

# **Richtungsbestimmung von Elektronen und Unterscheidung zu Myonen bei hohen Energien in großen Flüssigszintillationsdetektoren**

Directional analysis of electrons and discrimination  
between electrons and muons at high energies in large  
liquid scintillator detectors

Daniel Hartwig  
geboren am  
22.03.1995

Bachelorarbeit im Studiengang Physik  
Universität Hamburg  
2016

- 1. Gutachter:** Dr. Björn Wonsak
- 2. Gutachterin:** Dr. Caren Hagner

## Zusammenfassung

Die nächste Generation der unterirdischen flüssigszintillatorbasierten Experimente zur Messung von Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie ist darauf angewiesen, die Eigenschaften von Teilchen, die durch Wechselwirkungen von Neutrinos im Detektor entstehen, so präzise wie möglich zu bestimmen, um die Präzision von bestehenden Experimenten zu übertreffen. Die topologische Teilchenspur-Rekonstruktion ermöglicht es, die Emission von Szintillationslicht, das von Photomultipliern gemessen wird, in solch einem Detektor räumlich aufgelöst zu rekonstruieren. Diese Arbeit befasst sich damit, aus den rekonstruierten Szintillationslichtemissionsverteilungen von simulierten Elektronen, die im LENA-Detektor mit Energien im Bereich 1–5 GeV entstanden sind, Rückschlüsse auf die Bewegungsrichtung der Elektronen zu ziehen und Parameter zu finden, die die Unterscheidung zwischen Elektronen und Myonen ermöglichen. Das Ziel der Richtungsbestimmung wurde mit einer Winkelauflösung von  $3,5^\circ$  erreicht. Die Unterscheidung zwischen Elektronen und Myonen wurde mit dem Parameter der longitudinalen Ausdehnung eines Ereignisses mit einer Impurity von  $(1,5 \pm 0,4)\%$  und einer Effizienz von  $(98,5 \pm 3,1)\%$  verwirklicht.

## Abstract

The next generation of underground liquid-scintillator-based experiments measuring interactions of neutrinos with matter depends on the precise determination of the properties of particles generated by interactions in the detector to surpass the precision of existing experiments. Topological track reconstruction allows us to reconstruct the spatial distribution of emitted scintillation light, which is measured by photomultipliers. This thesis focuses on determining the movement direction of simulated electrons generated in the LENA-detector and on the discrimination between electrons and muons at an energy range of 1–5 GeV by using the reconstructed spatial scintillation light distribution. Directional reconstruction was accomplished with an angular resolution of  $3,5^\circ$ . The discrimination between electrons and muons was achieved with an impurity of  $(1,5 \pm 0,4)\%$  and an efficiency of  $(98,5 \pm 3,1)\%$ .

# Inhaltsverzeichnis

<b>1</b>	<b>Einleitung</b>	<b>5</b>
<b>2</b>	<b>Hintergründe</b>	<b>7</b>
2.1	Einführung in die Neutrinophysik . . . . .	7
2.2	Die Experimente LENA und JUNO . . . . .	10
2.2.1	Low Energy Neutrino Astronomy (LENA) . . . . .	10
2.2.2	Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO) . . . . .	12
2.3	Funktionsweise von Photomultipliern (PMTs) . . . . .	14
2.4	Die topologische Teilchenspür-Rekonstruktion . . . . .	15
2.5	Elektromagnetische Schauer . . . . .	18
2.6	Hough-Transformation . . . . .	19
<b>3</b>	<b>Entwicklung von Analyseverfahren</b>	<b>21</b>
3.1	Aufgabenstellung . . . . .	21
3.2	Verwendete Programme . . . . .	21
3.3	Daten einlesen und darstellen . . . . .	22
3.4	Richtungsauswertung . . . . .	23
3.4.1	Referenzpunktbasierte Verfahren . . . . .	23
3.4.2	Verfahren ohne Nutzung des Referenzpunktes . . . . .	26
3.5	Elektron-Myon-Unterscheidung . . . . .	29
3.5.1	Mittlerer Streuwinkel . . . . .	29
3.5.2	Photonemission entlang zurückgelegter Wegstrecke . . . . .	31
<b>4</b>	<b>Ergebnisse</b>	<b>35</b>
4.1	Richtungsauswertung . . . . .	35
4.1.1	Referenzpunktbasierte Verfahren . . . . .	36
4.1.2	Verfahren ohne Nutzung des Referenzpunktes . . . . .	39
4.2	Elektron-Myon-Unterscheidung . . . . .	41
4.2.1	Mittlerer Streuwinkel . . . . .	41
4.2.2	Photonemission entlang zurückgelegter Wegstrecke . . . . .	43
4.2.3	Kombination der Parameter . . . . .	43

<b>5 Zusammenfassung</b>	<b>47</b>
<b>Abkürzungsverzeichnis</b>	<b>49</b>
<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>51</b>



# Kapitel 1

## Einleitung

Neutrinos sind zwar Teil des Standardmodells der Teilchenphysik, hingegen sind sie aufgrund ihrer allgemein geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit schwer messbar. Viele Eigenschaften von Neutrinos sind noch nicht oder nicht genau bekannt. Die weitere Erforschung der Eigenschaften ist jedoch vielversprechend, da Neutrinos nachgewiesenermaßen, durch Oszillationen zwischen verschiedenen Neutrino-Flavors, das Standardmodell der Teilchenphysik verletzen und Physik jenseits des Standardmodells messbar machen. Der Flavor eines Neutrinos bestimmt darüber, welche Teilchen im Falle einer Wechselwirkung mit Materie entstehen. Die Identifikation dieser Teilchen ist daher die einzige Möglichkeit, den Flavor eines Neutrinos zu bestimmen. Neutrinos werden in vielen unterschiedlichen Prozessen an vielen Orten erzeugt. Dazu zählen die Kernfusion in der Sonne, Kernspaltung in Atomkraftwerken, die Erdatmosphäre unter dem Einfluss kosmischer Strahlung etc.

Um mehr über die Natur von Neutrinos zu erfahren, aber auch um die Prozesse, in denen Neutrinos erzeugt werden, zu erforschen, müssen kinematische Eigenschaften sowie der Flavor von Neutrinos aus diesen Quellen gemessen werden.

Diese Arbeit befasst sich mit der Bewegungsrichtung und dem Flavor der in Reaktionen von Neutrinos in einem großen Flüssigszintillations-Detektor entstandenen Leptonen am Beispiel von LENA. Die Bestimmung der Flugrichtung von aus einer Reaktion hervorgehenden Elektronen und die Unterscheidung zwischen Elektronen und Myonen im Detektor sollen erreicht werden. Diese Unterscheidung der Reaktionsprodukte ist entscheidend, da der Flavor eines entstandenen Leptons den Oszillationzustand des Neutrinos vor der Wechselwirkung wiedergibt. Somit hängt die Präzision der Bestimmung der Parameter, die die Oszillationseigenschaften bestimmen, stark von der Güte der Unterscheidung zwischen den Leptonflavors ab. Da auf einen Detektor Flüsse vieler verschiedener Neutrinoquellen einwirken, ist es wichtig, die Herkunftsrichtung gemessener Neutrinos zu bestimmen, um sie ihrer Quelle zuzuordnen. Dies ist nur indirekt durch Messung der Bewegungsrichtung der Reaktionsprodukte möglich.

Teilchendetektoren, die Flüssigszintillator (LSc) nutzen, unterscheiden sich von Wasser-

Cherenkov-Detektoren insofern, dass das Detektormaterial aus einer szintillierenden Flüssigkeit im Gegensatz zu Wasser besteht. Das heißt, ionisierende Teilchen, die den Detektor durchqueren, erzeugen entlang ihrer Spur ungerichtete Photonemissionen, die von Photomultipliern (PMTs) gemessen werden können. Dies geschieht zusätzlich zu der erzeugten Cherenkov-Strahlung, die gerichtet mit einem teilchengeschwindigkeitsabhängigen Winkel zur Bewegungsrichtung ausgesandt wird, und nur vorhanden ist, wenn die Teilchengeschwindigkeit größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium, häufig Wasser. Das bedeutet, unterhalb einer bestimmten kinetischen Energie können Teilchen in einem Wasser-Cherenkov-Detektor nicht mehr nachgewiesen werden.

Die oben genannte Eigenschaft von LSc-Detektoren ermöglicht es, mithilfe der genauen Trefferzeiten der PMTs des Detektors Regionen im Detektor zu rekonstruieren, in denen eine Teilchenspur Szintillation verursacht hat. Diese topologische Rekonstruktion ist ein iteratives Verfahren, das, ausgehend von einem Referenzpunkt in Raum und Zeit, für jeden PMT, der getroffen wurde, eine räumliche Wahrscheinlichkeitsverteilung für die Emission eines Photons im Detektor berechnet. Die Überlagerung der Verteilungen aller PMTs liefert ein räumliches Bild, das mit hoher Wahrscheinlichkeit die Teilchenspur erkennen lässt.

Im Kapitel 2 werden die zum Verständnis der Arbeit nötigen Grundlagen erläutert. Dazu zählen eine Einführung in die Neutrinophysik, eine Beschreibung von zukünftigen Experimenten, für die diese Arbeit Anwendung finden könnte, die Arbeitsweise des oben genannten existierenden Algorithmus, die Erläuterung von elektromagnetischen Schauern, die in Detektoren auftreten können, sowie die Schilderung eines Analyseverfahrens, der Hough-Transformation, die in abgewandelter Form in dem entwickelten Verfahren zum Einsatz kommt, das nicht auf einen räumlichen Referenzpunkt angewiesen ist.

Im Kapitel 3 werden die entwickelten Analyseverfahren sowie die dafür verwendete Software beschrieben. Die Ergebnisse werden in Kapitel 4 präsentiert. Schließlich werden im Kapitel 5 die gewonnenen Erkenntnisse konzentriert dargestellt und diskutiert. Zusätzlich finden sich im Anhang Quelltexte zur Durchführung der entwickelten Verfahren.

# Kapitel 2

## Hintergründe

### 2.1 Einführung in die Neutrinophysik

Neutrinos zählen im Standardmodell der Teilchenphysik zu den Leptonen, also den Elementarteilchen, die nicht der starken Wechselwirkung unterliegen. In jeder der drei Generationen ( $e, \mu, \tau$ ) von Leptonen gibt es sowohl ein einfach negativ geladenes Teilchen als auch ein zugehöriges elektrisch neutrales Neutrino. Neutrinos unterliegen somit nur der schwachen Wechselwirkung. Aufgrund der großen Massen der Austauscheteilchen von 80,4 und 91,2 GeV/c<sup>2</sup> [7] ( $W^\pm$ - und  $Z^0$ -Bosonen) ist die Reichweite der schwachen Wechselwirkung sehr gering, denn aus der hohen Masse folgt nach der Energie-Zeit-Unschärfe eine geringe Lebensdauer und damit niedrige Reichweite der Austauscheteilchen. Daraus folgt, dass der Wechselwirkungsquerschnitt von Neutrinos in Materie sehr gering ist. Im Standardmodell werden Neutrinos als masselose Teilchen angesehen, ohne dass es dazu einen fundamentalen Anlass gibt [5, Kap. 11.2].

Der Nachweis von Neutrinos erfolgt über die Detektion der Reaktionsprodukte, nachdem ein Neutrino eine Wechselwirkung mit einem Atom im Detektormaterial eingegangen ist oder nach elastischer Neutrino-Elektron-Streuung. Eine typische Reaktion, die in Neutrinodetektoren nachgewiesen werden kann, ist der *inverse  $\beta$ -Zerfall*. Die Reaktionsgleichung für einen solchen Prozess ist

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

wobei  $\bar{\nu}_e$  ein Elektronantineutrino,  $e^+$  ein Positron,  $p$  ein Proton und  $n$  ein Neutron ist. Diese Neutrinos bilden den Großteil der in einem Kernreaktor entstehenden Neutrinos. Die Reaktion ist auch mit den anderen bekannten Leptonflavors  $\mu$  und  $\tau$  möglich

$$\bar{\nu}_\mu + p \rightarrow \mu^+ + n \quad (2.2)$$

$$\bar{\nu}_\tau + p \rightarrow \tau^+ + n. \quad (2.3)$$

Im Standardmodell sind die Leptonfamilienzahlen erhalten, so dass im obigen Beispiel

immer ein geladenes Lepton erzeugt wird, das der Generation des einfallenden Neutrinos entspricht. Da Neutrinos jedoch eine von null verschiedene Masse haben, ist die Erhaltung der Leptonfamilienzahlen verletzt und nur noch die Gesamt-Leptonenzahl erhalten. Der Grund hierfür ist, dass die Eigenzustände der schwachen Wechselwirkung ( $\nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$ ) nicht mit den Eigenzuständen des freien Hamilton-Operators übereinstimmen. Das heißt, die in der schwachen Wechselwirkung erzeugten Neutrino flavors sind keine *stationären Zustände*, sondern Überlagerungen dieser Zustände. Da sich diese stationären Zustände unterschiedlich in der Zeit entwickeln, ist die Überlagerung zeitabhängig. In diesem Fall lassen sich die Eigenbasen zu den verschiedenen Hamilton-Operatoren durch eine unitäre Transformation ineinander überführen [16, Kap. 8]. Nimmt man der Vereinfachung halber an, dass es nur die zwei Neutrino flavors  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  gibt, so kann die Basistransformation über den sogenannten *Mischungswinkel*  $\theta$  parametrisiert werden

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \cos \theta & \sin \theta \\ -\sin \theta & \cos \theta \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \end{pmatrix}. \quad (2.4)$$

Dabei sind  $\nu_1$  und  $\nu_2$  die Masseneigenzustände. Diese stationären Zustände entwickeln sich in der Zeit  $t$  gemäß

$$\nu_i(t) = \nu_i e^{-i\frac{E_i}{\hbar}(t-t_0)} \quad (2.5)$$

mit den Zustandsenergien  $E_i$ . Unter der Annahme, dass tatsächlich Mischung vorliegt,  $0 \neq \theta \neq \frac{\pi}{2}$ , und dass die Energien der Masseneigenzustände unterschiedlich sind, bedeutet das, dass ein Zustand, der beispielsweise als Elektronneutrino entstanden ist, zwischen den Zuständen  $\nu_e$  und  $\nu_\mu$  oszilliert

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \left( \sin(2\theta) \sin\left(\frac{E_2 - E_1}{2\hbar}t\right) \right)^2. \quad (2.6)$$

Diese Erscheinung ist als Neutrinooszillation bekannt. Die Dispersionsrelation relativistischer Teilchen ist  $E^2 = \vec{p}^2 c^2 + m^2 c^4$  mit der Ruhemasse  $m$ , dem Dreierimpuls  $\vec{p}$  und der Lichtgeschwindigkeit  $c$ . Entwickelt man nun diese in  $m$  bis zur zweiten Ordnung und verwendet  $|\vec{p}| \approx E$ , so erhält man für die Energiedifferenz [5]

$$E_2 - E_1 \approx \frac{m_2^2 c^3 - m_1^2 c^3}{2|\vec{p}|} \approx \frac{(m_2^2 - m_1^2)}{2E} c^4. \quad (2.7)$$

Setzt man nun noch die zurückgelegte Strecke  $x = ct$  ein, so folgt [5]

$$P_{\nu_e \rightarrow \nu_\mu} = \left( \sin(2\theta) \sin\left(\frac{(m_2^2 - m_1^2)c^3}{4\hbar E}x\right) \right)^2. \quad (2.8)$$

Das Neutrino führt also eine vollständige Oszillation in der zurückgelegten Strecke  $\frac{4\pi\hbar E}{(m_2^2 - m_1^2)c^3}$  aus.

Unter der Annahme, dass es drei Neutrino flavors gibt, wird die Mischung durch ei-

ne unitäre  $3 \times 3$ -Matrix, die Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Sakata-Matrix  $U_{\text{PMNS}}$  beschrieben [5]

$$\begin{pmatrix} \nu_e \\ \nu_\mu \\ \nu_\tau \end{pmatrix} = U_{\text{PMNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (2.9)$$

Diese Mischungsmatrix lässt sich über vier physikalisch relevante reelle Parameter parametrisieren. Die PMNS-Matrix

$$U_{\text{PMNS}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

mit den Abkürzungen  $c_{ij} = \cos \theta_{ij}$  und  $s_{ij} = \sin \theta_{ij}$  wird über drei Mischungswinkel  $\theta_{12}$ ,  $\theta_{23}$ ,  $\theta_{13}$  und eine CP-verletzende Phase  $\delta$  parametrisiert. Wenn die Phase  $\delta$  nicht null ist, ist die CP-Symmetrie verletzt. Ebenso gibt es drei Massendifferenzen  $\Delta m_{ij}^2 := m_i^2 - m_j^2$ . Die quadratische Massendifferenz  $\Delta m_{32}^2$  ist mit einem Wert von  $(2.44 \pm 0.06) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  oder  $(-2.51 \pm 0.06) \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$  ungefähr 30 mal so groß wie  $\Delta m_{21}^2 = (7.53 \pm 0.18) \cdot 10^{-5} \text{ eV}^2$  [7]. Das Vorzeichen von  $\Delta m_{32}^2$  ist noch unbekannt. Es ergeben sich somit zwei verschiedene mögliche Massenhierarchien. Im Fall der *normalen* Hierarchie ist die Masse von  $\nu_3$  deutlich größer als die von  $\nu_1$  und  $\nu_2$ , deren Massen nah beieinander liegen. In der *invertierten* Hierarchie ist die Masse  $m_3$  hingegen deutlich kleiner als  $m_1$  und  $m_2$ .

Durch die Messung von Neutrinooszillationen können keine absoluten Massen gemessen werden, durch die Beobachtung des Tritium-Zerfalls konnte jedoch eine Obergrenze von 2 eV für die Neutrinomassen bestimmt werden [7]. Mit kosmologischen Betrachtungen kann eine noch geringere Obergrenze von etwa 0,5 eV für die Summe  $\sum_i m_i$  der Neutrinomassen bestimmt werden [10]. Die Mischungswinkel sind ebenfalls bekannt. Es gilt  $\theta_{23} \approx 45^\circ$ ,  $\theta_{12} \approx 33^\circ$  und  $\theta_{13} \approx 9^\circ$  [7].

Ein erster Hinweis auf Neutrinooszillationen war das solare Neutrinodefizit, das im Jahr 1968 mit einem Neutrinodetektor in der Homestake-Mine unter der Leitung von Raymond Davis Jr. in South Dakota erstmalig gemessen wurde. Dieser Detektor war nur empfindlich für Elektronneutrinos und sollte den Fluss solarer Neutrinos messen. Es wurde nur etwa ein Drittel der erwarteten Neutrinos gemessen. Spätere Experimente wie Super-Kamiokande und Sudbury Neutrino Observatory (SNO), die die Cherenkov-Strahlung der im Detektor durch Reaktion eines Neutrinos entstandenen geladenen Teilchen messen, wiesen nach, dass ein Teil der in der Sonne produzierten Elektronneutrinos in  $\mu$ - und  $\tau$ -Neutrinos oszillieren, bis sie auf der Erde ankommen.

Neutrinos zählen zwar zu den häufigsten im uns bekannten Universum vorkommenden Teilchen. Aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungswahrscheinlichkeit müssen jedoch Detektoren hochempfindlich und vor störenden Einflüssen wie der kosmischen Höhenstrahlung und radioaktiven Isotopen hochgradig geschützt sein. Aus diesen Gründen sind

die meisten Neutrinodetektoren unterirdisch angelegt. Zur Detektion kommen hochreine Materialien zum Einsatz, um radioaktive Zerfälle im Detektormaterial so selten wie möglich zu halten. Eine Möglichkeit zur Detektion von Neutrinos besteht in der Nutzung von Flüssigszintillator.

Szintillator ist ein Material, das beim Durchgang ionisierender Teilchen zur Emission von Photonen angeregt wird. Flüssigszintillator ist eine Form von organischem Szintillator, dessen Moleküle durch passierende ionisierende Teilchen angeregt werden und bei dem Übergang in den Grundzustand Photonen im ultravioletten Spektralbereich emittieren. Da die ultravioletten Photonen im primären Szintillator-Material schnell absorbiert werden ohne den Szintillator zu verlassen, ist dem primären Szintillator in der Regel ein weiteres organisches Material, der sogenannte Wellenlängenschieber, beigemischt, das den angeregten Molekülen über Dipol-Dipol-Wechselwirkung Energie abnimmt und bei dem Übergang in den Grundzustand im sichtbaren Bereich Photonen emittiert. In diesem Bereich ist der Szintillator nahezu transparent [14]. Die Lichtemissionen können über PMTs gemessen werden. Zu den geplanten Experimenten der nächsten Generation, die große Mengen Flüssigszintillator einsetzen werden, zählt JUNO. Ein ähnliches geplantes Experiment, LENA, ist nicht realisiert worden.

## 2.2 Die Experimente LENA und JUNO

### 2.2.1 Low Energy Neutrino Astronomy (LENA)

LENA wurde geplant als ein unterirdischer Flüssigszintillator-basierter Teilchendetektor, der mit einer Szintillatormasse von etwa 50 Kilotonnen (kt) wesentlich größer sein sollte als der existierende Szintillationsdetektor Borexino, der eine Szintillatormasse von 278 t aufweist. Damit läge LENA in derselben Größenordnung wie der Wasser-Cherenkov-Detektor Super-Kamiokande. Der Detektor sollte in der Pyhäsalmi-Mine in Finnland entstehen, die sich in bis zu 1400 m Tiefe erstreckt. Die Form des Detektors war geplant als ein senkrecht stehender Zylinder mit einer Höhe von 100 m und einem Durchmesser von 32 m, der mit Flüssigszintillator gefüllt und von Wasser umgeben ist. Es sollten 32 000 3-Zoll-PMTs zur Detektion von etwa 30 % der im Detektor erzeugten Photonen verwendet werden. Als Veto sollten im wassergefüllten Bereich 2 000 PMTs Cherenkov-Strahlung kosmischer Myonen messen [15].

Cherenkov-Strahlung entsteht, wenn sich ein geladenes Teilchen mit einer Geschwindigkeit durch ein dielektrisches Medium bewegt, die höher ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium. Die Polarisation des Mediums entlang der Teilchenspur bewirkt die Aussendung von elektromagnetischen Kugelwellen entlang dieser Spur, die sich zu einem entlang der Spur gerichteten Kegel überlagern. Cherenkov-Strahlung bildet das elektromagnetische Analogon zum Mach-Kegel der akustischen Wellen.

Wie der Name vermuten lässt, war ein Ziel von LENA die Messung niedrigerenergeti-



Abbildung 2.1: Design-Konzept des LENA-Detektors [15]. Der Flüssigszintillator befindet sich innerhalb des zentralen Zylinders, dessen Wände mit Photomultipliern (gelb) versehen sind. Das umgebende Myon-Veto ist in blau zu sehen.

scher Neutrinos, die vor allem bei Kernfusionsprozessen in der Sonne und in Supernovae entstehen. Der primäre Mechanismus, nach dem in der Sonne Wasserstoff zu Helium fusioniert und dabei Energie freisetzt, ist die pp-Kette. Die erste Reaktion der pp-Kette zwischen zwei Protonen (Wasserstoffkernen) ist



Dieser Prozess, in dem ein Proton in ein Neutron umgewandelt wird, findet in der schwachen Wechselwirkung statt. Er hat die geringste Reaktionsrate und bestimmt damit die Geschwindigkeit des Wasserstoffbrennens in der Sonne. Der größte Teil der in fünf verschiedenen Reaktionen entstehenden Neutrinos ist niedrigenergetisch mit einer Energie von weniger als 1 MeV. Eine dieser Reaktionen ist der Elektroneneinfang  ${}^7\text{Be} + e^- \rightarrow {}^7\text{Li} + \nu_e$ , der Neutrinos in zwei monoenergetischen Linien emittiert. Es wurde erwartet, dass die mit 866 keV höhere der beiden Linien für etwa  $10^4$  messbare Neutrino-Elektron-Streuungs-Ereignisse am Tag im Detektor sorgen [15]. Damit wären über die geplante Messdauer von 30 Jahren Fluktuationen des solaren Neutrinoflusses in der Größenordnung von 0.1 % mit Perioden zwischen wenigen Minuten und mehreren Jahren messbar gewesen [15].

Eine weitere mögliche Anwendung hätte LENA in der Beobachtung von Neutrinooszillationen in einem gerichteten Strahl von Neutrinos gefunden, der in einem Teilchenbeschleuniger erzeugt wird, ähnlich dem OPERA-Experiment. Die Laufstrecke der Neutrinos vom CERN nach Pyhäsalmi wäre mit 2288 km etwa dreimal so lang wie die Laufstrecke vom CERN zum LNGS, in dem sich das OPERA-Experiment befindet. Damit wäre es möglich auch bei höherenergetischen Neutrinos noch Oszillationen zu messen (siehe Gl. 2.8).



Abbildung 2.2: Karte der Umgebung der JUNO-Anlage [1].

Bei einer solchen langen Laufstrecke von Neutrinos durch die Erde wäre auch der Michejw-Smirnow-Wolfenstein-Effekt relevant, der auch als Materieeffekt bekannt ist. Diesem unterliegen die Neutrinos beim Durchqueren von Materie, also auch der Erde. Dieser Effekt entsteht dadurch, dass Elektronneutrinos sowohl über einen geladenen Strom (CC, charged current), d. h., über den Austausch eines  $W$ -Bosons, als auch über einen neutralen Strom (NC, neutral current), d. h., über den Austausch eines  $Z$ -Bosons, mit den Elektronen in der Materie wechselwirken können. Myon- und Tauneutrinos können dies hingegen nur über einen neutralen Strom. Der Effekt bewirkt, dass sich die Massen der Masseneigenzustände verschieben.

### 2.2.2 Jiangmen Underground Neutrino Observatory (JUNO)

JUNO ist ein geplanter sphärischer Flüssigszintillator-basierter Teilchendetektor mit einer nutzbaren Szintillatormasse von etwa 20 kt, der 2020 mit der Datennahme beginnen soll. Der Einsatzort in 700 m Tiefe in der Nähe der Stadt Jiangmen in der Provinz Guangdong in China wurde so gewählt, dass die Entfernung zu den beiden Atomkraftwerken Yangjiang und Taishan jeweils 53 km beträgt.

Die Atomkraftwerke dienen als Quellen von Antineutrinos, mit denen in den ersten sechs Jahren von Messungen die Massenhierarchie mit  $3-4\sigma$  Signifikanz festgestellt werden soll. Neben den Atomkraftwerken sollen auch natürliche Quellen wie Supernovae, terrestrische, atmosphärische und solare Neutrinoquellen für Messungen genutzt werden. Ebenso werden Bestimmungen von den Oszillationsparametern  $\sin^2 \theta_{12}$ ,  $\Delta m_{21}^2$  und  $|\Delta m_{ee}^2| = |\cos^2 \theta_{12} \Delta m_{31}^2 + \sin^2 \theta_{12} \Delta m_{32}^2|$  mit einer Genauigkeit von weniger als 1 % angestrebt [1, S. 5].

Der schematische Aufbau des JUNO-Detektors ist in Abb. 2.3 dargestellt. Die drei Hauptbestandteile des Detektors sind der zentrale kugelförmige Flüssigszintillationsde-



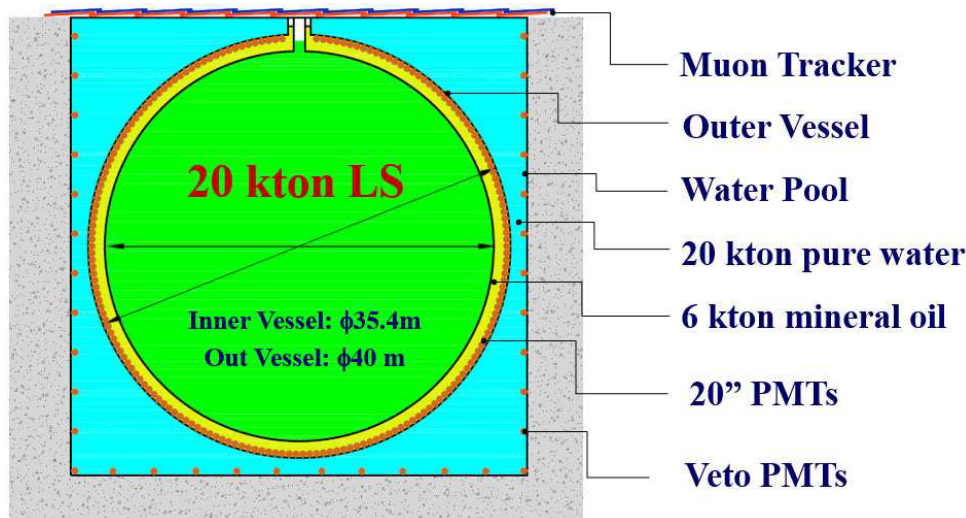


Abbildung 2.3: Schematischer Querschnitt des JUNO-Detektors [1].

tektor, der umgebende zylindrische Wasser-Cherenkov-Detektor und ein Myon-Tracker zur genauen Spurrekonstruktion von Myonen, deren Spur auch außerhalb des Flüssigszintillatorvolumens verläuft.

Der Flüssigszintillationsdetektor besteht aus einer Acrylsphäre mit einem Radius von 17,7 m, die mit 20 kt linearem Alkylbenzol (LAB) gefüllt ist, welches die Basis des Flüssigszintillators bildet. Dieser Stoff kommt auch in anderen Neutrinoexperimenten wie Daya Bay und SNO+ zum Einsatz. Er ist mit einer Abschwächungslänge von mehr als 20 m bei einer Emissionslänge von 430 nm sehr transparent, nicht zu leicht entflammbar und wenig chemisch reaktiv. Als Fluoreszenzstoff wird 2,5-Diphenyloxazol (PPO) und als Wellenlängenschieber p-bis-(o-Methylstyryl)-Benzol (bis-MSB) verwendet. Die Acrylsphäre ist von einem Gerüst aus rostfreiem Stahl umgeben, das auf dessen Innenseite 18 000 20-Zoll-PMTs und 36 000 kleinere PMTs trägt, die eine Bedeckung von mindestens 75 % der Fläche mit den Photokathoden erreichen. Die Acrylsphäre ist umgeben von einem zylinderförmigen mit Wasser gefüllten Volumen, das den inneren Detektor mit einer Wassertiefe von mindestens 2 m aus jeder Richtung von der natürlichen Radioaktivität des Gesteins und Betons abschirmt und zur Detektion von Myonen dient. Zusätzlich schirmt das Wasser zwischen den nach innen gerichteten PMTs und der mit Flüssigszintillator gefüllten Acrylsphäre das Szintillationsvolumen von der natürlichen Radioaktivität der PMTs ab. Zusätzlich sind an den Außenwänden etwa 1 600 20-Zoll-PMTs verbaut. Dieser Wasser-Cherenkov-Detektor soll für Myonen eine ähnliche Detektionseffizienz wie im Daya Bay Detektor erreichen, welche 99,8 % beträgt. Schließlich soll der über dem Zylinder angebrachte Myon-Tracker die Spurrekonstruktion atmosphärischer Myonen verbessern. Er verwendet Kunststoff-Szintillator-Streifen, die aus dem beendeten OPERA-Experiment stammen, und Multianoden-PMTs [1, S. 30ff.].

Das Erdmagnetfeld hat an dem Ort eine Stärke von etwa  $5 \cdot 10^{-5}$  T. Da es die Funktion der PMTs sehr stark beeinträchtigen würde, wird es durch Spulen, die den gesamten

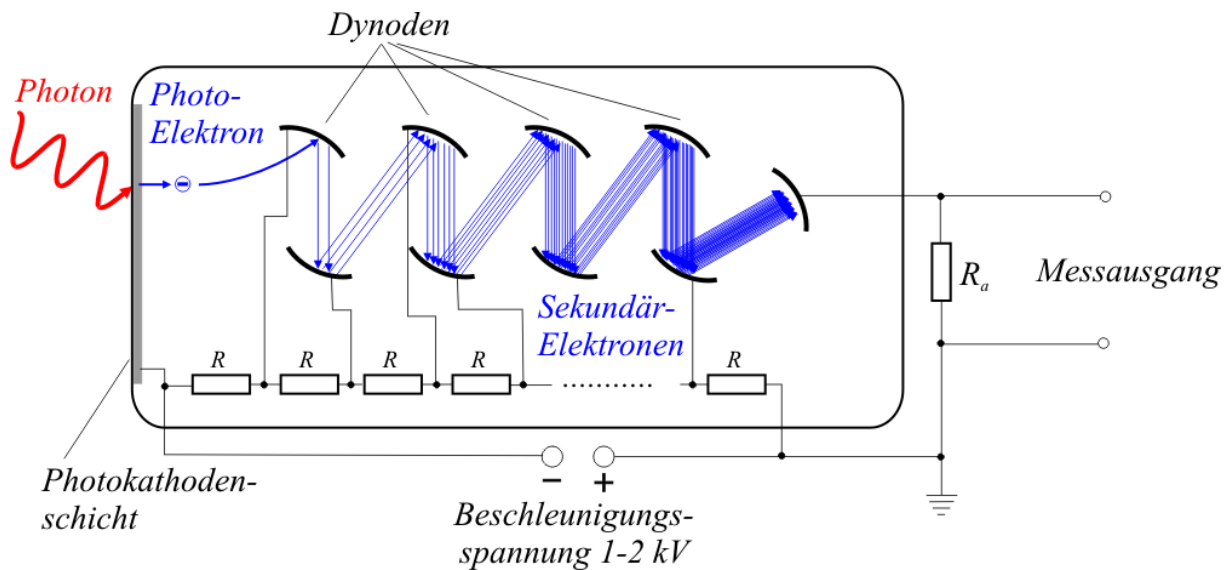


Abbildung 2.4: Schematische Darstellung eines Photomultipliers [9]. Das Signal wird als Spannungsabfall an Widerstand  $R_a$  gemessen.

Detektor umfassen, kompensiert. Darüber hinaus erhält möglicherweise jeder PMT eine  $\mu$ -Metall-Abschirmung [1, S. 31].

## 2.3 Funktionsweise von Photomultipliern (PMTs)

Photomultiplier sind hochempfindliche Photonendetektoren, die den äußeren photoelektrischen Effekt nutzen, um ein elektrisches Signal bei Ankommen eines Photons zu erzeugen. Der äußere photoelektrische Effekt ist ein Prozess, bei dem ein Photon ein Elektron aus einem Festkörper herauslöst. Dazu muss die Energie des Photons größer als die Bindungsenergie des Elektrons sein. Die überschüssige Energie erhält das Elektron in Form von kinetischer Energie. Die auf eintreffende Photonen empfindliche Fläche ist ein Eintrittsfenster, das von innen mit einem leitenden Material beschichtet ist. Dieses bildet die Photokathode, aus der eintreffende Photonen Elektronen herauslösen, die von einer Spannung zu dem Photoelektronenvervielfacher beschleunigt und dort in ein messbares Signal umgewandelt werden. Da das Signal im PMT in Form von freien Elektronen vorliegt, muss im Inneren des PMT Hochvakuum herrschen.

Es gibt mehrere Arten einen Sekundärelektronenvervielfacher zu realisieren. In PMTs werden meist solche verwendet, die aus einer Reihe von als Dynoden bezeichneten Elektroden aufgebaut sind. Diese sind über eine Spannungsteilerkette mit einer Gleichspannung in der Größenordnung von 1 kV verbunden. Damit liegt zwischen benachbarten Dynoden eine Spannung an, die dafür sorgt, dass freie Elektronen zur nächsten Dynode hin so stark beschleunigt werden, dass diese dort mehrere gebundene Elektronen herausschlagen. Auf dem Weg zur nächsten Dynode werden diese wiederum so stark beschleunigt, dass die Anzahl der dort herausgeschlagenen Elektronen wiederum ein Vielfaches der eintreffenden ist. Die Anzahl der Elektronen, die pro einfallendem Elektron aus einer Dynode heraus-

gelöst werden, bezeichnet man als Sekundäremissionsverhältnis. Es liegt typischerweise zwischen 3 und 10. Die Aneinanderreihung mehrerer Dynoden bewirkt somit eine exponentielle Vervielfachung des von freien Elektronen getragenen Signals. Dadurch kann eine Verstärkung des Signals von etwa  $10^6$  erreicht werden. Es wird in Form eines Spannungsabfalls an einem Widerstand gemessen.

Ein einzelnes Photon, das auf die Photokathode trifft, löst nicht immer ein Signal aus. Zum einen kann es die Photokathode ohne Wechselwirkung durchdringen. Den daraus resultierenden Quotienten aus der Anzahl  $N_e$  der aus der Kathode herausgelösten Photoelektronen und der Anzahl  $N_\gamma$  der eingetroffenen Photonen bezeichnet man als Quanteneffizienz (QE). Zum anderen erreicht ein durch das Photon herausgeschlagene Elektron nicht immer die erste Dynode. Den Anteil der Photoelektronen, die tatsächlich ein Signal auslösen, bezeichnet man als Collection Efficiency (CE). Den resultierenden Quotienten aus Anzahl der registrierten Signale und Anzahl der angekommenen Photonen bezeichnet man als Photodetektionseffizienz (PDE) des Photomultipliers. Sie ist abhängig von der Wellenlänge der Photonen. Zusammengefasst gilt

$$\text{QE} = \frac{N_e}{N_\gamma}, \quad \text{CE} = \frac{N_{\text{Sig}}}{N_e}, \quad \text{PDE} = \text{QE} \cdot \text{CE} = \frac{N_{\text{Sig}}}{N_\gamma} \quad (2.12)$$

mit der Anzahl der ausgelösten Signale  $N_{\text{Sig}}$ .

## 2.4 Die topologische Teilchenspur-Rekonstruktion

Durchquert ein ionisierendes Teilchen Materie, so verliert es durch inelastische Stöße mit Elektronen im Material Energie. Der Energieverlust pro Weglänge hängt dabei stark von der Teilchenenergie und -art ab. Für schwere geladene Teilchen wie Protonen oder  $\alpha$ -Teilchen wird der Energieverlust durch die Bethe-Formel beschrieben [2]

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{4\pi n z^2}{m_e c^2 \beta^2} \cdot \left(\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0}\right)^2 \cdot \left[ \ln\left(\frac{2m_e c^2 \beta^2}{I \cdot (1 - \beta^2)}\right) - \beta^2 \right]. \quad (2.13)$$

Dabei ist  $\beta = \sqrt{1 - \frac{1}{\gamma^2}}$  mit dem Lorentzfaktor  $\gamma = \frac{E}{m_0 c^2}$  mit der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$  und der Energie  $E$  des Teilchens.  $X$  steht für die zurückgelegte Wegstrecke,  $n$  für die Elektronendichte im durchquerten Material,  $z$  für die Ladungszahl des Teilchens in Elementarladungen,  $e$  für die Elementarladung,  $m_e$  für die Elektronenmasse,  $\epsilon_0$  für die elektrische Feldkonstante und  $I$  für das mittlere Anregungspotential des Materials. Für dieses gilt näherungsweise nach Felix Bloch [3]

$$I = (10\text{eV} \cdot z). \quad (2.14)$$

Der Energieverlust von Elektronen kann mit der Bethe-Formel nicht beschrieben werden, da sie ununterscheidbar von den Hüllenelektronen der durchquerten Materie sind und

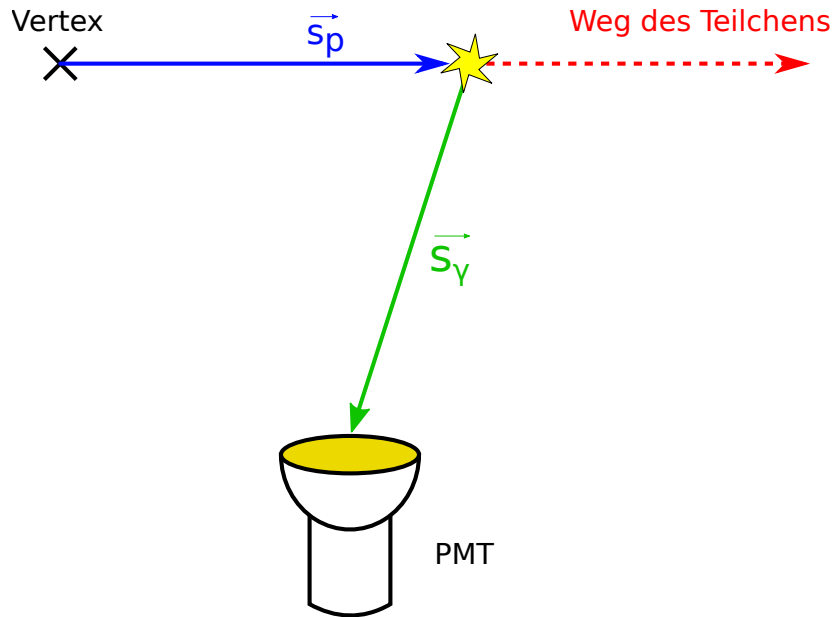


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung eines Szintillationsereignisses.

aufgrund der geringen Masse ein beträchtlicher Teil des Energieverlustes durch Bremsstrahlung verursacht ist.

Der Durchgang eines ionisierenden Teilchens in Szintillator führt zu Anregung und Ionisation der Moleküle im Material. Bei der Relaxation der angeregten Elektronen werden Photonen ungerichtet emittiert. Im Gegensatz zur Cherenkov-Emission steht die Richtung der Szintillations-Lichtemission in keinem Zusammenhang zur Richtung des Teilchendurchgangs. Anhand der genauen Trefferzeiten der PMTs lässt sich die Teilchenspur dennoch rekonstruieren.

Dazu kann ein iterativer Algorithmus verwendet werden, der durch Björn Wonsak entwickelt wurde. Dieser beruht auf folgenden Annahmen: Ein Referenzpunkt in Raum und Zeit (im Folgenden *Vertex* genannt) der Teilchenbahn im Detektor ist bereits rekonstruiert worden und das Teilchen läuft nahezu geradlinig mit Vakuumlichtgeschwindigkeit durch den Detektor. Die Zeit zwischen der ersten Lichtemission  $t_0$  im Detektor und der PMT-Treffer-Zeit  $t$  eines entlang der Teilchenspur erzeugten Photons setzt sich damit zusammen aus der Laufzeit des Teilchens bis zur Emission und der Laufzeit des Photons zum Detektor (siehe Abb. 2.5):

$$t - t_0 = \frac{|\vec{s}_p|}{c} + \frac{|\vec{s}_\gamma|n}{c} \quad (2.15)$$

mit der Länge  $s_p$  der Teilchenspur bis zum Emissionspunkt des Photons, der Strecke  $s_\gamma$  vom Emissionspunkt zum PMT, dem Brechungsindex im Szintillator  $n$  und der Vakuumlichtgeschwindigkeit  $c$ . Die Menge der möglichen Emissionspunkte kann von einem PMT damit auf eine zweidimensionale tropfenförmige Untermannigfaltigkeit beschränkt werden, die aufgrund der endlichen Zeitaufösung der PMTs und der variierenden Zer-

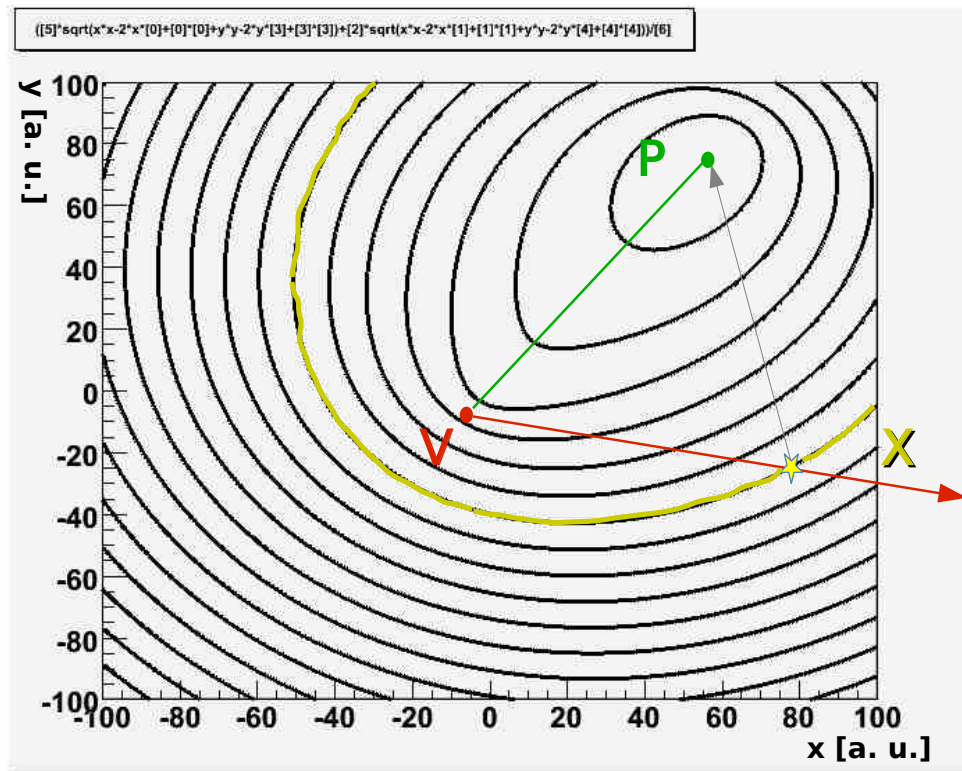


Abbildung 2.6: Übernommen aus [13]. Der gelbe Ring stellt die Menge der möglichen Emissionspunkte eines Photons dar, das der PMT am Ort **P** unter Berücksichtigung des Vertex **V** gemessen hat. Der wahre Emissionspunkt ist mit **X** bezeichnet. Die anderen Ringe stellen die möglichen Emissionspunkte für andere Trefferzeiten des PMT dar.

fallszeiten des Flüssigszintillators verschmiert ist (siehe Abb. 2.6). Damit kann - unter Berücksichtigung weiterer Parameter, wie der Winkelakzeptanz der PMTs - eine ortsabhängige Wahrscheinlichkeitsdichte für die Emission des Photons bestimmt werden. Der Algorithmus teilt das gesamte Detektorvolumen in würfelförmige, *Bins* genannte Raumbereiche auf und berechnet pro PMT für jeden Bin die Wahrscheinlichkeitsdichte am Mittelpunkt des Bins. Diese Einteilung ist zunächst noch grob mit einer Kantenlänge von 1 m. Nun werden die ermittelten Wahrscheinlichkeitsdichten vieler tausend getroffener PMTs addiert und normiert, so dass die Summe aller Binnhalte der Anzahl der PMT-Treffer entspricht. Die resultierende Wahrscheinlichkeitsverteilung bildet die erste Iteration des iterativen Verfahrens und wird in der folgenden Iteration als initiale Wahrscheinlichkeitsmaske verwendet, die dazu führt, dass die Berechnung der Wahrscheinlichkeitsverteilung in der zweiten Iteration sich auf den in der ersten Iteration bestimmten wahrscheinlichen Raumbereich konzentriert und damit das Ergebnis verfeinert. Darüber hinaus wird in den folgenden Iterationen das Gitter in einem Bereich verfeinert, aus dem das meiste Licht gemessen wurde. Dass sich nur mit einem iterativen Verfahren gute Ergebnisse erzielen lassen, liegt daran, dass die einzelnen Lichtsignale nicht unabhängig voneinander auftreten, sondern korreliert sind, da sie von derselben Teilchenspur stammen. Im Idealfall spiegelt die gefundene Photonemissionswahrscheinlichkeitsdichteverteilung die Spur des Teilchens im Detektor sehr genau wider.

In der Realität legen aber nicht alle Photonen einen geradlinigen Weg vom Szintillationspunkt zu einem PMT zurück. Zum einen ist nicht die gesamte Oberfläche des Szintillationsvolumens mit PMTs bedeckt, so dass manche Photonen ungesehen entkommen. Zum anderen können Photonen absorbiert oder gestreut werden. Absorption verringert nur den Anteil der von den PMTs registrierten Photonen. Gestreute Photonen hingegen liefern den PMTs störende Signale, die nicht auf die Teilchenspur zurückführen. Dies erschwert die Rekonstruktion, da nicht zwischen direktem Licht von der Teilchenspur und gestreutem Licht unterschieden werden kann.

Bei Myonereignissen gibt die Rekonstruktion bereits gut die Spur des Ursprungsteilchens wider. Elektronen hingegen neigen aufgrund ihrer im Vergleich zu Myonen etwa 200 mal kleineren Masse [7] deutlich stärker zur Ausbildung elektromagnetischer Schauer und verlieren dabei einen Großteil ihrer Energie. Myonen geben beim Auslösen eines Schauers nur wenig Energie ab und ändern ihre Bewegungsrichtung kaum. Dadurch bleibt ein so ausgelöster Schauer klein und der Großteil der Photonemission im Detektor stammt von der Spur des Myons.

## 2.5 Elektromagnetische Schauer

Elektromagnetische Schauer sind Kaskaden hochenergetischer Elektronen, Positronen und Photonen in Materie, die von einem hochenergetischen Teilchen ausgelöst werden. Im Allgemeinen kann ein elektromagnetischer Schauer durch mehrere Teilchenarten ausgelöst werden, deren Wechselwirkung mit Teilchen in der durchquerten Materie dazu führt, dass Elektronen, Positronen oder Photonen entstehen. Die dominierenden Wechselwirkungen für Elektronen und Positronen sind Ionisationsverluste und Bremsstrahlung.

Ionisationsverluste sind inelastische Wechselwirkungen mit den Hüllenelektronen in der durchquerten Materie. Sie nehmen nach Gl. 2.13 zunächst mit steigender Energie ab und steigen nach einem Minimum logarithmisch in der Energie an. Bremsstrahlung bedeutet hier die Emission von Photonen aufgrund der Ablenkung der Elektronen in den Coulomb-Feldern der Kerne und Elektronen der durchquerten Materie. Der Energieverlust durch Bremsstrahlung pro Wegstrecke nimmt proportional zur Energie des Teilchens zu. Damit ergibt sich in einem Energiebereich, in dem Ionisationsverluste vernachlässigbar sind, die Differentialgleichung

$$-\frac{dE}{dX} = \frac{E}{X_0} \quad (2.16)$$

mit der *Strahlungslänge*  $X_0$ , der zurückgelegten Weglänge  $X$  und der Energie  $E$  des Teilchens. Bei inhomogenen Medien wird die Länge auch als Säulendichte angegeben. Die Strahlungslänge hängt von der Kernladungs- und Massenzahl des durchquerten Materials und der Masse des Elektrons ab. Es gilt näherungsweise [12]

$$X_0 \propto m_e^2 \frac{A}{Z^2}. \quad (2.17)$$

Aus diesem Grund unterliegen Myonen wesentlich schwächeren Verlusten durch Bremsstrahlung ( $\left(\frac{m_\mu}{m_e}\right)^2 \approx 43000$ ). Sie erzeugen also kaum Photonen durch Bremsstrahlung.

Die bei der Bremsstrahlung entstehenden Photonen können im Feld der Kerne der durchquerten Materie durch Paarbildung neue Elektron-Positron-Paare erzeugen, die ihrerseits durch Bremsstrahlung neue Photonen erzeugen. Damit sorgen die Prozesse Bremsstrahlung und Paarbildung für eine Vervielfachung der Teilchenzahl, solange die Energie der Teilchen so hoch ist, dass Ionisationsverluste kleiner als die Verluste durch Bremsstrahlung sind. Die mittlere freie Weglänge  $X_0^\gamma$  der Paarbildung ist gegeben durch [12]

$$X_0^\gamma = \frac{9}{7} X_0. \quad (2.18)$$

In einem einfachen Modell kann angenommen werden, dass sich die Zahl der Teilchen im Schauer nach einer Strahlungslänge verdoppelt und sich dabei die Energie gleichmäßig auf die beteiligten Teilchen verteilt. Des Weiteren kann angenommen werden, dass die maximale Ausdehnung des Schauers erreicht wird, wenn die mittlere Teilchenenergie der *kritischen Energie*  $E_C$  entspricht, unterhalb derer der Energieverlust durch Ionisation den Energieverlust durch Bremsstrahlung übersteigt. Die kritische Energie ist ebenfalls materialabhängig und entspricht in guter Näherung  $E_C \approx 600 \text{ MeV}/Z$  [12] mit der Kernladungszahl  $Z$  des durchquerten Materials. Unter Nutzung der dimensionslosen Variablen  $t = \frac{X}{X_0}$  ergibt sich die mittlere Teilchenenergie

$$E(t) = E_0 \cdot 2^{-t} \iff t(E) = \log_2 \left( \frac{E_0}{E} \right) \quad (2.19)$$

mit der Anfangsenergie  $E_0$  des Primärteilchens. Daraus folgt für die Eindringtiefe  $X_{\max}$  des Schauers

$$X_{\max} = X_0 \cdot t(E_C) = X_0 \frac{\ln E_0 - \ln E_C}{\ln 2}. \quad (2.20)$$

Die transversale Ausdehnung eines Schauers kann mit diesem Modell nicht vorhergesagt werden. Sie wird durch den *Molière-Radius*  $R_m$  beschrieben [11, S. 9]

$$R_m = \frac{21 \text{ MeV}}{E_C} X_0. \quad (2.21)$$

## 2.6 Hough-Transformation

Die Hough-Transformation ist ein Verfahren zur Erkennung geometrischer Figuren in zweidimensionalen binären Bildern. Sie kann auf mehr Dimensionen erweitert werden. Die Grundlage dieser Transformation bildet ein Patent von Paul V. C. Hough, das 1962 eingereicht wurde [6]. Das Verfahren übersetzt ein binäres Bild, also ein Schwarz-Weiß-Bild in einen Parameter-Raum, der von den Parametern der gesuchten Figur aufgespannt wird. Im Fall von Geraden ist dieser Raum zweidimensional. Eine häufig gewählte Para-

metrisierung von Geraden in der Ebene ist die Hessesche Normalform. Sie definiert eine Gerade durch ihren Abstand  $d$  vom Ursprung und einen Normalenvektor  $\vec{n}$ , der senkrecht auf der Geraden steht. Er ist ein Einheitsvektor und lässt sich deshalb durch einen Winkel  $\alpha$  parametrisieren

$$\vec{n} = \begin{pmatrix} \cos \alpha \\ \sin \alpha \end{pmatrix}. \quad (2.22)$$

Mit den Parametern  $d$  und  $\alpha$  ist die Parametergleichung für einen Punkt  $\vec{r} = \begin{pmatrix} x \\ y \end{pmatrix}$

$$\vec{r} \cdot \vec{n} = d \Leftrightarrow x \cos \alpha + y \sin \alpha = d. \quad (2.23)$$

Die eigentliche Hough-Transformation läuft nun wie folgt ab: Für jeden Punkt  $(x, y)$  im Binärbild, der nichtleer ist, werden alle Parameterpaare  $(d, \alpha)$  bestimmt, die eine Gerade beschreiben, die den Punkt  $(x, y)$  enthält. Im Bild im Parameterraum wird nun für alle diese Paare  $(d, \alpha)$  der Wert um eins erhöht. Nachdem alle Punkte  $(x, y)$  abgearbeitet sind, existieren Häufungspunkte im Parameterraum bei den Parametern, die tatsächlich als Gerade oder geradenähnliche Figur im Ursprungsbild vorliegen. Es kann sinnvoll sein, vor der Anwendung der Hough-Transformation einen Kantendetektionsalgorithmus, wie zum Beispiel den Canny-Algorithmus (siehe [4]), auf das Ursprungsbild anzuwenden.

Die Hough-Transformation kann im Prinzip auf beliebig viele Dimensionen im Urbild- und Parameterraum erweitert werden, um beliebige parametrisierbare geometrische Formen auch im dreidimensionalen Raum zu finden. Allerdings steigt der Rechenaufwand mit der Potenz der Anzahl der Dimensionen an.



# Kapitel 3

## Entwicklung von Analyseverfahren

### 3.1 Aufgabenstellung

Ziel der Arbeit ist es, Algorithmen zu entwerfen, die die Ergebnisse des Wonsak-Algorithmus für Elektronereignisse, also Ereignisse, bei denen nach einer Reaktion eines Neutrinos mit einem Nukleon ein Elektron erzeugt wird, untersuchen. Dabei sind die interessantesten Daten die Richtung und Energie des Primärteilchens, da daraus Rückschlüsse auf Richtung und Energie des erzeugenden Neutrinos getroffen werden können, sowie Charakteristika, die Elektronneutrino-induzierte Ereignisse von Myonneutrino-induzierten Ereignissen unterscheiden. Als Primärteilchen wird hier das Elektron/Positron oder Myon bezeichnet, das bei einer Reaktion eines Neutrinos mit einem Nukleon im Detektorvolumen erzeugt wird.

### 3.2 Verwendete Programme

Die in der Arbeitsgruppe überwiegend verwendete Programmbibliothek zur Auswertung von Daten ist das ROOT Data Analysis Framework, das am CERN entstanden ist. ROOT ist in C++ geschrieben und kann auch unkomplizierte Skripte direkt interpretieren, nachdem es in der Kommandozeile über die Eingabe von `root` aufgerufen wurde. Zunächst wird dieses Verfahren genutzt, da sich so nicht mit dem Setzen der richtigen Compilerflags beschäftigt werden muss. Das heißt, der Programmentwurf wird nur als Quelltextdatei abgespeichert und mit ROOT aufgerufen.

ROOT kann für Ubuntu aus dem Ubuntu Software Center, einem Paketverwaltungssystem, installiert, eine vorkompilierte Version von der ROOT-Website heruntergeladen oder der Quellcode selbst kompiliert werden. Zunächst wird eine Version von der Website verwendet, später jedoch auf die Version 5.34/14 aus dem Software Center gewechselt, da ungeklärte Fehler bei Nutzung der vorkompilierten Version 6.06/04 auftreten.

Im weiteren Verlauf und mit zunehmender Komplexität des Programms erscheint es sinnvoller, das Programm vor Ausführung zu kompilieren und mit einer Integrated De-

velopment Environment (IDE) zu verfassen. Zu den Vorteilen der Nutzung einer IDE zählen die automatische Einfärbung des Codes zwecks Übersichtlichkeit, direkte Erkennung vieler Arten von Fehlern (z. B. Tippfehler, syntaktische Fehler), die Kompilierung des Programms direkt aus der IDE heraus mit einer guten Strukturierung der Compiler- und Linkerflags und die Code-Vervollständigung. Als IDE wird Eclipse in der Version 3.8 aus dem Ubuntu Software Center installiert.

Wenn ein Programm kompiliert werden soll, welches Teile der ROOT-Bibliothek nutzt, muss dem Compiler, in diesem Fall GNU Compiler Collection (GCC), mitgeteilt werden, wo nach den zu nutzenden Bibliotheken und Header-Dateien gesucht werden soll. Dies geschieht über Flags beim Aufruf des Compilers. ROOT kann die benötigten Flags mit dem Programm `root-config` ausgeben, das Teil der ROOT-Bibliothek ist. Die Eingabe von `root-config --cflags` gibt die Flags aus, die zum Kompilieren der vom Benutzer geschriebenen Quelltextdateien notwendig sind und `root-config --libs` gibt die Flags aus, die zum Verlinken mit den ROOT-Bibliotheken benötigt werden. Weitere Informationen dazu gibt es unter [8].

### 3.3 Daten einlesen und darstellen

ROOT ist darauf ausgelegt, große Datenmengen schnell zu verarbeiten. Dazu zählt auch eine effiziente Speicherung experimenteller Daten. Um die Menge an gespeicherten Verwaltungsdaten (Overhead) gering zu halten und um schnellen Zugriff auf einzelne Teile eines Satzes an Daten zu ermöglichen, speichert ROOT Daten in sogenannten *Trees* (engl. Bäume) ab. In einem einfachen Fall hat ein Tree mehrere *Branches* (engl. Zweige), die jeweils ein Objekt in komprimierter Form speichern. Diese Objekte können zum Beispiel Felder sein, in denen die Trefferzeiten der PMTs eines Szintillationsereignisses eingetragen sind. Die Minimierung des Overhead wird erreicht, indem die Daten mehrerer Ereignisse bzw. Messungen in sogenannten *Entries* (engl. Einträge) eines Trees gespeichert werden, das heißt, jeder Branch hält mehrere Objekte der selben Klasse. Trees und andere Objekte können mit ROOT in Dateien mit dem Suffix `.root` gespeichert und gelesen werden.

Bei den in dieser Arbeit betrachteten Ereignissen handelt es sich um sogenannte *contained Events*, bei denen die Spur des Primärteilchens vollständig im Detektor enthalten ist. Der Fokus liegt auf Ereignissen mit einer Primärteilchenenergie von 1–5 GeV. Bei allen Ereignissen handelt es sich um simulierte Ereignisse, die mit der LENA-Simulationssoftware, die auf Geant4 basiert, simuliert und anschließend mit dem Wonsak-Algorithmus rekonstruiert wurden.

Um die Ausgabe der Rekonstruktion zu visualisieren, wird eine Methode erstellt, die eine Datei, die rekonstruierte Ereignisse enthält, öffnet, einen Pointer auf die Ausgabe erzeugt und das dreidimensionale Histogramm übersichtlich darstellt. Die Darstellung erfolgt mithilfe eines interaktiven Fensters in ROOT, das *Canvas* genannt wird. Das Histogramm wird mit drei Projektionen entlang der x-, y- und z-Achsen und einem drehbaren

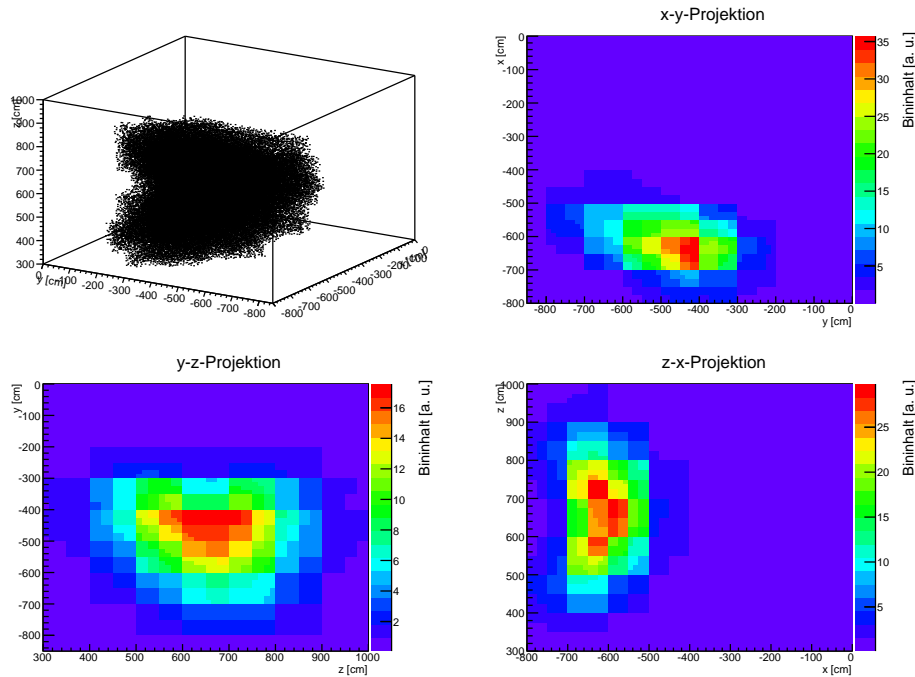


Abbildung 3.1: Darstellung der Ausgabe der Rekonstruktion eines Elektronereignisses mit einer Primärteilchenenergie von 5 GeV. Die  $z$ -Achse stimmt mit der Symmetrieachse des zylindrischen LENA-Detektors überein. Der Koordinatenursprung liegt im Zentrum des Detektors.

dreidimensionalen Streudiagramm dargestellt (siehe Abb. 3.1 und 3.2).

Damit können nun die Ausgaben verschiedener Ereignisse visuell verglichen werden. Bevor es jedoch um die Unterscheidbarkeit zwischen Elektron- und Myonereignissen geht, wird zunächst ein Algorithmus zur Auswertung der Richtung des Primärteilchens entwickelt.

## 3.4 Richtungsauswertung

Bei der Richtungsauswertung geht es darum, die Bewegungsrichtung eines durch eine Reaktion im Detektor entstandenen ionisierenden Teilchens zu bestimmen. Dieses Teilchen kann zum Beispiel durch eine Wechselwirkung eines von außen kommenden Neutrinos mit einem Atomkern im Szintillator entstehen oder aber auch durch einen radioaktiven Zerfall im Szintillator. In dieser Arbeit wurde sich darauf beschränkt, die Richtung im Detektor entstandener Elektronen mit einer Energie von 5 GeV zu bestimmen. Diese können zum Beispiel bei einer Wechselwirkung eines Elektronenneutrinos, das beim Auftreffen der kosmischen Teilchenstrahlung auf die Erdatmosphäre entstanden ist, entstehen.

### 3.4.1 Referenzpunktbasierte Verfahren

Die zur Verfügung stehenden Daten bestehen einerseits aus einem dreidimensionalen räumlichen Histogramm, das das Detektorvolumen darstellt und als Einträge Photon-

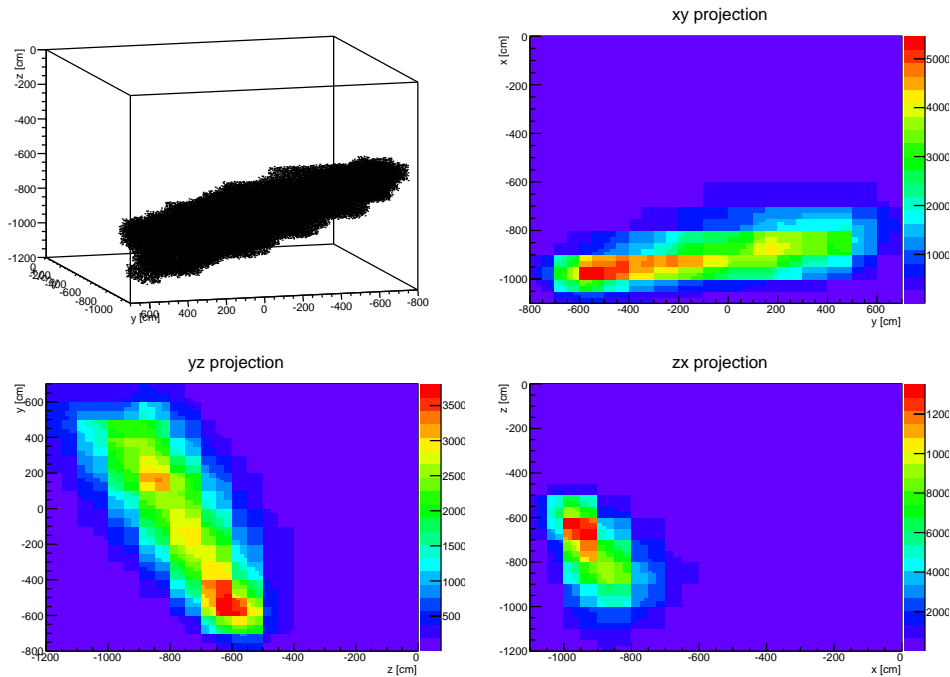


Abbildung 3.2: Darstellung der Ausgabe der Rekonstruktion eines Myonereignisses mit einer Primärteilchenenergie von 2,4 GeV.

emissionswahrscheinlichkeiten enthält. Darüber hinaus gibt es einen Referenzpunkt, der ungefähr dem Vertex, also dem Entstehungspunkt des Primärteilchens, entspricht. Der Referenzpunkt wurde in der Rekonstruktion der betrachteten Ereignisse durch gaußförmige Verschmierung des wahren Erzeugungspunktes aus der Teilchensimulation berechnet. Eine Rekonstruktion des Vertex anhand der Ersttreffer-Zeiten ist zur Zeit in der Arbeitsgruppe in Arbeit.

Der erste Ansatz zur Richtungsauswertung nutzt diesen Referenzpunkt. Die einzelnen Zellen des dreidimensionalen Histogramms werden *Bins* genannt. Der in dieser Arbeit entwickelte Algorithmus besteht aus einer Schleife, die über alle Bins des Histogramms läuft. Vor der Schleife wird ein zweidimensionales Histogramm erzeugt, das alle möglichen Raumrichtungen widerspiegelt; d. h., jeder Bin steht für einen kleinen Teil des gesamten Raumwinkels, die Achsen sind Polar- und Azimutalwinkel  $\theta$  und  $\phi$ . In der Schleife wird für jeden Bin der Vektor  $\vec{r}$  vom Referenzpunkt zu einem zufälligen Ort innerhalb des Bins berechnet. Die Transformation des Vektors in Kugelkoordinaten liefert die Richtung in Form von  $\theta$  und  $\phi$  und die Länge des Vektors. Anschließend wird das Produkt  $w$  aus Länge des Vektors und Inhalt  $I$  des betrachteten Bins berechnet und dem Bin des Raumwinkel-Histogramms hinzugefügt, der der Richtung des Vektors entspricht. Für den  $i$ -ten Bin des

dreidimensionalen Histogramms sind also die Gewichtung  $w_i$  und die Winkel  $\theta_i$  und  $\phi_i$

$$w_i = |\vec{r}_i| \cdot I_i \quad (3.1)$$

$$\theta_i = \arccos \frac{z_i}{|\vec{r}_i|} \quad (3.2)$$

$$\phi_i = \text{atan2}(y_i, x_i). \quad (3.3)$$

mit

$$\text{atan2}(y, x) = \begin{cases} \arctan\left(\frac{y}{x}\right) & x > 0 \\ \arctan\left(\frac{y}{x}\right) + \pi & x < 0, y \geq 0 \\ \arctan\left(\frac{y}{x}\right) - \pi & x < 0, y < 0 \\ \frac{\pi}{2} & x = 0, y > 0 \\ -\frac{\pi}{2} & x = 0, y < 0 \\ 0 & x = 0, y = 0. \end{cases} \quad (3.4)$$

Mit der so definierten Gewichtung werden Teile der Photonemissionsverteilung desto stärker gewichtet, je weiter sie vom Referenzpunkt entfernt liegen. Dies ist erwünscht, da Ungenauigkeiten eines Ortes sich mit zunehmender Entfernung vom Referenzpunkt weniger stark auf die Abweichung der Richtung vom Referenzpunkt zu diesem Ort auswirken. Dadurch werden die Einflüsse der nichtleeren Bins unterdrückt, die dem Referenzpunkt nahe sind. Diese sind aus Sicht des Referenzpunktes auf einen großen Bereich von Richtungen verteilt und liefern kaum zur Richtungsbestimmung nützliche Informationen.

Der Grund dafür, dass der Richtungsvektor  $\vec{r}_i$  jeweils zu einem zufälligen Punkt innerhalb jedes Bins und nicht immer zum Zentrum des Bins gezogen wird, ist, dass so die Bildung von Artefakten im Ausgabe-Histogramm verhindert wird, die durch die Regelmäßigkeit der Anordnung der Binmitten hervorgerufen werden.

Als Nächstes wird der Inhalt jedes Bins des Raumwinkel-Histogramms durch den Anteil geteilt, den der jeweilige Bin am gesamten Raumwinkel einnimmt. Dies ist nötig, da nicht jeder Bin den gleichen Anteil am Raumwinkel einnimmt und somit manche Bins häufiger getroffen werden als andere. Angenommen, ein Bin decke einen Raumwinkelbereich von  $\theta_1$  bis  $\theta_2$  und  $\phi_1$  bis  $\phi_2$  ab, dann ist der abgedeckte Raumwinkel  $\Omega$  gegeben durch

$$\Omega = \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} d\Omega \quad (3.5)$$

$$= \int_{\theta_1}^{\theta_2} \int_{\phi_1}^{\phi_2} \sin \theta d\phi d\theta \quad (3.6)$$

$$= (\phi_2 - \phi_1)(\cos \theta_1 - \cos \theta_2). \quad (3.7)$$

Da  $\phi_2 - \phi_1$  für alle Bins gleich ist, wird der Bininhalt nur durch den Faktor  $\cos \theta_1 - \cos \theta_2$  geteilt. Abschließend wird der Bin mit dem größten Inhalt gesucht und die korrespondie-

rende Richtung ausgegeben. Mit diesem Verfahren erfährt jede Richtung eine Wertung, die proportional zu dem Produkt aus Inhalt und Entfernung der Bins in dieser Richtung ist, d. h., je weiter ein Bin vom Referenzpunkt entfernt ist, desto stärker wird sein Inhalt für diese Richtung gewertet. Am Ende wird die Richtung mit der höchsten Wertung ausgewählt. Wenn das Primärteilchen eine geradlinige Trajektorie im Detektor zurücklegt, ist zu erwarten, dass in Richtung der Trajektorie viele Bins mit hohen Photonemissionswahrscheinlichkeiten gefüllt sind.

Alternativ kann das Verfahren so abgewandelt werden, dass eine Mittelung über alle vorkommenden Richtungen bei Gewichtung mit den jeweiligen Zellinhalten erfolgt. Es bleibt dabei, dass eine Schleife über alle Bins des räumlichen Histogramms durchlaufen wird. Es wird wieder der Vektor  $\vec{r}_i$  vom Referenzpunkt berechnet. Anstatt aber Werte in ein Histogramm einzutragen, wird ein Summenvektor  $\vec{s}$  berechnet, der sich wie folgt zusammensetzt

$$\vec{s} = \sum_i I_i \cdot \vec{r}_i. \quad (3.8)$$

Dieser Summenvektor ist damit effektiv der Schwerpunkt der Photonemissionsverteilung aus Sicht des Referenzpunktes. Die grundlegende Annahme ist hier, dass die Propagationsrichtung von Sekundärteilchen, die zum Beispiel durch Stöße mit dem Primärteilchen oder durch Schauerbildung entstehen und genug Energie haben, um im Szintillator Photonemission zu erzeugen, sich nicht stark von der Richtung des Primärteilchens unterscheidet. Da die im Szintillator vorhandenen Teilchen thermisch bedingt einen deutlich kleineren Impuls haben ( $k_B \cdot 300\text{K} \approx \frac{1}{40}\text{eV}$ ) als ein Primärteilchen mit einer Energie im GeV-Bereich, kann angenommen werden, dass der gesamte Impuls vom Primärteilchen stammt und somit das Mittel der Richtungen der erzeugten Teilchen etwa der Richtung des Primärteilchens entspricht.

Die Laufzeiten der beiden Verfahren sind bei Elektronereignissen mit einer kinetischen Energie von 5 GeV immer kleiner als eine Sekunde auf einem Intel Core i5-2500.

### 3.4.2 Verfahren ohne Nutzung des Referenzpunktes

Es wird ein weiteres Verfahren entwickelt, das sich nicht auf einen festgelegten Punkt entlang der Teilchenbahn stützt. Es kann als Erweiterung der oben vorgestellten Verfahren angesehen werden. Es wird wieder ein zweidimensionales Phasenraum-Histogramm für die möglichen Richtungen  $\theta$  und  $\phi$  erstellt. Als nächstes wird eine Schleife durchlaufen, die nun über alle Paare von Bins im dreidimensionalen Ausgabe-Histogramm der Rekonstruktion läuft. Die Größe dieses Histogramms hängt individuell vom Ereignis ab, da in der Rekonstruktion als Histogramm nur der Teil des Detektors ausgegeben wird, in dem Photonen wahrscheinlich entstanden sind. Die Kantenlänge der Bins ist nach der letzten Iteration 12,5 cm. Für jedes Paar aus i-tem und j-tem Bin wird der Vektor  $\vec{r}_{ij} = \vec{r}_j - \vec{r}_i$

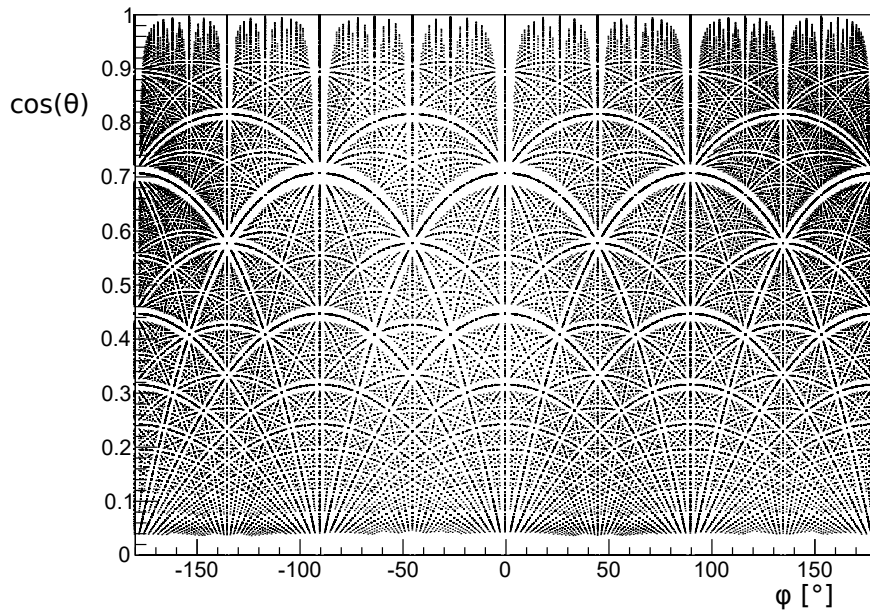


Abbildung 3.3: Ausgabe einer frühen Version des nicht referenzpunkt-basierten Verfahrens, in der die Binmitten noch nicht zufällig verschmiert werden.

berechnet. Die Gewichtung  $w_{ij}$  wird ähnlich wie oben berechnet

$$w_{ij} = I_i I_j |\vec{r}_{ij}|. \quad (3.9)$$

Dann werden, wie im referenzpunkt-basierten Verfahren,  $\theta(\vec{r}_{ij})$  und  $\phi(\vec{r}_{ij})$  berechnet und dem  $\theta$ - $\phi$ -Histogramm mit der Gewichtung  $w_{ij}$  hinzugefügt. Auch bei diesem Verfahren werden die Orte der Binmitten innerhalb des Binvolumens verschmiert, sodass die Bildung von Artefakten verhindert wird. Ein Beispiel für ein mit diesem Verfahren erzeugtes Histogramm ist in Abb. 3.4d zu sehen. Abb. 3.3 zeigt die Ausgabe dieses Verfahrens, ohne eine Verschmierung der Binkoordinaten vorzunehmen.

Ist die Anzahl der Bins in dem räumlichen Histogramm  $50 \cdot 50 \cdot 50 = 125\,000$ , so wird die Schleife also  $125\,000^2 \approx 15,6 \cdot 10^9$  mal durchlaufen. Nicht selten liegt sogar die zehnfache Anzahl an Bins vor. Das führt zu einer Laufzeit von mehreren Minuten bis Stunden für ein Ereignis. Die Laufzeit lässt sich aber deutlich verkürzen, wenn ein Teil der zu analysierenden Daten verworfen wird. Im Ausgabe-Histogramm der Rekonstruktion gibt es viele Bins, die mit vergleichsweise geringem, von null verschiedenen Inhalt gefüllt sind. Zur Erzeugung des Phasenraum-Histogramms leisten diese dadurch nur einen sehr kleinen Beitrag, kosten aber ebenso viel Rechenzeit wie alle anderen Bins. Schließt man diese Bins von der Analyse aus, so kann die Rechenzeit, die quadratisch von der Anzahl der Bins abhängt, deutlich reduziert werden, ohne das Ergebnis wesentlich zu beeinflussen. Es ist sinnvoll, eine angestrebte Anzahl der nichtleeren Bins zu definieren, so dass die Laufzeit limitiert wird. Aus der festgelegten Ziel-Anzahl wird eine Schwelle bestimmt, so dass die

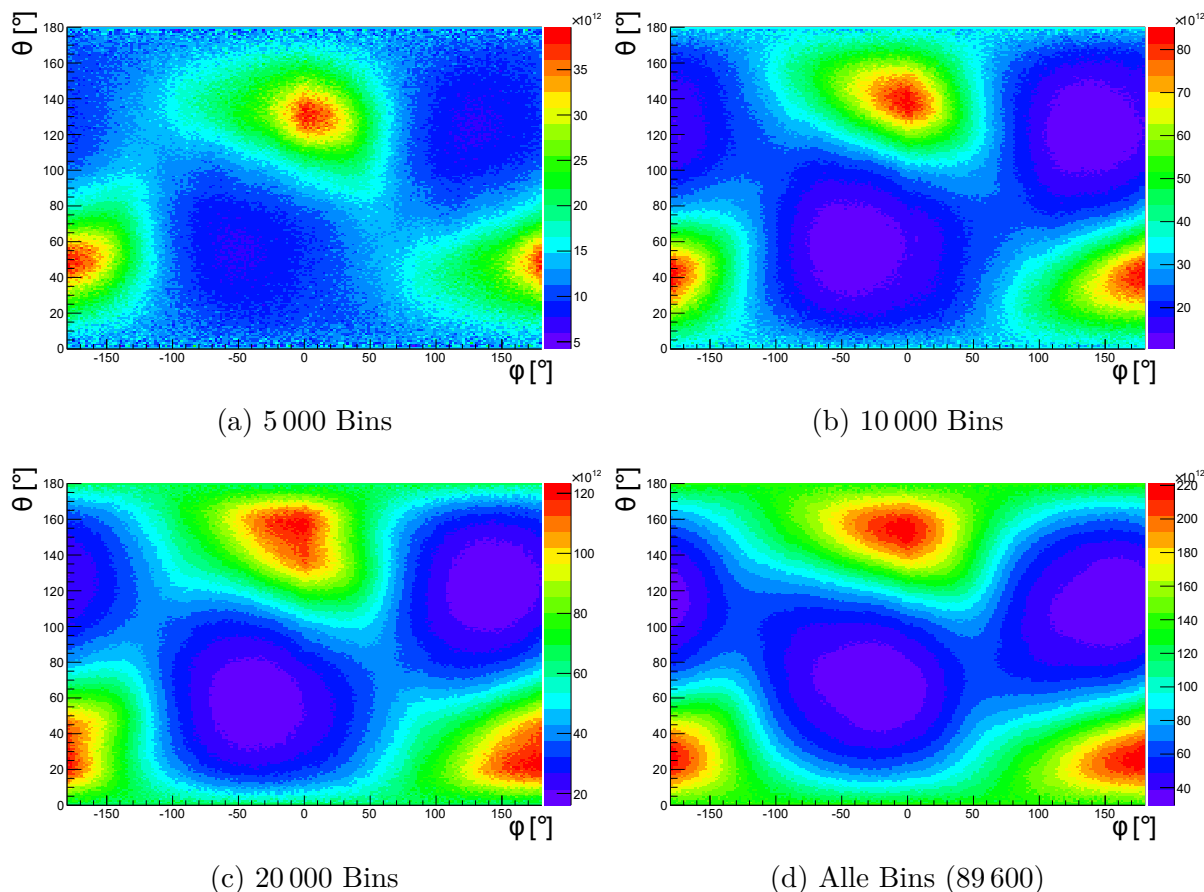


Abbildung 3.4: Ausgaben des an eine Hough-Transformation angelehnten Verfahrens mit zuvor verschieden stark beschnittenen Ausgangsdaten. Die Anzahl der jeweils berücksichtigten Bins ist in den Bildunterschriften angegeben. Zu beachten ist, dass diese Projektion der Kugeloberfläche in die Ebene weder flächen- noch winkel- noch längentreu ist. Die wahre Anfangsrichtung des Teilchens ist bei diesem Ereignis  $\theta = 149^\circ$  und  $\phi = 7^\circ$ .

Anzahl der Bins mit einem größeren Inhalt als die Schwelle etwa dem Ziel entspricht. Die Bestimmung der Schwelle geschieht mit der ROOT-Methode `TH1::GetQuantiles`, nachdem alle Bins in ein Spektrum der Binnhalte eingetragen wurden. Eine optimale Ziel-Anzahl der nichtleeren Bins findet man durch Probieren verschiedener Einstellungen und Vergleichen der Ausgaben und Laufzeiten. Bei einer Reduktion auf 10 000 Bins sinkt die Laufzeit auf etwa 8 Sekunden pro Ereignis. Die Berechnung der Schwelle nimmt nur einen Bruchteil einer Sekunde ein. Diese Zeitangaben beziehen sich auf eine parallelisierte Form des Algorithmus, die auf allen vier Kernen des Intel Core i5-2500 ausgeführt wird. Allerdings hat die Reduktion auch zur Folge, dass sich die entstehende Ausgabe ändert, wie es in Abbildung 3.4 zu sehen ist, die das durch den Algorithmus erstellte Histogramm eines zufälligen Elektronereignisses für verschieden starke Reduktionen und ohne Reduktion zeigt. Es ist zu erkennen, dass die Maxima je nach Stärke der Reduktion der verwendeten Bins unterschiedlich liegen. Bei stärkerer Reduktion, also weniger berücksichtigter Bins, scheinen die Maxima bei diesem Ereignis näher an der Äquatoriallinie bei  $\theta = 90^\circ$  zu wandern. Ob diese Tendenz auch für andere Ereignisse gilt, wurde nicht überprüft.



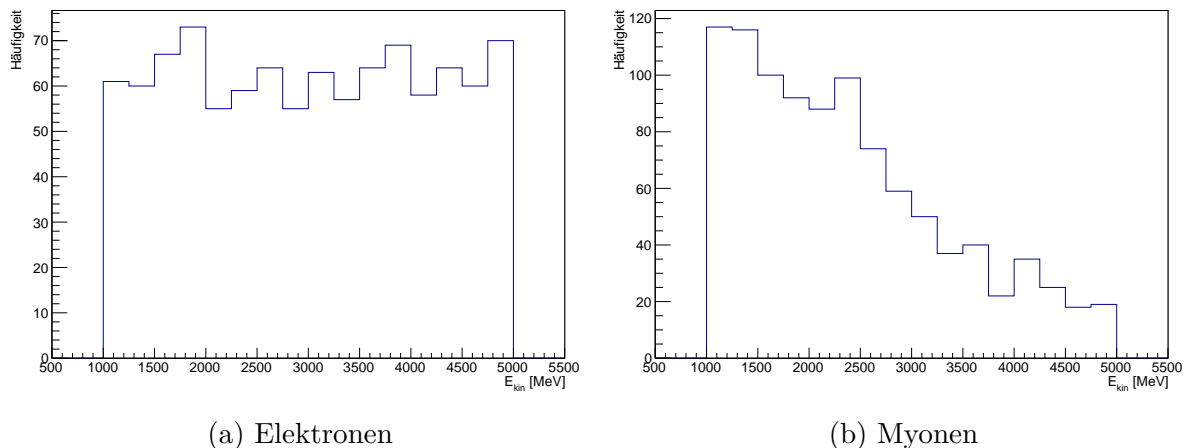


Abbildung 3.5: Verteilungen der Primärteilchenenergien der analysierten Ereignisse.

Ein weiterer Aspekt dieses Verfahrens ist die Tatsache, dass mit diesem Verfahren nur die Orientierung der Achse, entlang derer das Teilchen geflogen ist, gesucht wird. Es kann aber nicht feststellen, in welcher Richtung entlang dieser Achse das Teilchen propagierte.

## 3.5 Elektron-Myon-Unterscheidung

Die Unterscheidung zwischen den Flavours von Leptonen, die durch eine Wechselwirkung eines Neutrinos im Detektor entstehen, ist die einzige Möglichkeit den Flavor des einfallenden Neutrinos zu bestimmen. Dies ist also ein integraler Bestandteil des Aufgabengebiets der großen Flüssigszintillator-Teilchendetektoren.

Zur Analyse stehen jeweils 1000 bereits rekonstruierte Myon- und Elektronereignisse mit Primärteilchenenergien von 1–5 GeV zur Verfügung, wobei auch hier die Teilchenspuren vollständig im Detektor enthalten sind. Die Primärenergieverteilungen für die beiden Teilchensorten sind in Abb. 3.5 zu sehen. Während die Elektronereignisse gleichmäßig auf den Energiebereich 1–5 GeV verteilt sind, nimmt die Verteilung der Myonereignisse eine Dreiecksform mit dem Maximum am unteren Ende des Energiebereichs ein. Der Grund für die Verteilung der Myonereignisse liegt in deren Erzeugung in der Simulation: Ein Myon mit zufälliger Energie im Bereich 1–5 GeV wird an einem zufälligen Ort im Detektor erzeugt. Dann wird festgestellt, ob die Spur des Myons vollständig im Detektor enthalten ist. Ist sie es nicht, so wird das Ereignis verworfen. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Ereignis verworfen wird, steigt mit der Energie des Myons an, da die Spur dann länger ist und wahrscheinlicher den Detektor verlässt.

### 3.5.1 Mittlerer Streuwinkel

Der erste Ansatz zur Unterscheidung zwischen Myon- und Elektronereignissen basiert auf der Tatsache, dass Elektronen aufgrund ihrer im Vergleich zu Myonen geringeren Masse

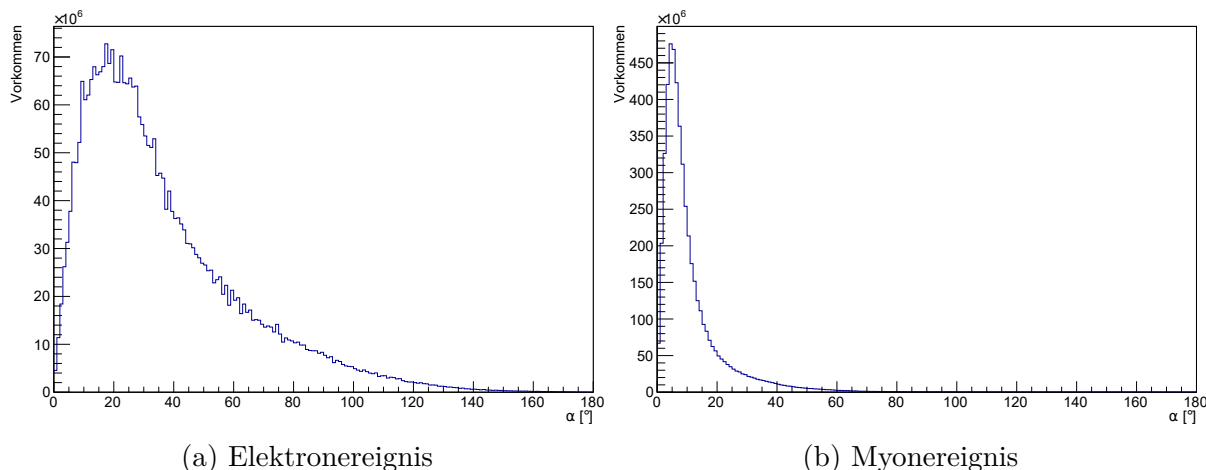


Abbildung 3.6: Beispiele für Histogramme der in einem Ereignis vorkommenden Streuwinkel. Es ist deutlich zu sehen, wie die Verteilung bei dem Myonereignis schmaler ist, als bei dem Elektronereignis. Zum Ursprung hin fallen beide Verteilungen ab, da der Raumwinkelbereich  $d\Omega = 2\pi \sin(\alpha)d\alpha$ , der von einem Winkelbereich  $d\alpha$  abgedeckt wird, für  $\alpha \rightarrow 0$  ebenfalls gegen null geht.

deutlich stärker dazu neigen, elektromagnetische Schauer auszubilden. Diese Schauer spiegeln sich in der Ausgabe des Wonsak-Algorithmus wider. Die Photoemissionswahrscheinlichkeitsverteilungen sind im Vergleich zu ihrer Länge bei Elektronereignissen breiter als bei Myonereignissen (siehe Abb. 3.1 und 3.2).

Das entwickelte Verfahren stützt sich wieder auf den Referenzpunkt. Zunächst wird eine referenzpunktbasierte Richtungsauswertung durchgeführt, wie in 3.4.1 beschrieben. Dann wird noch einmal eine Schleife über alle Bins des Histogramms laufen gelassen, bei der ein Vektor  $\vec{r}$  vom Referenzpunkt zum betrachteten Bin berechnet wird. Es wird der Streuwinkel  $\alpha$  zwischen diesem Vektor und der berechneten Richtung  $\vec{R}$  aus der Richtungsauswertung bestimmt und mit der Länge  $|\vec{r}|$  des Vektors und dem Binninhalt  $I$  zu der Gewichtung  $w$  multipliziert in ein Histogramm eingetragen

$$\alpha = \angle(\vec{r}, \vec{R}) \quad (3.10)$$

$$w = I \cdot |\vec{r}|. \quad (3.11)$$

In Abb. 3.6 sind Beispiele für so erzeugte Histogramme zu sehen. Es handelt sich bei Abb. 3.6a um das Ereignis, das in Abb. 3.1 zu sehen ist. Um dieses Histogramm auf einen Zahlenwert zu reduzieren, der das Streuverhalten widerspiegelt, wird der Mittelwert  $\bar{\alpha}$  in diesem Histogramm bestimmt. Es wird erwartet, dass aus der Anwendung auf jeweils 1000 Elektron- und Myonereignisse unterschiedliche Verteilungen bezüglich des mittleren Streuwinkels resultieren, die eine grobe Unterscheidungsmöglichkeit zwischen den Teilchenarten darstellt.



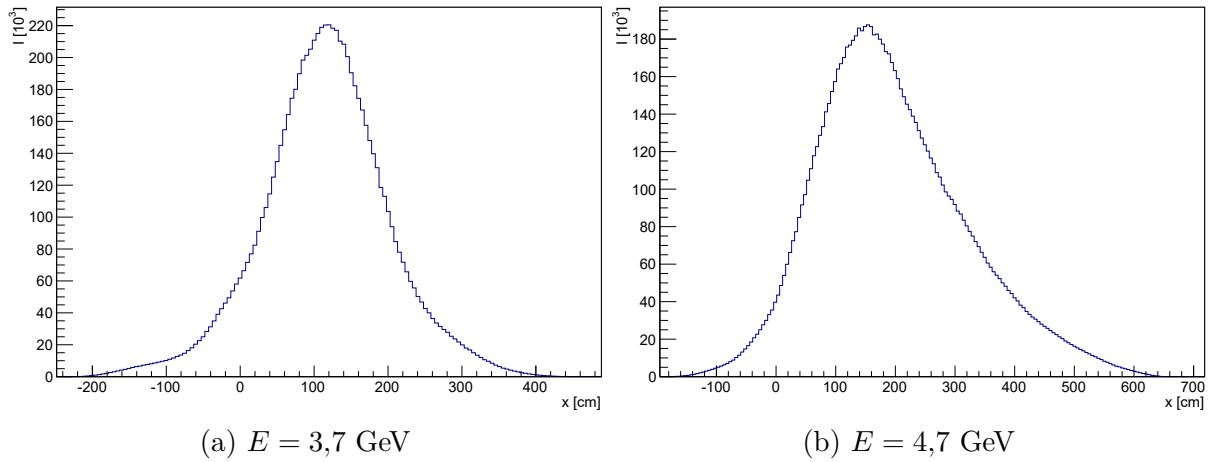


Abbildung 3.8: Die Photonemissionen entlang zweier Elektronereignisse unterschiedlicher Energien  $E$ .

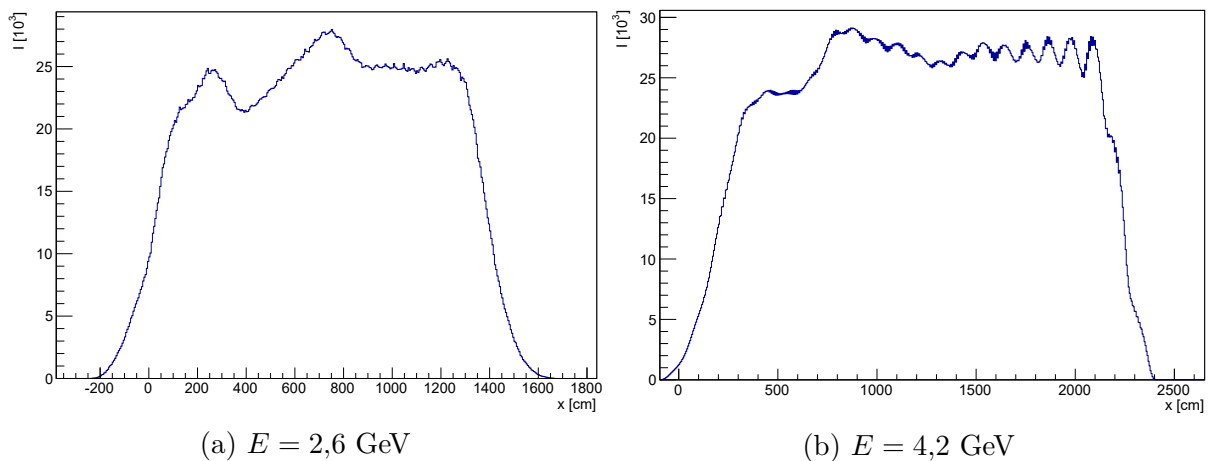


Abbildung 3.9: Die Photonemissionen entlang zweier Myonereignisse unterschiedlicher Energien  $E$ .

eignissen. Eine Möglichkeit zur Unterscheidung zwischen Myon- und Elektronereignissen kann also die Halbwertsbreite (FWHM)  $\Delta x_{\text{FWHM}}$  bieten, die die Länge der Spuren von ionisierenden Teilchen im Detektor widerspiegelt.

Die periodischen Schwankungen in Abb. 3.9b, die für steigendes  $x$  zunehmen, könnten aus der diskreten periodischen Struktur der Histogramme folgen. Da die longitudinalen Histogramme ebenfalls eine diskrete periodische Struktur aufweisen, kann es bei der Erzeugung eines solchen dazu kommen, dass die räumliche Periode des longitudinalen Histogramms mit der des dreidimensionalen Ursprungshistogramms nahezu übereinstimmt, so dass es zu einer Schwebung kommt, bei der die Anzahl der Bins im dreidimensionalen Histogramm, die einem Bin im eindimensionalen longitudinalen Histogramm zugeordnet werden, periodisch schwankt.



# Kapitel 4

## Ergebnisse

### 4.1 Richtungsauswertung

Alle oben beschriebenen Verfahren werden auf 1 000 Ereignisse von im Detektor erzeugten Elektronen mit einer Energie von 5 GeV, deren Spur noch im Detektor endet, angewandt. Bei den betrachteten Ereignissen sind die wahren Anfangspunkte der Elektronen im Detektor zufällig verteilt, ebenso wie die wahre Anfangsrichtung. Anschließend werden die Abweichungen von der wahren Anfangsrichtung bestimmt und in ein zweidimensionales Histogramm für die Abweichungen in Richtung von  $\theta$  und  $\phi$  eingetragen. Da abhängig vom Polarwinkel  $\theta$  eine Differenz  $\Delta\phi = \phi_{\text{gemessen}} - \phi_{\text{wahr}}$  in Richtung des Azimutalwinkels  $\phi$  einem unterschiedlichen Abstand auf der Einheitskugeloberfläche entspricht, ist auf der x-Achse der effektive transversale Abstand

$$\Delta\phi_{\text{eff.}} := \Delta\phi \cdot \sin(\theta_{\text{wahr}}) = (\phi_{\text{gemessen}} - \phi_{\text{wahr}}) \cdot \sin(\theta_{\text{wahr}}) \quad (4.1)$$

aufgetragen. Der Grund für diese Skalierung mit  $\sin\theta$  folgt aus dem Linienelement  $d\vec{s}$  auf der Einheitskugel

$$d\vec{s} = \vec{e}_\theta d\theta + \vec{e}_\phi \sin(\theta) d\phi \quad (4.2)$$

mit den orthogonalen Einheitsvektoren in Kugelkoordinaten  $\vec{e}_\theta$  und  $\vec{e}_\phi$ . Für kleine Winkel  $\Delta\theta$  und  $\Delta\phi$  können  $\vec{e}_\theta$  und  $\vec{e}_\phi$  als konstant angenommen werden, es folgt

$$|\Delta\vec{s}| \approx \sqrt{(\Delta\theta)^2 + (\sin(\theta)\Delta\phi)^2}. \quad (4.3)$$

Durch die Ersetzung von  $\Delta\phi$  durch  $\Delta\phi_{\text{eff.}}$  als Maß der x-Achse erhält man also eine für kleine Winkel längentreue Abbildung. Dadurch entspricht der Abstand zwischen einem ursprungsnahen Eintrag und dem Ursprung im Histogramm der tatsächlichen Winkeldifferenz zwischen der kalkulierten und der wahren Anfangsrichtung des Teilchens.

### 4.1.1 Referenzpunktbasierte Verfahren

Die Ergebnisse der beiden referenzpunktbasierten Verfahren sind in Abb. 4.1 dargestellt. In beiden Verfahren befinden sich die meisten Einträge in der Nähe des Ursprungs. Gut zu sehen ist allerdings, dass im Verfahren, welches den Bin mit maximalem Inhalt im Raumwinkel-Histogramm sucht, häufig deutliche Abweichungen von den wahren Werten auftreten, während beim Verfahren, das eine mittlere Richtung mit Hilfe von Vektoraddition bestimmt, nur zwei Ereignisse eine größere Abweichung als  $20^\circ$  aufweisen. Somit eignen sich beide Verfahren zur Rekonstruktion der Anfangsrichtung des Elektrons. Bei dem ersteren Verfahren müssten allerdings noch weitere Betrachtungen angestellt werden, um herauszufinden, wodurch die vielen deutlichen Abweichungen zustande kommen.

In Abb. 4.1c ist der zentrale Bereich von Abb. 4.1b zu sehen. Beide Histogramme wurden mit einer zweidimensionalen Gaußfunktion angepasst, um die Genauigkeit der jeweiligen Verfahren zu testen

$$f(x,y) = C \exp\left(-\frac{(\Delta\phi_{\text{eff.}} - \Delta\phi_{\text{eff.,0}})^2}{2\sigma_\phi^2} - \frac{(\Delta\theta - \Delta\theta_0)^2}{2\sigma_\theta^2}\right) \quad (4.4)$$

mit dem Schwerpunkt  $(x_0, y_0)$ , einer Konstante  $C$  und den Standardabweichungen in x- und y-Richtung  $\sigma_x$  und  $\sigma_y$ . Zur Anpassung wird eine Maximum-Likelihood-Methode verwendet, die in der ROOT-Bibliothek vorhanden ist (`TH2::Fit`).

Das Ergebnis der Anpassung ist für das den maximalen Bin im Raumwinkel-Histogramm suchende Verfahren

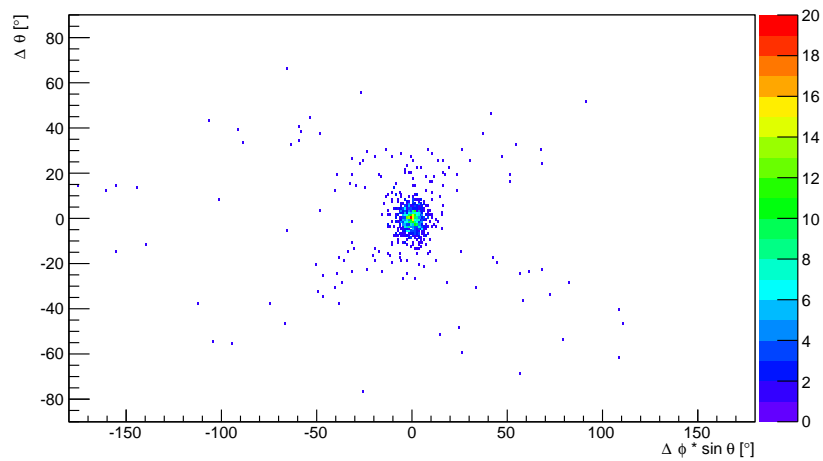
$$\begin{aligned} C &= 0,588, & \Delta\phi_{\text{eff.,0}} &= -1,44^\circ, & \sigma_\phi &= 21,52^\circ \\ \Delta\theta_0 &= 0,13^\circ, & \sigma_\theta &= 12,35^\circ \end{aligned}$$

Bei dem Verfahren, das die mittlere Richtung durch Vektorsummation bestimmt, ist das Ergebnis der Anpassung

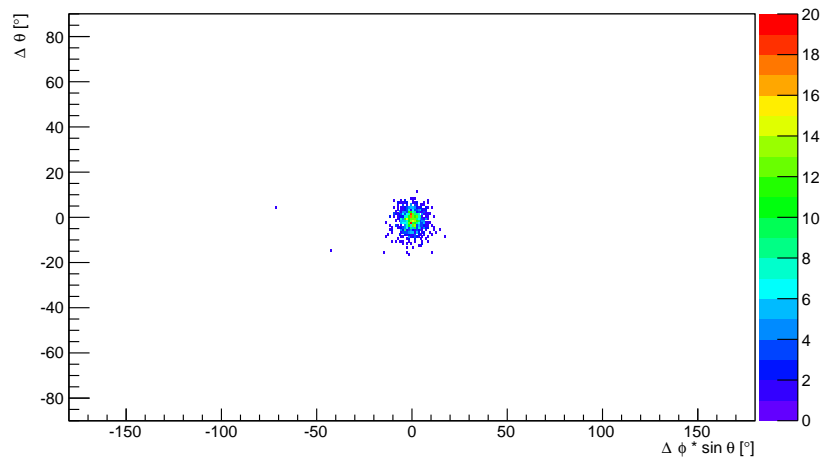
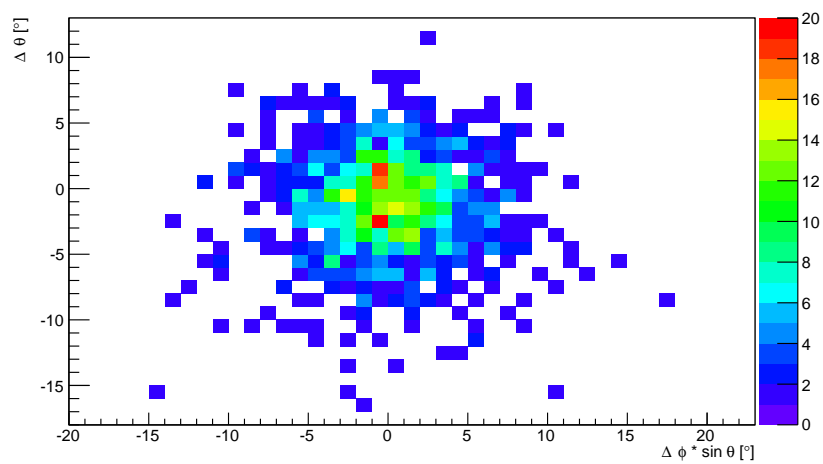
$$\begin{aligned} C &= 1,053, & \Delta\phi_{\text{eff.,0}} &= -0,024^\circ, & \sigma_\phi &= 3,637^\circ \\ \Delta\theta_0 &= -0,915^\circ, & \sigma_\theta &= 3,400^\circ \end{aligned}$$

Wie anhand der Histogramme in Abb. 4.1 zu erwarten war, ist die Ungenauigkeit des ersten Verfahrens, das nach einer am häufigsten vorkommenden Richtung sucht, groß im Vergleich zum zweiten, das eine mittlere Richtung berechnet. Diese große Ungenauigkeit der Anpassung resultiert aus den vielen stark abweichenden Ergebnissen, die bei dem Maximum-suchenden Verfahren auftreten und gibt nicht die Form der zentralen Anhäufung wieder. Eine auf den zentralen Bereich beschränkte Anpassung würde diese besser wiedergeben. Das Ergebnis einer solchen beschränkten Anpassung dürfte ähnliche Werte von  $\sigma_\phi$  und  $\sigma_\theta$  erreichen, wie im Verfahren, das eine mittlere Richtung bestimmt, wie an der Ähnlichkeit der zentralen Bereiche von Abb. 4.1a und 4.1b zu erkennen ist. Dies wurde allerdings nicht geprüft. Ebenso fällt auf, dass im mittellenden Verfahren der Mittelwert





(a) Verfahren unter Nutzung des Raumwinkel-Histogramms.

(b) Verfahren unter Nutzung einer Mittelung durch Vektorsum-  
mation.

(c) Zentraler Bereich von Abb. 4.1b.

Abbildung 4.1: Die Verteilung der Abweichungen der Ergebnisse der referenzpunktbasier-  
ten Verfahren.

der Abweichung des Polarwinkels  $\theta$  einen Wert von etwa  $-0,9^\circ$  hat. Die Standardabweichung  $\sigma_{\bar{\theta}}$  dieses Mittelwertes ist mit der Anzahl  $N = 1\,000$  der Ereignisse gegeben durch

$$\sigma_{\bar{\theta}} = \frac{\sigma_{\theta}}{\sqrt{N}} = 0,11^\circ. \quad (4.5)$$

Es ist also davon auszugehen, dass ein systematischer Fehler bei der Bestimmung von  $\theta$  vorliegt. Die Ursache für diesen Fehler wurde noch nicht gefunden.

Mit diesen beiden relativ simplen Verfahren lassen sich somit präzise Aussagen über die Richtung des ursprünglich im Detektor erzeugten Elektrons machen. Allerdings sind diese Verfahren nur so genau, wie die Bestimmung des Referenzpunktes. Dieser muss in der Nähe des tatsächlichen Entstehungspunktes des Teilchens liegen. Eine Abweichung  $\Delta x$  senkrecht zur wahren Teilchenspur wirkt sich direkt auf die rekonstruierte Richtung aus. Dieser Einfluss kann abgeschätzt werden, indem angenommen wird, dass sich die Photonemissionswahrscheinlichkeitsverteilung eines Ereignisses um seinen Schwerpunkt konzentriert und der Referenzpunkt nur senkrecht zur Ausbreitungsrichtung des Teilchens vom wahren Entstehungspunkt abweicht. Ohne Beschränkung der Allgemeinheit kann angenommen werden, dass der wahre Teilchenentstehungspunkt im Koordinatenursprung liegt, sich der Schwerpunkt der Wahrscheinlichkeitsverteilung auf der  $y$ -Achse in der Entfernung  $l$  vom Koordinatenursprung befindet und der Referenzpunkt auf der  $x$ -Achse in der Entfernung  $\Delta x$  vom Ursprung liegt.

Der im Verfahren bestimmte Summenvektor  $\vec{R}$  ist dann näherungsweise der Vektor vom Referenzpunkt  $\vec{r}_{\text{ref}} = \Delta x \cdot \hat{e}_x$  zum Schwerpunkt  $\vec{r} = l \cdot \hat{e}_y$  des Ereignisses. Dabei sind  $\hat{e}_x$  und  $\hat{e}_y$  die Einheitsvektoren in  $x$ - und  $y$ -Richtung

$$\vec{R} = \begin{pmatrix} \Delta x \\ l \end{pmatrix}. \quad (4.6)$$

Der Winkel  $\Delta\phi$  zwischen diesem Vektor und der  $y$ -Achse ist dann die Abweichung der rekonstruierten Richtung von der wahren Richtung

$$\Delta\phi = \arctan\left(\frac{\Delta x}{l}\right) \approx \frac{\Delta x}{l} \text{ für } \Delta x \ll l. \quad (4.7)$$

Mit der Annahme, dass ein Elektronereignis eine longitudinale Ausdehnung  $l$  von 2 m hat (siehe Abschnitt 4.2.2 auf S. 43), kann die Wirkung einer kleinen Abweichung  $\Delta x$  auf die rekonstruierte Richtung abgeschätzt werden durch

$$\Delta\phi = \frac{\Delta x}{2\text{m}} \frac{180^\circ}{\pi} \approx 0,3^\circ \frac{\Delta x}{\text{cm}}, \quad (4.8)$$

wobei hier  $\Delta\phi$  die Abweichung der rekonstruierten Richtung in der Ebene der Abweichung des Referenzpunktes bezeichnet. Eine Abweichung des Referenzpunktes senkrecht zur Teilchenspur um 10 cm verursacht damit eine Abweichung der Richtung von etwa  $3^\circ$ .

Der Einfluss einer Abweichung des Referenzpunktes entlang der wahren Teilchenspur kann nicht so einfach abgeschätzt werden und wurde nicht weiter untersucht.

### 4.1.2 Verfahren ohne Nutzung des Referenzpunktes

Für dieselben 1 000 Elektronereignisse mit einer Elektronenenergie von 5 GeV, die oben betrachtet wurden, wird nach dem oben beschriebenen Verfahren ein Histogramm der Abweichungen der Ergebnisse von den wahren Anfangsrichtungen erstellt. Dabei wird als Zielwert für die Anzahl der in die Berechnung einfließenden Bins 10 000 bzw. 20 000 festgelegt. Abb. 4.2 zeigt die Histogramme. Da in diesem Verfahren nur die Orientierung der Achse festgestellt wird, entlang derer das Teilchen sich bewegte, aber nicht die Bewegungsrichtung entlang der Achse, werden alle berechneten Richtungen, die um mehr als  $90^\circ$  von der wahren Richtung abweichen, in der umgekehrten Richtung ins Histogramm eingetragen. Die Bedingung für die Umkehrung ist also mit dem wahren und dem gemessenen Richtungsvektor  $\vec{v}_w$  und  $\vec{v}_m$

$$\vec{v}_w \cdot \vec{v}_m < 0 \implies \vec{v}_m \mapsto -\vec{v}_m. \quad (4.9)$$

Es ist gut zu sehen, dass bei beiden Zielwerten neben einer Anhäufung von Ereignissen um den Koordinatenursprung viele Rekonstruktionen der Anfangsrichtung, scheinbar zufällig verteilt, starke Abweichungen von der wahren Richtung zeigen.

Wie bei den referenzpunkt-basierten Verfahren werden die Verteilungen mit der in ROOT enthaltenen Funktion `TH2::Fit` unter Nutzung einer Maximum-Likelihood-Methode an eine zweidimensionale Gaußverteilung, wie in Gleichung 4.4 angegeben, angepasst.

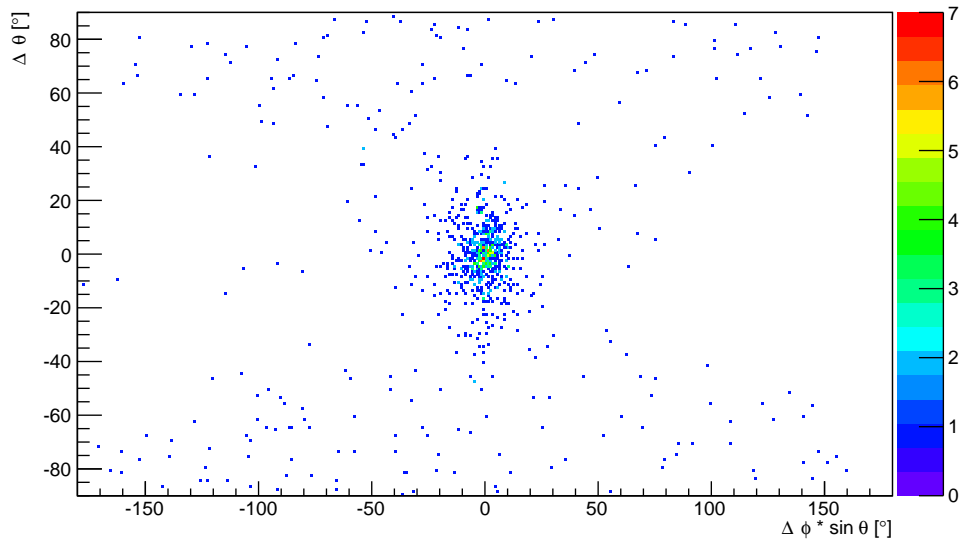
Die Ergebnisse der Anpassung für das Verfahren mit der vorherigen Reduktion der Eingangsdaten auf 10 000 Bins sind

$$\begin{aligned} C &= 0,101, & \Delta\phi_{\text{eff},0} &= -4,24^\circ, & \sigma_\phi &= 43,70^\circ \\ & & \Delta\theta_0 &= -0,99^\circ, & \sigma_\theta &= 34,78^\circ \end{aligned}$$

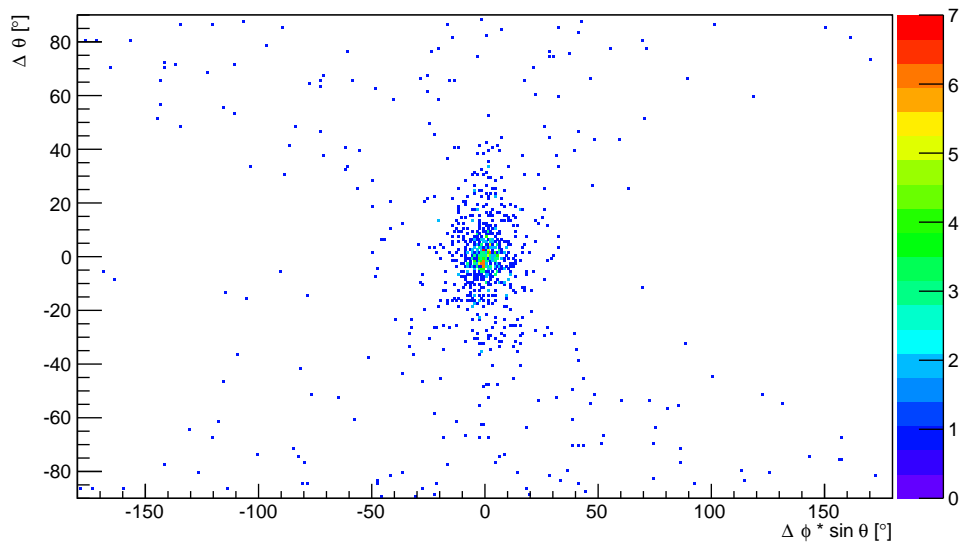
Die Ergebnisse der Anpassung für die Reduktion auf 20 000 Bins sind

$$\begin{aligned} C &= 0,125, & \Delta\phi_{\text{eff},0} &= -3,03^\circ, & \sigma_\phi &= 37,99^\circ \\ & & \Delta\theta_0 &= -1,36^\circ, & \sigma_\theta &= 32,75^\circ \end{aligned}$$

Es ist zu erkennen, dass die Genauigkeit des Verfahrens nach der stärkeren Reduktion auf 10 000 Bins leicht abnimmt gegenüber der Auswertung nach der Reduktion auf 20 000 Bins. In beiden Fällen ist die Standardabweichung in  $\theta$  und  $\phi$  sehr groß, da bei der Anpassung alle Ergebnisse, auch die stark abweichenden, berücksichtigt werden. Eine auf den zentralen Bereich in Abb. 4.2 beschränkte Anpassung würde auch hier die Anhäufung in der Mitte besser beschreiben. Allerdings sind diese Anhäufungen über eine größere Fläche verteilt als in den referenzpunkt-basierten Verfahren (Abb. 4.1). Die damit erreichbare Genauigkeit würde daher dennoch hinter der referenzpunkt-basierten Verfahren zurückbleiben. Es ist zu erwarten, dass die Genauigkeit bei einer weniger starken Reduktion



(a) Zielwert: 10 000 Bins.



(b) Zielwert: 20 000 Bins.

Abbildung 4.2: Verteilung der Ergebnisse beim nicht referenzpunktbasierten Verfahren mit zuvor verschieden stark reduzierten Datenmengen.

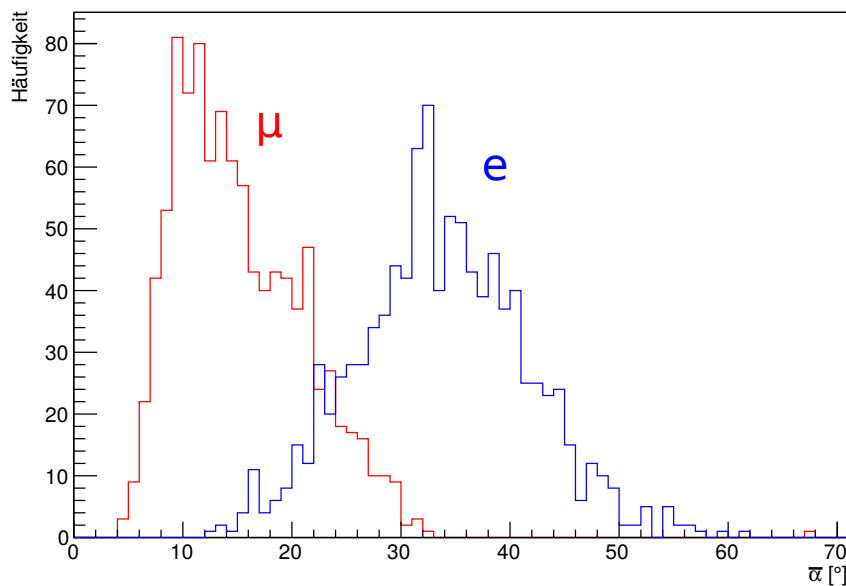


Abbildung 4.3: Histogramm der vorgekommenen mittleren Streuwinkel  $\bar{\alpha}$  für jeweils 1 000 Elektron- und Myonereignisse im Energiebereich 1–5 GeV.

weiter zunimmt, aber das Erreichen der Genauigkeit der referenzpunktbasierten Verfahren ist unwahrscheinlich, da in Abb. 3.4 zu sehen ist, dass sich das Ergebnis eines einzelnen Ereignisses durch die Reduktion nicht stark ändert.

Da das Verfahren darüber hinaus sehr zeitaufwendig im Vergleich zu den referenzpunktbasierten Verfahren ist, kann es in dieser Form nicht empfohlen werden, auch da in Aussicht steht, dass der Vertex des Primärteilchens gut anhand der Ersttreffer-Zeiten rekonstruiert werden kann.

## 4.2 Elektron-Myon-Unterscheidung

Die oben beschriebenen Verfahren, die jeweils für ein Ereignis einen Parameter berechnen, werden auf jeweils 1 000 Elektron- und Myonereignisse mit Primärteilchenenergien zwischen 1 und 5 GeV angewandt und die bestimmten Parameter gespeichert. Die betrachteten Ereignisse sind *contained*, das heißt, die Spur des Primärteilchens ist vollständig im Detektor enthalten. Die Verteilung eines Parameters, separiert nach Teilchenenergie und -art, zeigt, wie gut der Parameter geeignet ist, um ein Unterscheidungsmerkmal zwischen den Teilchenarten darzustellen.

### 4.2.1 Mittlerer Streuwinkel

In dem gesammelten Histogramm aller analysierten Ereignisse (Abb. 4.3) ist zu sehen, dass die mittleren Streuwinkel  $\bar{\alpha}$  je nach Teilchenart durchaus unterschiedlich verteilt sind. Der Winkel, bei dem ebenso viele Elektronereignisse darüber, wie Myonereignisse

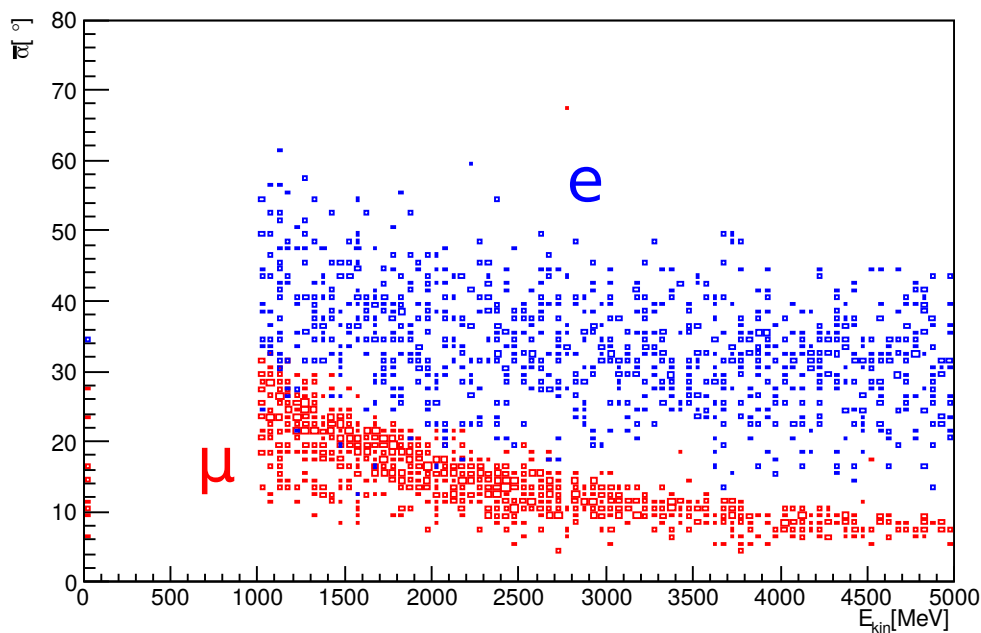


Abbildung 4.4: Mittlerer Streuwinkel  $\bar{\alpha}$  in Abhängigkeit der Primärteilchenenergie  $E_{\text{kin}}$  für jeweils 1000 Elektron- und Myonereignisse. Die Größe der Rechtecke spiegelt die Anzahl der Ereignisse wider.

darunter liegen, ist  $23,5^\circ$ . Der jeweilige Anteil an Ereignissen liegt bei etwa 90 %. Somit können schon mit diesem Verfahren ohne Berücksichtigung der Teilchenenergie Ereignisse mit einer Impurity (Unreinheit) von 10 % und einer Effizienz von 90 % eingeordnet werden. Zu beachten ist allerdings, dass die Energieverteilungen der Elektron- und Myonereignisse nicht gleich sind, wie es in Abb. 3.5 zu sehen ist.

In Abb. 4.4 sind die Ergebnisse nach der wahren Primärteilchenenergie separiert aufgetragen. Es ist gut zu sehen, dass Myonereignisse für eine feste Energie wenig Streuung des mittleren Streuwinkels aufweisen, während Elektronereignisse weit verteilt sind. Zu niedrigen Energien hin nähert sich der Schwerpunkt der Myonereignisse dem der Elektronereignisse an und die Verteilungen beginnen zu überlappen, während bei hohen Energien eine bessere Separation möglich ist.

Bei manchen Ereignissen ist die aus den Daten der Teilchensimulation gewonnene wahre Primärteilchenenergie deutlich kleiner als der selektierte Energiebereich 1–5 GeV (siehe linker Rand in Abb. 4.4). Eine Erklärung dafür könnte in der Art liegen, wie die Primärteilchenenergie aus den Daten der Teilchensimulation entnommen wurde. Als Primärteilchenenergie wurde nämlich die Energie des Teilchens angenommen, das an der ersten Stelle in der Liste der simulierten Teilchen steht. Ob es sich dabei tatsächlich um das primäre Elektron bzw. Myon handelt, wurde nicht geprüft.

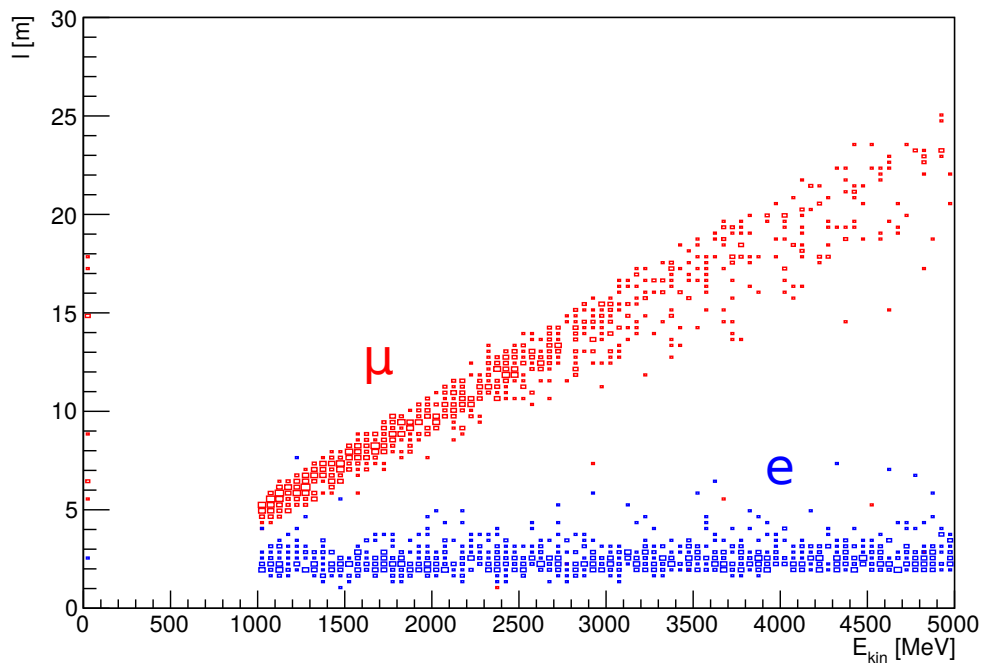


Abbildung 4.5: Die gemessene Länge  $l$  der Spur aufgetragen gegen die Primärteilchenenergie für jeweils 1 000 Elektron- und Myonereignisse. Die Größe der Rechtecke spiegelt die Anzahl der Ereignisse wider.

### 4.2.2 Photonemission entlang zurückgelegter Wegstrecke

Die Halbwertsbreite  $l$  der eindimensionalen longitudinalen Photonemissionsverteilungen wurde für die jeweils 1 000 Elektron- und Myonereignisse bestimmt, für die bereits oben der mittlere Streuwinkel berechnet wurde. Die so bestimmte Verteilung der Ereignislängen ist in Abb. 4.5 gegen die wahre Primärteilchenenergie aufgetragen. Es ist zu erkennen, dass für eine feste Energie sowohl Elektron- als auch Myonereignisse eine schmale Streuung um den Mittelwert von etwa 2 m aufweisen. Nur bei Myonereignissen nimmt die Streuung für große Energien zu. Ebenfalls ist zu sehen, dass der Schwerpunkt für Elektronereignisse nahezu konstant ist, unabhängig von der Energie  $E_{\text{kin}}$ . Dies ist gut zu vereinbaren mit der Erwartung  $l \propto \ln\left(\frac{E_{\text{kin}}}{E_C}\right)$  mit der kritischen Energie  $E_C$  (Gl. 2.20). Die Länge der Myonereignisse scheint proportional zu der Energie des Myons zu sein.

### 4.2.3 Kombination der Parameter

Um zu überprüfen, wie sich die Parameter unter Kombination verhalten, wurden diese für die zuvor behandelten Ereignisse in Abb. 4.6 gegeneinander aufgetragen. Wenn man den Bereich betrachtet, in dem sich die Populationen von Elektron- und Myonereignissen begegnen, sieht man, dass die Grenze zwischen elektron- und myondominierten Gebieten nahezu senkrecht verlaufen muss, um die maximale Separation zu erreichen. Die einfachste Möglichkeit, die beiden Populationen voneinander zu trennen, ist eine Gerade. Durch

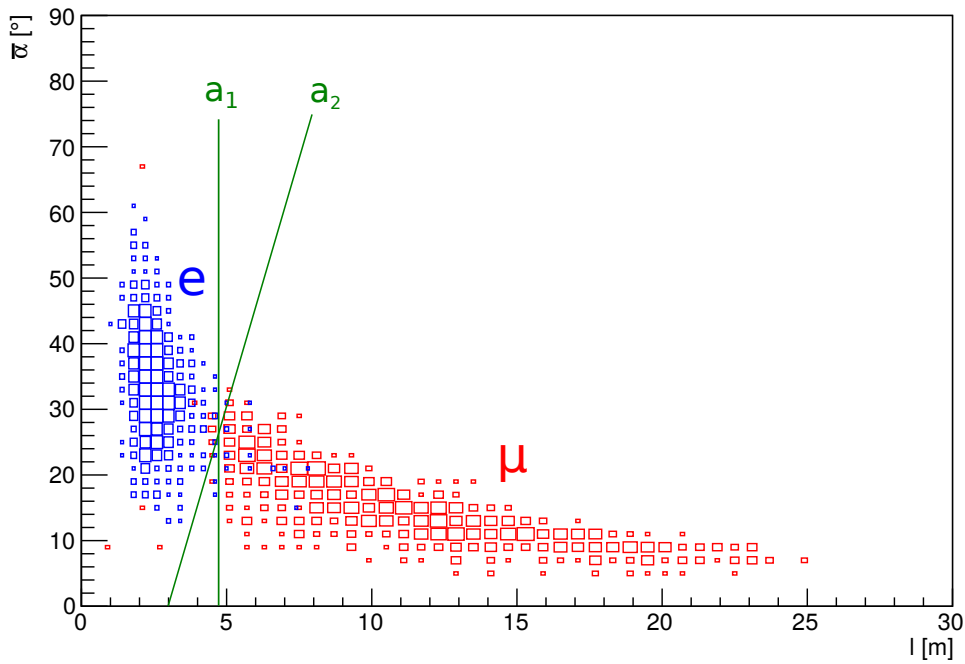


Abbildung 4.6: Der bestimmte mittlere Streuwinkel  $\bar{\alpha}$  aufgetragen gegen die gemessene longitudinale Ausdehnung des Ereignisses für jeweils 1 000 Elektron- und Myonereignisse. Die Größe der Rechtecke spiegelt die Anzahl der Ereignisse wider. Zudem sind die beiden Geraden  $a_1$  und  $a_2$  eingezeichnet.

Variation der Parameter der Gerade wurde versucht, die beste Separation zu erzielen. Die bestmögliche Separation wurde dabei mit der Geraden  $a_1$  in Abb. 4.6 erreicht. Sie ist allein durch die longitudinale Ausdehnung  $l_{a_1} = 4,8$  m definiert. Die Impurity  $q_{\text{imp}}$ , also die Menge der fälschlicherweise der jeweiligen Teilchensorte zugeordneten Ereignisse, liegt bei der Separation durch diese Gerade für Elektronen und Myonen bei jeweils 15 von 1000 Ereignissen, bzw.

$$q_{\text{imp},e} = (1,5 \pm 0,4)\% \quad (4.10)$$

$$q_{\text{imp},\mu} = (1,5 \pm 0,4)\%. \quad (4.11)$$

Da bei dieser Aufteilung der Gebiete keine Ereignisse verworfen werden, ergibt sich jeweils als Effizienz  $\eta$ , also als Anteil der Ereignisse einer Teilchensorte, der fälschlicherweise nicht dieser Teilchensorte zugeordnet wird,

$$\eta_e = 1 - q_{\text{imp},\mu} = (98,5 \pm 3,1)\% \quad (4.12)$$

$$\eta_\mu = 1 - q_{\text{imp},e} = (98,5 \pm 3,1)\%. \quad (4.13)$$

Mit der Geraden  $a_2$ , die definiert ist durch  $\bar{\alpha}(l) = 15^\circ \cdot \left(\frac{l-3\text{m}}{[\text{m}]}\right)$  ist ebenfalls eine gute



Separation mit

$$q_{\text{imp},e} = (1,6 \pm 0,4)\% \quad (4.14)$$

$$q_{\text{imp},\mu} = (1,5 \pm 0,4)\% \quad (4.15)$$

und dementsprechend

$$\eta_e = 1 - q_{\text{imp},\mu} = (98,5 \pm 3,1)\% \quad (4.16)$$

$$\eta_\mu = 1 - q_{\text{imp},e} = (98,4 \pm 3,1)\%. \quad (4.17)$$

möglich.

Da die Gerade mit der besten Separation nicht vom mittleren Streuwinkel  $\bar{\alpha}$  abhängt, kann dieser Parameter zumindest in dem betrachteten Energiebereich von 1–5 GeV die Genauigkeit der Zuordnung über die longitudinale Ausdehnung nicht erhöhen.

Durch separate Bestimmung einer Geraden in Abb. 4.6, jeweils für Elektronen als auch für Myonen, lässt sich die jeweilige Impurity noch senken. Darunter würde jedoch die Effizienz leiden. Um geringere Impurities zu messen, wäre es hilfreich noch mehr Ereignisse zu betrachten, um eine ausreichende Messgenauigkeit der Impurity zu erzielen.



# Kapitel 5

## Zusammenfassung

Das Ziel der Richtungsbestimmung im Detektor erzeugter Elektronen konnte mit geringen Abweichungen vom wahren Wert von  $(-0,02 \pm 3,63)^\circ$  und  $(-0,92 \pm 3,40)^\circ$  in Richtung von Azimutal- und Polarwinkel erreicht werden. Das dafür eingesetzte Verfahren ist wenig rechenaufwendig und zeigt selten starke Abweichungen. Es basiert darauf, eine mittlere Richtung von einem gegebenen Referenzpunkt zum Bereich der Photonemission im Detektor zu bestimmen. Dieser Referenzpunkt muss für die erfolgreiche Durchführung des Verfahrens in der Nähe des wahren Entstehungspunktes des Teilchens sein. Um die erreichte Genauigkeit zu erlangen darf die Standardabweichung dieses Referenzpunktes senkrecht zur Teilchenspur nicht über 10 cm liegen. Andere die Genauigkeit der Richtungsbestimmung limitierende Faktoren sind die Stärke der Auffächerung eines Elektronereignisses aufgrund elektromagnetischer Schauerbildung und die Genauigkeit der topologischen Rekonstruktion der Photonemission im Detektor. Es wäre interessant zu sehen, ob sich die Genauigkeit noch steigern lässt, wenn der Detektor bei der topologischen Rekonstruktion in noch kleinere Bins zerlegt wird, oder ob die Genauigkeit durch andere Faktoren so stark limitiert ist, dass eine Vergrößerung der Bins keinen signifikanten Verlust an Genauigkeit zur Folge hat. Eine Vergrößerung der Bins bringt den Vorteil einer geringeren Rechenzeit der topologischen Rekonstruktion mit sich.

Bisher wurden mit diesem Verfahren nur Ereignisse ausgewertet, bei denen die Teilchenspuren vollständig im Detektor enthalten sind, sogenannte fully contained events. Das Analyseverfahren sollte sich ohne Probleme auch anwenden lassen, wenn das Primärteilchen im Detektor erzeugt wurde und den Detektor verlässt, allerdings dürfte das die Genauigkeit der Richtungsbestimmung mindern, da nicht mehr alle Spuren vollständig zur Messung beitragen. Ebenso kann es passieren, dass das Teilchen außerhalb des Detektors entsteht und in diesen eindringt. In diesem Fall könnte man das Verfahren noch anwenden, wenn der Eintrittspunkt oder ein anderer Punkt entlang der Teilchenspur in der Nähe des Eintrittspunktes bestimmt wurde, so dass dieser als Referenzpunkt verwendet werden kann. Die Genauigkeit der Richtungsbestimmung in solchen Fällen ist noch nicht festgestellt.

Bei allen analysierten Ereignissen wurde das Elektron mit einer Energie von 5 GeV erzeugt. Solche Elektronen entstehen zum Beispiel beim inversen  $\beta$ -Zerfall eines atmosphärischen Neutrinos im Detektor. Da sich die bei solchen Prozessen möglichen Energien über einen weiten Bereich erstrecken, wäre es von Interesse, bei weiteren Energien die Genauigkeit des Verfahrens zu bestimmen.

Darüber hinaus wurde ein weiteres Verfahren zur Richtungsanalyse entwickelt, das einer dreidimensionalen Hough-Transformation ähnelt. Es ist nicht auf einen Referenzpunkt angewiesen, dafür aber sehr rechenaufwendig. Bei vielen Ereignissen weicht die gemessene Richtung deutlich von der wahren Anfangsrichtung ab. Auch wenn diese Ereignisse ausgeschlossen werden, erreicht es nicht die Genauigkeit des Verfahrens, das den Referenzpunkt nutzt. Es wird daher nicht empfohlen.

Die Unterscheidbarkeit zwischen Elektron- und Myonereignissen unter verschiedenen Gesichtspunkten ist ebenfalls vielversprechend. Mit einer Bestimmung der mittleren Streuung der räumlichen Photonemissionswahrscheinlichkeiten um die Achse eines Ereignisses können Ereignisse im Energiebereich 1–5 GeV Myonen oder Elektronen mit einer Impurity (Unreinheit) von jeweils 10 % bei einer Effizienz von 90 % zugeordnet werden. Die Bestimmung der longitudinalen Ausdehnung eines Ereignisses liefert einen Parameter, nach dem die Unterscheidung zwischen Elektron- und Myonereignissen mit einer deutlich geringeren Impurity von  $(1,5 \pm 0,4)$  % bei einer Effizienz von  $(98,5 \pm 3,1)$  % möglich ist. Die Kombination der Parameter der Streuung und der longitudinalen Ausdehnung liefert hingegen keine Verbesserung der Separation zwischen Elektron- und Myonereignissen. Diese Parameter sind also nicht unabhängig.

Auf Kosten der Effizienz sind noch geringere Impurities möglich. Um diese jedoch genau genug bestimmen zu können, sollten noch mehr Ereignisse analysiert werden. Weiterhin ist es möglich, dass es noch weitere Parameter gibt, unter deren Zuhilfenahme die Unterscheidung zwischen den Elektron- und Myonereignissen noch verbessert werden kann ist.

Es wurde zudem festgestellt, dass die gemessene longitudinale Ausdehnung von Myonereignissen im Energiebereich von 1–5 GeV in guter Näherung proportional zu der Anfangsenergie des Myons ist. Über diesen Parameter sollte sich also bei Myonspuren, die vollständig im Szintillatorvolumen enthalten sind, die anfängliche Energie des Myons rekonstruieren lassen.

# Abkürzungsverzeichnis

**bis-MSB** p-bis-(o-Methylstyryl)-Benzol

**CE** Collection Efficiency

**CERN** European Organization for Nuclear Research

**FWHM** Halbwertsbreite (Full Width Half Maximum)

**GCC** GNU Compiler Collection

**IDE** Integrated Development Environment

**JUNO** Jiangmen Underground Neutrino Observatory

**LAB** Lineares Alkylbenzol

**LENA** Low Energy Neutrino Astronomy

**LNGS** Laboratori Nazionali del Gran Sasso

**LSc** Flüssigszintillator (Liquid Scintillator)

**OPERA** Oscillation Project with Emulsion Tracking Apparatus

**PDE** Photondetektionseffizienz

**PMT** Photomultiplier (Photomultiplier Tube)

**PPO** 2,5-Diphenyloxazol

**QE** Quanteneffizienz

**SNO** Sudbury Neutrino Observatory



# Literaturverzeichnis

- [1] F. An et al. Neutrino physics with JUNO. arXiv:1507.05613, 2015.
- [2] H. Bethe. Zur Theorie des Durchgangs schneller Korpuskularstrahlen durch Materie. *Annalen der Physik*, 397(3):325–400, 1930. doi:10.1002/andp.19303970303.
- [3] F. Bloch. Zur Bremsung rasch bewegter Teilchen beim Durchgang durch Materie. *Annalen der Physik*, 408(3):285–320, 1933. doi:10.1002/andp.19334080303.
- [4] J. Canny. A computational approach to edge detection. *IEEE transactions on pattern analysis and machine interactions*, PAMI-8(6), November 1986.
- [5] D. Griffiths. *Introduction to Elementary Particles*. WILEY-VCH, 2nd edition, 2009.
- [6] P. E. Hart. How the Hough transform was invented. *IEEE Signal Processing Magazine*, 18, November 2009.
- [7] K. A. Olive et al. (Particle Data Group). Review of particle physics. *Chin. Phys. C*, 38(090001), 2014 (2015 update). <http://pdg.lbl.gov>.
- [8] K. Kaess. Configuring Eclipse for ROOT. <http://www.tc.umn.edu/~kaes0001/randomstuff/EclipseRoot.pdf>, abgerufen am 15.09.2016, 2013.
- [9] J. Krieger. [https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplier\\_schema\\_de.png](https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_de.png).
- [10] J. Lesgourgues and S. Pastor. Neutrino mass from cosmology. *Adv. High Energy Phys.*, 608515, 2012. arXiv:1212.6154, doi:10.1155/2012/608515.
- [11] The Pierre Auger Collaboration. Atmospheric effects on extensive air showers observed with the Surface Detector of the Pierre Auger Observatory. *Astroparticle Physics*, 32(2):89–99, September 2009. arXiv:0906.5497.
- [12] R. Wolf, D. Horns, and M. Tluczykont. Anleitung F-Praktikum Luftschauer. Universität Hamburg, Stand: 14. Februar 2014.
- [13] B. Wonsak. Advanced reconstruction in large volume liquid scintillator detectors applied to LENA. <http://www.neutrino.uni-hamburg.de/publikationen/vortraege/>, 2015. Präsentation.

- [14] M. Wurm et al. The next-generation liquid-scintillator neutrino observatory LENA. <https://neutrino-wiki.desy.de/images/0/02/Whitepaper.pdf>, January 2012.
- [15] M. Wurm et al. Low-energy neutrino astronomy in LENA. *Physics Procedia*, 61:376–383, 2015. doi:10.1016/j.phpro.2014.12.078.
- [16] K. Zuber. *Neutrino Physics*. Series in High Energy Physics, Cosmology, and Gravitation. CRC Press, 2nd edition, 2012.



# Danksagung

Hiermit möchte ich meinen Dank an alle richten, die mich bei meiner Bachelorarbeit unterstützt und diese möglich gemacht haben. Insbesondere danke ich Dr. Björn Wonsak für die Betreuung dieser Arbeit, Dr. Caren Hagner für die Möglichkeit, diese Arbeit in der Forschungsgruppe Neutrinophysik zu verfassen, Henning Rebber für das Korrekturlesen dieser Arbeit und die vielen sehr hilfreichen Anregungen, David Meyhöfer für die umfangreiche Unterstützung im Umgang mit C++ und ROOT, Felix Benckwitz, Simon Reichert, Benedict Kaiser, Hauke Schmidt und Benedict Schacht für die vielen konstruktiven Gespräche, allen Mitgliedern der Forschungsgruppe für das gute Arbeitsklima und die ständige Hilfsbereitschaft, und nicht zuletzt meinen Eltern Maria Hartwig und Peter Hartwig für wiederholtes Korrekturlesen dieser Arbeit.



# Erklärung

Hiermit bestätige ich, dass die vorliegende Arbeit von mir selbständig verfasst wurde und ich keine anderen als die angegebenen Hilfsmittel – insbesondere keine im Quellenverzeichnis nicht benannten Internet-Quellen – benutzt habe und die Arbeit von mir vorher nicht einem anderen Prüfungsverfahren eingereicht wurde. Die eingereichte schriftliche Fassung entspricht der auf dem elektronischen Speichermedium. Ich bin damit einverstanden, dass die Bachelorarbeit veröffentlicht wird.

Hamburg, 12. Januar 2017,

Daniel Hartwig