CNO-Zyklus ein durchgehendes Energiespektrum bis zu 1,74 MeV aufweisen [17].

Dabei eignen sich diese Neutrinos besonders gut zum Studium der Oszillation in unterirdischen Detektoren, zum Einen, da sie bis zum FSz eine sehr unterschiedliche Wegstrecke (von ca. 10 bis 10 000 km) zurückgelegt haben und zum Anderen, weil der Fluss der Neutrinos gut verstanden ist [19]. Aufgrund der Daten von atmosphärischen Myonenneutrinos ν_μ vom Super-Kamiokande-Detektor wurde ja die Oszillation von Neutrinos zum ersten Mal nachgewiesen (siehe dazu auch Abschnitt 2.1)⁸ [7]. Es wird erwartet, dass der JUNO-Detektor dank seines niedrigen Schwellenwertes aufschlussreiche ergänzende Beiträge zur besseren Bestimmung der Massenhierarchie (MH) und dem Oktanten des atmosphärischen Mischungswinkels Θ_{23} leisten kann [2].

Solare Neutrinos: Unter den Bedingungen im Inneren der Sonne ist Kernfusion möglich, die wesentlich durch die Verschmelzung von Wasserstoff zu Helium über zwei Reaktionstypen läuft. Dabei ist die Reaktionsbilanz:



Die beiden Positronen annihilieren mit zwei Elektronen und es ergibt sich folgende Energiebilanz:

$$4p + 2e^- \longrightarrow {}^4\text{He} + 2\nu_e + 26,73 \text{ MeV} - E_\nu.$$

D.h., es wird eine Energie $Q = 2m_e + 4m_p - m_{\text{He}} = 26,73$ MeV pro ${}^4\text{He}$ -Fusion freigesetzt. Auf diese Art ist es möglich, eine erste grobe Abschätzung des Neutrinoflusses zu geben [18].

⁸Die Neutrinooszillation wurde mithilfe unterschiedlicher Wegstrecken bewiesen. Dabei unterschied sich die Anzahl der gemessenen Neutrinos um den Faktor ~ 2 je nachdem, ob die atmosphärischen Myon-Neutrinos (ν_μ) ihren Ursprung über oder unter dem Detektor, d.h. auf der anderen Erdseite, hatten [7].

Natürlich laufen die Prozesse im Sonneninneren auf eine komplexere Art ab und lassen sich in drei PP-Ketten (PP–I, PP–II und PP–III) sowie den CNO-(Doppel-) Zyklus unterteilen. Diese beiden Prozesse sind detailliert auf Abbildung 5 zu sehen.

Zwar läßt sich der größte Anteil der Sonnenleuchtkraft der PP-Kette zuordnen (ca. 99 %) und nur der verbleibende Rest dem CNO-Zyklus (ca. 1 %); jedoch nimmt man an, dass auch von Letzterem ein erheblicher Fluss an Neutrinos ausgeht, dessen besseres Verständnis zur Klärung der Metallizität der Sonne und somit dem Anteil „schwerer“ Elemente ($Z > 2$) beitragen würde (vgl. hierzu das „Solar Metallicity Problem“⁹) [17].

Auf Abbildung 6 sieht man die Neutrino-Spektren vom PP-Kanal und dem CNO-Zyklus. Man sieht, dass bei niedrigen Energien der PP-Kanal mit beinahe mindestens 4 Größenordnungen überwiegt. Die höchsten Energien von ca. 18,8 MeV werden den hep-Neutrinos zugeordnet. Es gibt zwei mono-energetische Linien: die der Neutrinos von ${}^7\text{Be}$ (ca. 10 % $E_\nu = 0,384 \text{ MeV}$ und 90 % $E_\nu = 0,862 \text{ MeV}$) sowie eine Linie der PEP-Neutrinos ($E_\nu = 1,44 \text{ MeV}$). Die CNO-Neutrinos wurden bislang noch nicht direkt gemessen, aber es wird erwartet, dass diese Neutrinos ein durchgehendes Energiespektrum bis zu einer Energie von 1,74 MeV aufweisen [17].

2.4 Neutrinooszillation

Die Neutrinooszillation beschreibt, wie sich Neutrinos eines Lepton-Flavours auf einer Bahn periodisch in einen anderen Flavour umwandeln. Durch dieses Modell wird es zwar immer noch nicht möglich, die Neutrinomassen zu bestimmen; jedoch eröffnet es einen experimentellen Zugang zu den Massendifferenzen $\Delta m_{i,j}^2$ über die Formel (2.2), die näherungsweise die Überlebenswahrscheinlichkeit von Elektron-Anti-Neutrinos $\bar{\nu}_e$ mit dem auch für JUNO relevantem Quotienten von L/E (mit $\Delta m_{ij}^2 := \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}$) beschreibt:¹⁰

$$\begin{aligned} P_{\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e}(L/E) &= 1 - P_{21} - P_{31} - P_{32}, \\ P_{21} &= \cos^4 \Theta_{13} \sin^2 2\Theta_{12} \sin^2 \Delta_{21}, \\ P_{31} &= \cos^2 \Theta_{12} \sin^2 2\Theta_{13} \sin^2 \Delta_{31}, \\ P_{32} &= \sin^2 \Theta_{12} \sin^2 2\Theta_{13} \sin^2 \Delta_{32}. \end{aligned} \tag{2.2}$$

Gäbe es keine Massendifferenz und keinen Mischungswinkel, könnte man den Formeln nach keine Oszillationen beobachten. Diese gelten aber dank der Forschungen von Arthur B. McDonald am SNO und von Takaaki Kajita am Super-Kamiokande-Observatorium 2001 bzw. 1998 als bewiesen. Aus der Existenz der Massendifferenzen folgt, dass Neutrinos überhaupt eine Masse besitzen müssen [7].

Die Grundlagen dafür sollen im Folgenden näher erläutert werden. Sofern nicht wei-

⁹Dieses benennt die Diskrepanz zwischen dem SSM und den Erkenntnissen der Helioseismologie in Bezug auf den Anteil von schweren Elementen.

¹⁰Wobei hier $\Delta m_{32}^2 = \Delta m_{31}^2 - \Delta m_{21}^2$ ist. Die Oszillationsterme mit Δm_{21}^2 bzw. $\Delta m_{31}^2 \approx \Delta m_{32}^2$ können dann verwendet werden, um Θ_{12} bzw. Θ_{13} zu bestimmen. [2]

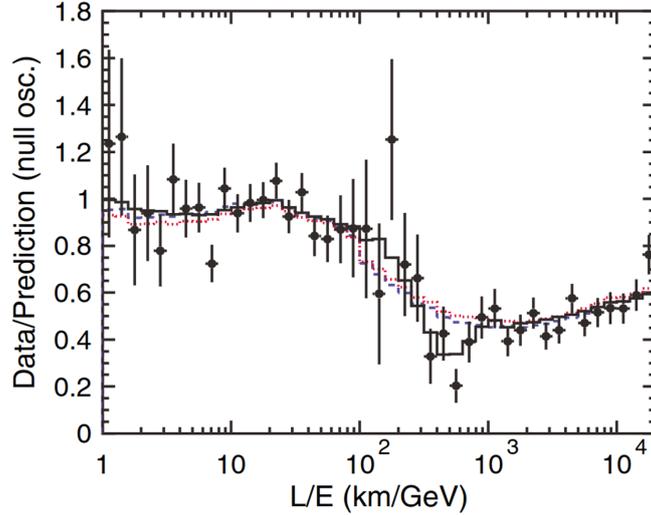


Abbildung 7: 2-Flavour-Oszillation Einer der historisch ersten Nachweise der Neutrino-Oszillation wurde durch Daten vom Super-Kamiokande-Experiment erbracht. Der Beweis zeigt sich in der Nähe von $L/E_\nu = 500$ km/GeV (in dieser Darstellung) durch eine Senke für die Überlebenswahrscheinlichkeit der gemessenen Myon neutrinos (ν_μ), die dem Maximum der ersten Oszillation entspricht [21]. Die Daten basieren auf der Eigenmoden der Oszillationen in Abhängigkeit von $(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\Theta_{23})$ [2].

tere Verweise genannt sind, basiert dieser Abschnitt auf der in Bezug auf umfangreiche quantenfeldtheoretischen Überlegungen schon vereinfachten Diskussion in Kapitel 5 und 8 in [18].

2.4.1 Formalismus

Es gebe n Flavour-Eigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ mit $\langle\nu_\beta|\nu_\alpha\rangle = \delta_{\alpha\beta}$ sowie n Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ mit $\langle\nu_i|\nu_j\rangle = \delta_{ij}$, die durch eine unitäre Matrix U miteinander verbunden sind:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad |\nu_i\rangle = \sum_\alpha (U^\dagger)_{i\alpha} |\nu_\alpha\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle \quad (2.3)$$

mit

$$U^\dagger U = 1, \quad \sum_i U_{\alpha i} U_{\beta i}^* = \delta_{\alpha\beta}, \quad \sum_\alpha U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* = \delta_{ij}. \quad (2.4)$$

Bei Antineutrinos wird $U_{\alpha i}$ zu $U_{\alpha j}^*$:

$$|\bar{\nu}_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i}^* |\bar{\nu}_i\rangle. \quad (2.5)$$

Die Zeitabhängigkeit der stationären Masseneigenzustände $|\nu_i\rangle$ wird wie folgt ausgedrückt:

$$|\nu_i(x, t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i(x, 0)\rangle. \quad (2.6)$$

Dabei wird angenommen, dass die Neutrinos an einer Quelle bei $x = 0$ und $t = 0$ mit einem Impuls p entstehen:

$$|\nu_i(x, 0)\rangle = e^{-ipx} |\nu_i\rangle. \quad (2.7)$$

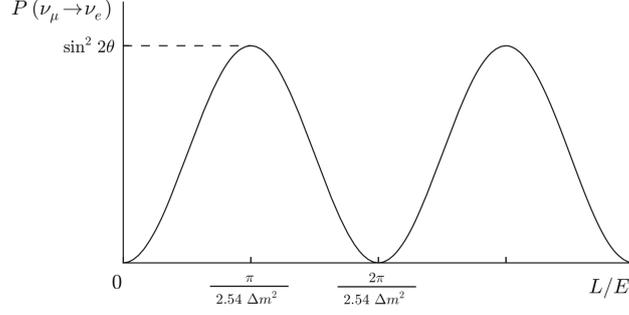


Abbildung 8: Beispiel einer 2-Flavour-Oszillation mit der Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ als Funktion von L/E (mit den Einheiten $\frac{\text{m}}{\text{MeV}}$). Man erkennt wie sich die Wahrscheinlichkeiten im Verlauf einer Bahn zwischen den beiden Zuständen ν_e bzw. ν_μ hin- und herbewegen [5].

Für hochrelativistische Neutrinos mit $p \gg m_i$ und $E \approx p$ gilt

$$E_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2} \approx p_i + \frac{m_i^2}{2p_i} \approx E + \frac{m_i^2}{2E}. \quad (2.8)$$

Wenn nun angenommen wird, dass die Massendifferenz zwischen zwei Neutrinozuständen mit unterschiedlicher Masse

$$\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2 \quad (2.9)$$

nicht gelöst werden kann, wird das Flavour eines Neutrinos zu einer kohärenten Superposition von Massenzuständen. Neutrinos mit einem Flavour $|\nu_\alpha\rangle$, die an einer Quelle bei $t = 0$ entstehen, entwickeln sich mit der Zeit in einen Zustand

$$|\nu(x, t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_{i, \beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{ipx} e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle. \quad (2.10)$$

Unterschiedliche Neutrinomassen bedingen, dass der Phasenfaktor in Gleichung (2.10) verschieden sein muss, sodass auch der Endzustand vom Anfangszustand verschieden ist. Dieser Effekt kann trotz der sehr kleinen Massen bei großen, makroskopischen Entfernungen groß werden. Die zeitabhängige Wahrscheinlichkeitsamplitude für den Flavour-Übergang $\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta$ ist dann durch

$$A(\alpha \rightarrow \beta)(t) = \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle = \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{ipx} e^{-iE_i t} \quad (2.11)$$

gegeben. Wird nun der Zusammenhang $L = ct$ für die Distanz zum Detektor genutzt und außerdem Gleichung (2.8) berücksichtigt, kann man schreiben:

$$A(\alpha \rightarrow \beta)(t) = \langle \nu_\beta | \nu(x, t) \rangle = \sum_i U_{\beta i}^* U_{\alpha i} e^{-i \frac{m_i^2}{2} \frac{L}{E}} = A(\alpha \rightarrow \beta)(L). \quad (2.12)$$

Mit Formel (2.9) kann nun auch die Übergangswahrscheinlichkeit in Abhängigkeit

von dem Massendifferenzquadrat geschrieben werden:

$$\begin{aligned}
P(\alpha \rightarrow \beta)(t) &= |A(\alpha \rightarrow \beta)|^2 = \sum_{i,j} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{-i(E_i - E_j)t} \\
&= \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 + 2Re \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j}^* U_{\beta i}^* U_{\beta j} e^{\left(-i \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right)}.
\end{aligned} \tag{2.13}$$

Dabei beschreibt der zweite Term die zeit- oder ortsabhängigen Neutrino-Oszillationen. Er ist insbesondere abhängig von der Distanz zum Detektor und der Differenz der Massenquadrate Δm_{ij}^2 (d.h. $f = f(L, \Delta m_{ij}^2)$, vgl. Formel (2.9)). Die Amplitude der Schwingung ist abhängig von der Mischungsmatrix U [14].

Der erste Term beschreibt die mittlere Übergangswahrscheinlichkeit:

$$\langle P_{\alpha \rightarrow \beta} \rangle = \sum_i |U_{\alpha i} U_{\beta i}^*|^2 = \sum_i |U_{\alpha i}^* U_{\beta i}|^2 = \langle P_{\beta \rightarrow \alpha} \rangle. \tag{2.14}$$

Wenn angenommen wird, dass Charge Parity (CP)-Invarianz gilt, muss $U_{\alpha i}$ real sein, sodass Formel (2.13) vereinfacht werden kann:

$$\begin{aligned}
P(\alpha \rightarrow \beta)(t) &= \sum_i U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + 2 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{2E}\right) \\
&= \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{j>i} U_{\alpha i} U_{\alpha j} U_{\beta i} U_{\beta j} \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}\right).
\end{aligned} \tag{2.15}$$

Die Wahrscheinlichkeit, den ursprünglichen Flavour zu finden, ist dann:

$$P(\alpha \rightarrow \alpha) = 1 - \sum_{\alpha \neq \beta} P(\alpha \rightarrow \beta). \tag{2.16}$$

Von genau dieser Form ist die für den JUNO-Detektor zentrale Formel 2.2 der Überlebenswahrscheinlichkeit der Antielektronneutrinos $P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e)$. Siehe dazu auch Abbildung 12 mit dem für JUNO relevanten Verhältnis Baseline/Energie L/E !

2.4.2 2-Flavour-Oszillation

Das Verständnis des Prinzips der 2-Flavour-Oszillation hilft naturgemäß beim Verständnis der um eine weitere Dimension komplexeren 3-Flavour-Oszillation, deren Parameter und deren genauere Bestimmung auch im Zentrum des JUNO-Projektes stehen. Aber auch im Experiment ist die 2-Generationen-Formel (2.18) bzw. (2.19) eine gute Näherung, bei denen sich nur die Amplitude und Massendifferenz zum Teil unterscheiden und aus dem komplizierten 3-Generationen-Fall als Spezialfälle folgen [9].

Grundlage bildet dabei eine 2×2 - Drehmatrix, die mithilfe eines Winkels Θ die Mischung der Neutrino-Massen- in Neutrino-Flavour-Zustände beschreibt:

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \Theta & \sin \Theta \\ -\sin \Theta & \cos \Theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (2.17)$$

Mithilfe des oben beschriebenen Formalismus findet man die 2-Flavour-Übergangswahrscheinlichkeiten:

$$P(\nu_e \rightarrow \nu_e) = 1 - \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4 E} \quad (2.18)$$

bzw.

$$\begin{aligned} P(\nu_e \rightarrow \nu_\mu) &= P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e) = P(\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_\mu) = P(\bar{\nu}_\mu \rightarrow \bar{\nu}_e) \\ &= \sin^2 2\Theta \cdot \sin^2 \frac{\Delta m^2 L}{4 E} = 1 - P(\nu_e \rightarrow \nu_e). \end{aligned} \quad (2.19)$$

Die Oszillationen können diesem Modell zufolge experimentell also nur beobachtet werden, wenn es eine nicht verschwindende Massendifferenz Δm^2 sowie einen Mischungswinkel Θ gibt, bei dem der Sinus nicht Null wird. Aus $P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = P(\nu_\beta \rightarrow \nu_\alpha)$ folgt, dass alle 2-Flavour-Oszillationswahrscheinlichkeiten mit jenen zwei Größen ausgedrückt werden können. Den Phasenfaktor (siehe Formel (2.13)) vereinfacht man mithilfe von Einheiten zu

$$\frac{E_i - E_j}{\hbar} t = \frac{1}{2\hbar c} \Delta m_{ij}^2 \frac{L}{E} = 2,534 \frac{\Delta m_{ij}^2}{\text{eV}^2} \frac{L/\text{m}}{E/\text{MeV}}. \quad (2.20)$$

Genauso verfährt man mit dem Oszillationsterm:

$$\begin{aligned} \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4 E} &= \sin^2 \pi \frac{L}{L_{Osz.}} \\ \text{mit } L_{Osz.} &= 4\pi \hbar c \frac{E}{\Delta m^2} = 2,48 \frac{E/\text{MeV}}{\Delta m^2/\text{eV}^2} \text{m}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Dabei beschreibt $L_{Osz.}$ die Länge einer Oszillationsperiode, deren Wert im Zähler durch die Energie und im Nenner durch die Massendifferenz bestimmt ist.

Auf Abbildung 8 sieht man beispielhaft eine 2-Flavour-Oszillation der Übergangswahrscheinlichkeit $P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$ als Funktion von L/E (mit den Einheiten $\frac{\text{m}}{\text{MeV}}$). Man sieht wie sich die Wahrscheinlichkeiten zwischen den Zuständen ν_e und ν_μ hin und herbewegen [5].

Die 2-Flavour-Oszillation ist aber nicht nur theoretische Basis, sondern wird in den häufigsten Datenanalysen betrachtet, z.B. bei den Experimenten von SuperKamioKANDE, KamLAND und Daya Bay [2]. Auf Abbildungen 7 und 9 sieht man Ergebnisse der ersten beiden. Die Daten basieren auf unterschiedlichen Eigenmoden der Oszillationen in Abhängigkeit von $(\Delta m_{32}^2, \sin^2 2\Theta_{23})$ am SuperKamioKANDE- und $(\Delta m_{21}^2, \sin^2 2\Theta_{12})$ am KamLAND- sowie $(\Delta m_{31}^2, \sin^2 2\Theta_{13})$ am Daya-Bay-Experiment (letzteres ist nicht abgebildet). Im Zusammenhang mit JUNO ist das KamLAND-Experiment von besonderem Interesse, da es sich auch um ein Reaktorexperiment handelt, bei dem Antielektronneutrinos ($\bar{\nu}_e$) von 57 japanischen Kernkraftwerken mithilfe des IBDS be-

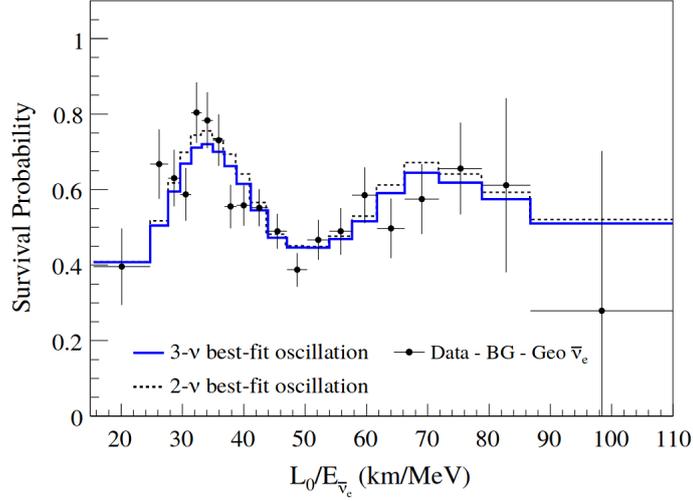


Abbildung 9:]

2-Flavour-Oszillation Ergebnisse eines vom KamLAND-Experiment basierend auf der Eigenmode der Oszillationen in Abhängigkeit von Δm_{21}^2 und $\sin^2 2\Theta_{12}$ [2]. Zu sehen ist der Quotient aus beobachteten Reaktor-Elektron-Antineutrinos $\bar{\nu}_e$ und der erwarteten Anzahl, falls es keine Oszillation gäbe, als Funktion von $L_{Osz.}/E$, wobei $L_{Osz.} = 180$ km der mittleren Reaktor-Baseline entspricht [22].

obachtet wurden [5].

2.4.3 3-Flavour-Oszillation

Aus Überlegungen und Experimenten zur 2-Flavour-Oszillation folgt also, dass Neutrinos eine nicht verschwindende Masse haben, wobei die der schwachen Wechselwirkung zugeordneten (Flavour-) Eigenzustände ν_α Überlagerungen der Massen-Eigenzuständen ν_i sind. Für den Fall von drei Flavours sind die Zustände über die unitäre MNSP -Matrix miteinander verbunden:

$$|\nu_\alpha\rangle = U_{MNSP} |\nu_i\rangle, \quad \alpha = e, \mu, \tau, \quad i = 1, 2, 3. \quad (2.22)$$

Für drei Dirac-Neutrinos gilt dann mit $s_{ij} = \sin\Theta_{ij}$ und $c_{ij} = \cos\Theta_{ij}$ ($i = 1, 2, 3$ $j = 1, 2$ $i > j$) sowie der CP-verletzenden Phase δ in $e^{-i\delta}$:

$$U_{MNSP} = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & c_{23} & s_{23} \\ 0 & -s_{23} & c_{23} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{13} & 0 & s_{13}e^{-i\delta} \\ 0 & 1 & 0 \\ -s_{13}e^{i\delta} & 0 & c_{13} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} c_{12} & s_{12} & 0 \\ -s_{12} & c_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \\ = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}. \quad (2.23)$$

Für den Majorana-Fall, d.h. Teilchen und Antiteilchen sind identisch, müssen zwei wei-

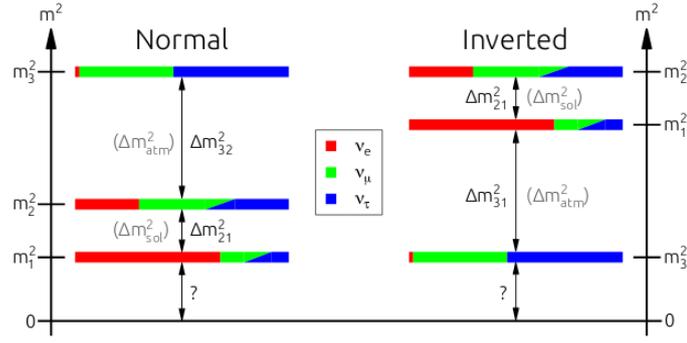


Abbildung 10: Mögliche Hierarchie der Massen für drei Neutrinozustände mit den Massen m_1, m_2, m_3 in NH bzw. IH. Letztere zeichnet sich dadurch aus, das $\Delta m_{23}^2 = m_3^2 - m_2^2 < 0$ [18]. Die Färbung gibt jeweils den Beitrag des Flavours zum Masseneigenzustand. Die ungenauen farblichen Verläufe von ν_μ und ν_τ der Massenzustände für m_1 und m_2 spiegeln die Unsicherheit wider, die aus der völligen Unbekanntheit von der Phase δ_{CP} resultiert. Die genauen Neutrinomassen bleiben weiterhin unbekannt [23].

tere unbekannt und CP-verletzende Phasen eingeführt werden, sodass die Mischungsmatrix die folgende Form annimmt: $U = U_{MNSP} \text{diag}(1, e^{i\gamma}, e^{i\beta})$. Zur Veranschaulichung der Mischungswinkel sind auf Abbildung 11 die drei Mischungswinkel der Zustände Θ_{ij} (mit $i = 1, 2, 3 \quad j = 1, 2 \quad i > j$) als Drehwinkel und unabhängig von der Phase graphisch dargestellt.

Für die bei drei Zuständen verschiedenen Massendifferenzen Δm^2 spielt im Gegensatz zu den Überlegungen der 2-Flavour-Oszillation im Vakuum nun auch das Vorzeichen eine Rolle und kann prinzipiell gemessen werden. Hier spielen das Oszillationsverhalten in Materie und die CP-Verletzung eine wichtige Rolle.

Im Vakuum ist mit $K_{\alpha\beta,ij} = U_{\alpha i} U_{\beta i}^* U_{\alpha j}^* U_{\beta j}$ die Oszillationswahrscheinlichkeit gegeben durch

$$\begin{aligned}
 P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = & \delta_{\alpha\beta} - 4 \sum_{i>j=1}^3 \text{Re}(K_{\alpha\beta,ij}) \sin^2 \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \\
 & + 4 \sum_{i>j=1}^3 \text{Im}(K_{\alpha\beta,ij}) \sin \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E} \cos \frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E}
 \end{aligned} \tag{2.24}$$

Durch eine Reihe von Vereinfachungen, insbesondere zu den Massendifferenzen Δm^2 , gelangt man zu Formel (2.2). Siehe dazu [24] und [20].

2.5 Massenhierarchie

Durch Experimente kann mit Hilfe des in Abschnitt 2.4 beschriebenen Formalismus und der Formeln wie z.B. (2.13) Zugang zu den Differenzen der Massenquadrate der Neutrino-Massenzustände (Δm_{ij}^2 , siehe Formel (2.9)) erlangt werden. Ausgenommen davon war bislang das Vorzeichen des größeren: $\Delta m_{31}^2 = m_3^2 - m_1^2$ [18]. Wenn es positiv

ist, spricht man von der NH und im negativen Fall von der IH. Es gilt also folgende Beziehung [20]:

$$\begin{aligned}\Delta m_{31}^2 &= \Delta m_{32}^2 + \Delta m_{21}^2 \\ \text{NH: } |\Delta m_{31}^2| &= |\Delta m_{32}^2| + |\Delta m_{21}^2| \\ \text{IH: } |\Delta m_{31}^2| &= |\Delta m_{32}^2| - |\Delta m_{21}^2|.\end{aligned}\tag{2.25}$$

Durch Präzisionsmessungen (wie denen von JUNO) wird es prinzipiell möglich $|\Delta m_{31}^2|$ und $|\Delta m_{32}^2|$ zu messen. Allerdings ist dieses praktisch sehr aufwendig, weil $|\Delta m_{21}^2|$ nur $\sim 3\%$ von $|\Delta m_{32}^2|$ ist. Entsprechend muss auch die Präzision der Messung viel besser als 3% sein [20].

Auf Abbildung 10 sieht man die beiden möglichen Hierarchien der Massen m_1 , m_2 und m_3 . Bei IH¹¹ ist $\Delta m_{32}^2 = m_3^2 - m_2^2 < 0$ [18]. Der Beitrag der jeweiligen Flavourüberlagerung zu einem Massenzustand ist farblich gekennzeichnet, wobei die ungenauen farblichen Verläufe der Massenzustände von ν_μ und ν_τ bei der Darstellung von m_1 und m_2 die Unsicherheit widerspiegeln, die aus der Unbekanntheit der Phase δ_{CP} resultiert [23]. Da nur die Differenzen der Massenquadrate durch Experimente bestimmt werden, die Massen selbst aber noch nicht zugänglich sind, könnte m_1 (NH) bzw. m_3 (IH) null sein.

2.6 Offene Fragen

2.6.1 Dirac oder Majorana

Im Standardmodell der Teilchenphysik bleibt die Leptonenzahl erhalten und ein Lepton und sein Antilepton unterscheiden sich durch die entgegengesetzte Leptonzahl. Wenn also ein massetragendes Neutrino ein Dirac-Teilchen ist, muss es sich von seinem Antineutrino durch die Leptonzahl unterscheiden. Ein massetragendes Majorana-Neutrino, das sich dadurch auszeichnet, sein eigenes Antiteilchen zu sein, würde die Leptonzahlerhaltung verletzen. Der zugrunde liegende Prozess ließe sich wie folgt ausdrücken, sodass die Reaktion die Leptonenzahl um zwei Einheiten verletzen würde¹²:

$$\begin{aligned}W^- &\rightarrow e^- + (\nu_{e\uparrow} + \epsilon \nu_{e\downarrow}) \\ \nu_{e\downarrow} + W^- &\rightarrow e^-.\end{aligned}$$

Allerdings ist dieser Prozess wegen der Kleinheit des Quotienten aus Neutrinomasse und Neutrinoenergie (ϵ) stark unterdrückt, z.B. wäre bei Neutrinos aus Kernreaktoren $E_\nu \approx \text{MeV}$ der Anteil dieser L-verletzenden Prozesse $m_\nu c^2/E_\nu \approx 10^{-6}$ und die Wahrscheinlichkeit der Absorption proportional zum Quadrat dieses kleinen Wertes [9].

¹¹Aus Konventionsgründen wird die größere Masse in der invertierten Hierarchie mit m_2 bezeichnet.

¹²Dabei steht \uparrow für positive und \downarrow für negative Helizität. Ein Neutrino als Dirac-Teilchen hätte 4 Freiheitsgrade ($\nu_{e\uparrow}, \nu_{e\downarrow}, \bar{\nu}_{e\uparrow}, \bar{\nu}_{e\downarrow}$) als Majorana-Teilchen hätte es nur zwei ($\nu_{e\uparrow}, \nu_{e\downarrow}$).

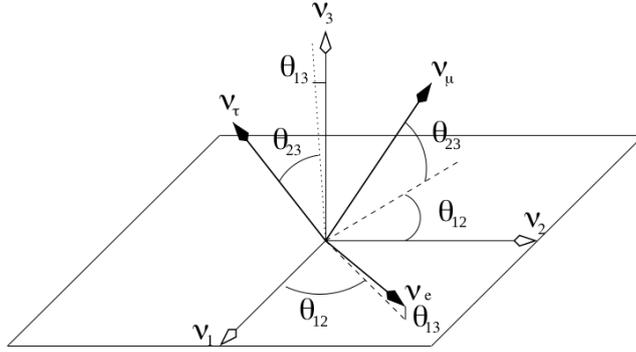


Abbildung 11: Graphische Darstellung der Winkel Θ_{ij} der MNSP [25],[18].

Die experimentelle Beobachtung eines neutrinolosen Doppelbetazerfalls ($0\nu\beta\beta$) eines gg-Kerns, $N(A, Z) \rightarrow N(A, Z + 2) + 2e^-$, der durch den Austausch von virtuellen Majorana-Teilchen stattfinden müsste, könnten die Frage nach den Majorana-Teilchen in der Zukunft klären [2].

2.6.2 NH oder IH

Die Klärung des Vorzeichens von Δm_{31}^2 und damit auch der Massenhierarchie ist von großer Bedeutung für das Verständniss vieler Prozesse der Teilchenphysik und Astrophysik. Versuche und Prozesse bei denen die Wechselwirkung mit Materie eine Rolle spielt wären davon betroffen. Sie könnte auch helfen, die Theorien der Leptogenese¹³ und des Seesaw-Mechanismus zusammenzuführen, um die Baryonenzahlasymmetrie und den Ursprung der geringen Größe der Neutrinomassen zu klären [2].

2.6.3 Absolute Massenskala

Die absolute Masse der Neutrinos ist durch die Theorie der Oszillation nicht zugänglich (siehe oben). Deswegen werden andere Experimente benötigt. Die Suche nach einem neutrinolosen Doppelbetazerfall, $0\nu\beta\beta$ (siehe Abschnitte 2.6.1), wäre ein möglicher Weg genauso wie Versuche mit β -Zerfällen (KATRIN-Experiment) oder die Auswertung von kosmologischen Daten [2].

2.6.4 Θ_{23}

Beim Nachweis der Neutrinooszillation am Kamiokandeexperiment 1998 fand man „einen überraschend großen Mischungswinkel Θ_{23} “¹⁴ (siehe dazu die graphische Darstellung aller Winkel Θ_{ij} der MNSP auf Abbildung 8) [11]. Anhand von aktuellen Messungen, weiß man, dass er um $\Theta_{23} \approx \pi/4$ liegen muss (siehe Tabelle 1). Es bleibt aber zu klären, ob er genau den Wert $\pi/4$ annimmt oder, falls nicht, in welchem Oktanten er liegt. Das hat eine große Bedeutung, da die genaue Kenntnis einige fundamentale

¹³Die Leptogenese ist eine Theorie zur Entstehung der Baryonenasymmetrie im frühen Universum.

¹⁴Zum Vergleich: der entsprechende Mischungswinkel für Quarks liegt bei $2,4^\circ$ [7].

Größen wie die geometrische Struktur der MNSP-Matrix und damit zusammenhängend die Bestimmung der Massenhierarchie und auch die Interpretation der Daten zur CP-Verletzung betrifft (siehe auch Abschnitt 3.1.1) [11].

2.6.5 Dirac CP-verletzende Phase

In die U_{MNSP} -Matrix fließt eine CP-verletzende (komplexe) Phase δ mit $\exp-i\delta$ ein (siehe Abschnitt 2.4.3). Wenn man herausfinden würde, dass $\delta = 0$ oder 2π ist, gäbe es keine CP-Verletzung, weil dann $\exp i\delta = 1$ und damit die U_{MNSP} reell wäre. Alle anderen Werte würden dazu führen, dass es CP-verletzende Effekte bei der Neutrino-Oszillation geben muss, z.B. unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten zwischen $P(\nu_l \rightarrow \nu_{l'})$ und $P(\bar{\nu}_l \rightarrow \bar{\nu}_{l'})$ mit $l \neq l' = e, \mu, \tau$. Der Status der CP-Verletzung ist zur Zeit noch nicht geklärt, auch wenn es Hinweise gibt, dass die Dirac-Phase $\delta \approx 3\pi/2$ sein könnte [11]. Dieses könnte eine große Bedeutung für das Verständnis der Asymmetrie von Materie und Antimaterie im Universum haben.

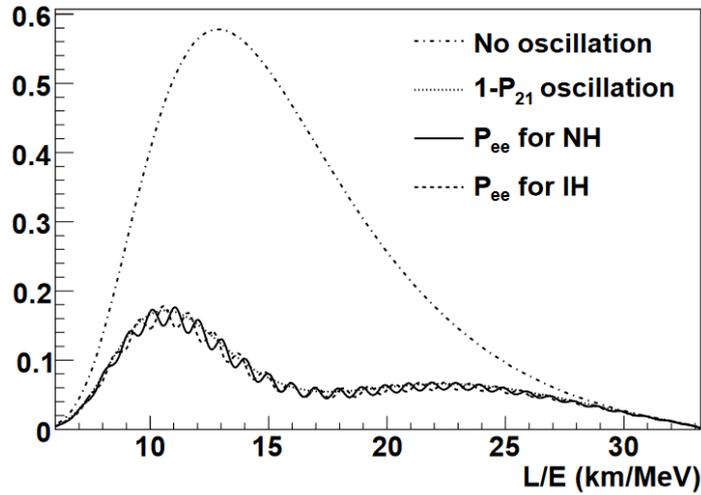


Abbildung 12: Spektren von Oszillationskomponenten der Reaktor-neutrinos bei einer Baseline von 60 km verursacht durch verschiedene Parameter bzw. Hypothesen : Ganz ohne Oszillation würde man ein Spektrum wie durch die Kurve mit dem höchsten Maximum (abwechselnd Punkt und Strich) dargestellt erwarten. Dominierend ist $1 - P_{21}$ (gepunktet) mit einer großen Amplitude und langsamen Frequenz. Die durchgezogene (gestrichelte) Linien zeigt die Erwartung für eine Normale (Inverse) Massenhierarchie, wenn alle drei Flavours berücksichtigt werden (Vergleiche dazu Formel 2.2 in Abschnitt 2.4) [20].

3 Der JUNO-Detektor

3.1 Physikalische Ziele

Das wichtigste Ziel des JUNO-Detektors ist es, innerhalb von sechs Jahren nach Inbetriebnahme genügend Daten aus dem Fluss von Antielektronneutrinos $\bar{\nu}_e$ aus einem Verbund von Kernkraftwerken erlangt zu haben, um die Massenhierarchie (siehe dazu Abschnitt 2.5) bestimmen zu können. Dieses soll mit einer Signifikanz von drei bis vier σ bei einer Auflösung von 3% bei 1 MeV geschehen. Neben anderen Messungen soll außerdem die sehr präzise Messung des Antielektronneutrinospektrums dazu führen, die Oszillationsparameter $\sin^2 \Theta_{12}$ und Δm_{12}^2 sowie $|\Delta m_{ee}^2|$ besser als mit einer einprozentigen Auflösung zu bestimmen [2]. $|\Delta m_{ee}^2|$ beschreibt die Schwebung zwischen P_{31} und P_{32} und zeigt den Unterschied der Überlebenswahrscheinlichkeit zwischen NH und IH auf [33]:

$$|\Delta m_{ee}^2| = \cos^2 \Theta_{12} \sin^2 \Delta_{31} + \sin^2 \Theta_{12} \sin^2 \Delta_{32}. \quad (3.1)$$

3.1.1 Bestimmung der Oszillationsparameter

Das JUNO-Experiment zielt darauf ab, den Neutrinofluss und das Energiespektrum für $\bar{\nu}_e \rightarrow \bar{\nu}_e$ bis zu einer bislang unerreichten Genauigkeit zu messen, um damit und mithilfe von Formel (2.2) insbesondere auch das Vorzeichen von Δm_{31}^2 oder, was gleichbedeutend ist, die Massenordnung zu bestimmen [2]. Aktuelle Werte im Bereich von einem Sigma σ für alle unabhängige Parameter (Δm_{21}^2 , Δm_{31}^2 , $\sin^2 \Theta_{12}$, $\sin^2 \Theta_{13}$, $\sin^2 \Theta_{23}$ und δ), die die Neutrinooszillation bestim-

men, sind in Tabelle 1 aufgeführt.

Tabelle 1: Aktuelle Forschungsergebnisse für die 6 Parameter der 3-Flavour-Oszillation im Bereich bis zu 1σ [2].

Parameter	Δm_{21}^2 / 10^{-5} eV^2	Δm_{31}^2 / 10^{-3} eV^2	$\sin^2 \Theta_{12}$ / 10^{-1}	$\sin^2 \Theta_{13}$ / 10^{-2}	$\sin^2 \Theta_{23}$ / 10^{-1}	δ / 180°
Massenhierarchie						
Normal	7,32 - 7,80	2,41 - 2,53	2,91 - 3,25	2,15 - 2,54	4,14 - 4,70	1,12 - 1,77
Invertiert	7,32 - 7,80	2,36 - 2,48	2,91 - 3,25	2,18 - 2,59	4,24 - 5,94	0,98 - 1,60

Um die Massenordnung und Oszillationsparameter, die die Überlebenswahrscheinlichkeit von Antielektronneutrinos $\bar{\nu}_e$ bestimmen, zu veranschaulichen, sieht man auf Abbildung 12 die Darstellung verschiedener Terme der bereits in Abschnitt 2.4 eingeführten Formel 2.2. Dabei werden willkürliche Einheiten als Maß der Häufigkeit gegen die Fluglänge eines Neutrinos pro Energie in dem für JUNO relevanten Baseline- und Energieverhältnis gezeigt. Die gestrichelte Kurve zeigt das Vergleichsspektrum für den Fall, daß es keine Oszillation gäbe.

Bei den Oszillationskurven ist $1 - P_{21}$ (gepunktet) mit einer großen Amplitude und langsamer Frequenz mit nur zwei Maxima über den gesamten Bereich dominierend. Die unterschiedlichen Amplituden der NH (durchgezogen) und IH (gestrichelt) sind auf der Abbildung kaum zu unterscheiden. Jedoch erkennt man, dass die Maxima bei ca. 11 km/MeV maximal gegeneinander verschoben sind, so dass bei der im Vergleich zu JUNO etwas höheren Baseline von 60 km, die diesem Graphen zugrunde liegt [20], Neutrinos mit $E_{\bar{\nu}_e} \approx 5,4 \text{ MeV}$ gute Daten zur Bestimmung der Hierarchie liefern müssten. Auf Abbildung 13 sieht man eine Landkarte mit der Lage des JUNO-Detektors in seiner tatsächlichen Entfernung von jeweils 53 km zu den Kernkraftwerken Yangjiang und Taishan. In größerer Entfernung dazu sieht man außerdem die Lage des Kernkraftwerks von Daya Bay sowie die Standorte von zwei geplanten Kraftwerken in Huizhou und Lufeng.

JUNO kann allerdings nicht nur die $\bar{\nu}_e$ der Kernkraftwerke messen, sondern auch Neutrinos und Antineutrinos von anderen irdischen und außerirdischen Quellen wie Geoneutrinos, Sonnen- und atmosphärische Neutrinos sowie Neutrinos von Supernovae und vom diffusem Supernovahintergrund. Wegen der großen Abmessungen von JUNO und dessen guter Energieauflösung lassen sich auch in diesen Feldern wichtige Erkenntnisse erwarten. Möglich ist zudem, dass man dank JUNO Einsichten gewinnt, die noch weiter über das SM hinaus gehen, z.B. bei der Suche nach Neutrinos, die ihren Ursprung in einer hypothetischen Annihilation von Dunkler Materie in der Sonne haben oder bei der Suche nach einem Protonzerfall über den Kanal $p \rightarrow K^+ + \bar{\nu}$.

3.2 Detektion von Antielektronneutrinos

Im Fokus des JUNO-Detektors steht der Nachweis von Spuren, die Neutrinos im FSz hinterlassen, insbesondere die $\bar{\nu}_e$ der zwei Kernkraftwerke in genau geplanter Entfer-

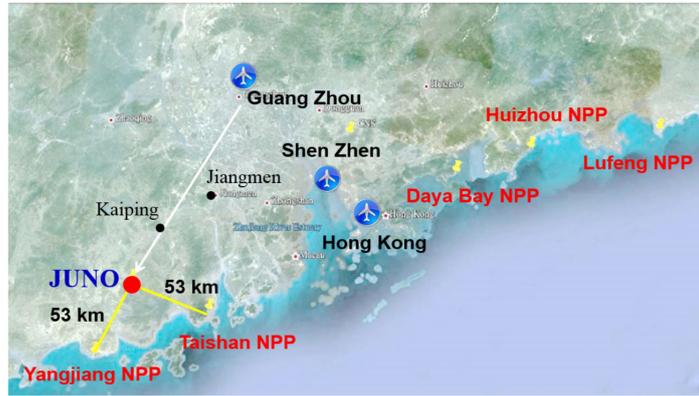


Abbildung 13: Lage des JUNO-Experiments in jeweils 53 km Entfernung zu den Kernkraftwerken Yangjiang und Taishan. Außerdem zu sehen sind die Standorte des Kernkraftwerks von Daya Bay (in 215 km Entfernung) und die der geplanten Werke in Huizhou und Lufeng. [1]

nung. Die Szintillationsphotonen, die im zentralen FSz entstehen, tragen Informationen über die Energie und die zeitliche Struktur von Ereignissen im Detektor. Das können die gesuchten Neutrinos sein aber auch Untergrundereignisse wie zum Beispiel durch kosmische Myonen. Diese Strukturen sollen aufgelöst werden, um die Ereignisse in Zeit und Raum zu lokalisieren [23] und um daraus dann die gesuchten Werte der Parameter mit den oben beschriebenen Modellen genauer bestimmen zu können.

Zum Detektieren von Antielektronneutrinos $\bar{\nu}_e$ in Flüssigszintillatoren wie dem JUNO-Experiment wird der Prozess des Inversen Betazerfalls (IBD) ausgenutzt (siehe Gleichung 2.1). Das entstandene Positron annihiliert innerhalb weniger Nanosekunden mit einem Elektron, wobei ein erstes Signal von zwei Gammas mit je 511 keV ausgesendet wird. Deutlich später, nach ca. 200 μs , wird das Neutron von Wasserstoff (H) eingefangen, wobei ein weiteres Gamma mit einer typischen Energie von 2 MeV freigesetzt wird ¹⁵. Dieses Zusammenspiel eines fast unmittelbaren Signals (ausgelöst durch das Positron) und eines verzögerten Signals (ausgelöst durch den Neutroneneinfang) wird gemessen [26]. Der IBD liefert also eine typische Signatur, die ihn von anderen Ereignissen im Szintillator unterscheidbar macht. Allerdings können durch Myonen auch kosmogene Isotope wie ^9Li und ^8He im FSz entstehen, durch deren Zerfallsprodukte die IBD-Signatur nachgeahmt wird und somit die Detektion der gesuchten Signale erheblich stören (siehe dazu 3.5.3).

3.3 JUNO-Aufbau

Die Wahl der Lage des Detektors ist optimiert auf die Grundlinie (Baseline) von ~ 53 km Abstand zu den Kernkraftwerken Yangjiang und Taishan im chinesischen Guangdong¹⁶, um die größtmögliche Empfindlichkeit zur Bestimmung der Massenhier-

¹⁵In anderen FSz-Detektoren wird Gadolinium (Gd) verwendet, wobei eine Energie von 8 MeV freigesetzt wird.

¹⁶Die beiden Kernkraftwerke bestehen jeweils aus mehreren Blöcken (fünf bzw. vier). Deswegen variieren die Abstände leicht und der hier angegebene Abstand von 53 km entspricht einem nach oben aufgerundeten Mittelwert.

archie zu erreichen [2]. Die Experimentierhalle liegt in 480 m Tiefe unter einem 286 m hohen Berg. Zwischen Bergoberfläche und FSz ergibt sich ein Mindestabstand von 664 m, wobei das Deckgestein den Fluss kosmischer Myonen um den Faktor ~ 60000 - verglichen mit dem auf der Erdoberfläche - reduziert (siehe auch Kapitel 3.5.1) [2].

Auf Abbildung 14 ist der Aufbau des Detektors schematisch dargestellt: Der zentrale Teil des Detektors (Central Detector (CD)) ist eine Sphäre aus 12 cm dickem Acryl mit 35,4 m (Innen-) Durchmesser, die mit 20 000 t FSz gefüllt wird (dem eigentlichen Target). Er ist von ~ 17000 so dicht wie möglich sphärisch angeordneten und nach innen ausgerichteten Photomultiplier tubes (PMT) umgeben, so dass damit $\sim 75\%$ der Oberfläche abgedeckt werden. Nicht zu sehen sind zusätzlich in den Zwischenräumen angebrachte kleine PMTs (siehe auch Tabelle 4 in Abschnitt 5.4). Der FSz und die PMTs werden von 20 kt Reinstwasser in einem zylindrischen Becken mit einem Durchmesser von 43,5 m und einer Höhe von 44 m eingeschlossen. Es ist mit ~ 2000 20-inch PMTs als Wasser-Cherenkov-Detektor ausgestattet. Das Becken ist Teil eines Vetosystems, um die Myon-Bahnen besser bestimmen zu können. Außerdem dient es als weiteres Schutzschild gegen äußere Radioaktivität. Der Top Tracker am oberen Rand gehört ebenfalls zu diesem Vetosystem für Myonen. Er wurde ursprünglich für das OPERA-Experiment entwickelt und bedeckt nun $\sim 1/3$ der ebenen Fläche auf der Oberseite des JUNO-Detektors. Er gibt weitere unabhängige Informationen, um Myonen zu indentifizieren, bevor sie ihren Weg in den Cherenkov-Detektor und schließlich den FSz selbst finden. [1].

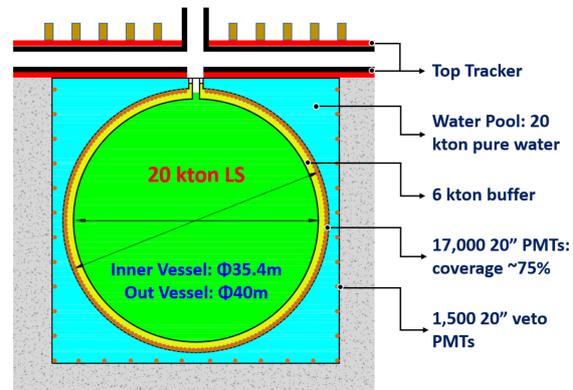


Abbildung 14: Schematische Ansicht des JUNO-Detektors. [1]

3.4 Flüssigszintillator-Detektoren

Szintillatoren gehören zu den ersten Instrumenten, mit denen der Nachweis von Kernstrahlung gelang, weil man geladene Teilchen durch Lichtblitze schon mit dem bloßen Auge nachweisen konnte. Der Messmechanismus ist dem historischen Vorbild im Prinzip gleichgeblieben: die durch den Energieverlust eines Teilchens verursachte Anregung des Szintillators wird in sichtbares Licht umgewandelt und damit messbar gemacht [27].

Es gibt organische und anorganische Szintillatoren, wobei sich die organischen Szintillatoren durch eine kürzere Abklingzeit auszeichnen [27]. Bei JUNO wird Linear Alkyl Benzen (LAB), ein organisches Material mit der Formel $C_{18}H_{30}$, als Target verwendet. Es wurde wegen seiner extrem guten optischen Durchlässigkeit, der langen Rayleigh-Streuungslänge, der geringen Belastung durch Fremdkörper und hohem Brennpunkt

für JUNO gewählt [28].

Das LAB wird mit dem Fluorophor $C_{15}H_{11}NO$ (2,5-Diphenyloxazole (PPO)) und dem Wellenlängenschieber $C_{24}H_{22}$ (1,4-Bis(2-methylstyryl-)Benzol (Bis-MSB)) versetzt. Dabei wird angestrebt, ein optimales Gleichgewicht aus Lichtausbeute und Absorptionslänge zu erreichen [29].

Alle Szintillations- (und auch Cherenkov-) Photonen tragen Informationen sowohl über die deponierte Energie als auch über die Zeitstruktur des ursprünglichen Ereignisses. Das Ziel ist es, diese ursprüngliche Struktur eines Ereignisses aufzulösen, d.h. eine Lokalisierung in Zeit und Raum zu rekonstruieren [23].

3.4.1 Entstehung von Licht

Zunächst wird Energie z.B. durch ein geladenes Teilchen wie ein Myon oder (im Fall des im Detektor vorangehenden Prozesses des IBD) durch energiereiche Gammas ($> 2\cdot 511\text{ keV}$ siehe Abschnitt 3.2) an den FSz übertragen.

Dabei findet der Energieverlust der Myonen (anderer geladener Teilchen oder Gammas) durch Stöße mit dem Medium statt, wobei die Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen zu Anregung oder gemäß der Beschreibung des Energieverlustes von geladenen Teilchen in Materie durch die Bethe-Bloch-Formel¹⁷ zu Ionisation führen. Bei freigesetzten oder durch Paarbildung entstandenen Elektronen, für die die Bethe-Formel nicht gilt, kommt neben dem Ionisationsverlust noch die Bremsstrahlung hinzu, durch die weitere Photonen abgestrahlt werden können.

Gammas geben ihre Energie vorwiegend durch

1. den photoelektrischen Effekt: $\gamma + \text{Atom} \rightarrow e^- + \text{Ion}$
(vor allem bei Energien $\ll 1\text{ MeV}$),
2. den Compton-Effekt: $\gamma + e^- \rightarrow \gamma + e^-$
(vor allem im Bereich $\sim 1\text{ MeV}$) oder
3. Paarbildung: $\gamma + Z \rightarrow e^+ + e^- + Z$
(überwiegt bei Energien $> 5\text{ MeV}$ und bedarf naturgemäß mindestens einem Zweifachen der Elektronenmasse)

an das Medium ab [9]. Der Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung sinkt unterhalb $\sim 10\text{ keV}$, während ein vierter Effekt, die Rayleigh-Streuung, an der Atomhülle, zunimmt [30]. Dieser Effekt ist aber bei sehr kleinen Energien¹⁸ um zwei Größenordnungen kleiner als der photoelektrische Effekt [31].

¹⁷Die Bethe-Formel gilt mit einer Abweichung von wenigen %-Punkten für den Bereich $0,1 \lesssim \beta\gamma \lesssim 1000$ (mit dem Lorentzfaktor γ und die Teilchengeschwindigkeit $\beta = v_\alpha/c_0$)[23], d.h. für Teilchengeschwindigkeiten v_α von bis zu $v_\alpha = 0,9999995 \cdot c_0$.

¹⁸beruhend auf dem Beispiel von Kohlenstoff

Das messbare Licht im FSz entsteht dabei dank der Eigenschaft der Lumineszenz¹⁹ der Moleküle. Dabei werden die Atome durch die zugeführte Energie in einen angeregten Zustand versetzt und geben die Energie isotrop als Licht ab [23].

3.4.2 Ausbreitung von Licht

Das beim Zerfall in tiefere Energiezustände durch LAB emittierte Szintillationslicht ist im ultravioletten Bereich [28]. Das Licht wird bis zu einer Wellenlänge von ~ 430 nm durch einen primären und einen sekundären Wellenlängenschieber rotverschoben [28]. Der primäre Wellenschieber, das Luminophor PPO, wandelt Licht mit den kürzeren Wellenlängen des LAB in längere um und hat sein Emissionsmaximum bei 385 nm. Erst der zweite Wellenlängenschieber Bis-MSB²⁰ wandelt es in sichtbares Licht mit dem oben genannten Emissionsmaximum um [29]. Es hat dann eine Wellenlänge, die besonders günstig für den Nachweis durch die PMT ist, da deren Quanteneffizienz in diesem Bereich maximal wird (siehe dazu Abschnitt 3.4.3).

Jedoch ist die Lichtausbeute viel geringer, als durch die insgesamt deponierte Energie zu erwarten wäre: Nur etwa 3% der Energie wird zu optischen Photonen [23]. Zudem führt die sogenannte Fluoreszenzlöschung (engl. Quenching) z.B. durch Stoßlöschung, die die Energie in Wärme übergehen läßt, dazu, dass die Fluoreszenz verschieden ausgeprägt und nicht linear mit der Energie wächst. Die Lichtausbeute kann mit einer detektorspezifischen Birkskonstante kB mithilfe eines semi-empirischen Modells (der Birks-Formel) beschrieben werden [23]:

$$\frac{d\mathcal{L}}{dx} = \mathcal{L}_0 \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + kB \frac{dE}{dx}}. \quad (3.2)$$

Dabei entspricht \mathcal{L}_0 ungefähr einem Photon pro 100 eV deponierter Energie [19].

Um den statistischen Prozess der Photonenemission im Detektor zeitlich genau zu beschreiben, wird eine Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion (probability density function (p.d.f.)) $\Phi_{em}(t)$ ²¹ eingeführt:

$$\Phi_{em}(t; \tau; \omega) = \sum_{i=1}^n \frac{\omega_i}{\tau_i} e^{-\frac{t-t_0}{\tau_i}}, \quad t \geq t_0, \quad \sum_{i=1}^n \omega_i = 1. \quad (3.3)$$

Dabei ist t_0 der Anregungszeitpunkt, $\tau = \{\tau_1, \dots, \tau_n\}$ die mittlere Lebensdauer und $\omega = \{\omega_1, \dots, \omega_n\}$ die Gewichtung der verschiedenen Komponenten. Unterschiedliche Teilchen führen zu verschiedenen Anregungszuständen im Detektor, was die Verbindung aus τ und ω bestimmt. Deswegen ist die Form von $\Phi_{em}(t)$ abhängig von der Natur des Teilchens. Diese Eigenschaft wird ausgenutzt, um zwischen Signalen von z.B. Protonen oder Elektronen zu unterscheiden [23].

¹⁹Anhand der Zeit zwischen Anregung und Lichtemission - der Zerfallszeit τ - unterscheidet man zwischen Fluoreszenz ($\tau \sim 10^{-9} - 10^{-8}$ s) und Phosphoreszenz ($\tau \gtrsim 10^{-4}$ s).

²⁰Abklingzeit von 1,2 ns [29]

²¹ $\int_0^\infty \Phi_{em} dt = 1$, weil mit $\alpha \in \mathbb{R}_{>0}$ $\int_0^\infty \frac{1}{\alpha} e^{-\frac{x}{\alpha}} dx = 1$ gilt.

Um die zeitliche Struktur eines Ereignisses aufzulösen, ist es wichtig, Kenntnisse über die Geschwindigkeit der Photonen zu bekommen. Dazu wird ein Photon einer Energie ε in einem Medium mit einem Brechungsindex $n > 1$ und einer normalen Dispersion mit $dn/d\varepsilon'$ als Wellenpaket beschrieben, so dass die Geschwindigkeit v gleich der Gruppengeschwindigkeit v_g ist:

$$v := v_g = \frac{c_0}{n(\varepsilon) + \varepsilon \frac{dn}{d\varepsilon'} \Big|_{\varepsilon}}. \quad (3.4)$$

. Daraus ergibt sich die Flugzeit (time of flight (TOF)) eines Photons zwischen zwei Punkten im Raum (siehe dazu auch LUT in Abschnitt 4.1.3) [23]. Auf dem Weg durch den FSz unterliegen die Szintillationsphotonen ebenso wie Photonen höherer Energie (siehe dazu Abschnitt 3.4.1) Wechselwirkungsprozessen, die dazu führen, dass es durch Streuung eine Änderung der Impuls-Richtung gibt oder absorbiert wird, so dass es zu einer kürzeren Absorptionslänge L ²² führt. Dadurch nimmt die Qualität der Information, die die Photonen tragen, ab [23]. Bei JUNO wird eine Absorptionslänge von $L > 20$ m angestrebt [32].

Die Änderung der Impuls-Richtung findet durch Rayleigh-Streuung an gebundenen Elektronen des FSz, durch Mie-Streuung an Verunreinigungen und durch die isotrope Reemission von zuvor durch Moleküle absorbierte Lichtquanten statt (letztere können, wenn sie als Wärme abgegeben werden, dem Messprozess auch ganz verloren gehen). Außerdem kann es zu Spiegelungen an der sphärischen Acrylwand des FSz kommen. Um diese Prozesse zu beschreiben, führt man die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung, die p.d.f. $\Phi_{Abs.}$, ein, deren Integral über eine Wegstrecke die Wahrscheinlichkeit beschreibt, dass nach einer bestimmten Weglänge $x = |\vec{x} - \vec{x}_0|$ ein Photon nicht mehr nachweisbar ist [23]:

$$\Phi_{Abs.}(x; L) = \frac{1}{L} e^{-\frac{x}{L}}. \quad (3.5)$$

Die Absorptionslänge L ist material- und energieabhängig. Sie ergibt sich als Kehrwert aus der Summe der Kehrwerte der Beiträge individueller Prozesse: Absorption (Abs.) und Streuung (Str.). Die Streuung ist abhängig von den Einzelfaktoren absorbiertes und wieder (isotrop) reemittierter Strahlung (abs./ree.) sowie Rayleigh- (Ray.) und Mie-Streuung (Mie.) [23]:

$$\frac{1}{L} = \frac{1}{l_{Abs.}} + \frac{1}{l_{Str.}}; \quad \frac{1}{l_{Str.}} = \frac{1}{l_{abs./ree.}} + \frac{1}{l_{Ray.}} + \frac{1}{l_{Mie.}}. \quad (3.6)$$

Eine andere Art, die Streuung zu beschreiben, ist deren Unterscheidung in isotrope (iso.) und anisotrope (aniso.) Streuung ($\frac{1}{l_{Str.}} = \frac{1}{l_{iso.}} + \frac{1}{l_{aniso.}}$). Zudem gilt die Energieabhängigkeit $L = L(\varepsilon)$ wegen $l_{\alpha} = l_{\alpha}(\varepsilon)$.

²²Die Absorptionslänge ist die Wegstrecke, nach deren Durchqueren, die Wahrscheinlichkeit, dass das Photon nicht absorbiert wurde, auf $1/e$ abgefallen ist.

3.4.3 Detektion von Licht

Die Lichtausbeute an den PMTs bei JUNO beträgt 1200 Photoelektronen pro MeV deponierter Energie²³. Das entspricht einer Energieauflösung von $3\%/\sqrt{E}$ (MeV) für punktförmige Ereignisse. Bei einer mittleren Myonenergie $\langle E_\mu \rangle = 215$ GeV werden $\sim 10^7$ p.e. pro Ereignis gemessen [29].

Dazu werden bei JUNO unterschiedliche PMTs verwendet: vom Typ Dynode und Microchannel Plate (MCP). Auf Abbildung 15 sieht man einen Dynoden-PMT: wenn ein Photon durch den FSz zu einem PMT gelangt ist und dort auch ein primäres Photoelektron (p.e.) aus einer Kathode herausschlagen konnte, wird das p.e. durch ein elektrisches Feld beschleunigt und fokussiert, so dass es auf eine erste Dynode treffen kann. Dort werden zwischen zwei und vier Elektronen herausgeschlagen [33], die ebenfalls beschleunigt werden und an der folgenden Dynode weitere Elektronen herausschlagen können. Auf diese Weise entsteht eine exponentielle Zunahme der Elektronen (um einen Faktor $10^3 - 10^8$ [23]), sodass am Ende an einer Anode ein elektrischer Strom gemessen werden kann.

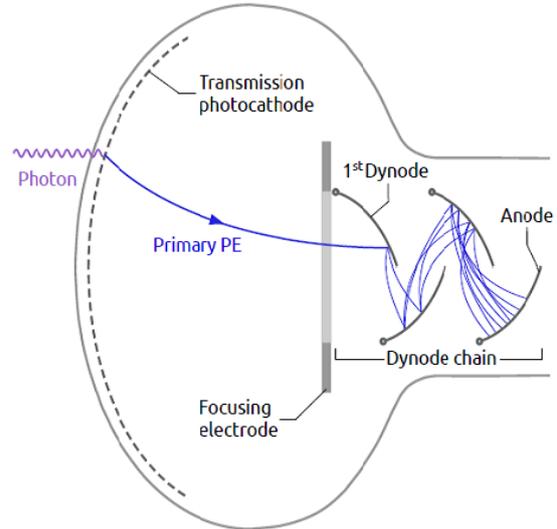


Abbildung 15: PMT-Typ mit einer Folge von Elektroden (den Dynoden). Ein durch den photoelektrischen Effekt an der Photokathode ausgeschlagenes Elektron wird durch eine erste Kathode derart gelenkt, dass auf der ersten Dynode weitere Elektronen ausgeschlagen werden können. Es folgen weitere Dynoden, an dem jedes Elektron eine Anzahl an weiteren ausschlägt, so dass deren Anzahl exponentiell ansteigt und am Ende als Spannung messbar wird.[23]

Das Prinzip der MCP ist ähnlich [33]. Dort können (wiederum dank des photoelektrischen Effekts) durch ein einzelnes p.e. Sekundärelektronen aus der Innenwand in einem der sehr schmalen Kanäle einer Platte herausgelöst werden. Diese werden beschleunigt und schlagen im Verlauf der Innenwand weitere heraus, so dass sich ein messbarer Schauer ergibt, nachdem sich dieser Prozess einige Male wiederholt hat (siehe dazu auch Abbildung 40 im Anhang C).

3.5 Myoninduzierter Untergrund durch Kosmogene

Die Myonen selbst können gut detektiert werden, da sie durch den Cherenkov-Detektor identifiziert werden, sich ihre Bahn nur \sim zwei Grad verändern kann und zudem der

²³Eine Kenngröße, um die Wahrscheinlichkeit anzugeben, dass in einem PMT am Ort \vec{x} ein Photon der Energie ε in ein photoelectrons (p.e.) umgewandelt wird, ist die Quanteneffizienz: $\eta_{PMT}(\varepsilon, \vec{x}) = \frac{N_e}{N_\gamma(\varepsilon, \vec{x})}$ mit der Anzahl der Elektronen N_e bzw. Photonen N_γ . Die Quanteneffizienz ist eine Kennzahl eines PMT und deswegen muss die durch den Wellenlängenschieber definierte Photonenergie ε darauf abstimmt werden.

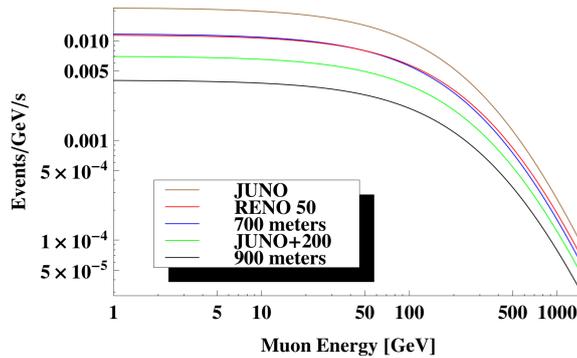


Abbildung 18: Energieverteilung eines einzelnen kosmischen Myon-Ereignisses bei unterschiedlichen Tiefen unter Gestein. [35]

gie über 1 GeV beträgt ca. $70 \text{ m}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. Für typische Myonen mit 3 GeV ist diese bei vertikal eintreffenden Spuren maximal und verläuft $\propto \cos \Theta$ [37]. Für JUNO wurde die Rate $\frac{dI}{dE_\mu d\cos\Theta}$ mithilfe einer veränderten Gaisser-Formel berechnet, um den Fluss vom Zenit besser beschreiben zu können [38]. Bei einer angenommenen Gesteinsdichte von $2,60 \text{ g/cm}^3$ ergibt sich eine mittlere Energie von $\langle E_\mu \rangle = 215 \text{ GeV}$ und ein Fluss von $0,0035 \text{ Hz/m}^2$ entsprechend einer Rate von $3,5 \text{ Hz}$ für das gesamte Detektorvolumen (siehe Tabelle 3) [2].

Auf Abbildung 18 sieht man die Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Energie E_μ eines einzelnen Myon-Ereignisses bei unterschiedlichen Gesteinstiefen wie auch der für JUNO gewählten Gesteinstiefen. Praktisch alle Myonen mit $E_\mu > 10 \text{ GeV}$ durchqueren den Detektor vollständig [35]. Es wird erwartet, dass sich zum größten Teil nur einzelne Myonen im Detektor befinden werden (89,6 %) [2]. Allerdings können vereinzelt auch zwei oder noch mehr Myonen gleichzeitig den Weg in den Detektor finden. Diese sind vorher fast gleichzeitig in der Atmosphäre entstanden. Sie haben zwar einen großen Abstand in der Größenordnung von typischerweise 10 m, dieser ist aber klein genug ist, um vom JUNO-Detektor wegen seines großen Umfangs (Durchmesser 35,4 m) erfasst zu werden [35]. Die genauen Zahlen dazu sind in Tabelle 2 aufgezeigt.

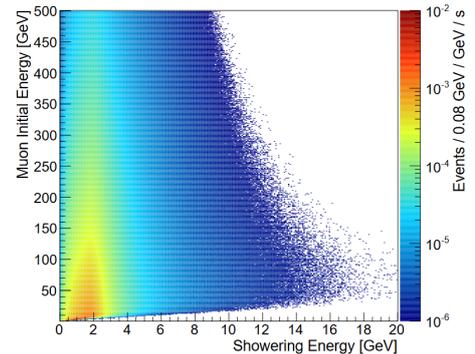


Abbildung 17: Häufigkeitsverteilung von deponierter Energie ohne primärer Ionisationsenergien von $1,43 \text{ MeV/cm}$ (x-Achse) in Abhängigkeit von der Anfangsenergie E_μ (y-Achse). Trotz der Bedeutung der entstehenden Kosmogene wird das Spektrum ganz wesentlich von der Deltastrahlung geprägt (vgl. Abbildung 39) [35].

3.5.2 Myoninduzierte Reaktionen im Detektor

Beim Durchgang eines Myons finden im Detektor verschiedene Prozesse statt, bei denen das geladene Teilchen Energie verliert: Ionisation und Anregung, Vielfachstreuung, Bremsstrahlung, direkte Paarerzeugung und photonukleare Wechselwirkung [27].

Die primäre Ionisation, d.h. die Zahl der primär erzeugten Elektron-Ion-Paare

Tabelle 2: Multiplizität von Myonen im JUNO-Detektor [2]

Multiplizität	1	2	3	4	5	5
Anteil	89,6 %	7,7 %	1,8 %	0,6 %	0,3 %	0,07 %

Tabelle 3: Simulierter Myonfluss und mittlere Myonenenergie bei JUNO [2]

Deckgestein	Myonfluss	$\langle E_\mu \rangle$	R_μ in CD	R_μ in WP
748 m	0,0035 Hz/m ²	215 GeV	3,5 Hz	1,0 Hz

pro Weglänge, ist dabei unabhängig von der Energie E_μ sofern $E_\mu \gg m_\mu$ gilt. Bei JUNO kann von einem mittleren Energieverlust pro Weglängeneinheit von $dE/dx = 1,43 \text{ MeV/cm}$ ausgegangen werden [35], sodass ein Myon bei einem Durchgang durch den vollen Durchmesser des FSz $\sim 5 \text{ GeV}$ verlieren würde. Schon Myonen mit $E_\mu > 10 \text{ GeV}$ durchqueren den Detektor vollständig (vgl. dazu Tabelle 3: $\langle E_\mu \rangle = 215 \text{ GeV}$) [35].

Die meisten der so befreiten Elektronen haben wenig Energie und bleiben nah an der Myon-Spur. Durch diese Elektronen können keine Isotope entstehen und sie sind deswegen für den Hintergrund nicht problematisch [35]. Wenn aber die durch primäre Ionisation erzeugten Elektronen ausreichend Energie haben, sodass sie selbst wieder ionisieren können, handelt es sich um eine Sekundärstrahlung (man spricht hier auch von Knock-on-Elektronen [27]). Diese Deltastrahlung (Delta-Elektronen) δ hat eine Energie $E_e > 100 \text{ keV}$. Die Elektronen können selbst wiederum ionisieren und sich dabei weit abseits der Spur des Myons bewegen und durch photonukleare Wechselwirkung auch zur Entstehung von Isotopen beitragen (siehe unten) [35].

Auf Abbildung 19 sieht man eine Häufigkeitsverteilung für den Gesamtenergieverlust durch Deltastrahlung. Aus den zugrunde liegenden Daten, kann man sehen, dass der durch Deltastrahlung bedingte mittlere (wahrscheinlichste) differentielle Energieverlust pro Weglänge bei $dE/dx = 0,88 \text{ MeV/cm}$ ($dE/dx = 0,6 \text{ MeV/cm}$) liegt [35].

Der Energieverlust durch Bremsstrahlung, Paarerzeugung und photonukleare Wechselwirkung ist nicht unabhängig, sondern steigt mit wachsender Energie E_μ .

Die Wahrscheinlichkeit, dass ein einzelnes Myon einen Teilchenschauer verursacht, liegt bei 20 %. Bei zwei Myonen liegt sie

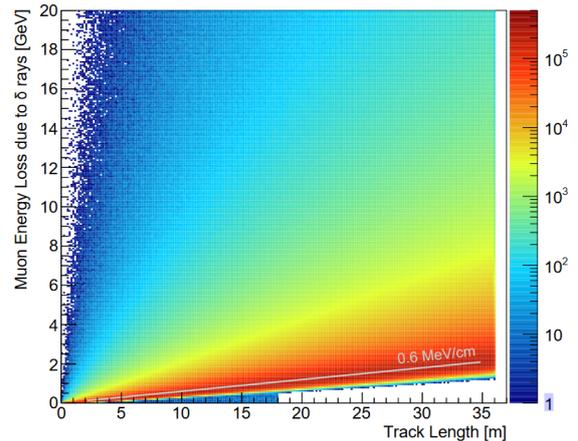


Abbildung 19: Häufigkeitsverteilung der Energiedeposition im JUNO-Detektor durch Deltastrahlung als Funktion der Spurlänge. Man sieht, dass der mittlere differentielle Energieverlust pro Weglänge bei $dE/dx = 0,88 \text{ MeV/cm}$ und der wahrscheinlichste Wert bei $dE/dx = 0,6 \text{ MeV/cm}$ liegt [35]

bei 30 % [35]. Dabei können verschiedene Isotope entstehen. Besonders problematisch sind ${}^9\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$ für das Messen der Reaktor-neutrinos sowie ${}^{10}\text{C}$ und ${}^{11}\text{C}$ beim Messen von Solaren Neutrinos.²⁵

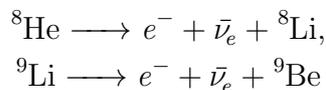
3.5.3 ${}^9\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$

Beim Durchgang oder Stoppen der kosmogenen Myonen im Detektor können durch inelastische photonukleare Wechselwirkung mit den Kernen der Kohlenstoffatome des FSz radioaktive Isotope entstehen [23]. Diese Spallationsprozesse mit ${}^{12}\text{C}$ erzeugen die Lithium- und Heliumisotope ${}^9\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$.

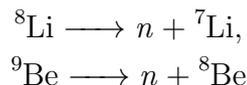
99 % der Kosmogene entstehen in einem Bereich mit einem Radius von $r = 3\text{m}$ um die Myon-Spur. Das entspricht wegen der großen Ausmaße des Detektors nur etwa 5 % des FSz-Volumens [29].

Auf Abbildung 20 sieht man, dass für ${}^9\text{Li}$ -Isotope allein genommen gilt, dass diese zu 99 % in einem Radius $< 3,70\text{m}$ um die Myon-Spur entstehen. Noch dichter an der Myon-Spur bei einem Radius $< 70\text{cm}$ sind es noch 68 % [42].

Die Zerfallsprozesse über einen β - n -Prozess, z.B. zunächst



und dann weiter



ahmen das Signal der eigentlich gesuchten Antielektron-neutrinos nach. Diese typische Signatur wird im ersten Schritt durch die kinetische Energie des β -Elektrons und im zweiten Schritt dann durch das im weiteren Zerfallprozess freigesetzte Neutron, das wie beim IBD vorwiegend vom Wasserstoff eingefangen wird, erzeugt [26]. Es gibt also eine sogenannte β - n -Strahlung, mit einem unmittelbaren und einem verzögerten Signal.

Zusätzlich ist die relativ lange Lebensdauer von $\tau \approx 257\text{ms}$ für ${}^9\text{Li}$ und $\tau \approx 172\text{ms}$ für ${}^8\text{He}$ [39] problematisch, weil die Zerfälle erst zu dem Zeitpunkt stattfinden, wenn das ursächliche Myon den Szintillator schon längst wieder verlassen hat und somit eine lange Vetozeit entsteht.

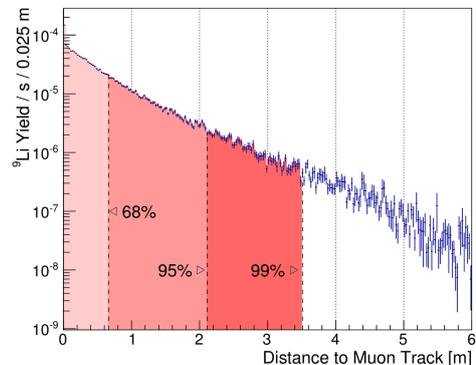


Abbildung 20: 99 % der ${}^9\text{Li}$ -Isotope entstehen in einem Radius $< 3,70\text{m}$ um die Myon-Spur [42].

²⁵Neben den vier genannten Isotopen entstehen auch andere Isotope wie ${}^{11}\text{Li}$, ${}^{12}\text{Be}$, ${}^{14}\text{B}$, ${}^{16}\text{C}$, ${}^{17}\text{N}$ und ${}^{18}\text{N}$. Diese zerfallen ebenfalls über den β - n -Prozess, tragen aber wesentlich weniger zu dem beschriebenen Hintergrund bei. Weitere kosmogene Isotope mit langen Lebensdauern unterliegen zwar dem normalen β -Zerfall ohne Neutron, können jedoch ein neutronenartiges Signal verursachen, wenn die Zerfallsenergie im Bereich von 1,9 bis 2,5 MeV liegt [2].

Auf Abbildung 16 sieht man die Zerfallsschemata für ${}^9\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$ in ${}^9\text{Be}$ und ${}^8\text{Li}$ sowie beispielhaft zusätzliche einige vollständige Zerfallskanäle. Man sieht, dass die Zerfälle zwar häufig (49% bzw. 83%), aber nicht unbedingt in den Grundzustand des Tochterkerns (${}^9\text{Be}$ bzw. ${}^8\text{Li}$) stattfinden und deshalb die Elektronen (orangefarbene Pfeile) unterschiedliche kinetische Energien im MeV-Bereich haben können. Das zeigt sich auch im weiteren Verlauf der Zerfallskanäle, wo α -Teilchen und Neutronen (rote Pfeile bzw. grün für 3-Körper-Zerfälle) mit unterschiedlichen Energien freigesetzt werden.

3.5.4 ${}^{10}\text{C}$ und ${}^{11}\text{C}$

Auch die kosmogenen Nuklide ${}^{10}\text{C}$ (β^+ , $\tau = 29,4$ min) und ${}^{11}\text{C}$ (β^+ , $\tau = 27,8$ s) können - durch Myonen verursacht - durch Spallationsprozesse mit den Kohlenstoffatomen im Detektor entstehen und die Beobachtung insbesondere von solaren Neutrinos (siehe dazu Abbildungen 6 und 5 in Kapitel 2.3.2) stören.²⁶ Bei der Detektion der solaren ${}^8\text{B}$ -Neutrinos stellen sie den wichtigsten Untergrund dar. Bei den solaren pep- und CNO- Spektren stört ${}^{11}\text{C}$ im höheren Energiebereich, durch im eine im Vergleich große Anzahl an Signalen. Dagegen wird beispielsweise der Messvorgang der ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos gar nicht gestört [2].

Problematisch sind diese Isotope besonders wegen ihrer langen Lebensdauer, da man lange Vetozeiten für einen zylindrischen Bereich um die Myonbahn hätte, die weit über der für ${}^8\text{He}$ und ${}^9\text{Li}$ liegen müsste [2].

Im Gegensatz zum IBD gibt es keine Koinzidenzsignatur, um den Hintergrund als solchen zu identifizieren und zu unterdrücken. Neutrinos aller Flavours werden durch elastische Streuung an Elektronen im FSz gemessen:

$$\nu_{e,\mu,\tau} + e^- \longrightarrow \nu_{e,\mu,\tau} + e^-.$$

Unterschiedliche Energiemengen werden auf das Elektron übertragen, sodass ein kontinuierliches Spektrum entsteht. Das gilt auch für monoenergetische Neutrinos wie den ${}^7\text{Be}$ -Neutrinos (vergleiche dazu Abbildung 5 in Kapitel 2.3.2). Bei der isotropen Emission der Szintillationsphotonen geht jede Information über die ursprüngliche Richtung der solaren Neutrinos verloren, so dass einzelne dieser Ereignisse nicht von β - und γ - Untergrundzerfällen unterschieden werden können [2]. (Siehe dazu auch Abbildung 38 im Anhang B mit einem Energiespektrum für verschiedene solare Neutrinos und Isotope.)

²⁶Außerdem entsteht ${}^{11}\text{Be}$; allerdings im Vergleich zu ${}^{10}\text{C}$ (${}^{11}\text{C}$) mit einer um den Faktor 10 (10^{100}) kleineren Rate.

4 Spurrekonstruktion in JUNO

4.1 Wonsak-Rekonstruktion

Gesucht ist ein Modell für den Transport der Information von einem unbekanntem Ursprung \vec{x} zu dem j -ten PMT (\vec{r}_j): „Das geladene Teilchen hat die Emission eines Szintillationsphotons am Punkt \vec{x} verursacht und ein darauffolgender Treffer wurde deswegen am j -ten PMT gemessen“ [40].²⁷

Bei dieser Methode der Spur-Rekonstruktion wird die Zeitinformation von jedem PMT-Hit dazu verwendet, dreidimensionale p.d.f.s der Szintillationsphotonen zu erstellen. Diese werden übereinandergelegt, um Regionen mit größerer Wahrscheinlichkeit sichtbar zu machen. Diese Regionen wiederum entsprechen den Bereichen entlang einer Teilchenspur, an denen eine höhere Energiedeposition stattgefunden haben muss.

4.1.1 Räumliche Dichteverteilung von Photonenemissionen

Zwei Annahmen werden gemacht:

1. Ein Referenzpunkt, durch den ein geladenes Teilchen geflogen ist, ist in Raum \vec{r}_{ref} und Zeit t_{ref} bekannt.
2. Das Teilchen bewegt sich mit der Lichtgeschwindigkeit (im Vakuum) c_0 auf einer geraden Bahn durch diesen Punkt.

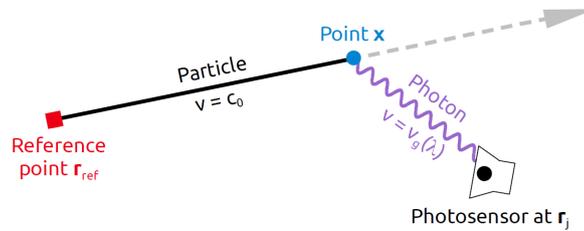


Abbildung 21: Modell des Informationstransports: Ein geladenes Teilchen mit $v = c_0$ fliegt geradlinig zum bekannten Zeitpunkt t_{ref} durch \vec{x}_{ref} und verursacht bei \vec{x} das Aussenden eines Photons mit $v = v_g(\lambda)$, das zum Zeitpunkt \hat{t}_j am PMT_j gemessen wird. [40]

Das Teilchen kann an einem beliebigen Punkt \vec{x} auf der Bahn die Emission eines Szintillatorphotons verursachen, das sich mit $v_g(\lambda)$ auf einer direkten Bahn zu einem Photodetektor am Ort \vec{r}_j bewegt (dieser Ansatz gilt also nur für direkte Szintillationsphotonen und nicht für gestreute oder für nach Absorption reemittierte Photonen). Dieses Prinzip wird auf Abbildung 21 veranschaulicht.

²⁷Falls keine anderen Quellen angegeben werden, basieren die folgenden Ausführungen und insbesondere alle Formeln und Graphen auf den Veröffentlichungen der Entwickler dieser Methode in [41] und [40].

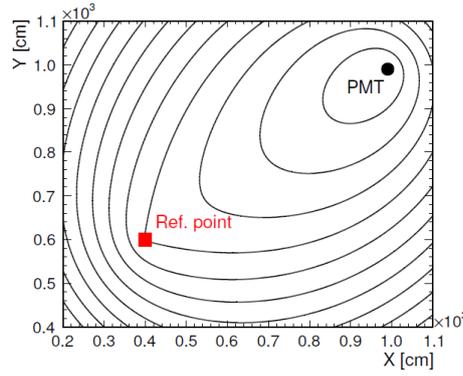


Abbildung 22: Zweidimensionale Isochrone für verschiedene $\hat{t}_j(\vec{x})$ (Formel 4.1). Dabei wurde zur Veranschaulichung angenommen, dass $t_s = 0$ und t_{ph} aus einem direkten Photonenweg von einem beliebigen \vec{x} zum PMT mit $v = c_0/1.484$ resultiert [40].

Dann kann die Ankunftszeit eines Photons t_j , das bei einem Punkt \vec{x} auf der Bahn des Teilchens emittiert wurde und am PMT bei \vec{r}_j gemessen wurde, wie folgt dargestellt werden ²⁸:

$$\hat{t}_j(\vec{x}; \vec{r}_j; \vec{r}_{ref}; t_{ref}) = t_{ref} \pm \underbrace{\frac{|\vec{x} - \vec{r}_{ref}|}{c_0}}_{\text{Teilchen}} + \overbrace{t_{ph}(\vec{x}, \vec{r}_j)}^{\text{Photon}} + t_s \quad (4.1)$$

Auflösen nach \vec{x} führt zu Isochronen, die auf Abbildung 22 dargestellt sind und Orte gleicher Wahrscheinlichkeit für die durch in Formel 4.1 Parameter darstellen.

Dabei berücksichtigt t_s weitere zufällige Schwankungen wie beispielsweise die verspätete Photonenemission (vergleiche Formel 3.3) und die durch Genauigkeitsschwankungen der Ausleseelektronik entstandenen Verzerrungen. Der Zufälligkeit dieser Variable wird durch eine p.d.f. $\Phi_{t_s}(t)$ Rechnung getragen. Auf Abbildung 23 sieht man eine solche Funktion, um dem zufälligen Zeitbeitrag von t_s in Formel 4.1 gerecht zu werden. Die dort verwendeten Daten sind auch Grundlage der in diesem Kapitel präsentierten Ergebnisse (Abbildung 25).

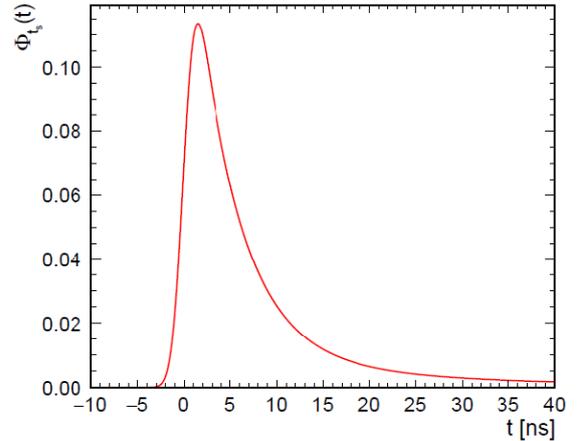


Abbildung 23: p.d.f. $\Phi_{t_s}(\vec{x})$ mithilfe einer Faltung erstellt um die zufälligen Zeitbeiträge t_s in Formel 4.1 zu modellieren. Für τ_i und ω_i wurden (4,6 ns, 18,0 ns, 156 ns) und (0,71, 0,22, 0,07) angenommen (vergleiche Formel 3.3). [23]

Wegen der Annahme, dass sich das Teilchen mit der Lichtgeschwindigkeit c_0 auf einer geraden Flugbahn vom \vec{r}_{ref} durch einen beliebigen Punkt \vec{x} im FSz bewegt, kann die Flugzeit sofort und eindeutig bestimmt werden. Das Photon jedoch kann auf unterschiedlichen Wegen zum PMT_j, die dem optischen Modell des FSz unterliegen (z.B. Photonenemission, Ausbreitung, Detektion), gelangen. Bei gegebenem t_{ph} kann

²⁸Das Vorzeichen hinter t_{Ref} gibt an, ob der Emissionspunkt x zeitlich vor (-) oder nach (+) dem Referenzpunkt r_{Ref} erreicht wurde.

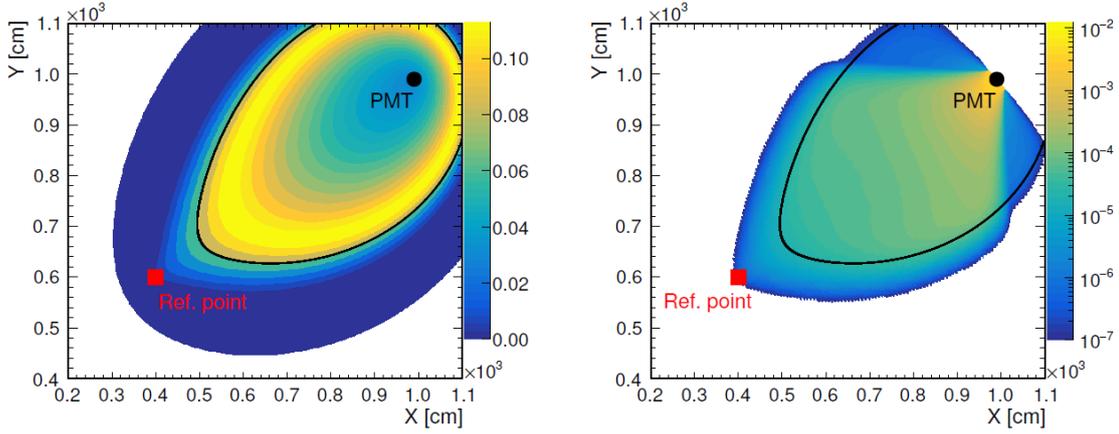


Abbildung 24: Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\Phi_{j,k}(\vec{x})$ (nicht normiert) ohne (links) und mit (rechts) Einbindung der Funktion $\varepsilon_j(\vec{x})$ zur Bewertung der räumlichen Detektionseffizienz. Die Berechnung der schwarzen Isochrone entspricht dem Modell von Abbildung 22 mit einer Photonenzeit von 33 ns.

man deswegen mit einer p.d.f. jedem Punkt \vec{x} im Detektor eine unterschiedliche Wahrscheinlichkeitsdichte $\Phi_{t_{ph}}(t, \vec{x}, r_j)$ zuordnen, so dass man durch ein Integral über einen Bereich die Wahrscheinlichkeit angeben kann, dass ein gemessenes Photon hier seinen Ursprung hat. Die Detektoreffizienz der PMT (z.B. durch Streuung oder wegen unterschiedlicher Winkel) ist abhängig vom Ort \vec{x} , d.h. dem Ursprung des Photons in Bezug auf den Ort \vec{r}_j des PMT. Diesem wird durch räumliche Detektionseffizienz $\varepsilon_j(\vec{x})$ Rechnung getragen. Das gesamte optische Modell des FSz ist dann in $\varepsilon_j(\vec{x})$ zusammen mit $\Phi_{t_{ph}}(t'; \vec{x}, \vec{r}_j)$ vereinigt.

Daraus ergibt sich eine p.d.f. $\Phi_{j,k}(\vec{x})$, mit der man für jeden Punkt \vec{x} im FSz eine Wahrscheinlichkeitsdichte angeben kann, dass ein zum Zeitpunkt \hat{t}_j am PMT_j gemessenes Photon k dort seinen Ursprung hat (wobei $w_{j,k}$ der Normierungsfaktor ist, damit $\int_{V_{FSz}} \Phi_{j,k}(\vec{x}) dV \stackrel{!}{=} 1$ gilt):

$$\Phi_{j,k}(\vec{x}) = w_{j,k} \varepsilon_j(\vec{x}) \int_0^\infty \Phi_{t_s}(\Delta t) \Phi_{t_{ph}}(t'; \vec{x}, \vec{r}_j) dt'. \quad (4.2)$$

Auf Abbildung 24 sieht man $\Phi_{j,k}(\vec{x})$ in einer zweidimensionalen Darstellung mit (rechts) und ohne (links) Berücksichtigung von $\varepsilon_j(\vec{x})$. Es ist deutlich zu sehen, dass die Bauweise der PMTs und Detektorgeometrie es nicht zulassen, dass hinter den PMTs ein Signal entstanden sein könnte, d.h. es gilt $0 \geq \varepsilon_j(\vec{x}) \leq 1$. Die schwarze Isochrone entspricht dem Modell von Abbildung 22 mit einer festen Photonenflugzeit von 33 ns.

Um ein Bild für den gesamten FSz zu bekommen, d.h. für alle PMT_j und alle detektierten Photonen k, werden alle einzelnen p.d.f.s über j und k aufsummiert:

$$\Gamma_{det}(\vec{x}) = \sum_{j,k} \Phi_{j,k}. \quad (4.3)$$

Mit der Einführung von $\varepsilon_j(\vec{x})$ trägt man der Tatsache Rechnung, dass nicht alle Szintillationsphotonen detektiert werden können. Um ein Bild über die insgesamt

emittierten Photonen zu erhalten, reskaliert man $\Gamma_{det}(\vec{x})$ mit der globalen Detektionseffizienz $\varepsilon(\vec{x})$:

$$\Gamma_{em}(\vec{x}) = \frac{\Gamma_{det}(\vec{x})}{\varepsilon(\vec{x})}. \quad (4.4)$$

Dabei ist die globale Detektionseffizienz die Summe der Effizienz jedes einzelnen PMT, auch derer, die gar nicht getroffen wurden: $\varepsilon(\vec{x}) = \sum_l \varepsilon_l(\vec{x})$.

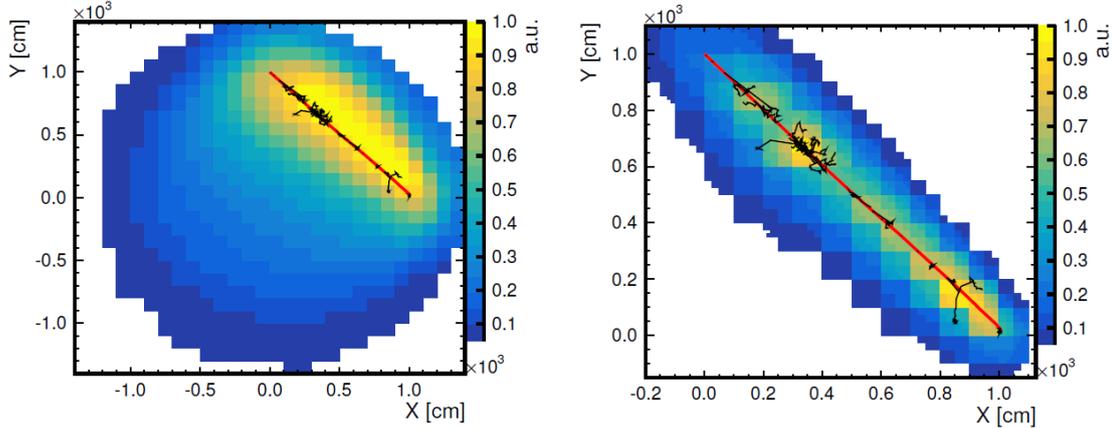


Abbildung 25: Ergebnisse der Rekonstruktion eines simulierten Myon-Ereignisses von 3 GeV im zylindrischen Low-Energy-Neutrino-Astronomy (LENA)-Detektor. Links nach einem Durchlauf (0. Iteration) und rechts nach 21 Iterationen. Das primäre Teilchen startete bei (0, 1000, 0)cm in Richtung (1, -1, 0). Der simulierte Track ist in rot und die Sekundärteilchen in schwarz eingezeichnet. Die durch die Rekonstruktion errechneten Wahrscheinlichkeiten für den Ursprung der Szintillationsphotonen sind in gelb bis dunkelblau dargestellt. Man sieht, dass der eigentliche Track schon bei der 0. Iteration gut eingegrenzt werden kann. Die Wiederholungen unter Anwendung der Wahrscheinlichkeitsmaske ergeben schließlich auch eine Auflösung der Ursprünge der Teilchenschauer und somit einen Zugang zum differentiellen Energieverlust dE/dx .

4.1.2 Iteration mit Wahrscheinlichkeitsmaske

Um die Topologie eines Ereignisses zu ermitteln, werden wie oben beschrieben alle einzelnen p.d.f. $\Phi_{j,k}(\vec{x})$ aufsummiert bzw. übereinandergelegt (Formel 4.3 bzw. 4.4).

Bei einer längeren Spur sind viele Signale korreliert. Man kann deswegen eine normierte dreidimensionale Wahrscheinlichkeitsmaske $\int_{V_{FSz}} M(\vec{x})dV \stackrel{!}{=} 1$ einführen, um schrittweise mithilfe von Iterationen, d.h. Wiederholen der gesamten Wahrscheinlichkeitsberechnung, die Ergebnisse einzugrenzen und zu verfeinern. Die jeweils letzte Verteilung dient als Maske für die folgende Iteration. Eine Wahrscheinlichkeitsmaske vor der nullten Iteration kann helfen, schon gleich zu Beginn Rechenzeit zu sparen, indem man bereits bekannte Informationen über eine wahrscheinliche Verteilung oder sogar Bereiche mit gar keiner Wahrscheinlichkeit übergibt. Dafür kann aber auch das Ergebnis des ersten Durchlaufs (nullte Iteration) dienen, den man beschleunigen kann, indem auf eine Berücksichtigung der räumlichen Nachweiseffizienz $\varepsilon(\vec{x})$ verzichtet wird. Diese sogenannte Raw Reconstruction ist nützlich, um einen ersten groben Überblick zu bekommen und größere Bereiche direkt auszuschließen.

Auf diese Weise können viele Iterationen berechnet werden, um ein Event immer besser einzugrenzen und aufzulösen, bis man eine Dichteverteilung bekommt, die einen detaillierteren Aufschluss über den differentiellen Energieverlust dE/dx gibt und dabei auch Bereiche höheren Energieverlustes (Teilenschauer mit möglichen Entstehungsorten für Isotope) identifiziert. Um dabei Selbstverstärkungsmechanismen zu vermeiden, können die PMTs in zwei Gruppen unterteilt werden und die Daten dann abgewechselt verwendet werden.

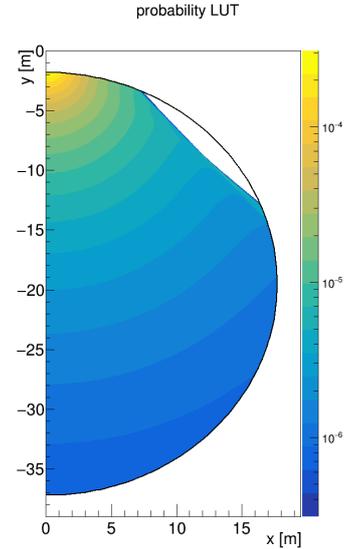


Abbildung 26: LUT für Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in Abhängigkeit von der Weglänge und Winkel von einem PMT gemessen werden kann. Dieses entspricht wesentlich der Detektoreffizienz $\varepsilon_j(\vec{x})$ [32].

4.1.3 LUT

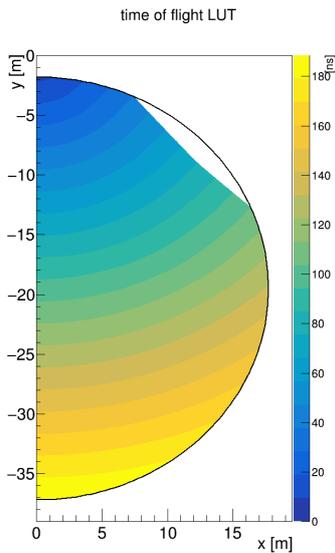


Abbildung 27: LUT für die mittlere Flugzeit, die ein Photon von einem beliebigen Punkt im Detektor (ausgenommen der weiße Bereich) zu einem PMT benötigt [32].

Rekonstruktionsberechnungen sind sehr zeitaufwendig. Die räumliche Detektoreffizienz $\varepsilon_j(\vec{x})$ (siehe Formel 4.2) ist dabei detektorspezifisch und unabhängig von einem einzelnen Ereignis. Sie kann deswegen vorher berechnet und als ein zweidimensionales LUT abgespeichert werden. Auf Abbildung 26 sieht man ein solches zweidimensionales Histogramm. Dabei ist die Wahrscheinlichkeit (in Farbe) abhängig vom Abstand zu einem PMT und vom Winkel in Bezug auf den Normalenvektor eines PMTs angegeben. Da die PMTs sphärisch angeordnet sind, sind die Daten für alle PMTs identisch und es reicht ein LUT für einen PMT-Typ. Genauso verhält es sich mit der Flugzeit (TOF) der Photonen. Auf Abbildung 27 sieht man die mittlere Flugzeit in ns und in Abhängigkeit von Abstand und Winkel, die ein Photon von beliebigen Punkten im Detektor (ausgenommen der weiße Bereich) zu einem PMT benötigt [32].

Diese beiden LUTs enthalten das gesamte optische Modell des FSz. Die LUTs können auf verschiedene Arten generiert werden.

Eine Geant4-basierte MC-Simulation kann viele physikalische Effekte und geometrische Aspekte berücksichtigen. Allerdings könnte dies unbeabsichtigt zu besseren Ergebnissen beim Testen der Rekonstruktion führen, da diese auf Daten basieren, die ebenfalls mit Geant-4 generiert wurden (siehe Abschnitt 4.1.4). Dagegen ist ein berechneter LUT unabhängig von den MC-Daten. Außerdem läßt er Raum, den Re-

konstruktionsalgorithmus zu optimieren, indem man physikalische Effekte bei Bedarf an- und abschalten kann (z.B. beim Streulichtproblem; siehe dazu Kapitel 5) [32].

4.1.4 Rekonstruktion eines MC-Ereignisses

Auf Abbildung 25 sieht man die Ergebnisse eines simulierten Myon-Ereignisses mit 3 GeV im zylindrischen LENA-Detektor. Es handelt sich jeweils um zwei Graphen in Abhängigkeit der Ortskoordinaten x und y : eine simulierte Teilchenbahn (rot) mit Sekundärteilchenbahnen (schwarz) sowie ein Histogramm mit der rekonstruierten Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung (dunkelblau bis hellgelb). Bei letzterem handelt es sich um eine Projektion (d.h. Aufsummierung von Wahrscheinlichkeiten) auf die x - y -Ebene über eine Höhe Δz des Detektors.

Die Teilchenbahn (in rot dargestellt) wie auch die Sekundärteilchenbahnen wurden bei gegebenem Startpunkt, Richtung und Energie durch eine MC-Simulation basierend auf Geant4²⁹ ermittelt. Da $E_\mu < 10$ GeV ist, verbleibt das Primärteilchen erwartungsgemäß im Detektor (siehe Abschnitt 3.5.2). Aus diesen Ereignissen errechnet die Simulationssoftware, welche Detektoren zu welchem Zeitpunkt Szintillationsphotonen messen müssten.

Diese Simulationsdaten dienen dann als Grundlage für die Eventrekonstruktion. Zusätzlich zu den PMT-Daten wird dem Rekonstruktionsprogramm weder die Energie E_μ noch die Teilchenrichtung, sondern nur der Startpunkt (\vec{r}_{ref}) übergeben. Die errechneten Wahrscheinlichkeiten für den Ursprung von Szintillationsphotonen sind in dem Histogramm farblich von dunkelblau (sehr geringe Wahrscheinlichkeit) bis hellgelb (hohe Wahrscheinlichkeit) dargestellt. Man sieht, dass nach der nullten Iteration (links) der Bereich der Primärteilchenbahn bereits gut eingegrenzt werden konnte. Nach der 21. Iteration ergibt sich ein differenziertes Bild, in dem auch Teilchenschauer sichtbar gut eingegrenzt werden konnten.

²⁹Geant4 ist eine Simulationssoftware, die eine Reihe von Werkzeugen in allen Bereichen der Detektor-Simulation wie Geometrie, Tracking, Event, Detektor-Antwort usw. zur Verfügung stellt. Die physikalischen Erkenntnisse sind konform mit denen der Particle Data Group.

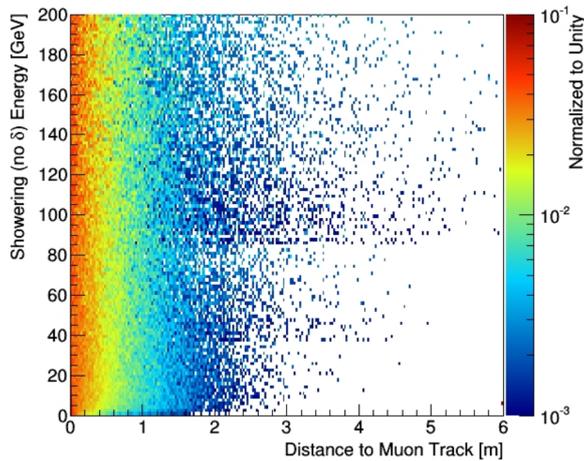


Abbildung 28: Der geringe Abstand der entstehenden Kosmogene zur Myonbahn ist Grundlage für die extreme Reduktion der Projektion der Wahrscheinlichkeiten auf eine eindimensionale Punktmenge, die als geradlinig und bekannt angenommene Spur des Myons. Auf dieser Abbildung sieht man die Radiale Verteilung (horizontal) von ${}^9\text{Li}$ um eine Myon-Spur. Auf eins normiert für jede Schauer-Energie. [42]

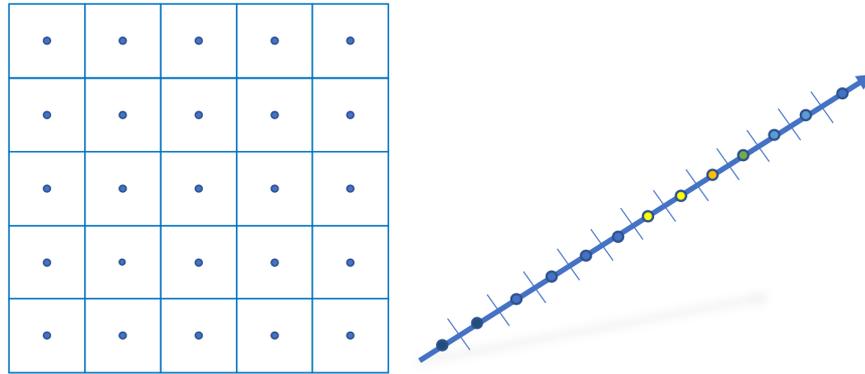
5 Lineare Projektion von Signalwahrscheinlichkeitsdichten

5.1 Ziel

Die Zeit ist ein wichtiger Faktor bei der Rekonstruktion von Myon-Ereignissen im Detektor. Dabei geht es darum, Details der Topologie aufzulösen, um Orte größerer Energiedeposition möglichst genau zu identifizieren. Bei der Größe des FSz erweist sich das als sehr rechenintensiv. Um die Rechenzeit zu verringern, wurde in dem existierenden Rekonstruktionsprogramm bereits eine Möglichkeit geschaffen, eine zylindrische Maske um eine Spur zu legen. Das geschieht auch auf Basis der Annahme, dass auch die gesuchten Isotope innerhalb weniger Meter um die Myonspur herum gebildet werden (vergleiche Abbildung 28 und Abschnitt 3.5.3) und sich die Richtung des Myons nur wenige Grad beim Durchgang verändern kann. Deswegen könnte es sinnvoll sein, den Raumbereich auf diese Weise einzugrenzen.

Ziel dieser Arbeit war es, den Rekonstruktionsprozess noch weiter zu vereinfachen und dadurch Rechenzeit zu sparen. Dazu wurde angenommen, dass nicht nur der Eintrittspunkt (\vec{r}_{Ref}) in den FSz, sondern auch die Richtung eines Myons bekannt und konstant ist. Die gesamte Wahrscheinlichkeit für den Ursprung der Emission aller detektierten Szintillationsphotonen wird somit auf eine eindimensionale Punktmenge projiziert:

$$\vec{x} \in \{(x, y, z) \mid |\vec{r}_{Ref} + a \cdot \hat{e}_{dir}| < R_{\text{JUNO}} \text{ mit } a \in \mathbb{R}_+\}. \quad (5.1)$$



(a) Projektion eines dreidimensionalen Gitters, das Grundlage für ein *Grid Mesh* ist. (b) Eindimensionales Gitter ist Grundlage für das *Linear Mesh*.

Abbildung 29: Schematische Darstellung der Ausführungen eines *Meshs*. Die Wahrscheinlichkeitsdichte der Emission von Szintillationsphotonen wird jeweils für die Mitte einer Zelle (Voxel oder Bin) berechnet und dann als konstant über den Bereich der gesamten Zelle angenommen. Links ist ein Schnitt durch ein dreidimensionales Gitter mit den Datenpunkten in der Mitte und rechts das Prinzip eines eindimensionalen Gitters.

5.2 Berechnung der Wahrscheinlichkeitsdichten in einer Gitterstruktur

FSz zeichnen sich im Gegensatz zu vielen anderen Detektorarten dadurch aus, dass sie ein einzelnes großes unsegmentiertes Volumen bilden, das nicht durch die Lage vieler kleiner Sensoren (wie zum Beispiel der Siliziumtrackerdetektor³⁰ am Compac Muon Solenoid Experiment (CMS)) strukturiert ist. In Abschnitt 2.3.1 (siehe dort auch Abbildung 4) wurde auf den Zusammenhang hingewiesen, dass ein größeres FSz-Volumen zu einer höheren Auflösung von Δm^2 führt. Außerdem führt das größere Volumen zu einer höheren Rate an Neutrino-Ereignissen. Auf der anderen Seite gibt es Untergrundereignisse, wie den Untergrund durch Myonenbahnen. Ziel ist es, die vielfältigen Ereignisse möglichst sinnvoll räumlich (und zeitlich) aufzulösen, wobei die Auflösung der Ereignisse durch die optischen Eigenschaften des FSz und durch Quanteneffizienz und zeitliches Auflösungsvermögen der PMTs begrenzt ist.

Bei der Rekonstruktion eines Myon-Ereignisses ermittelt der Computer nacheinander für jeden PMT die Wahrscheinlichkeitsverteilungen über den durch ein Gitter im Volumen des FSz vorgegebenen Bereich. An einem PMT geschieht dies jeweils für jedes dort gemessene p.e., das dort durch ein angekommenes Szintillationsphoton ausgelöst wurde. Bei einem Myon, das den Detektor vollständig durchquert, müssen auf diese Weise Wahrscheinlichkeitsverteilungen für $\sim 12 \cdot 10^6$ Photonen (bzw. $2,5 \cdot 10^6$, falls die Events für Testzwecke bereinigt wurden und nur direktes Szintillationslicht enthalten, siehe dazu Abschnitt 5.5.2) berechnet werden. Die Berechnungen werden auf Grundlage von Zellen eines Gitters, das dem Programm vorgegeben wird, durchgeführt. Die Mittelpunkte der Zellen entsprechen einem genau definierten Ort im Szintillator. Dieses

³⁰Dort strukturieren $\sim 75 \cdot 10^6$ Sensoren eine Fläche in der Größe eines Tennisplatzes und lösen diese mit einer Genauigkeit von $\sim 10 \mu\text{m}$ auf [43].

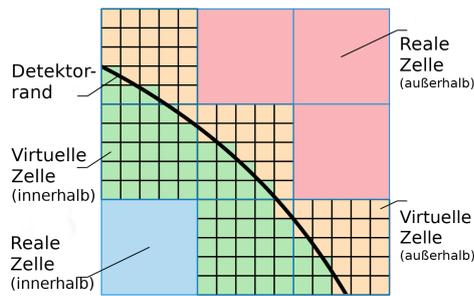


Abbildung 30: Prinzip der Virtuellen Zellen. Am Rand des Detektors werden die realen Gitterzellen (blauer Rand) in kleinere virtuelle Unterzellen geteilt (schwarzer Rahmen), wenn ihr Mittelpunkt senkrecht zum Detektorrand einen festgelegten Wert unterschreitet. Für jede virtuelle Zelle, die innerhalb des Detektors liegt, wird dann wiederum ein Wert berechnet, aus dem ein Mittelwert gebildet wird, der dann für diesen Bereich gilt. [23]

Gitter kann aber muss nicht das gesamte Detektorvolumen umfassen (siehe Abschnitt 5.3.2). Auf Abbildung 29 (a) sieht man einen Schnitt durch ein dreidimensionales Gitter sowie ein eindimensionales Gitter, das für diese Arbeit verwendet wurde. Die Punkte stehen für die Wahrscheinlichkeitswerte, die für den Mittelpunkt einer Zelle berechnet wurden und dann für die gesamte Zelle als konstant angenommen werden.

Da der Detektor kugelförmig ist, können Teile einer Zelle außerhalb des FSz liegen. Unterschreitet der Abstand des Zellenmittelpunktes zum Detektorrand einen festgelegten Wert, dann wird diese Zelle in virtuelle Zellen aufgeteilt. Für jede Zelle, die zum größten Teil im Detektor liegt, wird dann separat jeweils ein Wert berechnet. Aus diesen errechneten Werten, wird ein Mittelwert errechnet, der dann für den gesamten im Detektor liegenden Teil der realen Zelle angenommen wird. Dieses Prinzip wird auf Abbildung 30 anhand eines Schnitts durch ein dreidimensionales Gitter gezeigt. Beim *Linear Mesh* vereinfacht sich dieses Prinzip, da es maximal nur zwei reale Zellen geben kann, die die entsprechende Bedingung erfüllen und zudem die Unterteilung wieder nur eindimensional vorgenommen werden muss.

5.3 Implementierung in C++

5.3.1 Allgemein

Die Implementierung dieser Arbeit erfolgte auf Basis einer bestehenden, umfangreichen Software, die in C++ erstellt wurde. Eine der wichtigsten Anforderungen an den Rekonstruktionsalgorithmus ist die Schnelligkeit und Effizienz der Berechnungen durch das Programm. In dieser Arbeit ging es darum, eine Möglichkeit zu finden, das bestehende Programm in Hinblick auf eine Eigenschaft noch effizienter zu machen, ohne seine bereits erprobten Möglichkeiten einzuschränken oder gar zu zerstören. Der Schlüssel dafür liegt in den Konzepten der Klassen und Klassenhierarchien, die durch C++ zur Verfügung gestellt werden.

Im Vergleich zu anderen Programmiersprachen gilt C++ als besonders flexibel und sparsam in Bezug auf Rechenzeit und Speicherplatz für Variablen, die zur Lösung eines

größeren Problems benötigt werden. Sie unterstützt objektorientiertes Programmieren, indem der Programmierer die Möglichkeit hat, selbst neue Datentypen zu definieren, die nicht von der Sprache vorgegeben wurden. Damit kann das zu lösende Problem auf kleinere unabhängige Stücke aufgeteilt werden, wobei jedes für sich übersichtlich und zu handhaben bleibt [44].

Zentral für C++ (und auch für die vorliegende Arbeit) ist das Konzept der Klasse, die ein eigener vom Benutzer definierter Datentyp ist. Sie ist eine abstrakte Vorlage oder ein Bauplan für Objekte (die Instanzen einer Klasse genannt werden). Die zur Laufzeit des Programms erzeugten Objekte einer Klasse, ähneln sich dann in ihrer Struktur. Die Klasse stellt im Verlauf u.a. auch die Initialisierung von Daten sicher und sorgt für benutzerkontrolliertes Speichermanagement sowie für die Datenkapselung, d.h. es kann nicht direkt, sondern nur über Schnittstellen auf die interne Datenstruktur zugegriffen werden [44]. Auf diese Weise wird auch Fehlern vorgebeugt.

Klassen bestehen in der Regel insbesondere aus Membervariablen und Memberfunktionen, die Methoden genannt werden und die die Verhaltensweisen der Objekte bestimmen. Das eigentliche Objekt (die Instanz) einer Klasse (oder auch viele Objekte davon) wird (bzw. werden) während der Laufzeit des Programms erzeugt, indem ein Konstruktor, der selbst Teil dieser Klasse ist, aufgerufen wird und Initialisierungen z.B. von Membervariablen durchführt, wobei die Membervariablen selbst wieder vom Typ anderer Klassen sein können. Eine Destruktur sorgt nach Gebrauch dafür, dass der Speicherplatz wieder freigegeben wird.

Die so beschriebenen Klassen sind jedoch noch nicht flexibel genug, was durch die Einführung von Hierarchien gelöst wird [44]. Dabei gibt es eine Basisklasse mit der höchsten Abstraktion. Von dieser Klasse können Klassen in Reihe oder parallel abgeleitet werden. Man spricht von Vererbung der Eigenschaften der Basisklasse (z.B. Klasse A), die dann in den Subklassen (B, C usw.) mit weiteren Membervariablen und Methoden ergänzt werden können. Eine Basisklasse könnte man z. B. A nennen und davon abgeleitete Sub(sub)klassen B und C. Im Sprachgebrauch von C++ sagt man dann, dass ein C ein B und auch ein A ist und dass ein B wiederum ein A ist. Eine besondere Rolle bei der Vererbung spielen virtuelle Methoden. Diese werden in einer Basisklasse deklariert und müssen dann in einer Subklasse implementiert werden.

5.3.2 *Linear Mesh*

Die für die vorliegende Arbeit neu geschaffene *Linear*-Klasse erbt von der im Programm bereits existierenden *Mesh*-Klasse. *Linear* ist also ein *Mesh*. Das *Mesh* ist die Basisklasse, die eine grundlegende Struktur sowohl räumlich als auch den Methoden nach vorgibt. D.h. das, was ein *Mesh* mindestens „können muss“, ist jeder Ausführung einer von *Mesh* ererbenden Klasse vorgegeben.

Demnach ist ein *Mesh* eine Ansammlung einer endlichen Anzahl von Zellen in einem räumlich begrenzten Bereich. Das *Mesh* muss in einer räumlichen Struktur in Quader-

form liegen, so dass seine Ausdehnung in X-, Y- und Z- Richtung definiert werden kann. Geometrische Formen wie Zylinder oder Kugel kommen nicht in Frage und die Probleme, die sich dadurch am Rand des FSz ergeben, werden durch das Konzept der Virtuellen Zellen gelöst (siehe Abschnitt 5.2). Dagegen kann die räumliche Verteilung und die Form der einzelnen Zellen bei verschiedenen Implementierungen der Basisklasse *Mesh* variieren. Vorgegeben ist dabei lediglich, dass jede Zelle eindeutig durch einen Index und durch eine Position innerhalb des Quaders bestimmt werden kann.

Die Zellen, aus denen ein *Mesh* besteht, können (aber müssen nicht) von einer anderen zuvor schon existierenden Klasse *MeshPoint* erben. Dort sind bereits drei der Membervariablen, die diese Art von Zelle auszeichnen festgelegt: der Ort (*position_*), die Größe (*volume_*) und die Position (*position_*).

In der bisherigen dreidimensionalen Rekonstruktionssoftware wurde mit einer abgeleiteten Klasse *Grid* (sprich: „ein *Grid* ist ein *Mesh*“) ein dreidimensionales Gitter erzeugt. Dazu wurde der *Grid*-Klasse, außer einer für alle drei Raumrichtungen gleichen Gitterbreite, nur die maximale Ausdehnung in allen Koordinatenrichtungen übergeben. Daraus wird dann ein neues Objekt mithilfe vieler Zellen mit den oben beschriebenen Anforderungen erzeugt. Dabei sind die Zellen die Instanzen einer Klasse *GridPoint*, die von *MeshPoint* erbt.

Dem Konstruktor des *Linear* (-*Mesh*) wird neben der Ausdehnung des Raumbereichs und der Gitterbreite zusätzlich der Referenzpunkt sowie die Richtung des Teilchens übergeben. Mit dem Referenzpunkt als Startpunkt der Bahn kann nun ein eindimensionales *Mesh* mit der maximalen Länge des Detektordurchmessers in dem vorgegebenen Raumbereich erzeugt werden.

Deswegen müssen der *Linear*-Klasse zusätzlich zu dem Raumbereich, in dem es sich befinden soll, die Richtung des Teilchens und auch die Koordinaten des Referenzpunktes übergeben werden. Auf dieser Grundlage wird bei der Deklaration eines *Linear*-Objektes (die mit der gleichzeitigen Initialisierung einhergeht) ein eindimensionales Mesh erzeugt, das sich ausschließlich auf der Bahn des Teilchens befindet. Referenzpunkt, Richtung und Gitterbreite werden von dem Konstruktor als Membervariablen initialisiert. Diese liegen von nun an fest und können im Verlauf der Existenz dieses *Linear*-Objektes (d.h. während der gesamten Iteration) nicht mehr verändert werden.

5.4 Zur Interpretation und Darstellung der Ergebnisse

Im Folgenden wurden durch Monte-Carlo-Simulationen generierte Myon-Ereignisse im Bereich der mittleren Myonenergie im JUNO von $\langle E_\mu \rangle = 215 \text{ GeV}$ verwendet. Bei einem Durchgang durch den gesamten FSz, d.h. über $\sim 35 \text{ m}$, entsteht so eine Anzahl von Szintillationsphotonen in der Größenordnung von $\sim 100 \cdot 10^6$ (entsprechend $\sim 3\%$ der insgesamt deponierten Energie; siehe Abschnitt 3.4.2). Von diesen kann nur ein Bruchteil in der Größenordnung von $\sim 10\%$ zu einem PMT gelangen und dort zusätzlich ein p.e. auslösen (siehe Abschnitt 3.4.2). Bei der Rekonstruktion eines solchen Ereignisses kann dieses durch das Rekonstruktionsprogramm berücksichtigt werden (mithilfe der *Emitted Light Reco*; das ist ein optional zu wählender Algorithmus zur Berechnung der emittierten Photonen; vergleiche Formel 4.4 in Abschnitt 4.1.1). Konkret geschieht die Berechnung durch die Berücksichtigung der Abdeckung der Detektorfläche mit PMTs (0, 70), der Quanteneffizienz der PMTs (0, 27) sowie durch die Absorptionslänge (20 m, was zu einer weiteren Reduzierung um einem Faktor $\sim 0,5$ führt). Die in Klammern genannten Werte wurden mit der Konfigurationsdatei dem Rekonstruktionsprogramm übergeben.³¹

Um durch den Rekonstruktionsalgorithmus mithilfe der LUTs (vergleiche Abschnitt 4.1.3) auf Orte wahrscheinlicher Energiedeposition des Primärteilchens rückschließen zu können, werden Szintillationsphotonen benötigt, die ihren Ursprung auf der Bahn des Primärteilchens haben. Bei Streuung, Absorption und Reemission sowie durch Reflexionseffekte geht die Information des Ursprungs verloren und man kann mit einem durch ein solches Photon am PMT verursachten p.e. nicht mehr auf die Bahn des Primärteilchens rückschließen (siehe Abschnitt 3.4.2).

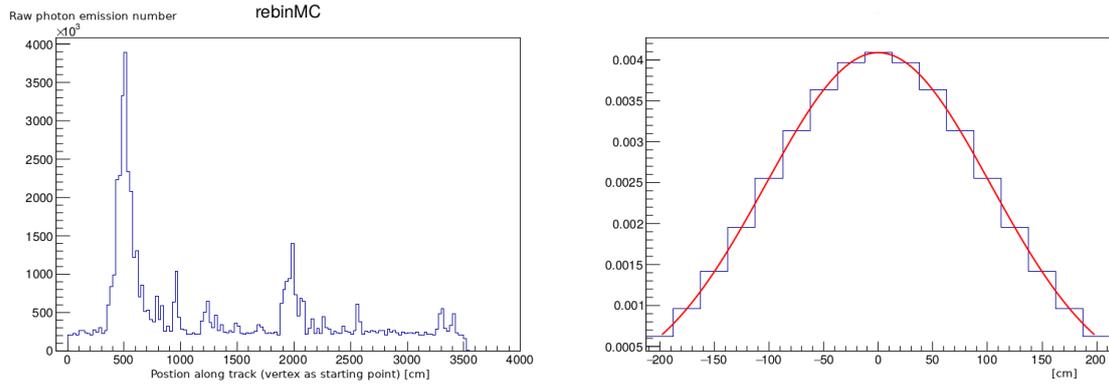
Tabelle 4: Bei den Rekonstruktionen verwendete PMT-Typen

Typ-Name	Zeitauflösung [ns]	Radius [cm]	Anzahl
MCP	5,096	25,5440	54 311
Dynode	1,274	25,5440	5 069
Small	1,911	3,81	36 572
Insgesamt			54 311

Um die Leistungsfähigkeit des *Linear Mesh* zu testen und auftretende Effekte besser zu verstehen, wurden deswegen zunächst Monte-Carlo-Ereignisse gewählt, die nur noch direkte Szintillationsphotonen enthalten. Dabei wurden alle anderen Photonen, die den oben beschriebenen Effekten zugeordnet werden können, sowie Tscherenkow-Licht entfernt. Die Ergebnisse werden anhand eines Myon-Ereignisses beispielhaft in Abschnitt 5.5.2 gezeigt.

Bei einem realistischeren Ereignis der Monte-Carlo-Simulation, aus dem keine Photonen zuvor entfernt wurden, erhöht sich die Zahl der detektierten Photonen um den

³¹Inzwischen wird für JUNO mit einer größeren Abdeckung von 77% geplant sowie mit einer geringeren Quanteneffizienz von 27% gerechnet.



(a) Histogramm der MC-Wahrheit der Raw photon emission number. (b) Gaußkurve zur Faltung mit der MC-Wahrheit.

Abbildung 31: Zum besseren Vergleich mit den Rekonstruktions-Ergebnissen des *Linear Mesh* wird die MC-Wahrheit mit einer Gaußkurve gefaltet, so dass die Auflösungsmöglichkeit der PMTs bei der Bewertung mit einfließen kann. Dabei ist 1σ das Produkt der Auflösung eines PMTs mit dem Quotienten aus Lichtgeschwindigkeit und dem Brechungsindex des FSzs.

Faktor ~ 6 . Erste Rekonstruktionsergebnisse werden beispielhaft in Abschnitt 5.5.2 gezeigt und diskutiert.

Die bei der Simulation und Rekonstruktion verwendeten Typen der insgesamt 54 000 PMTs sowie jeweils deren Anzahl, Größe und zeitliches Auflösungsvermögen sind in Tabelle 4 gezeigt.

Zum besserem Vergleich der Ergebnisse der *Linear*-Rekonstruktionen wurde bei der Darstellung der Monte-Carlo-Wahrheit die Zeitauflösung der PMTs berücksichtigt. Dazu wurden jeweils die Histogramme der Anzahl der rohen Photonenemission der Monte-Carlo-Wahrheit mit einer Gaußverteilung gefaltet, wobei $\sigma[\text{cm}] = \text{Zeitauflösung der PMTs} [\text{ns}] \cdot (\text{Lichtgeschwindigkeit} [\text{cm/ns}] / \text{Brechungsindex des Szintillators})$ ist. Auf Abbildung 31 sieht man ein Histogramm der Photonenemissionen einer Monte-Carlo-Wahrheit (a) sowie die Gaußkurve mit der dieses gefaltet wurde (b). Die aus der Kurve abgeleitete Stufenform berücksichtigt, dass es sich bei den Daten der Monte-Carlo-Wahrheit um Histogramme der Anzahl emittierter Photonen innerhalb von Wegstreckenabschnitten handelt. Gewählt wurde für alle Darstellungen die ungenauere Zeitauflösung der MCPs (siehe Tabelle 4), da es sich im Verlauf der Erprobung des *Linear Mesh* gezeigt hat, dass eine bessere örtliche Auflösung (die sich aus einer besseren Zeitauflösung ergibt), auch wenn nur Dynoden- und Small-PMTs verwendet werden, nicht möglich war. So können zum Beispiel die beiden Peaks der Monte-Carlo-Wahrheit bei 3300 cm und 3400 cm auf Abbildung 31 (a) nicht aufgelöst werden (siehe Abschnitt 5.5.2). Effekte unterschiedlicher PMTs sind im Anhang A.2 gezeigt. In Anhang A.3 sieht man den Effekt unterschiedlicher σ .

Die Resultate des *Linear Mesh* wurden mit der Monte-Carlo-Wahrheit normiert, sodass die Integrale jeweils gleich sind. Bei der Darstellung der 3-D-*Grid*-Rekonstruktionen wurde auf eine bestehende Form zurückgegriffen. Dabei werden drei Schnitte durch den FSz vorgenommen, sodass man auf den x/y-, x/z- und y/z-Ebenen

Projektionen von Wahrscheinlichkeitsdichten über eine Schnittbreite als 2-D Histogramm darstellen kann. Helle Werte stehen für höhere Wahrscheinlichkeitsdichten (entsprechend der wahrscheinliche höheren Energiedeposition an diesen Orten) und dunklere für niedrigere Wahrscheinlichkeiten. Auf einem 4. Graphen wird daraus resultierend die wahrscheinliche Energiedeposition entlang der Spur gezeigt. Dabei wurde das Rekonstruktionsergebnis mit der MC-Wahrheit normiert, so dass beide Integrale wieder gleich sind. Die Höhe des y-Achsenabschnitts resultiert aus der Annahme, dass die gesamte Energie im Detektor verbleibt, was allerdings in den folgenden Beispielen nicht der Fall ist, da die gewählten Myonen die Detektor durchqueren. Aus diesem Grund ist die Energiebewertung zu hoch.

5.5 Ergebnisse und der Vergleich mit der MC-Wahrheit und mit der dreidimensionalen Rekonstruktion

5.5.1 Ergebnisse mit direkten Szintillationsphotonen

Untersucht wurde hier ein Myon-Ereignis von 209 GeV, dessen für die Rekonstruktion relevante Bahn am Rand des FSz an einem Referenzpunkt $(0, -200, 1758)$ cm beginnt und den FSz in negativer Z-Richtung komplett durchquert. Mit einer in der Konfigurationsdatei gewählten Zellengröße von 25 cm wurde dafür von dem Rekonstruktionsprogramm ein *Linear Mesh* mit 140 Zellen bzw. Datenpunkten erstellt, für die die Wahrscheinlichkeitsdichten berechnet wurden. Grundlage dafür waren der Referenzpunkt und die Referenzzeit, die Richtung und die Daten der Monte-Carlo-Simulation, d.h. die Ankunftszeiten von insgesamt $\sim 2 \cdot 10^6$ direkter Szintillationsphotonen mit den dazugehörigen 54 311 IDs der PMTs, auf die die Photonen verteilt waren. Die genauen Daten sind in Tabelle 5 zusammengestellt.

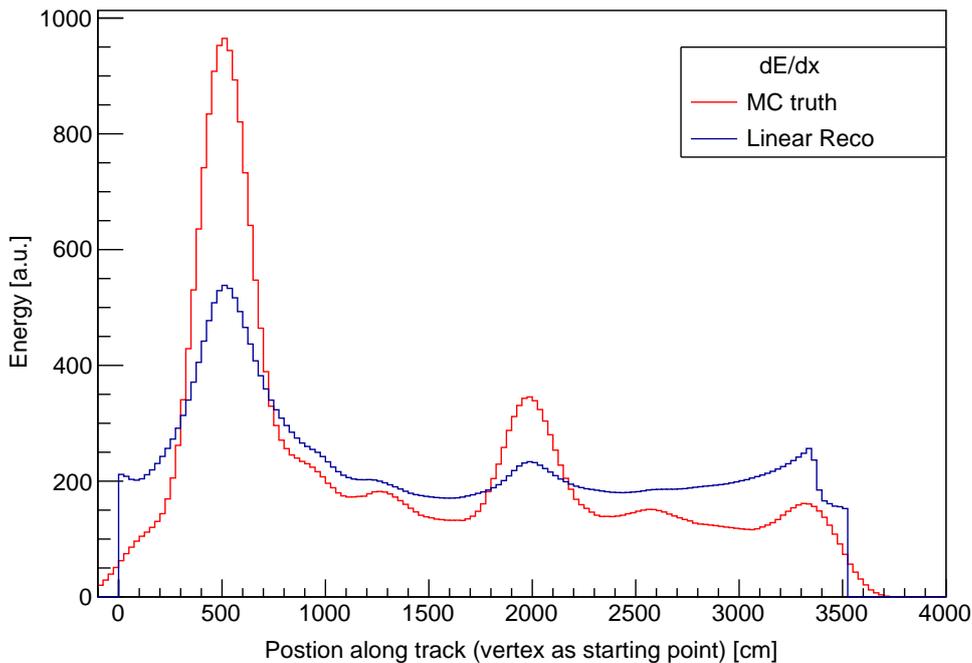


Abbildung 32: Ergebnis der Rekonstruktion eines Myon-Ereignisses von 209 GeV mithilfe des *Linear Meshs* (blau) im Vergleich zu der Monte-Carlo-Wahrheit (rot). Orte größerer Teilchenschauer um die Punkte ~ 550 cm, ~ 2000 cm und ~ 3350 cm können deutlich sichtbar identifiziert werden. Unterschieden wurden aber auch die Peaks bei ~ 900 cm, ~ 1250 cm und ~ 2600 cm

Das Ergebnis der Rekonstruktion dieses Myon-Ereignisses mithilfe des *Linear Meshs* (blau) im Vergleich zu der Monte-Carlo-Wahrheit (rot) ist auf Abbildung 32 zu sehen. Man sieht, dass Orte größerer Teilchenschauer um die Punkte ~ 500 cm, ~ 2000 cm und ~ 3350 cm gut identifiziert werden können. Angedeutet sind aber auch die Peaks bei ~ 900 cm, ~ 1250 cm und ~ 2600 cm. Zu bemerken ist der im Vergleich zur Monte-Carlo-Wahrheit rasche Abfall kurz vor dem Ende der Bahn. Dabei könnten Effekte am Acrylglas, d.h. an der Wand des Szintillators, eine Rolle spielen. Außerdem

liegt die Höhe der *Linear Reco* zum Ende immer deutlicher über der Kurve der Monte-Carlo-Wahrheit. Dieses könnte in den solchen Szintillationsphotonen begründet sein, die ihren Ursprung in einem verzögerten Zerfall haben und deswegen einem zu nah am Ende der Bahn liegendem Ort zugeordnet werden (zur Modellierung der zufälligen Zeitbeiträge siehe Abbildung 23 in Kapitel 4.1.1).

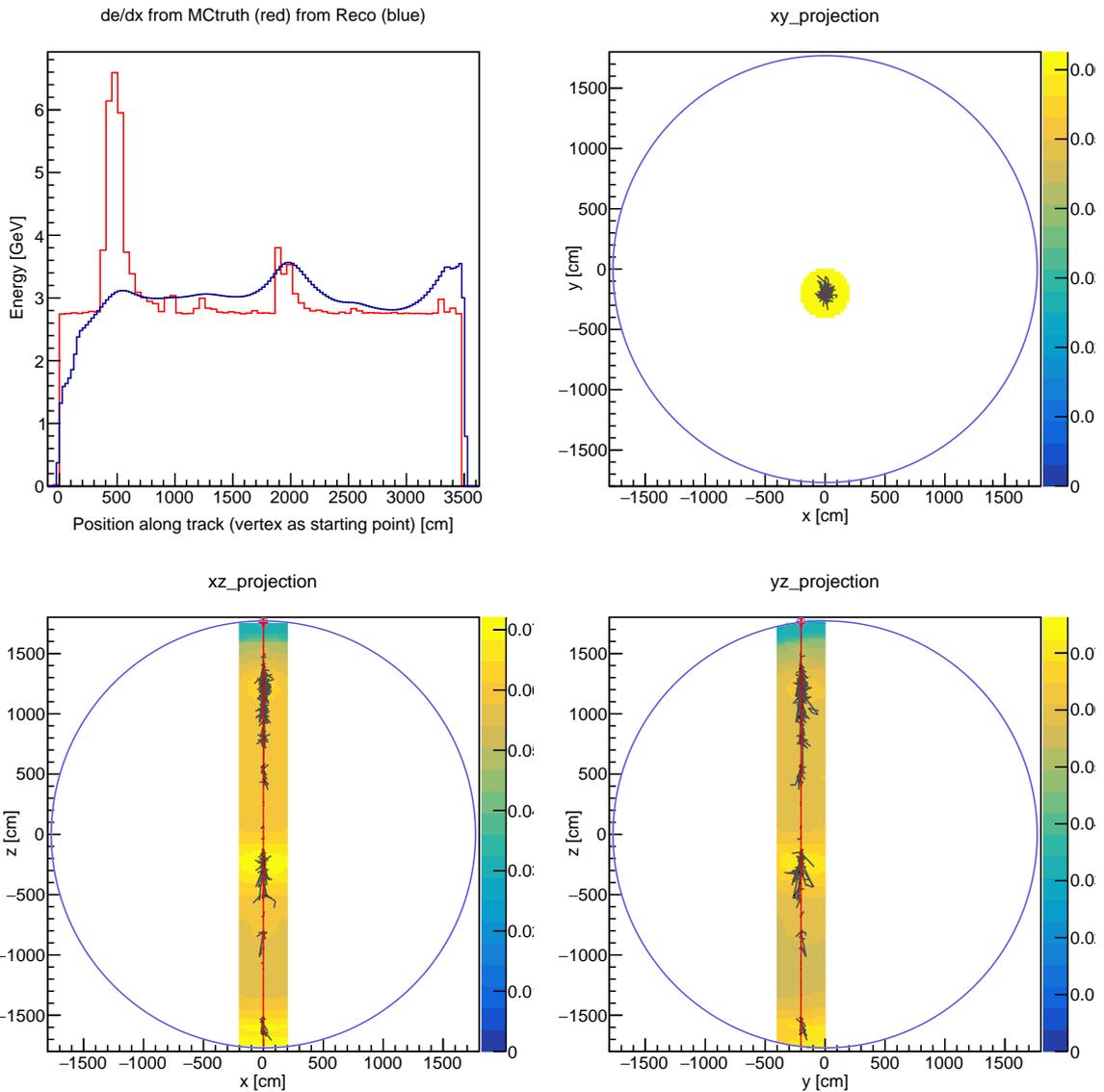


Abbildung 33: 3-D-Rekonstruktionsergebnis mit *Grid* des Ereignisses von Abbildung 32. Aus der Darstellung des Energieverlusts pro Weglängeneinheit dE/dx erkennt man, dass Orte Teilenschauern mit höherer Energiedeposition erkannt wurden. Allerdings gibt es eine Unterbewertung starker und eine Überbewertung schwächerer Energieverluste. Dieses könnte allerdings an der Darstellung liegen, da hierbei angenommen wurde, dass die gesamte Energie im Detektor verbleibt, sodass man hier die Einheiten der deponierten Energie pro Bin zu hoch gewählt ist.

Zum Vergleich wurde dasselbe Ereignis mit der ursprünglichen 3-D *Grid*-Rekonstruktion untersucht. Um diese Rekonstruktion zu beschleunigen, wurde die Option *Track-Mask* gewählt, die es ermöglicht einen Zylinder mit einem wählbaren Radius (in diesem Fall 2 m) um eine erwartete Bahn zu legen. Dadurch werden die zu bewer-

Tabelle 5: Daten zur Rekonstruktion des Myonereignisses auf Abbildungen 32 und 33.

Primärteilchen	Myon
Energie	209 GeV
RefPoint	(0, -200, 1 758) cm
Richtung	(0, 0, -1)
Detektierte direkte Photonen (direkte p.e.)	2 069 547
Anzahl PMTs	54 311
Zellengröße	25 cm
Anzahl an Zellen <i>Linear</i> (<i>Grid</i>)	140 (29 164)
Emittiertes Licht	ja
Rechenzeit <i>Linear</i>	~0,5 min
Rechenzeit <i>Grid</i>	~25 min

tenden Zellen von $\sim 3 \cdot 10^6$ für das gesamte Volumen des FSz auf $\sim 28 \cdot 10^3$ reduziert. Neben Referenzpunkt und -Zeit muss dem Programm wie beim *Linear Mesh* zusätzlich auch die Richtung als bekannt übergeben werden. Trotz der dadurch erfolgten erheblichen Reduzierung der zu bewertenden Zellen war die Rechenzeit um einen Faktor ~ 50 länger als für das *Linear Mesh* (siehe Tabelle 5 für genaue Werte).

Die Ergebnisse sind auf Abbildung 33 dargestellt. Bei der Darstellung als Energieverlust pro Weglängeneinheit (dE/dx) werden wie beim *Linear Mesh* Orte höherer Energiedeposition erkannt. Allerdings kommt es zu einer umgekehrten Bewertung der Stärke der Peaks, so dass der hohe Peak der Monte-Carlo-Wahrheit bei ~ 500 cm niedriger bewertet wird als der kleine Peak am Ende der Bahn. Auch können die Peaks bei 900 cm und 1250 cm nicht unterschieden werden, so dass man insgesamt mit dem *Linear Mesh* ein besseres Ergebnis in um den Faktor ~ 50 kürzer Zeit als mit dem *Grid Mesh* erzielt.

5.5.2 Ergebnisse mit direkten und indirekten Szintillationsphotonen

Untersucht wurde nun ein simuliertes Myon-Ereignis mit 200 GeV. Die Spur in negativer Z-Richtung beginnt am Rand des FSz beim Referenzpunkt (0, -500, 1696) cm. Wiederum wurde eine Zellengröße von 25 cm gewählt. Mit dieser Information wurde von dem Rekonstruktionsalgorithmus wegen der kürzeren Spur als im Beispiel in Abschnitt 5.5.2 ein etwas kleineres *Linear Mesh* mit 138 Zellen bzw. Datenpunkten erstellt.

Es handelt sich um eine realistische Simulation, da aus den zugrunde liegenden Daten der Monte-Carlo-Simulation keine Photonen herausgenommen wurden. Deswegen muss jetzt eine um den Faktor ~ 6 größere Anzahl von detektierten Photonen verarbeitet werden. Es sind also nicht nur direkte Szintillationsphotonen bewertet worden, sondern auch solche, die z.B. durch Compton-Streuung oder Absorption und anschließender Reemission die Information über einen Ursprung auf der Myonbahn nicht mehr tragen können. Bei der Rekonstruktion führte dieses zu einer überproportionalen Verlängerung der Rechenzeit auf 17 min, die kürzer, aber nicht mehr um eine Größenordnung kleiner ist als die des 3-D-Rekonstruktion (siehe Tabelle 6).

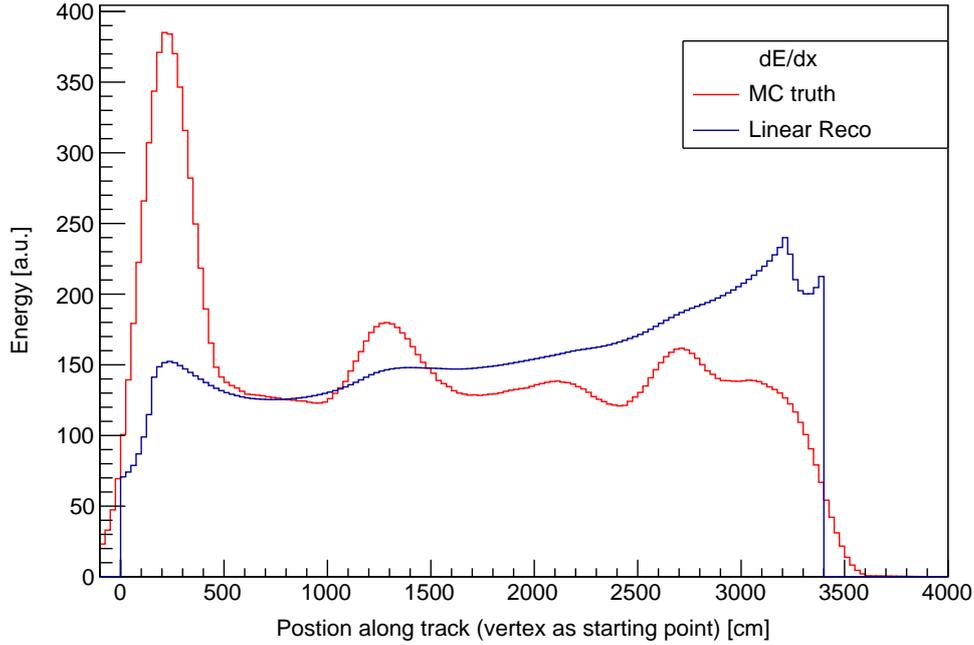


Abbildung 34: Ergebnis der Rekonstruktion eines Myon-Ereignisses von 200 GeV mithilfe des *Linear Meshs* (blau) im Vergleich zu der Monte-Carlo-Wahrheit (rot). Drei Orte größerer Energiedeposition auf der Spur bei 250 cm, 1300 cm und 2700 cm werden erkannt. Allerdings steigt die Kurve kontinuierlich und unrealistisch zum Ende der Spur und dem Austrittspunkt des Myons an, so dass aufgrund der Normierung die ersten Peaks unterbewertet werden und die Peaks zum Ende der Spur kaum oder gar nicht erkannt werden können.

Auf Abbildung 34 ist das Ergebnis der Rekonstruktion mit dem *Linear Mesh* zu sehen. Man erkennt, dass die Orte größerer Energiedeposition auf der Spur bei 250 cm, 1300 cm und auch 2700 cm erkannt wurden. Allerdings steigt die Kurve kontinuierlich und unrealistisch zum Ende der Spur und dem Austrittspunkt des Myons an, so dass man hier von einer hohen Energiedeposition ausgehen müsste, die aber nicht vorlag, wie die rote Kurve der Monte-Carlo-Wahrheit zeigt. Dieser Effekt ist unabhängig vom *Linear Mesh* und tritt auch bei der 3-D-Rekonstruktion auf (siehe Abbildung 35).

Anscheinend wird hier gestreutes Licht noch kontinuierlich überbewertet, weil in dem Rekonstruktionsalgorithmus davon ausgegangen wird, dass alle Photonen die glei-

Tabelle 6: Daten zur Rekonstruktion des Myonereignisses auf Abbildung 34.

Primärteilchen	Myon
Energie	200 GeV
RefPoint	(0, -500, 1 696) cm
Richtung	(0, 0, -1)
Photonen-Roh-Emissionen	105 245 000
Detektierte Photonen	11 863 801
Anzahl PMTs	54 311
Zellengröße	25 cm
Anzahl an Zellen <i>Linear</i> (<i>Grid</i>)	138 (28 103)
Emittiertes Licht	ja
Rechenzeit <i>Linear</i>	~17 min
Rechenzeit <i>Grid</i>	~20 min

che Qualität an Information tragen. Die Photonen haben jedoch je nach Detektionszeit und -Ort unterschiedliche Wahrscheinlichkeiten, direkte oder gestreute Photonen zu sein. Dafür wurde bereits ein Streulichtalgorithmus implementiert, der - bei (annähernd) bekannter Spur des Primärteilchens - den Szintillationsphotonen Wahrscheinlichkeiten zuordnet, zum Streu- oder direktem Licht zu gehören [12].

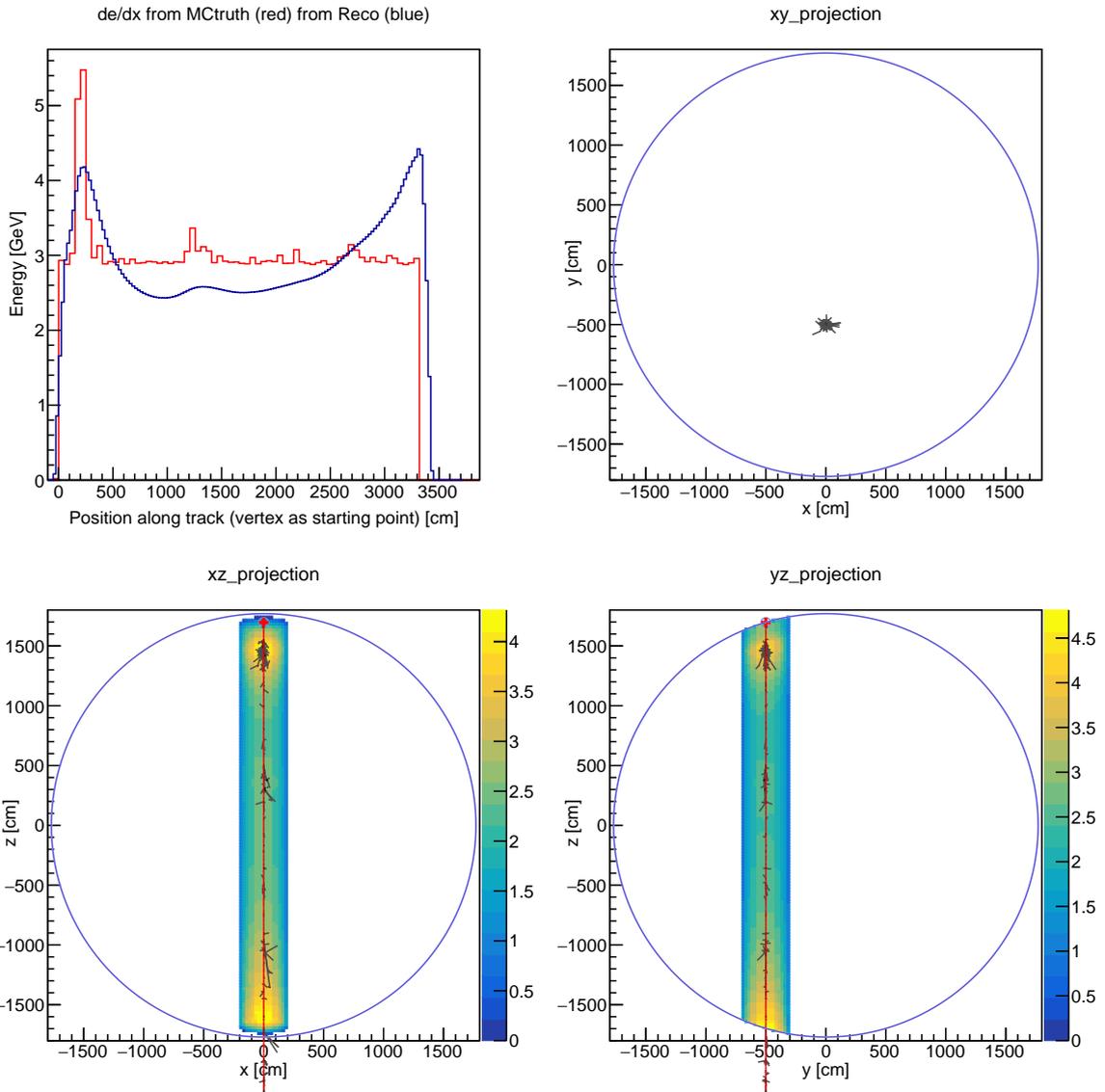


Abbildung 35: 3-D-Rekonstruktionsergebnisse des Ereignisses von Abbildung 34 (siehe auch Tabelle 6). Orte größerer Energiedeposition auf der Spur bei 250 cm, 1300 cm und auch bei 2700 cm sind auf der dE/dx -Darstellung zu erkennen. In den 2-D-Histogrammen äußert sich dieses durch mit hellem Gelb identifizierten Teilchenschauer am Beginn der Spur und falscher Zuordnung von Wahrscheinlichkeit zum Ende der Spur. Bei der Darstellung des Energieverlustes pro Weglängeneinheit d wurde angenommen, dass die gesamte Energie im Detektor verbleibt. Deswegen ist der y-Achsenabschnitt in dieser Darstellung zu hoch.

Zum Vergleich sieht man auf Abbildung 35 das Resultat mit der 3-D-Rekonstruktion. Wieder war eine zylindrische Spurmaske mit einem Radius von 2 m gewählt worden, um die Rekonstruktionszeit zu verkürzen. Auch hier werden Orte größerer Energiedeposition auf der Spur bei 250 cm, 1300 cm und kaum merklich auch bei 2700 cm identifiziert. Allerdings gibt es auch hier einen starken Anstieg der Kur-

ve zum Spurende obwohl dort der MC-Wahrheit nach keine entsprechende Energie deponiert wurde. Dieses Ergebnis wird auch in den 2-dimensionalen Histogrammen gespiegelt.

Man sieht, dass der Schauer am Beginn der Spur gut identifiziert wurde, während dem Ende der Spur sehr viel Wahrscheinlichkeit zugeordnet wird, obwohl es hier keine größeren Teilchenschauer gab. Bei der Bewertung der 2-dimensionalen Histogramme ist hier zu beachten, dass eine relativ große Projektionsdicke von 3 m gewählt wurde. Dadurch werden Wahrscheinlichkeiten näher am Track überbewertet und es gibt optisch den Eindruck eines Zylinders, da die Ränder parallel zur Spurrichtung dunkler dargestellt wurden. Bei einer kleineren Schnittbreite würde sich der Farbverlauf senkrecht zur Spurrichtung nicht so stark verändern (vergleiche Abbildung 33).

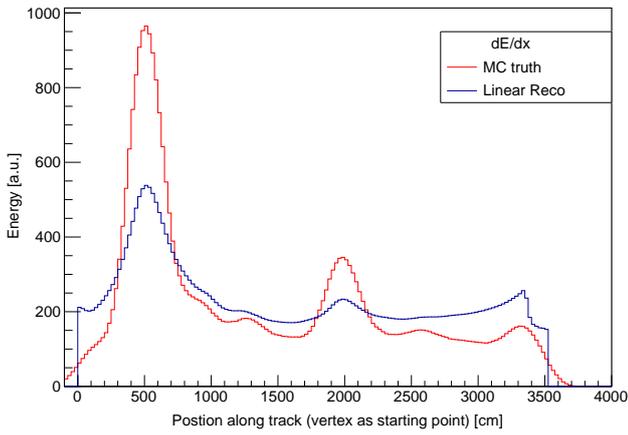
6 Zusammenfassung und Ausblick

In dieser Arbeit wurde gezeigt, dass es konzeptionell mit einer linearen Projektion von Wahrscheinlichkeitsdichten möglich ist, eine räumliche Anzahldichteverteilung optischer Photonen derart zu rekonstruieren, dass Orte größerer Energiedeposition entlang einer als vorher bekannt angenommenen Spur identifiziert werden können.

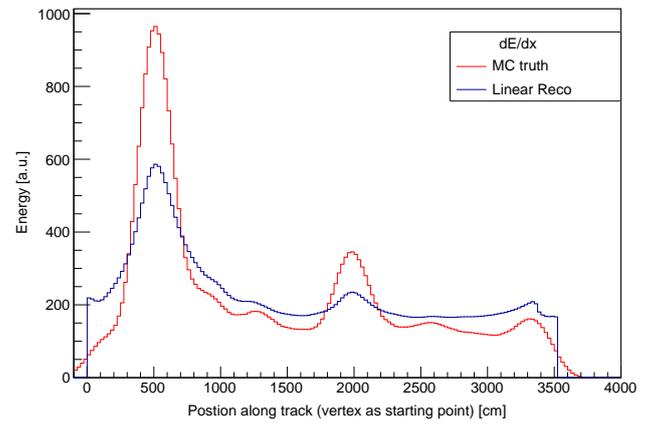
Der mit dem um diese Option für die vorliegende Arbeit erweiterte Algorithmus der topologischen Rekonstruktion erzielte in ersten Tests Ergebnisse, die vergleichbar oder besser als die der 3D-Rekonstruktionen waren. In den untersuchten Fällen trat zudem ein Zeitersparnis auf, so dass es lohnenswert erscheint, diese Methode weiter zu entwickeln und auf Genauigkeit statisch zu untersuchen. Dieses kann geschehen, sobald ein bereits existierender Streulichtalgorithmus weiter optimiert wird, da es zur Zeit unabhängig von der gewählten Rekonstruktionsmethode noch zu einer stärkeren Überbewertung von Signalen zum Ende einer Spur kommt.

A *Linear Mesh*

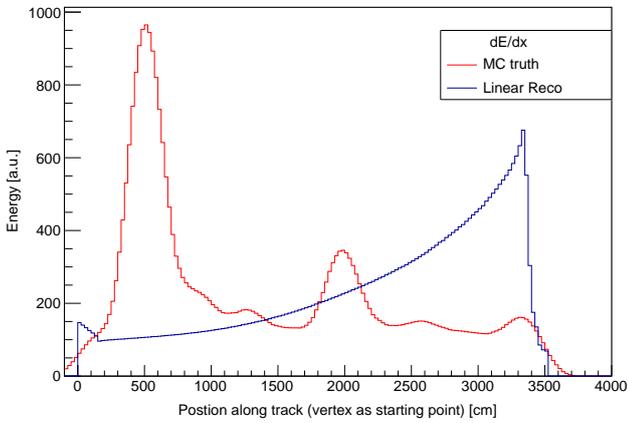
A.1 Vergleich PMTs



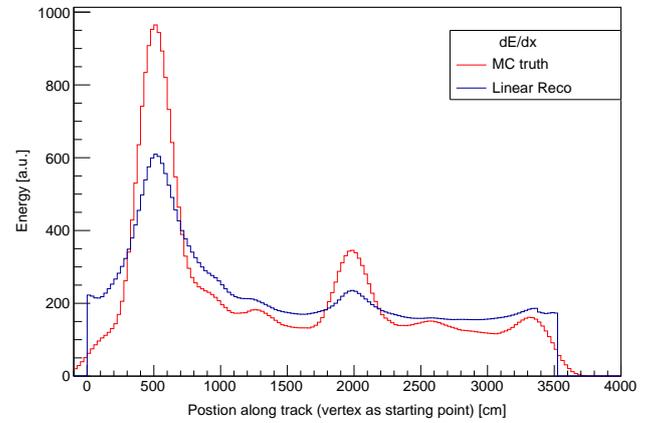
Alle PMTs und Small AN (Rechenzeit 27 s)



Nur Dynoden und Small AN (Rechenzeit 25 s)



Nur Dynoden AN (Rechenzeit 11 s)



Nur Small ON (Rechenzeit 24 s)

A.2 Vergleich Iterationen

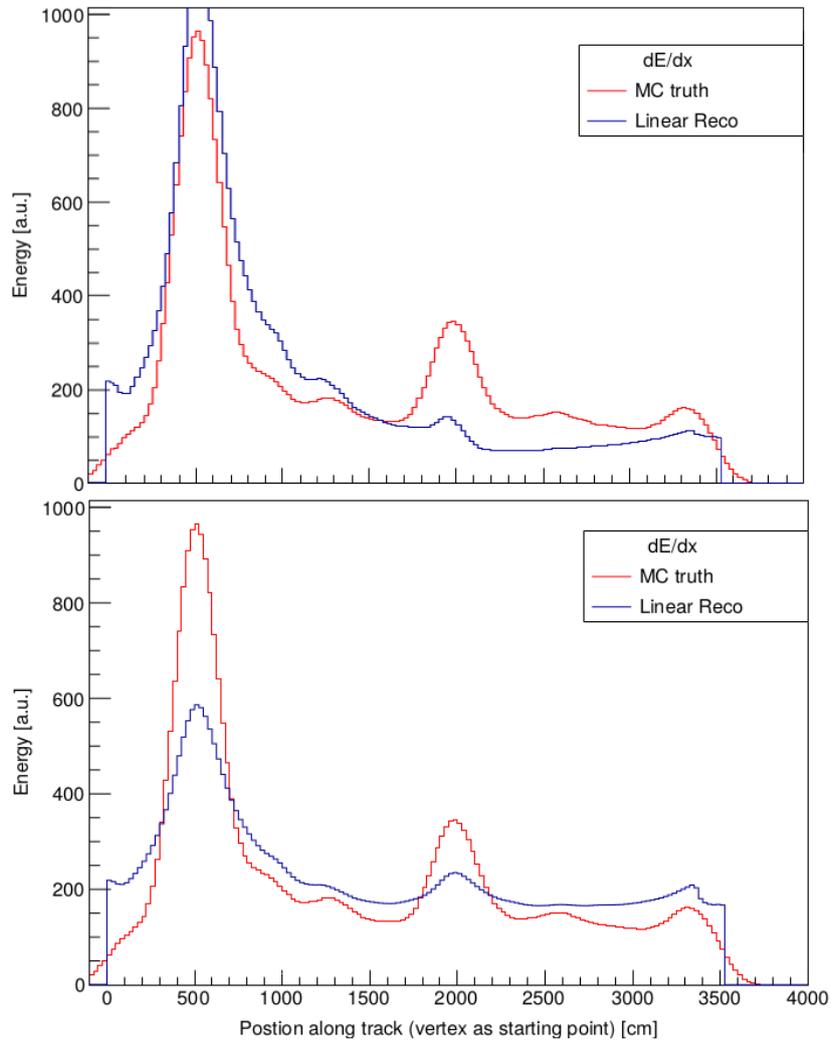
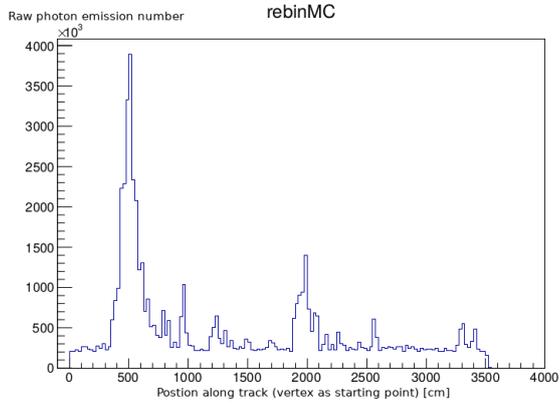
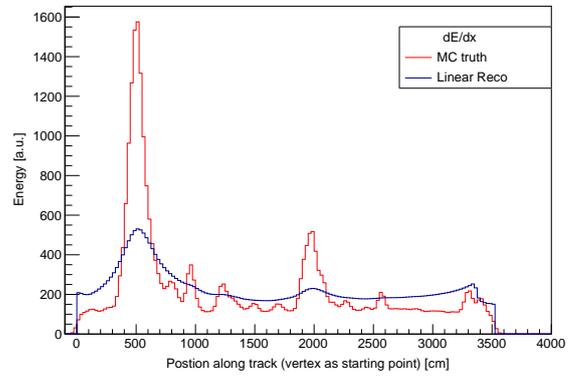


Abbildung 36: Iterationen führen zu keiner eindeutigen Verbesserung beim *Linear Mesh*. Für Daten zu diesem Myon-Ereignis siehe Tabelle 5.

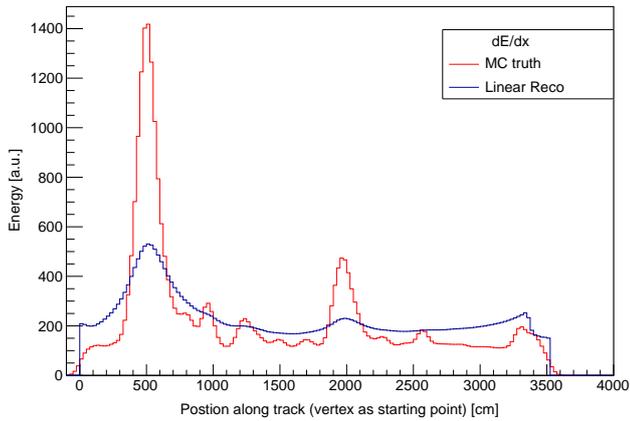
A.3 Faltung der MC-Wahrheit mit Gaußkurve unter Annahme unterschiedlicher Zeitaufösungen der PMTs und MCPs



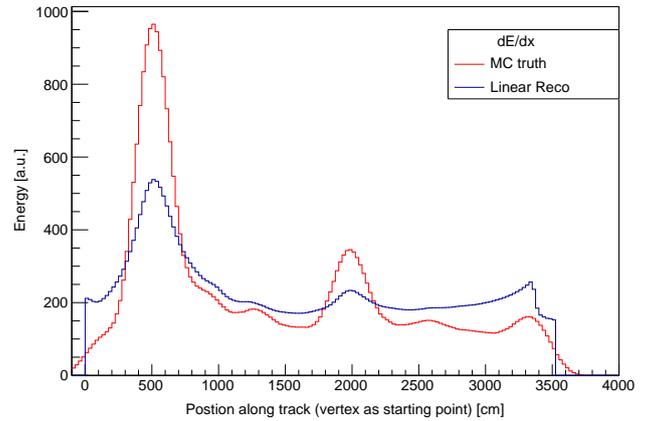
Anzahl der Photonemissionen



Zeitauflösung 1,274 ns (vgl. dynode)



Zeitauflösung 1,911 ns (vgl. small)



Zeitauflösung 5,096 ns (vgl. MCP)

B Weitere Graphen

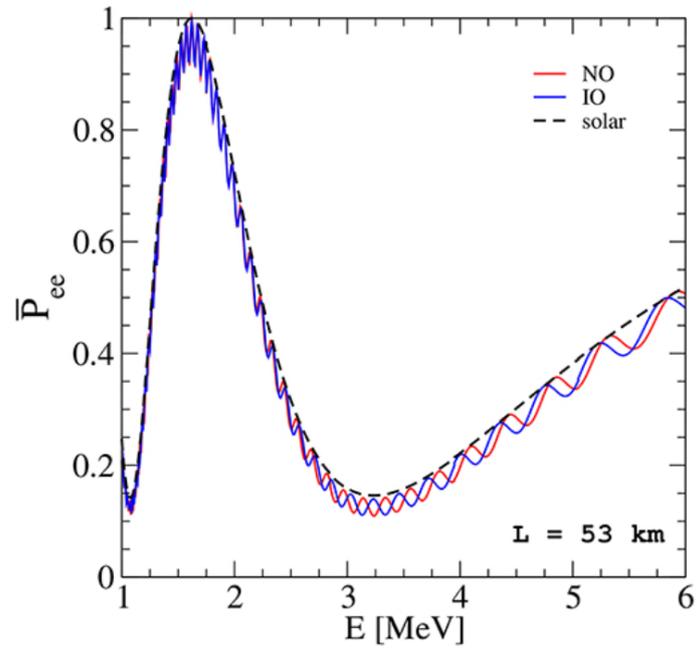


Abbildung 37: Überlebenswahrscheinlichkeit der Antielektronenutrinos bei einem Reaktorexperiment wie JUNO mit $L = 53$. Die blaue Kurve zeigt die Kurve wie sie für Normale Massenordnung und die rote wie sie für invertierte Massenordnung aussehen müsste. [45].

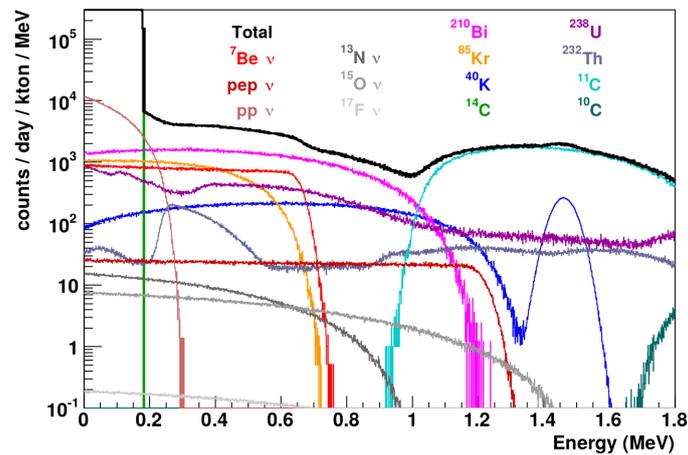


Abbildung 38: Erwartetes Spektrum für Sonnenneutrinos und von radioaktiven Isotopen. [2]

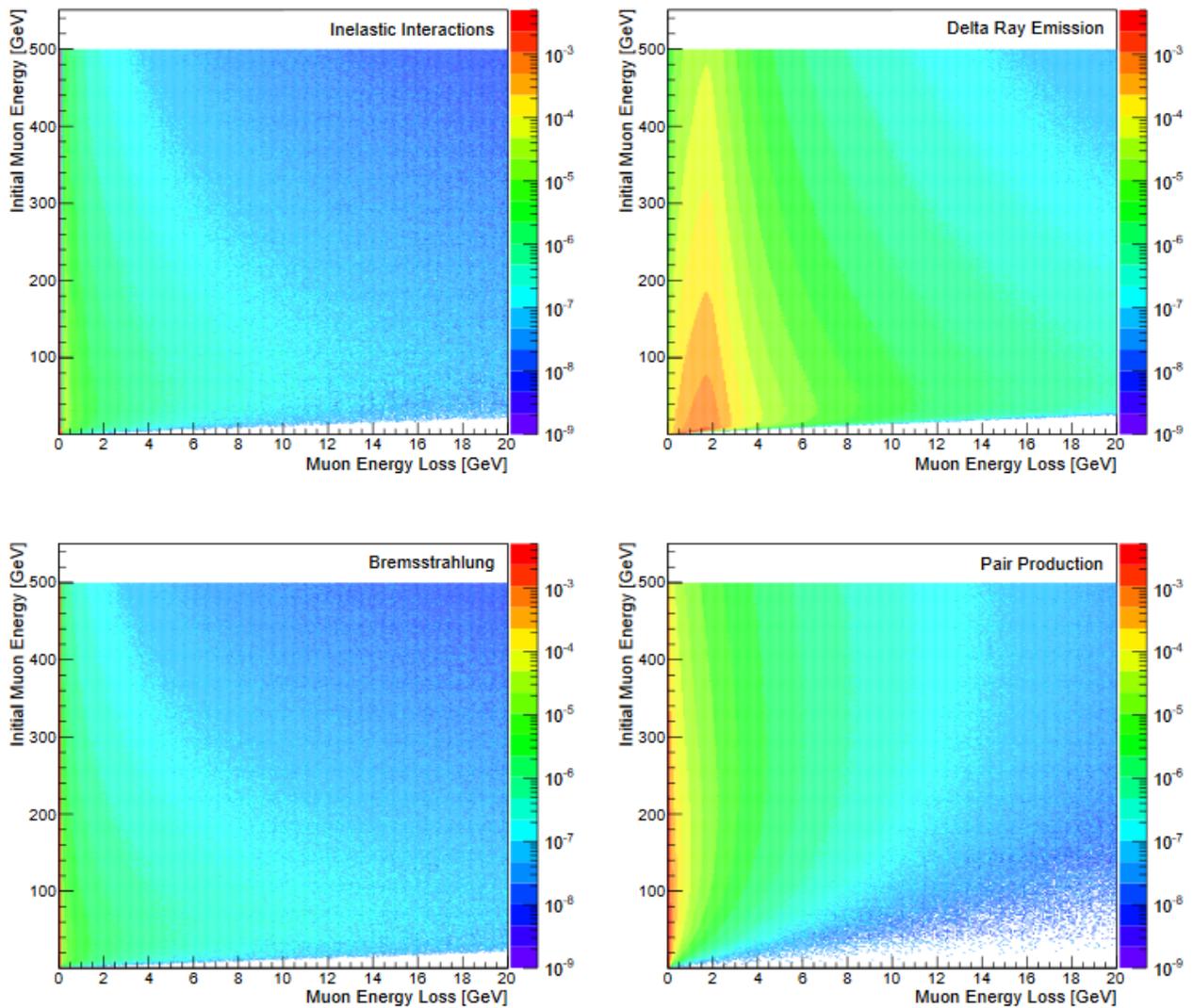


Abbildung 39: Aufteilung der durch Myonen verschiedener Anfangsenergien deponierten Schauerenergie (d.h. hier zusätzlich zur Ionisationsenergie von $E_{Ionisation} < 100$ keV). Der wichtigste inelastische Prozess besteht aus photo-nuklearen Wechselwirkungen. Man sieht, dass die Deltastrahlung verantwortlich für die meiste Energiedeposition ist und, im Vergleich mit Abbildung 19 in Abschnitt 3.5.2, ganz wesentlich das Spektrum der Energiedeposition bestimmt [35].

C Weitere Abbildungen

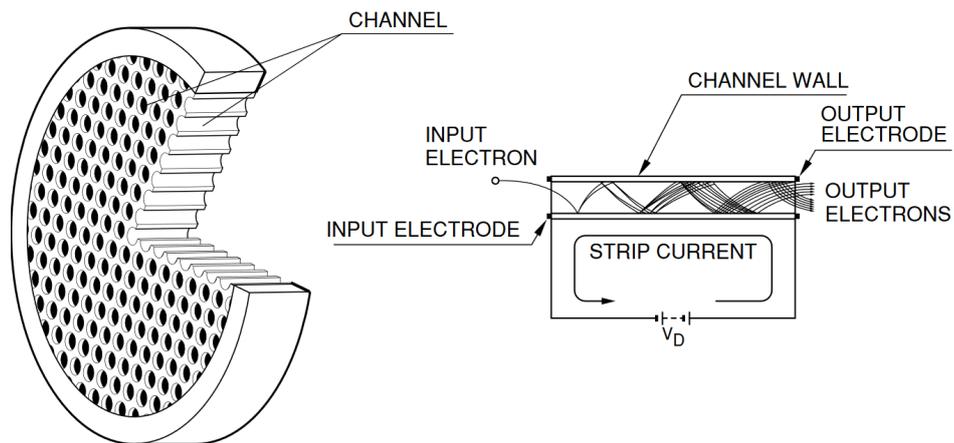


Abbildung 40: Schema der Struktur eines MCP (links) und der Verstärkungsmechanismus (rechts)
[47]

Abbildungsverzeichnis

1	Das Standardmodell im Überblick	5
2	Feynman-Diagramm des IBD.	5
3	Messung der Spektren der Reaktor-neutrinos $\bar{\nu}_e$	7
4	Beziehung zwischen Baseline L, Δm^2 und Reaktorleistung und FSz-Volumen.	8
5	Entstehung der solaren $\bar{\nu}_e$ durch die PP-Reaktions-Kette und den CNO-Zyklus.	10
6	Neutrino-Spektren vom PP-Kanal und dem CNO-Zyklus.	11
7	2-Flavour-Oszillation vom Super-Kamiokande-Experiment.	13
8	Beispiel einer normierten 2-Flavour-Oszillation ($P(\nu_\mu \rightarrow \nu_e)$).	14
9	[2-Flavour-Oszillation vom KamLAND-Experiment.	17
10	Massenhierarchie: NH und IH	18
11	Graphische Darstellung der Winkel Θ_{ij} der MNSP [25],[18].	20
12	Spektren von Oszillationskomponenten der Reaktor-neutrinos bei einer Baseline von 60 km	23
13	Geographische Lage des JUNO in Bezug auf Kernkraftwerke	25
14	Schematische Ansicht des JUNO-Detektors. [1]	26
15	Dynoden-PMT	30
16	Zerfallsschema für ${}^9\text{Li}$ und ${}^8\text{He}$	31
18	Spektrum von E_μ in unterschiedlichen Tiefen	32
17	Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung in Abhängigkeit von E_μ und E_{Schauer}	32
19	Zweidimensionale Häufigkeitsverteilung des Energiedeposition durch Deltastrahlung in Abhängigkeit der Wegstrecke	33
20	99% der ${}^9\text{Li}$ -Isotope entstehen in einem Radius $< 3,70$ m um die Myon-Spur [42].	34
21	Modell des Informationstransportes im Rekonstruktionsmodell.	37
22	Zweidimensionale Isochrone für verschiedene $\hat{t}_j(\vec{x})$ im Modell der Rekonstruktion.	38
23	p.d.f. $\Phi_{t_s}(\vec{x})$	38
24	Wahrscheinlichkeitsdichtefunktion $\Phi_{j,k}(\vec{x})$	39
25	Rekonstruktionsergebnisse eines Myonereignisses bei 0. und 21. Iteration.	40
26	LUT für Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon in Abhängigkeit von der Weglänge und Winkel von einem PMT gemessen werden kann. Dieses entspricht wesentlich der Detektoreffizienz $\varepsilon_j(\vec{x})$ [32].	41
27	LUT für die mittlere Flugzeit eines Photons.	41
28	Radiale Verteilung von ${}^9\text{Li}$ um eine Myon-Spur.	43
29	Schematische Darstellung der Ausführungen eines <i>Meshs</i> . Die Wahrscheinlichkeitsdichte der Emission von Szintillationsphotonen wird jeweils für die Mitte einer Zelle (Voxel oder Bin) berechnet und dann als konstant über den Bereich der gesamten Zelle angenommen. Links ist ein Schnitt durch ein dreidimensionales Gitter mit den Datenpunkten in der Mitte und rechts das Prinzip eines eindimensionalen Gitters.	44
30	Virtuelle Zellen.	45

31	Zum besseren Vergleich mit den Rekonstruktions-Ergebnissen des <i>Linear Mesh</i> wird die MC-Wahrheit mit einer Gaußkurve gefaltet, so dass die Auflösungsmöglichkeit der PMTs bei der Bewertung mit einfließen kann. Dabei ist 1σ das Produkt der Auflösung eines PMTs mit dem Quotienten aus Lichtgeschwindigkeit und dem Brechungsindex des FSzs.	49
32	Ergebnis der Rekonstruktion eines Myon-Ereignisses von 209 GeV mithilfe des <i>Linear Meshs</i> (blau) im Vergleich zu der Monte-Carlo-Wahrheit (rot). Orte größerer Teilchenschauer um die Punkte ~ 550 cm, ~ 2000 cm und ~ 3350 cm können deutlich sichtbar identifiziert werden. Unterschieden wurden aber auch die Peaks bei ~ 900 cm, ~ 1250 cm und ~ 2600 cm	51
33	3-D-Rekonstruktionsergebnis mit <i>Grid</i> des Ereignisses von Abbildung 32. Aus der Darstellung des Energieverlusts pro Weglängeneinheit dE/dx erkennt man, dass Orte Teilchenschauern mit höherer Energiedeposition erkannt wurden. Allerdings gibt es eine Unterbewertung starker und eine Überbewertung schwächerer Energieverluste. Dieses könnte allerdings an der Darstellung liegen, da hierbei angenommen wurde, dass die gesamte Energie im Detektor verbleibt, sodass man hier die Einheiten der deponierten Energie pro Bin zu hoch gewählt ist.	52
34	Ergebnis der Rekonstruktion eines Myon-Ereignisses von 200 GeV mithilfe des <i>Linear Meshs</i> (blau) im Vergleich zu der Monte-Carlo-Wahrheit (rot). Drei Orte größerer Energiedeposition auf der Spur bei 250 cm, 1300 cm und 2700 cm werden erkannt. Allerdings steigt die Kurve kontinuierlich und unrealistisch zum Ende der Spur und dem Austrittspunkt des Myons an, so dass aufgrund der Normierung die ersten Peaks unterbewertet werden und die Peaks zum Ende der Spur kaum oder gar nicht erkannt werden können.	54
35	3-D-Rekonstruktionsergebnisse des Ereignisses von Abbildung 34 (siehe auch Tabelle 6). Orte größerer Energiedeposition auf der Spur bei 250 cm, 1300 cm und auch bei 2700 cm sind auf der dE/dx -Darstellung zu erkennen. In den 2-D-Histogrammen äußert sich dieses durch mit hellem Gelb identifizierten Teilchenschauer am Beginn der Spur und falscher Zuordnung von Wahrscheinlichkeit zum Ende der Spur. Bei der Darstellung des Energieverlustes pro Weglängeneinheit d wurde angenommen, dass die gesamte Energie im Detektor verbleibt. Deswegen ist der y-Achsenabschnitt in dieser Darstellung zu hoch.	55
36	Lineare Rekonstruktionsergebnisse nach 0. und 1. Iteration.	59
37	Überlebenswahrscheinlichkeit der $\bar{\nu}_e$ bei $L = 53$	61
38	Spektrum Sonnen-Neutrinos	61
39	Unterteilung der Energieverlustarten von Myonen (Deltastrahlung, Paarproduktion, Bremsstrahlung und Inelastischen Streuung).	62
40	Struktur eines MCPs.	63

Tabellenverzeichnis

1	Aktuelle Werte der 6 Ozillations-Parameter	24
2	Multiplizität von Myonen im JUNO-Detektor [2]	33
3	Simulierter Myonfluss und mittlere Myonenergie bei JUNO [2]	33
4	Verwendete PMT-Typen	48
5	Daten zur Rekonstruktion des Myonereignisses auf Abbildungen 32 und 33.	53
6	Daten zur Rekonstruktion des Myonereignisses auf Abbildung 34.	54

Abkürzungen

Bis-MSB 1,4-Bis(2-methystyryl-)Benzol	27
CC charged current interaction	5
CD Central Detector	26
CKM Cabibbo-Kobayashi-Maskawa Matrix	6
CMS Compac Muon Solenoid Experiment	44
CNO Bethe-Weizsäcker	10
CP Charge Parity	15
FSz Flüssigszintillator	1
JUNO Jiangmen Underground Neutrino Observatory	1
IBD Inverse Beta Decay	1
IH Invertierte Ordnung	ii
LAB Linear Alkyl Benzen	26
LENA Low-Energy-Neutrino-Astronomy	40
LUT lookup table	ii
MC Monte-Carlo	iii
MCP Microchannel Plate	30
MH Massenhierarchie	11
MNSP Maki-Nakagawa-Sakata-Pontecorvo	4
MSW Mikheyev-Smirnov-Wolfenstein	10
NC neutral current interaction	5
NH Normale Ordnung	ii
p.d.f. probability density function	28
p.e. photoelectrons	30
PMT Photomultiplier tubes	26
PP Proton-Proton	10
PPO 2,5-Diphenyloxazole	27
SM Standardmodell der Elementarteilchenphysik	4
SN Supernova	7
SNO Sudbury Neutrino Observatory	4
SSM Standard Solar Model	4
TOF time of flight	29

Literaturverzeichnis

- [1] T. Adam *et al.* (JUNO Collaboration). JUNO Conceptual Design Report arXiv:1508.07166v2 [physics.ins-det], 2015. URL <https://arxiv.org/abs/1508.07166v2>.
- [2] F. An *et al.*. Neutrino Physics with JUNO. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, Vol 43, No 3, IOP, Feb 2016. doi: 10.1088/0954-3899/43/3/030401.
- [3] Wolfgang Pauli Wissenschaftlicher Briefwechsel mit Bohr, Einstein, Heisenberg u.a. Bd. 2: 1930 - 1939 Hrsg. von Karl von Meyenn Springer, 1985.
- [4] H. Bethe, R. Peierls. The „Neutrino“. *Nature*, 133, 532(1934). doi: 10.1038/133532a0.
- [5] Samoililenko Introduction to the Physics of Massive and Mixed Neutrinos. Springer International Publishing AG, 2018. ISBN 978-3-319-74802-3.
- [6] R. Davis Jr., J. C. Evans, und B. T. Cleveland The Solar Neutrino Problem U.S. Department of Energy United States: N. p., 1978. URL <https://www.osti.gov/servlets/purl/6627925>.
- [7] T. Kajita. Nobel Lecture: Discovery of atmospheric neutrino oscillations. *Reviews of Modern Physics*, Vol 88, No 3, 6 Jul 2016. doi: 10.1103/RevModPhys.88.030501.
- [8] Q. R. Ahmad *et al.* (SNO Collaboration). Direct Evidence for Neutrino Flavor Transformation from Neutral-Current Interactions in the Sudbury Neutrino Observatory. *Physical Review Letters*, No 89, 13 June 2002. doi: 10.1103/PhysRevLett.89.011301
- [9] B. Povh *et al.*. Teilchen und Kerne. Springer Spektrum, 2014. ISBN: 978-3-642-37821-8.
- [10] Benedict Kaiser. Setup of a prototype for the SHiP Spectrometer Straw Tracker - Final status report. Intern, Forschungsgruppe Neutrinophysik, Universität Hamburg, 2019.
- [11] M. Tanabashi *et al.* (Particle Data Group). Review of particle physics *Physical Review D*, 98, 030001, 17 Aug 2018. doi: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [12] F. Benckwitz . Applications of topological reconstruction to reduce the muon induced background in large volume liquid scintillator detectors. Bachelorarbeit, Universität Hamburg, 2017. URL http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e101065/e267767/infoboxContent288365/ba_felix_final.pdf
- [13] P. Huber. Determination of antineutrino spectra from nuclear reactors *Physical Review C*, 84, 024617, 29 Aug 2011. doi: 10.1103/PhysRevC.84.024617.
- [14] C. Bemporad, G. Gratta, P. Vogel. Reactor-based neutrino oscillation experiments *Reviews of modern physics*, Vol 74, 18 Mar 2002. doi: 10.1103/RevModPhys.74.297.
- [15] A. Burrows. Supernova explosions in the Universe. *Nature*, Vol 403, 2000. doi: 10.1038/35001501.

- [16] K. Hirata *et al.*. Observation of a Neutrino Burst from the Supernova SN1987A. *Physical Review Letters*, Vol 58, No 14, 06 April 1987. doi: 10.1103/PhysRevLett.58.1490
- [17] L. Miramonti *et al.*. Solar Neutrinos Spectroscopy with Borexino Phase-II. *Universe*, 4(11), 118, 2018. doi: 10.3390/universe4110118.
- [18] K.Zuber. Neutrino Physics. CRC press, Taylor and Francis Group, LLC, 2012. ISBN: 978-1-4200-6471-1.
- [19] M. Tanabashiet *et al.* (Particle Data Group). Review of particle physics *Physical Review D*, 98, 030001, 17 Aug 2018. doi: 10.1103/PhysRevD.98.030001.
- [20] L. Zhan, Y. Wang, J. Cao und L. Wen Determination of the Neutrino Mass Hierachiy at an Intermediate Baseline. *Physical Review D*, 78, 10 Dec 2008. doi: 10.1103/PhysRevD.78.111103.
- [21] Y. Ashie *et al.*. Evidence for an Oscillatory Signature in Atmospheric Neutrino Oscillations. *Physical Review Letters*, Vol 93, No 10, 3 Sep 2004. doi: 10.1103/PhysRevLett.93.101801.
- [22] A. Gando *et al.* (The KamLAND Collaboration). Constraints on Θ_{13} from a three-flavor oscillation analysis of reactor antineutrinos at KamLAND. *Physical Review D*, No 83, 4 Mar 2011. doi: 10.1103/PhysRevD.83.052002.
- [23] S. Lorenz. Topological Track Reconstruction in Liquid Scintillator and LENA as a Far-Detector in an LBNO Experiment. *Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades*, Universität Hamburg, 2016. doi: 10.3204/PUBDB-2016-06366.
- [24] S. M. Bilenky *et al.*. Constraints on $|U_{e3}|^2$ from a three-neutrino oscillation analysis of the Chooz data. *Physics Letters B*, Vol 538, 27 June 2002. doi: 10.1016/S0370-2693(02)01954-8.
- [25] S. F. King und C. Luhn. Neutrino mass and mixing with discrete symmetry. *Reports on Progress in Physics*, Vol 76, No 5, IOP, May 2013. doi: 10.1088/0034-4885/76/5/056201.
- [26] H. de Kerret *et al.* (The Double Chooz collaboration). Yields and production rates of cosmogenic ^9Li and ^8He measured with the Double Chooz near and far detectors. *Journal of High Energy Physics*, No 11, 08 Nov 2018. doi: 10.1007/JHEP11(2018)053.
- [27] C. Grupen. Teilchendetektoren. BI-Wiss-Verl., 1993. ISBN: 3-411-16571-5.
- [28] L. Wentai *et al.*. Quenching of fluorescence for linear alkylbenzene. *arXiv:1801.04432v1 [physics.ins-det]*, 2018. URL <https://arxiv.org/abs/1801.04432v1>.
- [29] C. Genster *et al.*. Muon reconstruction with a geometrical model in JUNO *Journal of Instrumentation*, Vol 13, No 3, IOP, 2018. doi: 10.1088/1748-0221/13/03/t03003
- [30] C. Amsler. Kern- und Teilchenphysik. vdf Hochschulverlag AG an der ETA Zürich, 2007. ISBN: 978-3-8252-2885-9.
- [31] L. Wolfenstein. Neutrino oscillations in matter. *Physical Review D*, No 17, 1 May 1978. doi: 10.1103/PhysRevD.17.2369.

- [32] H. Rebber Event Discrimination with Topological 3D Reconstruction at MeV Energies in the JUNO Experiment. Dissertation zur Erlangung des Doktorgrades Universität Hamburg, 2019.
- [33] M. N. Stender Characterisation of a PMT testingfacility for the understanding andimprovement of a PMT mass testingsystem. Master-Arbeit Universität Hamburg, 2018. URL http://www.neutrino.uni-hamburg.de/sites/site_neutrino/content/e60876/e208869/e279634/infoboxContent279636/Masterarbeit_final_Malte_Stender.pdf.
- [34] Shirley Weishi Li, John F. Beacom. First calculation of cosmic-ray muon spallation backgrounds for MeV astrophysical neutrino signals in Super-Kamiokande *Physical Review C* No 89,15 Apr 2014. doi: 10.1103/PhysRevC.89.045801
- [35] Grassi, M., Evslin, J., Ciuffoli, E. *et al.*. Showering cosmogenic muons in a large liquid scintillator. *Journal of High Energy Physics*, 49, Sep 2014. doi: 10.1007/JHEP09(2014)049
- [36] Y. Zhang *et al.* (Super-Kamiokande Collaboration). First measurement of radioactive isotope production through cosmic-ray muonspallation in Super-Kamiokande IV. *Physical Review D* No 93, 15 Jan 2016. doi: 10.1103/PhysRevD.93.012004.
- [37] K. A. Olive *et al.* (Particle Data Group). Review of Particle Physics. *Chinese Physics C*, Vol 38, No 9, 2014. doi: 10.1088/1674-1137/38/9/090001.
- [38] X. Guo *et al.*. A Precision Measurement of the Neutrino Mixing Angle Θ_{13} using Reactor Antineutrinos at Daya Bay. URL <https://arxiv.org/abs/hep-ex/0701029v1>.
- [39] D.R. Tilley *et al.*. Energy levels of light nuclei $A = 8, 9, 10$ *Nuclear Physics A* Vol 745, Dez 2004. doi: 10.1016/j.nuclphysa.2004.09.059
- [40] B. S. Wonsak, C. I. Hagner, D. A. Hellgartner, K. Loo, S. Lorenz, D. J. Meyhöfer, L. Oberauer, H. Rebber, W. H. Trzaska und M. Wurm. Topological track reconstruction in unsegmented, large-volume liquid scintillator detectors. *Journal of Instrumentation*, Vol 13, IOP, Jul 2018. doi: 10.1088/1748-0221/13/07/p07005.
- [41] B. S. Wonsak, C. Hagner, D. Meyhöfer, H. Rebber und S. Lorenz. 3D topological reconstruction in liquid scintillator detectors. *Solar Neutrinos, Proceedings of the 5th International Solar Neutrino Conference*. World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 2019. ISBN: 978-981-120-428-9.
- [42] Grassi, M., Evslin, J., Ciuffoli, E. *et al.*. Vetoing cosmogenic muons in a large liquid scintillator *Journal of High Energy Physics*, 32, Okt 2015. doi: 10.1007/JHEP10(2015)032
- [43] Tracker Detektor. Cern. <http://cms.web.cern.ch/news/tracker-detector>. Eingesehen am 09.12.19.
- [44] B. Stroustrup Die C++ Programmiersprache. Addison-Wesley Verlag, 2000. ISBN: 3-8273-1660-X.
- [45] P. F. Salas *et al.*. Neutrino Mass Ordering From Oscillations and Beyond: 2018 Status and Future Prospects. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, Vol 5, Art 36, Oct 2018. doi: 10.3389/fspas.2018.00036.

- [46] E. G. Adelberger *et al.*. Solar fusion cross sections. II. The pp chain and CNO cycles. *Review of modern physics*, Vol 83, 12 Apr 2011. doi: 10.1103/RevModPhys.83.195
- [47] Hamamatsu Photonics K. K. PHOTOMULTIPLIER TUBES: Basics and Applications. Hamamatsu-PMT-handbook 2018. URL https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf. Eingesehen am 12.12.19.
- [48] A. Oralbaev, M. Skorokhvatov und O. Titov. The inverse beta decay: a study of cross section. *Journal of Physics: Conference Serie*, Vol 675, No 1, 2016. doi: 10.1088/1742-6596/675/1/012003.

Danksagung

Ich bedanke mich für die Möglichkeit, diese Arbeit in der Forschungsgruppe Neutrino-Physik verfasst haben zu dürfen und für die vielfältigen Anregungen und Hilfen bei

Prof. Dr. Caren Hagner,

Dr. Björn Wonsak,

David Meyhöfer und Malte Stender,

Felix Benckwitz, Stefan Bieschke, Hajo Ohmacht, Dr. Henning Rebber und Hauke Schmidt.

Außerdem bedanke ich mich bei meinem Vater, meiner Schwester sowie bei meiner Frau Lea und ihrer Mutter Susanne, die uns so viel geholfen hat, und natürlich auch bei unserem dreijährigen Sohn Béla, der es erduldet hat, dass der Papa so viel Zeit am Schreibtisch verbracht hat.

Eidesstattliche Erklärung

Ich versichere, dass ich die beigefügte schriftliche Bachelorarbeit selbständig angefertigt und keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel benutzt habe. Alle Stellen, die dem Wortlaut oder dem Sinn nach anderen Werken entnommen sind, habe ich in jedem einzelnen Fall unter genauer Angabe der Quelle deutlich als Entlehnung kenntlich gemacht. Dies gilt auch für alle Informationen, die dem Internet oder anderer elektronischer Datensammlungen entnommen wurden. Ich erkläre ferner, dass die von mir angefertigte Bachelorarbeit in gleicher oder ähnlicher Fassung noch nicht Bestandteil einer Studien- oder Prüfungsleistung im Rahmen meines Studiums war. Die von mir eingereichte schriftliche Fassung entspricht jener auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit (nicht) einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 20. Dezember 2019

Ort, Datum

Christian Hellwig