

Johannes-Gutenberg-Universität Mainz

**SIMULATION EINES
NEUTRONENDETEKTORS ZUR
OPTIMIERUNG DER ORTSAUFLÖSUNG
FÜR EIN STREUEXPERIMENT**

Bachelorarbeit im Fach Physik

von

Dominik Plachta

Matrikelnummer: 2683658

unter der Anleitung von

Prof. Dr. Uwe Oberlack

Zweitkorrektor: Prof. Dr. Klaus Wendt

Juni 2015

Mainz

INHALTSVERZEICHNIS

INHALTSVERZEICHNIS	2
1. EINLEITUNG	3
2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN	4
2.1. Anregung und Ionisation von Atomen	4
2.2. Neutronenstreuung	5
2.3. Funktionsweise der Time-Projection-Chamber	7
2.4. Zusammenhang: TPC abgegebenen Energie - Ortsmessung im Neutronendetektor	9
2.5. Szintillationsdetektoren	11
3. SIMULATION UND ANALYSEMETHODE	12
3.1. Die Simulation	12
3.2. Ortsrekonstruktion im Szintillator	13
3.2.1. Rekonstruktion anhand der Anzahl der Gemessenen Photonen	13
3.2.2. Rekonstruktion anhand der Flugzeitdifferenz	15
3.3. Beschreibung des Rekonstruktionsvorgangs und der Analysemethode	17
3.3.1. χ^2 -Methode: Anzahl detektierter Photonen	17
3.3.2. Likelihood-Methode: Anzahl und Ankunftszeit der Photonen	23
4. ERGEBNISSE	26
4.1. Ergebnisse aus der Rekonstruktion mit der χ^2 -Methode	27
4.1.1. Simulationen ohne Reflektorfolie	27
4.1.2. Simulation mit Reflektorfolie	34
4.2. Ergebnisse aus der Rekonstruktion mit der Likelihood-Methode	36
4.2.1. Simulation ohne Reflektorfolie	36
4.2.2. Simulation mit Reflektorfolie	37
5. ZUSAMMENFASSUNG	38
6. ANHANG	40
7. QUELLENVERZEICHNIS	43

1. EINLEITUNG

Alles, was der Mensch mit seinem Auge sehen kann, ist für ihn relativ schlüssig und einsichtig. Was sich seinem Auge entzieht, entzieht sich häufig auch seiner Vorstellungskraft. Schon immer haben Wissenschaftler für beobachtete Phänomene Erklärungsmodelle gesucht und durch die verschiedensten Messmethoden Unsichtbares sichtbar gemacht. Nicht selten wurde so das menschliche Vorstellungsvermögen gesprengt. Ein aktuelles Beispiel hierfür finden wir im Bereich der Astroteilchenphysik.

Beobachtungen der Sternbewegungen in Galaxien haben ergeben, dass sich in äußeren Galaxieregionen die Sterne schneller bewegen als aufgrund der Gravitationskraft der in der Galaxie beobachtbaren Materie zu vermuten wäre. Wie werden also die Sterne auf ihren Umlaufbahnen gehalten? Dieses und andere Phänomene, wie zum Beispiel die Galaxienbewegungen, führen zu der Vermutung, dass es noch eine zusätzliche Materie geben muss, die wir nicht sehen. So führte 1930 der Schweizer Physiker Fritz Zwicky den Begriff der Dunklen Materie ein[1]. Moderne Messungen haben neue Erkenntnisse über die Zusammensetzung des Universums ergeben. So hat die baryonische Materie nur einen Anteil von 4,9%. 26,8 % ist die noch weitgehend unbekannte Dunkle Materie und der Rest des Universums, 68,3 %, besteht aus Dunkler Energie [2]. Es gilt nun die Existenz dieser dunklen Materie experimentell nachzuweisen und etwas über sie zu erfahren. Es ist bisher nicht gelungen Dunkle Materie zu detektieren oder indirekt nachzuweisen. Es kann lediglich ein Bereich im Parameterraum ausgeschlossen werden. Die bislang besten Ergebnisse in den Ausschlusskurven liefert das LUX-Experiment (Large Underground Xenon Experiment), in dem flüssiges Xenon als Detektormaterial dient[3]. Neben diesem gibt es die XENON-Experimente XENON100 und XENON1T an denen auch die Xenongruppe in Mainz beteiligt ist. Die Xenongruppe in Mainz hat sich zum Ziel gesetzt, Xenon als Detektormaterial besser zu erforschen, um die Ergebnisse aus auf Xenon basierten Dunkle-Materie Experimenten besser interpretieren zu können. Zu den Zielen gehören zum einen eine genauere Bestimmung der Szintillations- und der Ionisationseffizienz und zum anderen die Untersuchung der Szintillations-Pulsform, anhand derer besser zwischen Kernrückstößen und Rückstößen an der Elektronenhülle unterschieden werden soll. Die Szintillationseffizienz L_{eff} ist ein Maß dafür, wie viel Photonen pro 1 keV im Xenon deponierter Energie entstehen. Analog sagt die Ionisationseffizienz Q_y etwas über die Anzahl der Ionen, die

entstehen, aus. Ein Compton-Streuexperiment, bei dem Gammastrahlen an der Elektronenhülle streuen, ist gerade in der Durchführung. Um die Streuung am Atomkern zu untersuchen, ist ein Neutronenstreuexperiment in Planung[4].

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit sollen verschiedene Neutronendetektorgeometrien simuliert werden, um einen Detektor mit möglichst genauer Ortsauflösung für dieses Experiment zu finden. Eine genaue Ortsauflösung erlaubt eine genauere Messung der vom Neutron im Xenon deponierten Energie.

In Kapitel 2 werden zunächst Grundlagen der Neutronenstreuung und der Anregung von Atomen besprochen, sowie die Funktionsweise der 2-Phasen Time Projection Chamber (TPC) erläutert, mit der das Experiment durchgeführt werden soll. In Kapitel 3 wird die Vorgehensweise beschrieben, wie nach einem optimalen Detektor gesucht wird. Dabei wird das Prinzip erläutert, nach dem anhand der vom Detektor erfassten Daten der Ort rekonstruiert wird.

In Kapitel 4 werden dann abschließend die Simulationsergebnisse diskutiert.

2. THEORETISCHE GRUNDLAGEN

2.1. ANREGUNG UND IONISATION VON ATOMEN

Um die Vorgänge sowohl in der TPC als auch im Neutronendetektor besser verstehen zu können, soll zunächst die Anregung von Atomen und die damit zusammenhängende Ionisation und Szintillation besprochen werden.

Atome bestehen aus einem Atomkern und einer Atomhülle, in der sich die Hüllenelektronen auf sogenannten Schalen um den Atomkern bewegen. Jede Schale hat ein spezifisches Energieniveau. Wird dem Atom nun Energie hinzugefügt, so kann ein Elektron durch Absorption der Energie auf ein höheres Energieniveau springen. Man sagt dann, das Atom befindet sich im angeregten Zustand. Das Atom kann nur die Menge an Energie aufnehmen, die der Differenz der beiden Energieniveaus entspricht. Ist die hinzugefügte Energie geringer als die Energiedifferenz, so kann das Atom sie nicht absorbieren. Für die Energiebilanz des Projektteilchens bedeutet dies, dass die Energie E nach dem Stoß um die von dem Atom aufgenommene Energie E_{ab} geringer ist als die Energie E_0 vor dem Stoß:

$$E = E_0 - E_{ab}$$

Die angeregten Zustände haben in der Regel sehr kurze Lebensdauern. Das Atom fällt also wieder in den Grundzustand und sendet die überschüssige Energie in Form von Licht aus. Dabei haben die ausgesandten Photonen wieder die Energie, die der Differenz der beiden Energieniveaus entspricht:

$$\nu h = E_p = E_{ab}$$

Dabei ist ν die Frequenz der Photonen, h das Planck'sche Wirkungsquantum und E_p die Energie der Photonen.

Diesen Vorgang nennt man Szintillation.

Ist die dem Atom hinzugefügte Energie größer als die Anregungsenergie des höchsten angeregten Zustandes, so sagt man, dass sie größer als die Bindungsenergie des Atoms ist. Das Elektron wird aus der Atomhülle ausgelöst und wird zu einem freien Elektron. Zurück bleibt das ionisierte Atom. Für die Energie des Projektilteilchens nach dem Stoß ergibt sich:

$$E = E_0 - E_i - E_{kin_e}$$

Dabei ist E_i die Ionisationsenergie, die der Bindungsenergie entspricht und E_{kin_e} die kinetische Energie des Elektrons das ausgestoßen wurde.

2.2. NEUTRONENSTREUUNG

Neutronen sind elektrisch neutral. Sie haben kein elektrisches Potenzial und können somit im Bereich der hier betrachteten Energien im MeV-Bereich, keine Coulombwechselwirkung eingehen. Mit den Elektronen der Atomhüllen können sie also nur über ihr magnetisches Moment wechselwirken. Diese magnetische Wechselwirkung ist jedoch sehr schwach und vernachlässigbar, sodass die Neutronen sehr unwahrscheinlich an der Hülle streuen. Stattdessen wechselwirken sie großer Wahrscheinlichkeit nach am Kern. Neutronen streuen also am Atomkern und nicht an den Hüllenelektronen [5] Die gesuchten Teilchen der Dunklen Materie, die sogenannten Weakly Interacting Massive Particle, kurz WIMP, sind ebenfalls elektrisch neutral. Sie wechselwirken Gravitativ und zusätzlich über eine weitere Kraft die mit kleiner Kopplung. Auch die WIMP-Teilchen streuen am Kern. Deshalb ist ihre Streuung mit der Neutronenstreuung vergleichbar [3].

Die folgende Grafik stellt schematisch einen Streuvorgang dar.

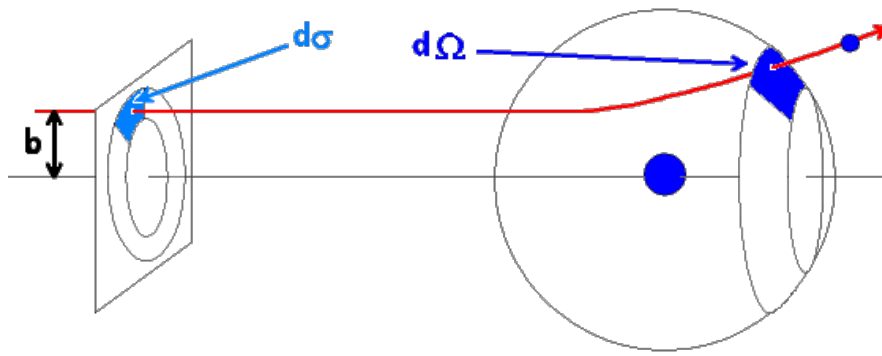


Abbildung 3.2.1 Schematische Darstellung des Wirkungsquerschnitts[6]

Grundsätzlich gilt, je größer der Streuparameter b ist, desto schwächer ist die Streuung. Streut nun ein Teilchen, das durch die Fläche $d\sigma$ auf das Targeteilchen zufliegt, so wird es in einem Raumwinkel $d\Omega$ gestreut. $d\Omega$ ist zu $d\sigma$ proportional und ist mit ihm über das Wechselwirkungspotenzial verknüpft.

$$d\sigma \sim d\Omega$$

$$d\sigma = \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Der Quotient $\frac{d\sigma}{d\Omega}$ ist also der Proportionalitätsfaktor, der Informationen über das Wechselwirkungspotenzial beinhaltet. Man nennt ihn den differentiellen Wirkungsquerschnitt. Bei Streuexperimenten wird versucht, diesen differentiellen Wirkungsquerschnitt zu bestimmen. So erfährt man etwas über die Art Wechselwirkungspotentiala der Teilchen. Durch das Integral $\int d\sigma$ erhält man den totalen Wirkungsquerschnitt σ . Dieser gibt die Wahrscheinlichkeit für einen Stoß an:

$$\sigma = \int \frac{d\sigma}{d\Omega} d\Omega$$

Für Neutronenstreuung nimmt der Wirkungsquerschnitt mit der Energie der Neutronen ab (M).

Stößt ein Neutron an einen Kern, so gibt es einen Teil seiner Energie an den Kern ab. Die Rückstoßenergie, die der Kern dabei erhält, lässt sich aus dem Energie –und Impulserhaltungssatz berechnen.

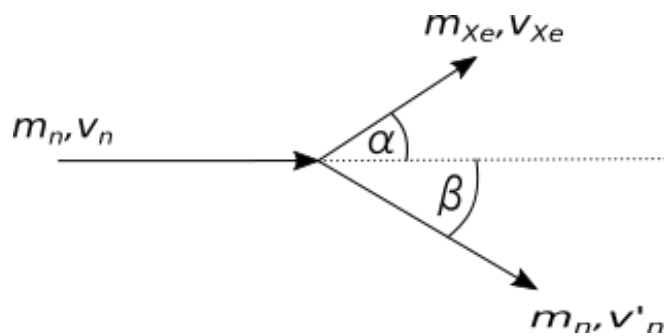


Abbildung 2.2.2 Schematische Darstellung einer Neutronenstreuung

Kennt man also bei einem Streuversuch die Anfangsenergie des Neutrons und misst seine Energie nach dem Stoß, so lässt sich berechnen, wie viel Energie an den Kern abgegeben wurde. In dem Neutronenstreuexperiment, auf das sich diese Arbeit bezieht, geht es eben unter anderem darum, möglichst genau bestimmen zu können, wie viel Energie in dem flüssigen Xenon deponiert wurde. Die Anfangsenergie E_0 wird über Flugzeit und die Flugstrecke bestimmt. Die Geschwindigkeit der Neutronen ist in unserem Experiment sehr viel kleiner als die Lichtgeschwindigkeit (Quelle?). Daraus folgt, dass eine relativistische Betrachtung der Energiebilanz nicht nötig ist. Für die Energie E' des Neutrons nach dem Stoß ergibt sich:

$$E' = E_0 - \Delta E(\theta)$$

$\Delta E(\theta)$ ist hierbei die Energiemenge, die abgegeben wurde. Diese ist vom Streuwinkel θ abhängig.

$$\Delta E(\theta) = E_0 \frac{2m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(\frac{m_{Xe}}{m_n} + \sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right)$$

[3]

2.3. FUNKTIONSWEISE DER TIME-PROJECTION-CHAMBER

Die sogenannte Time-Projection-Chamber (TPC) ist ein Teilchendetektor, in dem eine dreidimensionale Ortsrekonstruktion des Wechselwirkungspunktes möglich ist [7]. Die TPC in Mainz ist eine 2-Phasen-TPC, die mit flüssigem und gasförmigem Xenon gefüllt ist. In Abbildung 2.3.1 ist der schematische Aufbau der Mainz-TPC dargestellt.

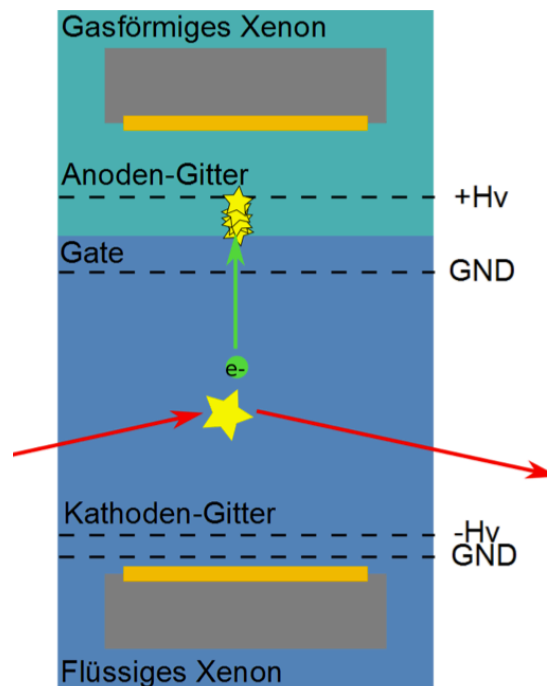


Abbildung 2.3.1 Schematische Darstellung einer 2-Phasen-TPC[8]

Der untere Teil der TPC ist mit flüssigem Xenon gefüllt. In diesem Bereich werden die Neutronen gestreut. Ein Teil der dabei an das Xenon abgegebenen Energie wird führt zur Anregung der Xenonatome. Wie in Abschnitt 2.1 besprochen, geben die angeregten Atome nach kurzer Zeit ihre Energie in Form von Licht wieder ab. Da das Lichtsignal im unteren Teil der TPC entstanden ist, wird es hauptsächlich von dem unterem Photomultiplier Tube (PMT) erfasst. Dieses Signal wird mit S_1 bezeichnet. Der andere Teil der Energie geht in die Ionisation der Xenonatome, so dass freie Elektronen entstehen. Diese werden durch ein zwischen Kathodengitter und Gate angelegtes Driftfeld in Richtung Gate bewegt. Durch das Driftfeld wird verhindert, dass die Elektronen mit anderen Xenonatomen rekombinieren[3]. Zwischen Gate und Anode ist ein noch stärkeres elektrisches Feld angelegt, wodurch die Elektronen zusätzlich beschleunigt werden und in die Gasphase extrahieren. Durch die unterschiedliche Dielektrizitätskonstante wird das Feld der Gasphase nochmal deutlich stärker, wodurch die Elektronen genügend Energie hinzugefügt bekommen, um weitere Xenonatome zur Szintillation anzuregen. So entsteht in der Gasphase der TPC das S_2 -Signal. Zwischen der Erzeugung der beiden Signale liegt die Driftzeit der Elektronen. Folglich kann über die Zeitdifferenz unter bekannter Driftgeschwindigkeit die z-Koordinate des Stoßereignisses bestimmt werden [3]. Die x,y-Koordinaten werden über Avalanche-Photodioden (APD), die seitlich um die TPC herum angeordnet sind rekonstruiert[4].

Aus dem Verhältnis der beiden Signale kann man etwas über die Art der primären Wechselwirkung erfahren und somit auch über das stoßende Teilchen. Ist $\frac{S_2}{S_1}$ klein, gab es wahrscheinlich einen

Kernrückstoß; ist das Verhältnis groß, einen Elektronenrückstoß [3]. Wie in der Einleitung erwähnt wurde, soll in dem Neutronenstreuexperiment der Mainz-TPC eben die Pulsform des primären Szintillationssignals S1 und das Verhältnis der beiden Lichtsignale für Kernrückstöße näher untersucht werden.

2.4. ZUSAMMENHANG: TPC ABGEGEBENEN ENERGIE - ORTSMESSUNG IM NEUTRONENDETEKTOR

Um L_{eff} und Q_y bestimmen zu können, wie in der Einleitung erwähnt wurde, muss die im Xenon deponierte Energiemenge unabhängig vom S1- und S2-Signal ermittelt werden. Wie in Abschnitt 2.2 gesagt wurde, fliegt das in der TPC gestreute Neutron nach dem Stoß mit reduzierter Energie unter geänderter Richtung weiter. Um die an das Xenon abgegebene Energiemenge zu ermitteln, muss zunächst die Energie des Neutrons vor dem Stoß bestimmt werden. Das wird, wie in Abschnitt 2.2 gesagt wurde, über Flugzeit und Flugstrecke gemacht. Um die Energie nach dem Stoß zu bestimmen, die zur Berechnung der Differenz nötig ist, gibt es zwei Möglichkeiten: man verwendet entweder den Streuwinkel, unter dem das Neutron die TPC verlässt und berechnet die Energie anhand der wie in Abschnitt 2.2 gezeigt, oder man bestimmt wieder die Geschwindigkeit, die man in die Energie umrechnen kann. Das gestreute Neutron verlässt die TPC und wird von einem weiteren Detektor detektiert. Um die Geschwindigkeit zu bestimmen, braucht man zum einen die Flugzeit zwischen TPC und Neutronendetektor und zum anderen die Flugstrecke, also den Ort, an dem das Neutron detektiert wird. Ebenso wird der genaue Ort bei der Bestimmung des Streuwinkels benötigt. Es wird also ein Neutronendetektor benötigt, aus dem diese Information möglichst genau gewonnen werden kann. Genau mit diesem Detektor befasst sich hauptsächlich diese Arbeit. Da die Neutronen theoretisch in alle Raumrichtungen streuen können, müssten die Neutronendetektoren den kompletten Raumwinkel um die TPC herum abdecken. Dabei gilt: je kleiner die Geometrie der Detektoren, desto einfacher ist es, den Ort zu bestimmen, da der in Frage kommende Raum durch die Ausmaße des Detektors begrenzt ist. Der Nachteil ist jedoch, dass auf diese Weise sehr viele Detektoren benötigt werden, was die Kosten eines solchen Experimentes in die Höhe treiben würde. Die Herausforderung besteht also darin, einen möglichst guten Kompromiss zwischen guter Ortsauflösung und geringer Detektorenanzahl zu finden. Da aktuell Detektoren in Form von langen Panels vorhanden sind, soll mit diesen gearbeitet werden. Idealerweise würden diese in einem festen Radius um die TPC kreisförmig angeordnet sein, wie es

in Abbildung 2.4.1 schematisch dargestellt ist. Doch in der Realität muss gesehen werden wie viele dieser Panels zu Verfügung stehen.

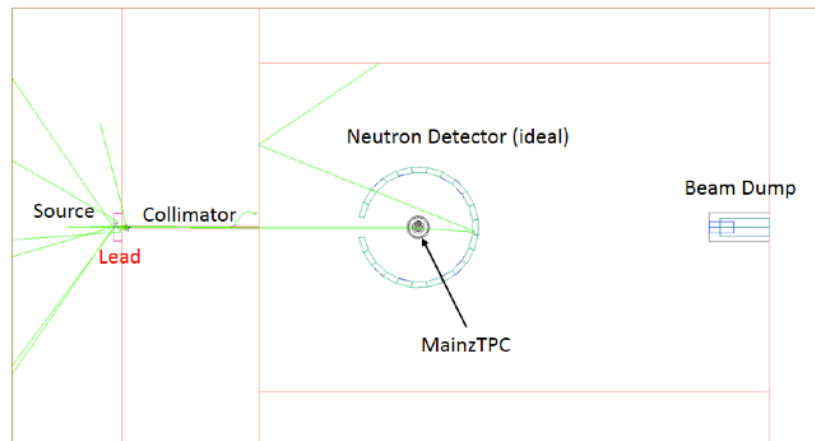


Abbildung 3.2.1.1 Schematischer Aufbau des Neutronenstreuexperimentes[9]

Unter der Voraussetzung, dass bekannt ist auf welchem Panel ein Neutron ankommt genügt es in so einer Anordnung die Höhe, auf der das Neutron den Detektor erreicht, zu bestimmen. Wie genau diese Ortsauflösung sein muss, ergibt sich aus der Energieauflösung, die gewünscht ist.

Der Zusammenhang zwischen Orts- und Energieauflösung ergibt sich aus folgender Rechnung:

Es gilt:
$$E_n = \frac{1}{2} m v^2$$

Mit der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung ergibt sich für den Fehler ΔE_n :

$$\Delta E_n = \frac{1}{2} 2 m v \Delta v = \frac{1}{2} 2 m v^2 \frac{\Delta v}{v}$$

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \frac{\Delta v}{v}$$

Für Δv gilt:

$$\Delta v^2 = \frac{1}{t^2} \Delta d^2 + \left(\frac{\Delta t d}{t^2} \right)^2$$

$$\frac{\Delta v^2}{v^2} = \left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2$$

$$\frac{\Delta E_n}{E_n} = 2 \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d} \right)^2 + \left(\frac{\Delta t}{t} \right)^2}$$

mit $t = \frac{d}{\sqrt{\frac{2E_n}{m}}}$ und $\frac{\Delta E_{TPC}}{E_{TPC}} \approx \sqrt{2} \frac{\Delta E_n}{E_n}$ folgt

$$\frac{\Delta E_{TPC}}{E_{TPC}} = \frac{2\sqrt{2}}{d} \sqrt{\Delta d^2 + \Delta t^2 \frac{2E_n}{m}}$$

Bei dieser Rechnung ist E_n die Energie des Neutrons, ΔE_n ihre Unsicherheit, E_{TPC} die Energiemenge, die im Xenon deponiert wurde mit dem Fehler ΔE_{TPC} , v die Geschwindigkeit des Neutrons mit dem Fehler Δv , d die Flugstrecke mit dem Fehler Δd , t mit dem Fehler Δt und m die Masse des Neutrons[3].

Man sieht, dass die Energieauflösung von der Unsicherheit des Ortes Δd abhängig ist.

2.5. SZINTILLATIONSDETEKTOREN

Der verwendete Neutronendetektor besteht aus einem Szintillatormaterial und zwei PMTs, die jeweils oben und unten angebracht sind. Die gestreuten Neutronen fliegen in den Szintillator ein und regen die Atome, ähnlich wie in der TPC, dazu an, Lichtsignale auszusenden. Diese werden dann von den beiden PMTs erfasst. Ein Neutron mit der Energie E , das vom Szintillator vollständig absorbiert wird, erzeugt in ihm

$$N_p = \delta \frac{E}{h\nu}$$

Photonen mit der Frequenz ν . Dabei hängt der Faktor δ von der Ausbeute ab, mit der in dem Szintillationsmaterial Photonen erzeugt werden. Von den N_p Photonen kommt jedoch nur ein gewisser Anteil auf den PMTs an, da ein Teil von ihnen im Szintillationsmaterial absorbiert wird oder an den Grenzflächen durch nicht vollständige Reflektion, falls keine Reflektorfolie den Szintillator umgibt, aus dem Detektor entweichen[5].

Als Szintillatormaterial können verschiedene Stoffe dienen. Sie können fest, flüssig oder gasförmig sein. Einige Beispiele für anorganische Substanzen sind Natriumiodid oder Cäsiumiodid. Diese werden häufig durch sogenannte Aktivatoratome dotiert, um so die Lichtausbeute zu verbessern[5]. Organische Beispiele sind Polystyren und Polyvinyltoluen[5]. Für unseren Detektor verwenden wir eben einen Polyvinyltoluenszintillator.

3. SIMULATION UND ANALYSEMETHODE

3.1. DIE SIMULATION

Nachdem einige theoretische Grundlagen behandelt wurden, soll nun konkret auf die durchgeführten Simulationen eingegangen werden. In Abschnitt 2.4 wurde erläutert, dass eine größere Fläche größere Schwierigkeiten bei der Bestimmung des Ortes bedeutet. Dafür wird jedoch die Anzahl von Messkanälen gering gehalten, was Kosten spart. Verringert man die Fläche, so steigt auch die Anzahl der Kanäle. Wie bereits erwähnt wurde, werden lange Detektorpanels mit zwei PMTs simuliert. Das bedeutet, dass es eine relativ große Fläche mit nur zwei Messkanälen gibt.

Es wurden in einem ersten Schritt Simulationen für drei verschiedene Geometrien, jeweils ohne Reflektorfolie um den Szintillator, durchgeführt. In einem zweiten Schritt wurde dann für eine der drei Geometrien eine Reflektorfolie aus Teflon hinzugefügt. Simuliert wurden jeweils Ereignisse innerhalb des Szintillators, bei denen eine feste Anzahl an Photonen generiert wurde, die zufällig von der Ereignisposition aus in alle Raumrichtungen radial fliegen. Dabei sind die Ereignisse über den ganzen Szintillator gleichmäßig verteilt. Das heißt, es werden nicht die einfallenden Neutronen simuliert, sondern ihre Wirkung im Detektor.

In der Simulation werden folgende Informationen gespeichert:

- Position des Ereignisses
- Anzahl der generierten Photonen (für alle Ereignisse konstant)
- Anzahl der Photonen eines Ereignisses, die von den beiden PMTs jeweils erfasst werden
- Flugzeit der Photonen

Simuliert wurden folgende Geometrien: (x,y,z)

- 42mm x 11mm x 1002mm
- 10mm x 10mm x 1000mm
- 50mm x 10mm x 300mm

Durch eine geeignete Analyseverfahren, die im nächsten Abschnitt erläutert wird, wurden dann die simulierten Daten ausgewertet.

3.2. ORTSREKONSTRUKTION IM SZINTILLATOR

3.2.1. REKONSTRUKTION ANHAND DER ANZAHL DER GEMESSENEN PHOTONEN

Anders als in der Simulation ist in einem realen Experiment die Position eines Ereignisses unbekannt. Aus den oben beschriebenen Gründen wollen wir diese bestimmen. Es stellt sich zunächst die Frage, wie aus den gespeicherten Informationen auf die Position zurückgeschlossen werden kann, wobei es uns vor allem auf die Rekonstruktion in z-Richtung geht. Dafür gibt es zum einen die Möglichkeit, die Anzahl der Photonen aus einem Ereignis, die auf dem oberen und dem unterem PMT ankommen, zu vergleichen. Man bildet das Verhältnis zwischen den Photonen, die von PMT1 und von PMT2 detektiert werden. Als zweite Möglichkeit kann die Differenz der Flugzeit, die ein Photon braucht, um an dem PMT anzukommen, betrachtet werden. Diese beiden Möglichkeiten können auch miteinander kombiniert werden, um so das beste Ergebnis zu erhalten.

Betrachten wir die Fläche des Detektors, auf der die Neutronen auftreffen. Diese liegt in der x,z-Ebene:

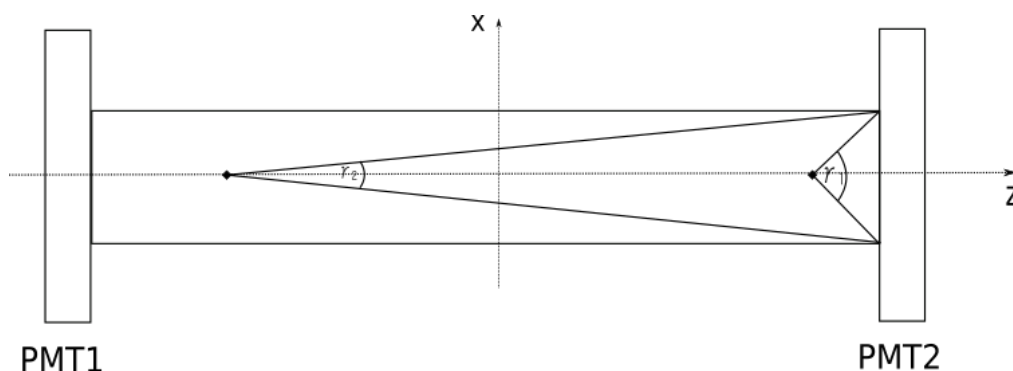


Abbildung 3.2.1.1 Auftrefffläche des Detektors

Wie in Abbildung 3.2.1.1 zu sehen ist, ist der Raumwinkel γ , den der jeweilige PMT bei einem Ereignis einnimmt, abhängig von ihrer Startposition. Je dichter die Startposition am PMT ist, desto größer ist die von ihm detektierte Anzahl der Photonen. Da also das Verhältnis der Raumwinkel der beiden PMTs Aufschluss über die z-Position gibt, muss auch das Verhältnis der angekommenen Photonen eine Informationen über die Position beinhalten.

Dies ist eine stark vereinfachte Darstellung, bei der Sekundärstreueffekte und Reflexionen an den Grenzflächen vernachlässigt werden. Die Simulation berücksichtigt diese Effekte, sodass realistische Werte erfasst werden.

In Abbildung 3.2.1.2 und 3.2.1.3 sehen wir für die beiden PMTs den prozentualen Anteil an erfassten Photonen gegen die z-Koordinate, beispielhaft für die Geometrie 42x11x1002 dargestellt.

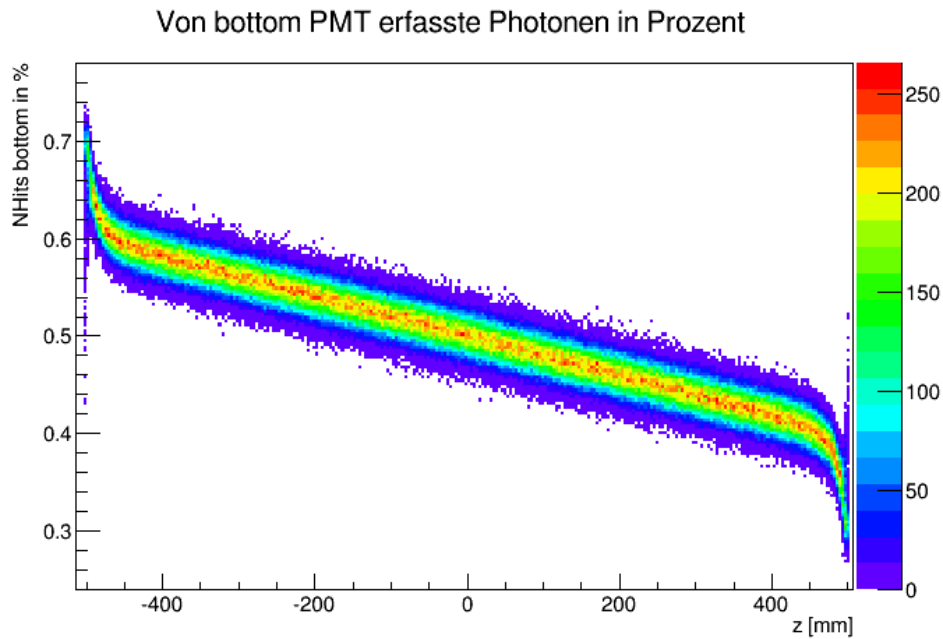


Abbildung 3.2.1.2 Von unterem PMT gemessene Photonen in Prozent gegen Z

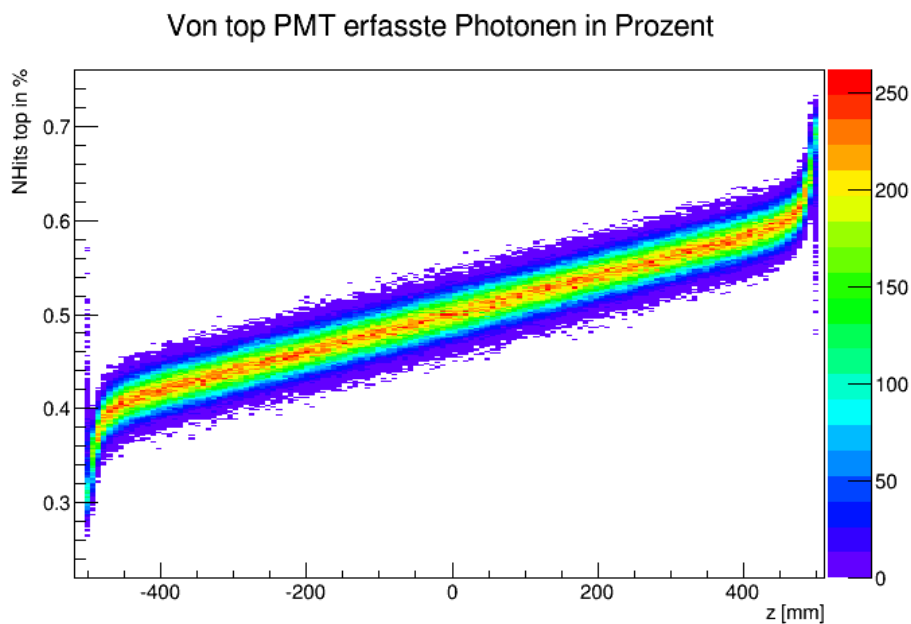


Abbildung 3.2.1.3 Von oberem PMT gemessene Photonen in Prozent gegen Z

Man erkennt darin, dass die Kurven in PMT nahen Gegenden relativ steil sind und zur Detektormitte hin wesentlich flacher werden. Das hängt damit zusammen, dass der Raumwinkel in der Nähe des PMTs sich in Abhängigkeit von z stärker verändert, während weiter entfernt die Änderung nicht mehr so stark ist. Die Differenz der beiden Winkel in Richtung des oberen und

unteren PMT ist in der Nähe der PMTs größer als in der Mitte des Detektors. Daraus folgt, dass die Rekonstruktion an den Rändern genauer sein müsste als in der Mitte. Es lässt sich also auch eine erste Vermutung aufstellen, dass kürzere Detektoren eine genauere Ortsauflösung liefern müssten, was auch mit dem schon genannten Prinzip übereinstimmt, dass geringere Flächen die Ortsauflösung erleichtern.

Den beschriebenen Zusammenhang sieht man auch in der folgenden Darstellung des Asymmetrieparameters A , der sich wie folgt berechnet:

$$A = \frac{n_t - n_b}{N_{tot}}$$

Dabei ist n_t die Anzahl der Photonen, die auf dem oberen PMT (2) ankommen und n_b die Anzahl auf dem unteren (1). N_{tot} ist die Gesamtzahl der detektierten Photonen, also die Summe aus n_t und n_b . Im Bereich ab etwa 50mm vor den PMTs erkennt man, wie der Asymmetrieparameter steiler wird.

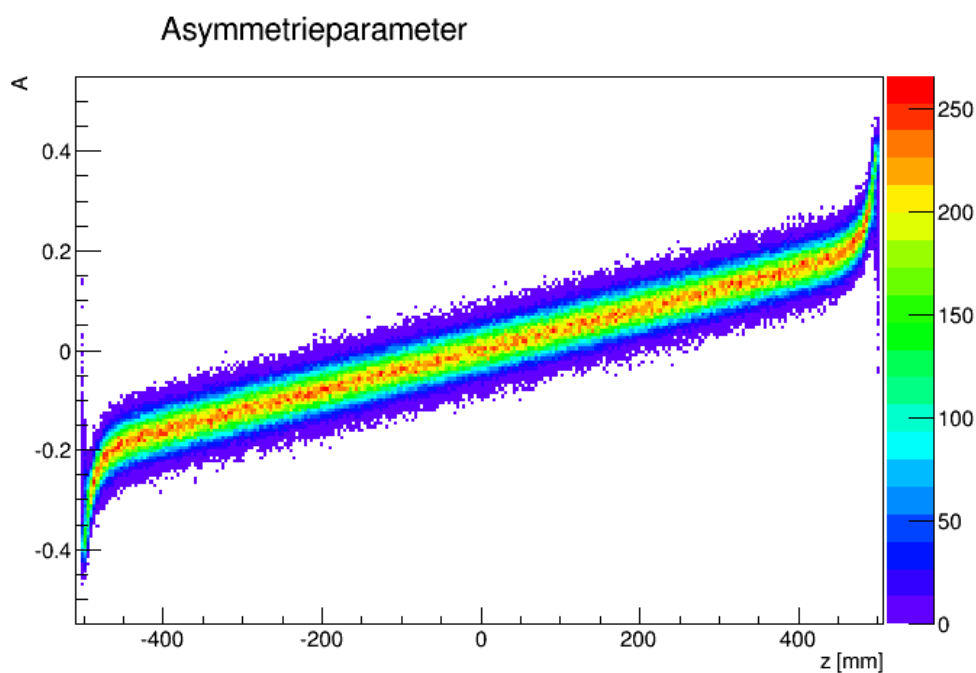


Abbildung 3.2.1.4 Asymmetrieparameter gegen Z

3.2.2. REKONSTRUKTION ANHAND DER FLUGZEITDIFFERENZ

Wie bereits erwähnt wurde, kann auch die Flugzeitdifferenz zur Ortsrekonstruktion verwendet werden. Dies basiert auf dem einfachen Prinzip, dass die Photonen von ihrem Startpunkt aus unterschiedliche Zeiten brauchen, um den PMT1 bzw. PMT2 zu erreichen. Befindet sich die

Startposition exakt in der Mitte des Szintillators, so müsste die Flugzeit gleich sein. Auch dies ist jedoch eine sehr stark vereinfachte Darstellung, bei der davon ausgegangen wird, dass die Photonen auf kürzestem Weg den PMT erreichen. Tatsächlich benötigen jedoch Photonen, die den gleichen PMT erreichen und die gleiche Startpositionen haben, aufgrund von Reflexionen und unterschiedlichen Wegen, auch unterschiedliche Zeiten. Es ergibt sich also für ein einzelnes Ereignis eine Verteilung der Flugzeit, wobei die kürzeste Zeit der über die Geschwindigkeit analytisch bestimmbaren Zeit wohl am nächsten kommt. Abbildung 3.2.2.1 zeigt beispielhaft die Verteilung der Zeit eines Ereignisses.

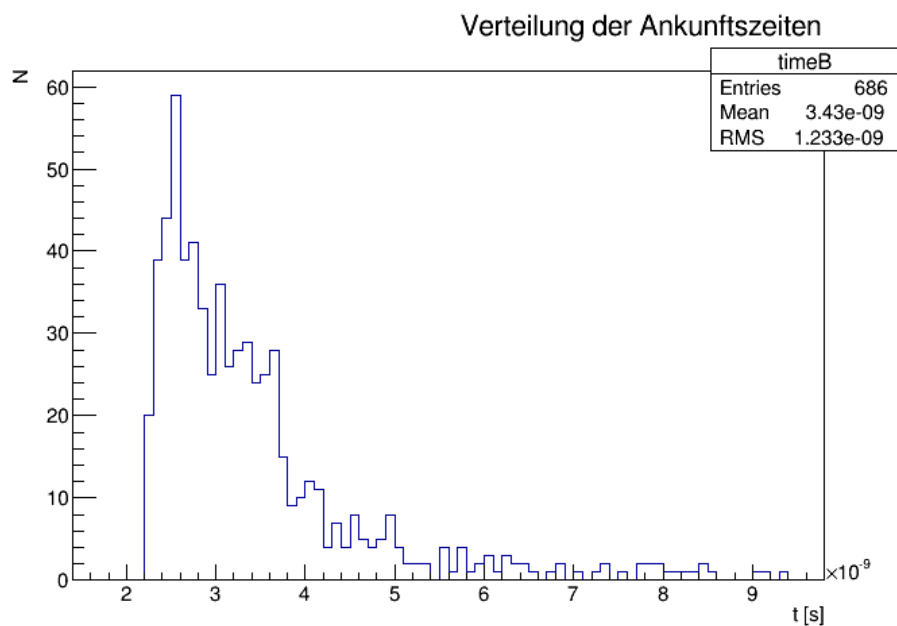


Abbildung 3.2.2.1 Verteilung der Ankunftszeit für ein Ereignis

Des Weiteren sind wegen der hohen Lichtgeschwindigkeit die Flugzeitdifferenzen so gering, dass eine sehr präzise Zeitmessung nötig ist. Diese ist jedoch schwer zu erreichen. In der Simulation wird jedoch sozusagen ein „perfekter“ Detektor simuliert, der eine „perfekte“ Zeitauflösung hat. Das verursacht, dass die Daten aus der Simulation nicht mit realen Messungen übereinstimmen können. Dies muss bei der Rekonstruktionsmethode beachtet werden. Andernfalls würden Ergebnisse unrealistisch gut ausfallen.

3.3. BESCHREIBUNG DES REKONSTRUKTIONSVORGANGS UND DER ANALYSEMETHODE

3.3.1. χ^2 - METHODE: ANZAHL DETEKTIERTER PHOTONEN

Im letzten Abschnitt wurden die logischen Zusammenhänge beschrieben, die eine Ortsrekonstruktion ermöglichen. Da dies jedoch wie schon genannt wurde, eine stark vereinfachte Sichtweise war, würde es nicht genügen, aus den Verhältnissen der gemessenen Photonen einfach analytisch über die Winkelverhältnisse den Ort zu berechnen. Es wird eine statistische Methode benötigt, die im Folgenden beispielhaft für die Geometrie 42x11x1002 beschrieben werden soll.

Wir betrachten die Auftrefffläche des Detektors, die in der x,z-Ebene liegt und legen über diese Fläche ein Gitter in der Weise, dass der Detektor in gleichgroße, quadratische Voxel aufgeteilt wird.

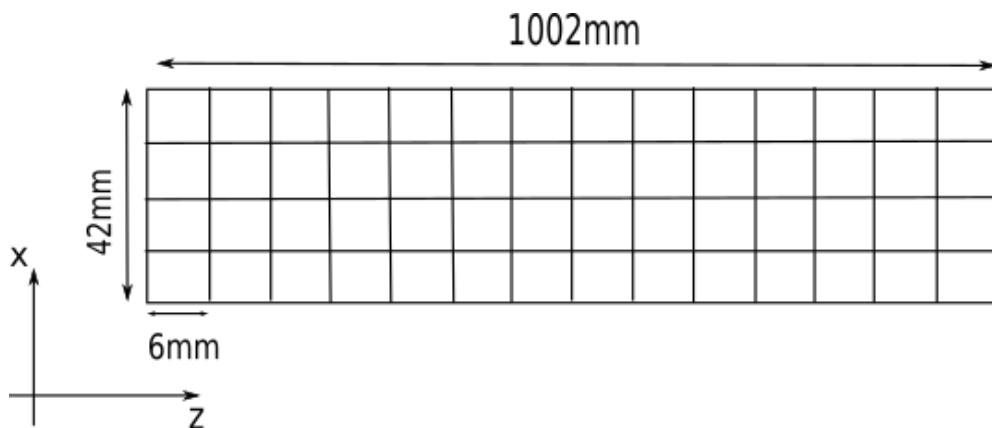


Abbildung 3.3.1.1. Unterteilung des Detektors in Voxel

Als Seitenlänge der quadratischen Voxel werden 6mm gewählt. Bei einer Detektorlänge von 1002mm ergeben sich in z-Richtung $1002/6$ also 167 Voxel. In x-Richtung sind es also 7. Daraus ergibt sich mit 167×7 eine Gesamtzahl von 1169 Voxel. Für jedes dieser Voxel werden durch einen geeigneten Programmcode zwei Histogramme erstellt, für jeden PMT eins. Diese sollen die Häufigkeitsverteilung der detektierten Photonenzahlen darstellen.

Die simulierten Daten werden in ROOT-Dateien gespeichert. Diese werden durch ein C-Programm eingelesen. Über eine Schleife wird nacheinander jedes einzelne Ereignis zur weiteren Verarbeitung der Informationen aufgerufen. Innerhalb dieser Schleife, also nachdem ein einzelnes Ereignis aufgerufen wurde, wird mittels weiterer Schleifen jedes Voxel der Reihe nach durchgegangen und über passende Bedingungen für z und x die Position des Ereignisses abgefragt

und dem entsprechendem Voxel zugeordnet. Wurde für das Ereignis das entsprechende Voxel gefunden, so werden die Histogramme des Voxels einmal an der Stelle, die der Anzahl der aus diesem Ereignis erfassten Photonen entspricht, gefüllt. Ein Histogramm für PMT1(bottom) und ein für PMT2(top). Dieser Vorgang wird für jedes Ereignis wiederholt. Auf diese Weise werden die simulierten Ereignisse sozusagen in die Voxel der Position ihrer Erzeugung nach sortiert. In den fertigen Histogrammen sieht man also eine Verteilung der Häufigkeit, wie oft von einem Ereignis, das aus diesem Voxel stammt, eine bestimmte Anzahl von Photonen auf dem jeweiligen PMT ankommt. In Abbildung 3.3.1.2 sieht man für jeden PMT jeweils ein Beispiel eines solchen Histogramms.

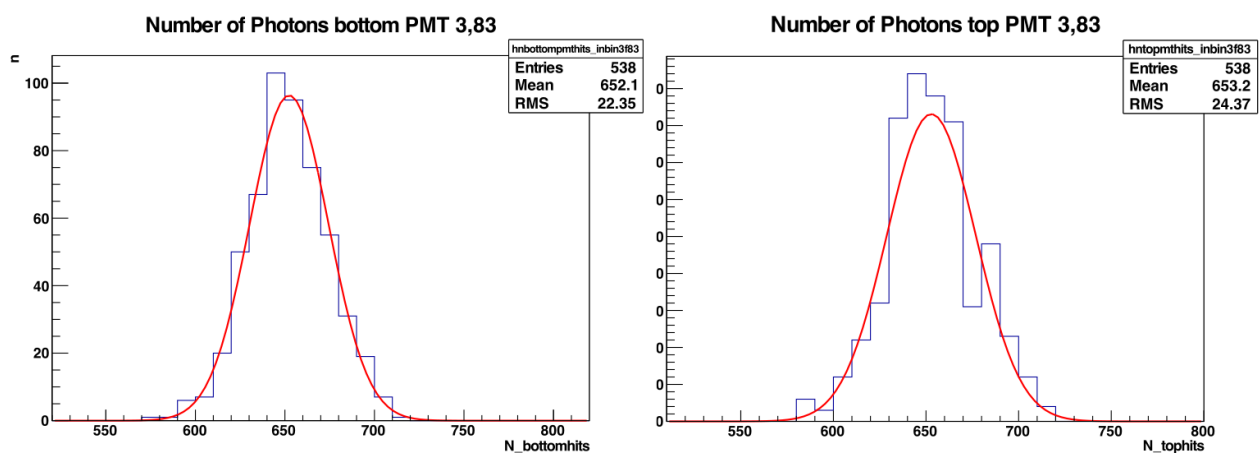


Abbildung 3.3.1.2 Beispielhistogramme für ein Voxel

Die Beispielhistogramme stammen von der Position $z=0\text{mm}$, also aus der Mitte des Szintillators. Das sieht man auch daran, dass sowohl für den unteren als auch für den oberen PMT das Maximum der Verteilung etwa bei 650 Photonen liegt. Der Asymmetrieparameter liegt also ungefähr bei null.

Im weiteren Programmverlauf wurden alle Histogramme mit der Gaußfunktion gefittet. Die Fitkurve sieht man rot eingezeichnet. Aus der Fitfunktion erhalten wir den Erwartungswert der Verteilung. Wir erhalten damit also eine Aussage darüber, wie viele Photonen auf dem oberen und unteren PMT zu erwarten sind, wenn ein Ereignis im jeweiligen Voxel stattgefunden hat. Die Erwartungswerte werden dazu ausgenutzt, um eine Karte zu erstellen, anhand der rekonstruiert werden soll. Dafür werden zunächst jeweils die Koordinaten der Mittelpunkte der Voxel ermittelt. In einer separaten Textdatei werden in der ersten Spalte die x-Koordinaten der Voxel eingeschrieben und in der zweiten Spalte die z-Koordinaten. In die dritte Spalte werden die jeweiligen Verhältnisse der zwischen der Gesamtzahl der von beiden PMTs detektierten Photonen und der Anzahl der generierten Photonen eingespeichert. Anhand dessen sieht man, wie viele

Photonen eines Ereignisses überhaupt erfasst werden und wie viele verloren gehen. Weiter werden in der vierten und fünften Spalte die Anteile eingetragen, wie viel von den jeweiligen PMTs erfasst wird (als Verhältnis zwischen erfassten Photonen von einem PMT und der Summe der erfassten Photonen). In all diesen Berechnungen werden die aus den Fits gewonnenen Erwartungswerte verwendet. Ein Eintrag der Karte sieht folgendermaßen aus:

x	z	$\frac{n_t + n_b}{N_{gen}}$	$\frac{n_t}{N_{tot}}$	$\frac{n_b}{N_{tot}}$
---	---	-----------------------------	-----------------------	-----------------------

N_{gen} ist die Anzahl der Photonen, die pro Ereignis generiert wurden.

Ein bei der Erzeugung der Karte wichtiger zu beachtender Aspekt ist die Menge der Ereignisse, die es im Schnitt in jedem Voxel gibt. Davon hängt stark die Qualität der Fitkurve und somit die Aussagekraft des Erwartungswertes ab. Da bei größeren Ereignismengen die Verteilung einer Gaußverteilung besser entspricht, verbessert sich die Statistik, je mehr Ereignisse pro Voxel enthalten sind. Damit hängt auch die Wahl der Größe der Voxel zusammen. Je größer die Voxel, desto besser die Statistik, weil es dann pro Histogramm mehr Einträge gibt. Die Rekonstruktion muss dadurch jedoch ungenauer werden. Wählt man das Gitter feiner, so werden dafür größere Mengen an simulierter Ereignisse benötigt, damit ausreichend Einträge pro Voxel vorhanden sind. Da der Zeitaufwand der Simulation, der abhängig von der Geometrie des Detektors ca. 24h pro 100000 Ereignisse ist, nicht unerheblich war, musste hier ein Kompromiss abgewogen werden. Die folgende Tabelle zeigt die Zahl an Ereignissen, die für die jeweiligen Geometrien simuliert wurden.

Tabelle 1 Simulationsdaten

Geometrie (mm)	Größe der Voxel (mm)	Anzahl der Ereignisse		Anzahl der Ereignisse pro Voxel	
		ohne Reflektorfolie	mit Reflektorfolie	ohne Reflektorfolie	mit Reflektorfolie
42x11x1002	6x6	600000	400000	513	342
10x10x1000	2x2	1620000		648	
50x10x300	2x2	650000		173	

Mit der erstellten Karte haben wir die Datengrundlage, auf der die Rekonstruktion basiert. Des Weiteren werden nun Informationen aus den Ereignissen benötigt, die rekonstruiert werden

sollen. Dafür werden ebenfalls in einer separaten Textdatei nun von jedem einzelnen Ereignis die Daten wie folgt gespeichert:

x	z	N_{tot}	n_t	n_b
---	---	-----------	-------	-------

Diese Textdatei nennen wir Eventfile. In ihr ist jedes Ereignis enthalten, das rekonstruiert wird.

Diese beiden Dateien werden nun einem Rekonstruktionscode übergeben. Der Rekonstruktionscode liest zunächst die gesamte Karte ein und speichert ihre Einträge. Dann wird das Eventfile eingelesen. Nacheinander werden die Einträge des Eventfiles aufgerufen und an eine Funktion übergeben, welche die Position des jeweiligen Ereignisses rekonstruiert. In dieser Funktion wird ein einzelner Eintrag des Eventfiles mit den Einträgen der Karte verglichen, wobei die interessanten Informationen, die es zu vergleichen gilt, die Anteile der Photonen sind, die von den PMTs erfasst wurden. Hierfür wird für jedes die quadratische Abweichung von den Erwartungswerten bestimmt:

$$\chi^2 = \left(\frac{n_b}{N_{tot}} - R_{mapb} \right)^2 + \left(\frac{n_t}{N_{tot}} - R_{mapt} \right)^2$$

Dabei ist n_b die Anzahl der von dem unteren PMT erfassten Photonen aus dem Eventfile und n_t die entsprechende Anzahl des oberen PMTs. N_{tot} ist die Summe von beiden PMTs, R_{mapb} der Eintrag des unteren PMTs aus der Karte und R_{mapt} der Eintrag des oberen. Mit $\frac{n_b}{n_{tot}}$ und $\frac{n_t}{n_{tot}}$ müssen die Einträge aus dem Eventfile zunächst in relative Angaben umgerechnet werden, damit sie mit den Einträgen aus der Karte übereinstimmen.

Diese Berechnung wird nacheinander für jeden Karteneintrag durchgeführt und es wird der Karteneintrag gesucht, für den χ^2 den kleinsten Wert hat. Die x –und z-Koordinaten des Karteneintrags mit kleinstem χ^2 werden dem aktuell geprüften Ereignis aus dem Eventfile als rekonstruierte Position zugeordnet. Dieser Vorgang wird mit jedem Eintrag des Eventfiles wiederholt, sodass am Ende für jedes Ereignis eine generierte und eine rekonstruierte Position gespeichert ist.

Um nun die Ergebnisse der Rekonstruktion auszuwerten, müssen diese in einer geeigneten Weise dargestellt werden. Hierfür wird eine ähnliche Vorgehensweise verwendet, wie sie schon zur Erzeugung der Karte beschrieben wurde. Diesmal wird der Detektor nicht in quadratische Voxel, sondern in Streifen eingeteilt und zwar sowohl in z-Richtung als auch in x-Richtung:

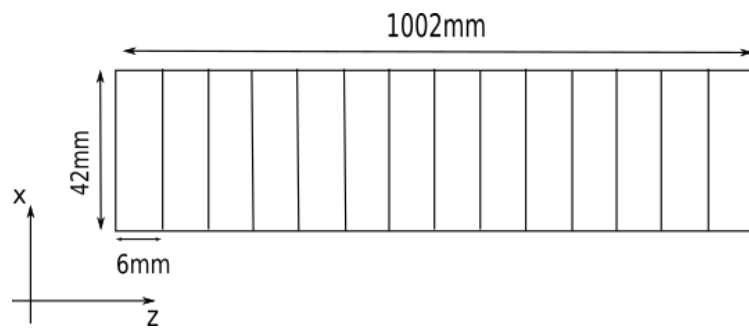


Abbildung 3.3.1.3 Unterteilung des Detektors in Streifen in x Richtung

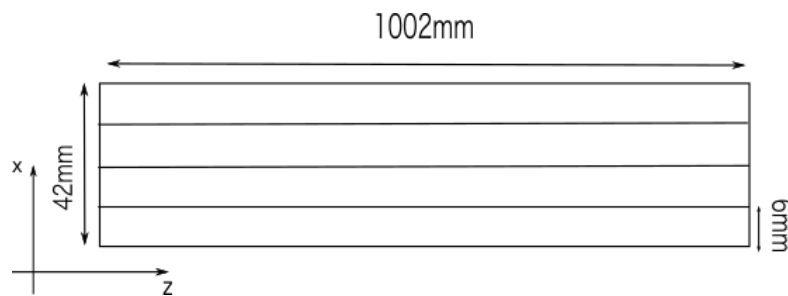


Abbildung 3.3.1.4 Unterteilung des Detektors in Streifen in z Richtung

Die Breite der Streifen wurde entsprechend der Kantenlänge der Voxel der Karte gewählt.

Für jeden Streifen wird wiederum ein Histogramm erstellt. Die rekonstruierten Ereignisse werden wieder ihrer Position entsprechend in die entsprechenden Streifen einsortiert. Hier gibt es zwei Möglichkeiten: die Zuweisung erfolgt entweder nach der generierten Position, oder nach der rekonstruierten Position. Auf den unterschied wird nachher eingegangen.

Für jedes Ereignis wird die Abweichung Δz der Rekonstruktion in z-Richtung berechnet:

$$\Delta z = z_{gen} - z_{rec}$$

wobei z_{gen} die generierte und z_{rec} die rekonstruierte Position ist. Die Histogramme werden nun jeweils an der Stelle gefüllt, die Δz entsprechen, sodass wir die Häufigkeitsverteilung von Δz in einem Streifen erhalten. Die Histogramme werden wiederum gefittet. Diesmal werden jedoch aus den Fits nicht die Erwartungswerte, sondern die Breiten der Verteilungen, also das σ entnommen. Der Mean-Parameter war dabei frei. Anschließend wird σ jeweils in Abhängigkeit von x und z in einem Diagramm dargestellt.

In Abbildung 3.3.1.5 ist ein Beispiel eines Histogramms eines Streifens mit Fitkurve zu sehen.

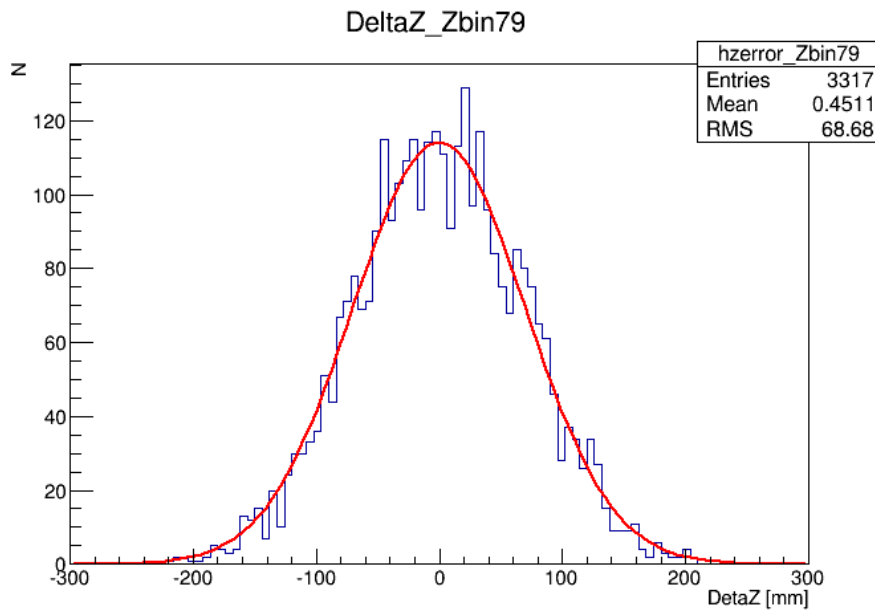


Abbildung 3.3.1.5 Beispielhistogramm eines Streifens in x Richtung (42X11X1002)

Was den Unterschied bei der Einsortierung der Ereignisse der generierten oder rekonstruierten Position nach betrifft, so ist zunächst zu sagen, dass dies keinen Einfluss auf das Endergebnis haben sollte, da ja die Rekonstruktionsgenauigkeit davon unbeeinflusst bleibt. Der Unterschied kann höchstens darin bestehen, welchem Streifen, also welcher Position der Rekonstruktionsfehler zugewiesen wird. Des Weiteren ist zu beachten, dass sich bei der Zuordnung der rekonstruierten Position die ursprünglich gleichmäßige räumliche Verteilung der Ereignisse etwas verschiebt. Abbildung 3.3.1.6 zeigt die Verteilung der generierten Positionen und Abbildung 3.3.1.7 die der rekonstruierten.

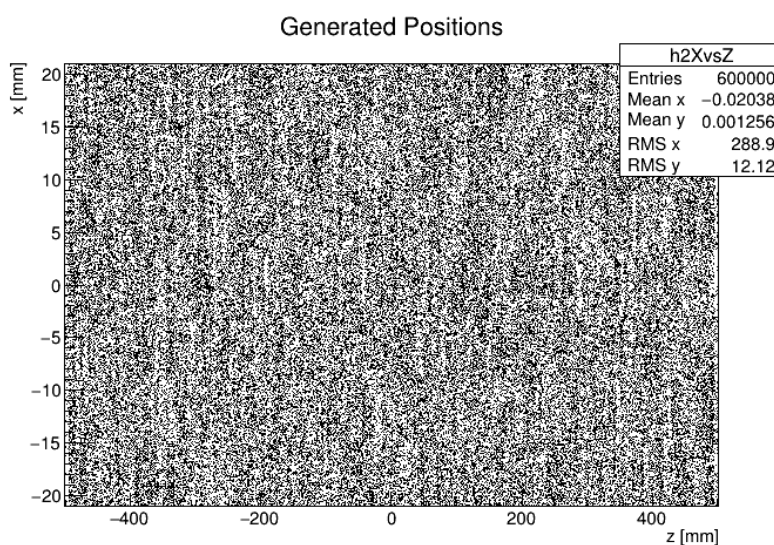


Abbildung 3.3.1.6 Generierte Position (42X11X1002)

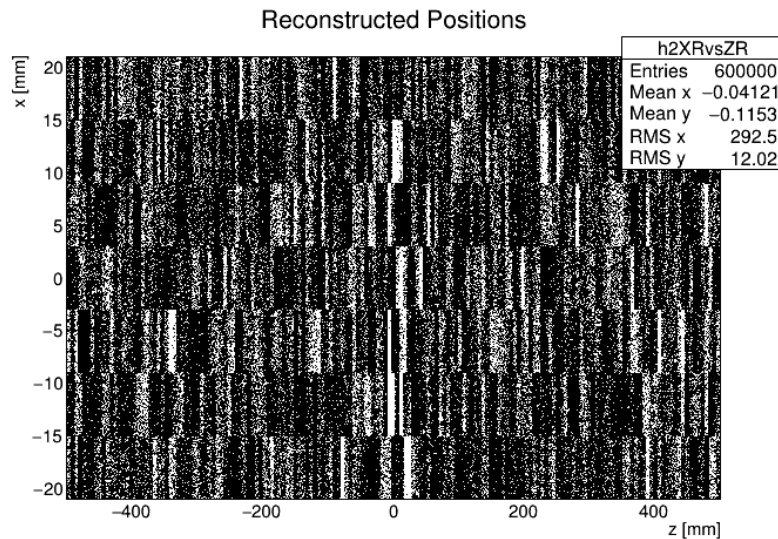


Abbildung 3.3.1.7 Rekonstruierte Position (42x11x1002)

Man erkennt, dass es Voxel gibt, in denen sehr viele Ereignisse rekonstruiert wurden und einige wenige, in denen wiederum fast keine Ereignisse rekonstruiert wurden. Hier stellt sich wiederum die Frage nach der Anzahl der nötigen Einträge in einem Histogramm, um eine gute Statistik zu erreichen. Bei einer Zuordnung nach der rekonstruierten Position kann es vorkommen, dass es Streifen gibt, in denen nur wenige Ereignisse enthalten sind. Zumindest könnten die Ereignisse nicht gleichmäßig auf die Streifen verteilt sein. Bei der Auswertung der Simulationen wurden für eine Geometrie beispielhaft beide Möglichkeiten durchgeführt. Da jedoch in einem realen Experiment die generierte Position nicht bekannt ist, ist es sinnvoller, die Unterscheidung nach der rekonstruierten Position zu wählen, um so den Fehler in Abhängigkeit der rekonstruierten Position zu erhalten. Aus diesem Grund wurde diese Methode in den übrigen Geometrien verwendet.

3.3.2. LIKELIHOOD-METHODE: ANZAHL UND ANKUNFTSZEIT DER PHOTONEN

Wie in Abschnitt 3.2.2. gesagt wurde, können die Rekonstruktionen nach der Anzahl der detektierten Photonen und nach der Flugzeitdifferenz miteinander kombiniert werden. Da dabei mehr Informationen genutzt werden, ist davon auszugehen, dass die Rekonstruktion besser ausfallen wird. Bei der Verwendung der Zeitinformaton muss darauf geachtet werden, dass, wie in Abschnitt 3.2.2 erwähnt wurde, die Daten aus den Simulationen unrealistisch genau sind. Die Werte der Flugzeitdifferenz müssen also zusätzlich verschmiert werden, indem der Simulierte Wert durch eine Gaußverteilung verstreut wird. Dabei ist der Simulierte Wert der Erwartungswert und die Breite die Zeitauflösung der Lichtdetektoren. Diese liegt bei 550ps[12].

Bei dieser Variante verwenden wir jedoch nicht die χ^2 -Methode, sondern eine Wahrscheinlichkeitsverteilung. Wir betrachten also nicht die Abweichung von dem Mittelwert, wie es im Falle des Vergleichs der Ereignisse mit den Einträgen der Karte war, sondern suchen die z-Position, an der die Wahrscheinlichkeit am höchsten ist, dass das jeweilige Ereignis an dieser Position generiert wurde. Um eine geeignete Likelihood-Funktion aufstellen zu können, müssen zunächst die Parameter bestimmt werden, die in die Wahrscheinlichkeitsverteilung einfließen sollen. Wir bestimmen folgende Parameter: die Summe der von beiden PMTs detektierten Photonen N_{tot} , den Asymmetrieparameter A und die Flugzeitdifferenz Δt der jeweils ersten Photonen, die die PMT erreichen. Dabei sind die Parameter N_{tot} und A äquivalent zu den in der χ^2 -Methode verwendeten Parametern $\frac{n_b}{N_{tot}}$ und $\frac{n_t}{N_{tot}}$.

Ähnlich wie bei der χ^2 -Methode wird auch nun der Szintillator unterteilt. Diesmal jedoch nicht in ein Gitter, sondern in Querstreifen in x-Richtung (siehe Abbildung 3.3.1.3). Die eingelesenen Ereignisse werden wiederum ihrer Position entsprechend den Streifen zugeordnet. Für jeden Streifen werden jeweils drei Histogramme erstellt. Für jeden Parameter eins, sodass jeder Parameter in jedem Streifen ein Histogramm hat. Für jedes Ereignis, das aus einem Streifen stammt, werden nun alle Parameter bestimmt. Die Histogramme werden dann in der Art gefüllt, dass sie eine Häufigkeitsverteilung der Parameterwerte für die aus diesem Streifen stammenden Ereignisse darstellen. Die Histogramme werden so normiert, dass ihre Gesamtfläche den Wert 1 ergibt. Damit kann auf der x-Achse die Wahrscheinlichkeit für einen Parameterwert im jeweiligen Streifen abgelesen werden. Die folgende Abbildung zeigt die Wahrscheinlichkeitsverteilung des Asymmetrieparameters für einen Streifen.

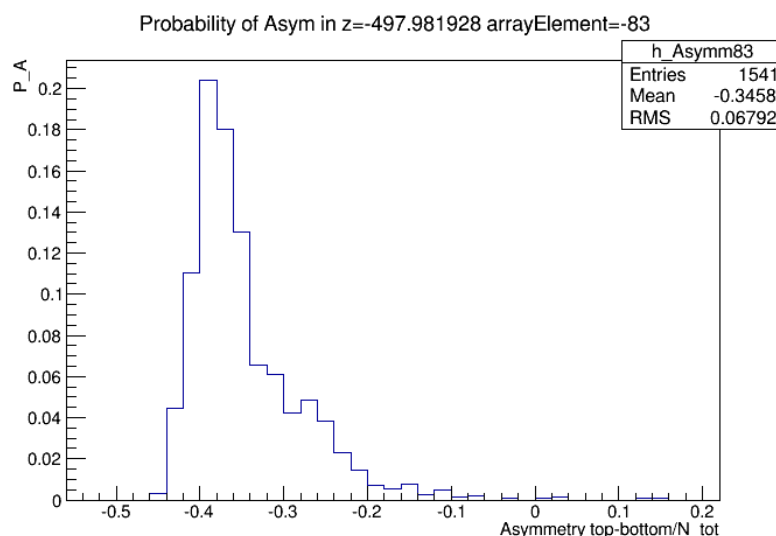


Abbildung 3.3.2.1 Wahrscheinlichkeitsverteilung Asymmetrieparameter

Zur Rekonstruktion werden nun für die Parameterwerte jedes zu rekonstruierenden Ereignisses die entsprechenden Wahrscheinlichkeiten für jeden Streifen abgelesen und in ein separates Histogramm eingetragen. So ergibt sich für den Wert des Ereignisses eine Wahrscheinlichkeitsverteilung gegen z . Um nun die Informationen aus den Parametern zu kombinieren, werden diese zu einer Likelihoodfunktion zusammengetragen:

$$L(z) = P_{N_{tot}}(z)P_A(z)P_{\Delta t}(z)$$

Wir erhalten damit eine Gesamtwahrscheinlichkeitsverteilung des Ortes für jedes Ereignis. In Abbildung 3.3.2.2 sind die Wahrscheinlichkeiten für ein Ereignis beispielhaft dargestellt.

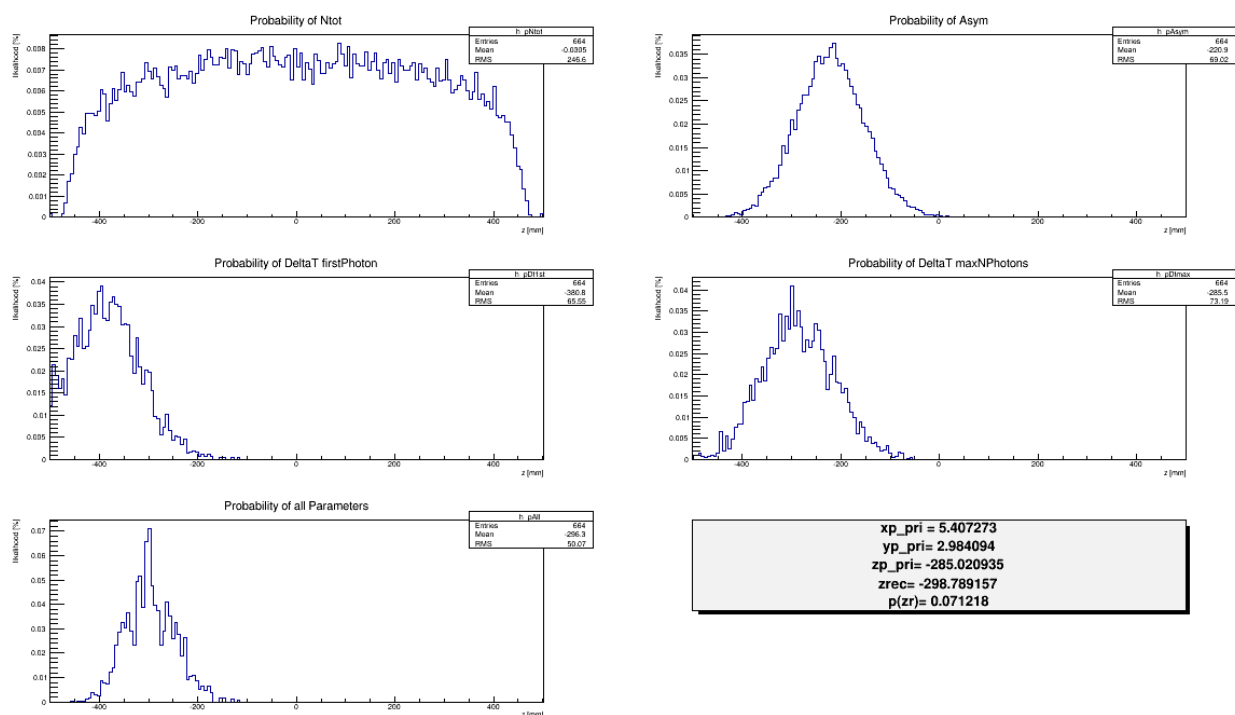


Abbildung 3.3.2.2 Wahrscheinlichkeiten für ein Ereignis

xp_pri , yp_pri und zp_pri sind hierbei die Koordinaten der generierten Position des Ereignisses und $zrec$ die rekonstruierte Position. $P(zr)$ ist die Wahrscheinlichkeit dieser Position.

In der Abbildung sieht man eine Verteilung für einen vierten Parameter, nämlich häufigste Zeit ΔT_{max} , die alternativ zu der bei uns verwendeten kürzesten Zeit verwendet werden kann.

Die eigentliche Rekonstruktion besteht nun darin, dass für das jeweilige Ereignis die Position für die diese Wahrscheinlichkeit maximal wird, als rekonstruierte Position angenommen wird.

Das weitere Verfahren zur Auswertung der Rekonstruktionsergebnisse wurden analog zur bereits in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Methode vorgenommen.

Der Vorteil dieser Methode ist, dass wir nun für reale Messdaten eine Wahrscheinlichkeitsverteilung erhalten. Die Qualität der Rekonstruktion kann dabei auch anhand der Breite dieser Verteilung gesehen werden. Es ist zu vermuten, dass die tatsächliche Rekonstruktionsabweichung sich innerhalb der Breite der Verteilung befindet. Ist dies der Fall, so ist die Breite ein zuverlässiges Maß für den Rekonstruktionsfehler. Dies wäre zu prüfen. Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde jedoch aus zeitlichen Gründen diese Art der Auswertung nicht vorgenommen. Dies wäre also ein Aspekt, der in Zukunft noch ausgearbeitet werden müsste, da es besser ist die ganze Wahrscheinlichkeitsverteilung zu nutzen als einen Wert zu selektieren.

4. ERGEBNISSE

Nachdem nun die Rekonstruktions –und Analysemethode beschrieben wurde, sollen nun die Ergebnisse zusammengetragen und verglichen werden. Dabei werden zunächst die Ergebnisse aus den Simulationen der einzelnen Geometrien ohne Reflektorfolie betrachtet und dann die mit Reflektorfolie.

Der in der Simulation verwendete Szintillator hat eine Szintillationseffizienz von 10000 Photonen pro MeV für Elektronen[10]. Bei Neutronen muss zusätzlich der Quenching Faktor berücksichtigt werden. Dieser beträgt 0,156[11]. Das heißt, es werden nur 15,6% der 10000 Photonen erzeugt, also 1560. In den Simulationen wurden jeweils 3000 Photonen pro Ereignis erzeugt. Diese Menge an Photonen würde also einem Energiedeposit von etwa 1,9MeV entsprechen. In den Simulationen wurde jedoch die Quanteneffizienz der PMTs nicht beachtet. Diese ist ein Maß dafür, wie viele Photonen von denen, die auf dem PMT ankommen, auch registriert werden. In Realität werden etwa nur 25% der Photonen, die auf dem PMT ankommen gemessen[12]. Wenn nun angenommen wird, dass in der Simulation eine bestimmte Menge an Photonen von einem PMT gemessen wird, so müsste in Realität dementsprechend das Vierfache an Photonen den PMT erreichen. Dementsprechend müssten dann, damit das Verhältnis stimmt, auch das Vierfache an Photonen erzeugt werden. Das heißt, wir gehen von einem Energiedeposit von ca. 7,6 MeV aus. Im Umkehrschluss kann dies ausgeglichen werden, indem die gemessenen Anzahlen mit der Quanteneffizienz multipliziert werden. Da sich das Verhältnis der gemessenen Werte von oberem und unterem PMT dadurch nicht ändert, wird dies keinen Einfluss auf das Ergebnis der Ortsauflösung haben.

4.1. ERGEBNISSE AUS DER REKONSTRUKTION MIT DER χ^2 -METHODE

4.1.1. SIMULATIONEN OHNE REFLEKTORFOLIE

42mm x 11mm x 1002mm

Ein Detektor, der aktuell zur Verfügung steht, hat die Ausmaße 42x11x1000 (mm). Um in der beschriebenen Analyseverfahren eine geeignete Voxelgröße wählen zu können, wurde diese in der Simulation leicht zu 42x11x1002 angepasst, sodass die Kantenlänge der Voxel auf 6mm gesetzt werden konnte. Diese leichte Anpassung sollte keinen Unterschied in den Ergebnissen machen, so dass diese Geometrie als die des real vorhandenen Detektors angesehen wird.

Abbildung 4.1.1.1 zeigt die Rekonstruktionsabweichung gegen die z-Position.

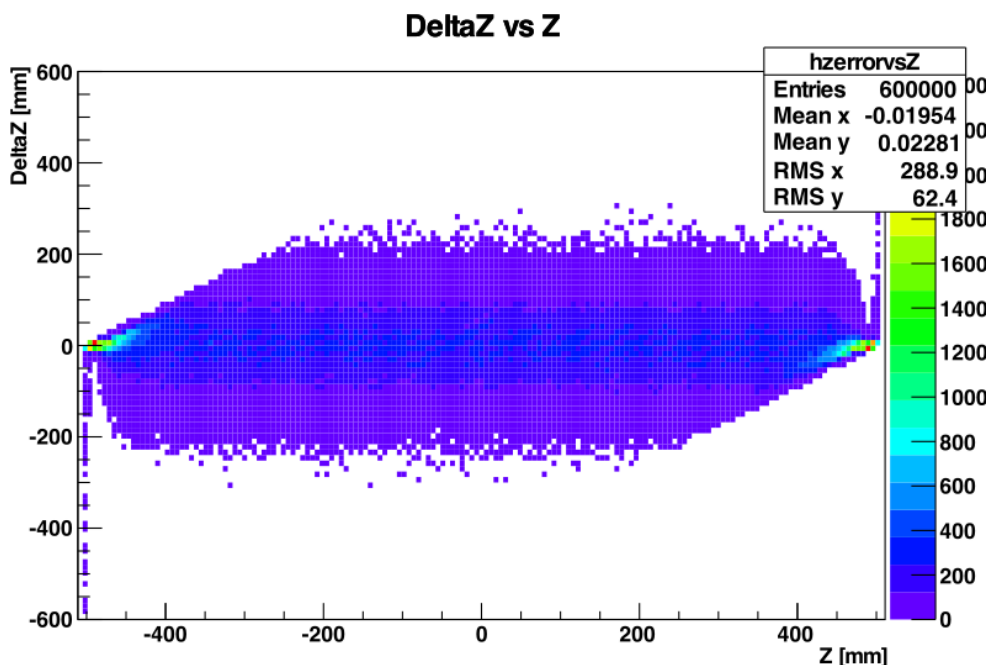


Abbildung 4.1.1.1 Rekonstruktionsabweichung DeltaZ gegen Z (42x11x1002)

Man erkennt, dass die Verteilung der Rekonstruktionsabweichungen in der Nähe der PMTs schmäler ist, als in der Mitte des Detektors. Dies ist darauf zurückzuführen, dass die Abweichung in den Randgebieten natürlich nur in eine Richtung gerichtet sein kann, da ja nicht außerhalb des Detektors rekonstruiert wird. Mit zunehmendem Abstand wird dann die Verteilung immer symmetrischer. Im Umkehrschluss bedeutet dies, dass die Histogramme der Streifen, in den Randgebieten keine symmetrische Gaußverteilung um null aufweisen können, was ein gewisses Problem für die Bestimmung von σ darstellt. Insofern stellt sich die Frage, wie aussagekräftig die Angabe des Rekonstruktionsfehlers in diesen Bereichen ist.

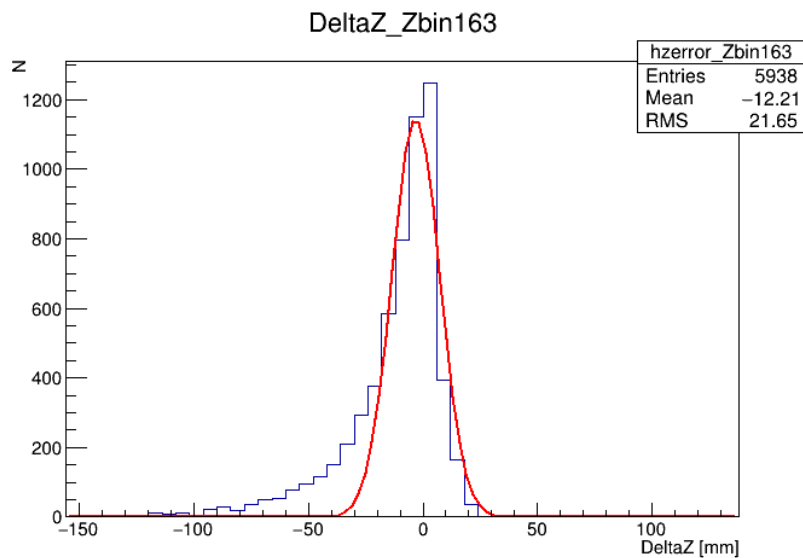


Abbildung 4.1.1.2 Beispielhistogramm eines Streifens in x-Richtung für z=480mm

Das Histogramm aus Abbildung 4.1.1.2 stammt von der Position z=480mm und ist ein Beispiel für die unsymmetrische Verteilung.

Des Weiteren ist anhand der Farbe zu sehen, dass in sehr PMT nahen Gebieten, ab etwa 50mm Entfernung, die Häufigkeit der Ereignisse mit sehr geringer Rekonstruktionsabweichung stark steigt. Dies stimmt mit den Abbildung 3.2.1.2 und 3.2.1.3 überein und bestätigt die Vermutung, dass die Rekonstruktion in diesem Bereich aufgrund der stärkeren Winkelabhängigkeit von z genauer sein muss.

Mit der in Abschnitt 3.3.1 beschriebenen Methode wurde die folgende Darstellung von σ gegen die z-Position erstellt.

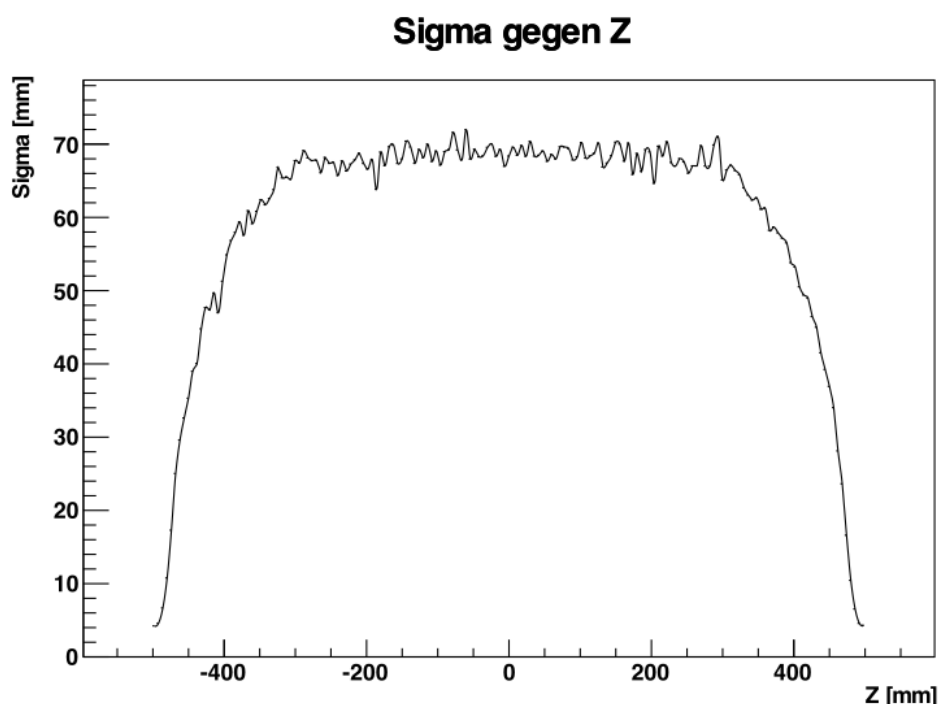


Abbildung 4.1.1.3 Sigma gegen Z (Unterscheidung nach rekonstruierter Positions)(42x11x1002)

Wie bereits gesagt ist die Aussagekraft an den Randgebieten mit einer gewissen Vorsicht zu betrachten. Auf der anderen Seite stimmt dieses Bild mit der Vermutung überein, dass die Rekonstruktion an den Rändern besser sein muss, also in der Mitte des Detektors. Für $z=0$ ergibt sich ein Rekonstruktionsfehler von etwa $\sigma = 67,80\text{mm} \pm 0,83\text{mm}$.

Dieses Ergebnis stammt aus der Analysemethode, bei der die Zuweisung der Ereignisse an die Streifen nach der rekonstruierten Position gemacht wurde. Im nächsten Diagramm ist das Ergebnis aus der anderen Methode, bei der die Einsortierung nach der generierten Position gemacht wurde, zu sehen.

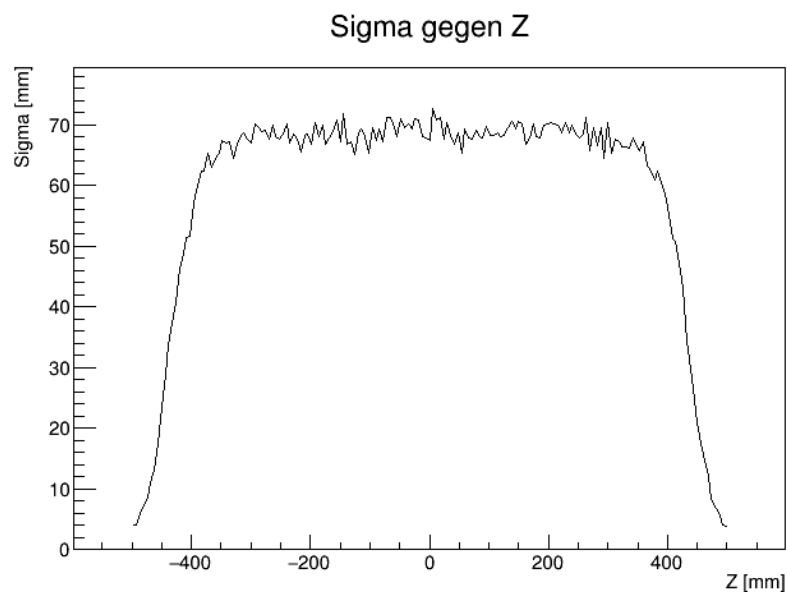


Abbildung 4.1.1.4 Sigma gegen Z (Unterscheidung nach der generierten Position) (42x11x1002)

Wie zu sehen ist, ist der Unterschied, wie erwartet, für den größten Teil des Detektors kaum erkennbar. Für $z = 0$ ergibt sich bei dieser Methode ein σ von $65,52\text{mm} \pm 0,85\text{mm}$, was dem oberen Ergebnis sehr nahe kommt. Man sieht jedoch, dass an den Randgebieten die Kurve steiler steigt als in Abbildung 4.1.1.3. Diese ist etwas runder.

Im Folgenden wird auf diese zweite Möglichkeit der Auswertung verzichtet, da die Zuweisung nach der rekonstruierten Position sinnvoller ist.

Bei der Erzeugung des entsprechenden Histogramms für die x -Abhängigkeit des Rekonstruktionsfehlers ist auffällig, dass die entsprechenden Verteilungen der Längsstreifen in z -Richtung nicht gaußförmig sind. Abbildung 4.1.1.5 zeigt ein Beispiel hierfür an der x -Position $x=0$.

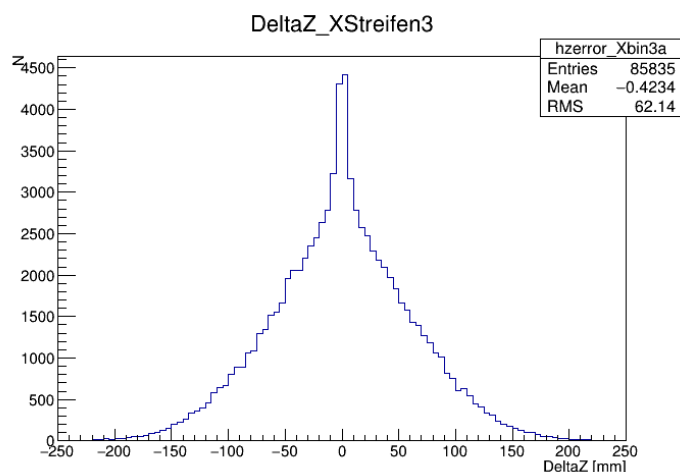


Abbildung 4.1.1.5 Beispielhistogramm eines Streifens in z Richtung (42x11x1002)

Wie zu sehen ist, gibt es besonders viele Ereignisse, die sehr genau, mit einer Abweichung von nahezu 0mm, rekonstruiert wurden. Es wurde bereits gezeigt, dass der Rekonstruktionsfehler an Randbereichen sehr klein wird. Der Überschuss an Ereignissen mit sehr geringer Abweichung könnte eben aus diesen Randbereichen in z-Richtung stammen. Diese Vermutung bestätigt sich durch das folgende Diagramm.

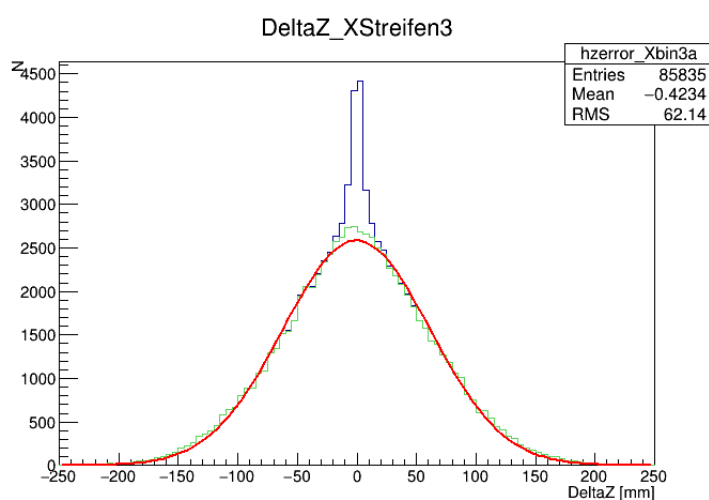


Abbildung 4.1.1.6 Blau: komplette Verteilung; Grün: Verteilung mit ohne Randbereich in z Richtung mit $-471 > z < 471$ mm(42x11x1002),

Die blaue Verteilung ist die Ursprüngliche, die auch in Abbildung 4.1.1.5 zu sehen ist. Bei der grünen Verteilung wurden fünf Streifenbreiten in z-Richtung an den Rändern des Detektors weggelassen. Die Ereignisse, die sich also in einer Entfernung von < 30 mm von den PMTs befinden, wurden in die Verteilung nicht eingetragen. Wie zu sehen ist, fällt damit der Peak in der Mitte der Verteilung weg und die restlichen Ereignisse ergeben eine Gaußverteilung. Da das Weglassen der Randgebiete in z-Richtung keinen Einfluss auf die x-Abhängigkeit des Rekonstruktionsfehlers hat,

wurde dies aufgrund der besseren Fitmöglichkeiten für jeden Streifen unternommen. Auch in den weiteren Geometrien wurde das Gleiche angewandt.

Die sich daraus ergebende x-Abhängigkeit von σ ist in Abbildung 4.1.1.7 zu sehen.

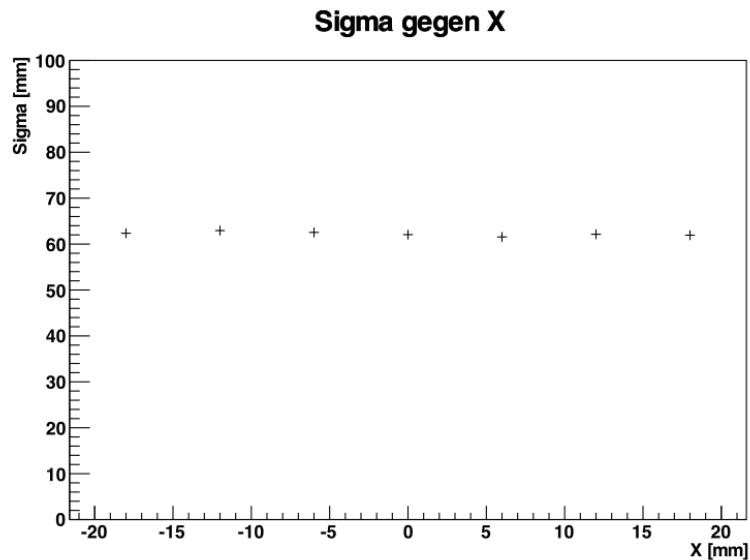


Abbildung 4.1.1.7 Sigma in x (42x11x1002)

Man sieht, dass der Rekonstruktionsfehler von x unabhängig ist.

Wie bereits erwähnt wurde, stammen diese Ergebnisse aus einer Simulation, bei der 3000 Photonen pro Ereignis generiert wurden. Es wurden zusätzlich in einem 1cm großen Volumenelement zentral im Detektor und am Rand, bei $z = 0,9 \frac{z_l}{2}$, wobei z_l die Detektorlänge ist, weitere Ereignisse mit geringerer Photonenanzahl simuliert. Abbildung 4.1.1.8 zeigt σ in Abhängigkeit von der Photonenanzahl für die Position $z = 0$ und $z = 0,9 \frac{z_l}{2}$.

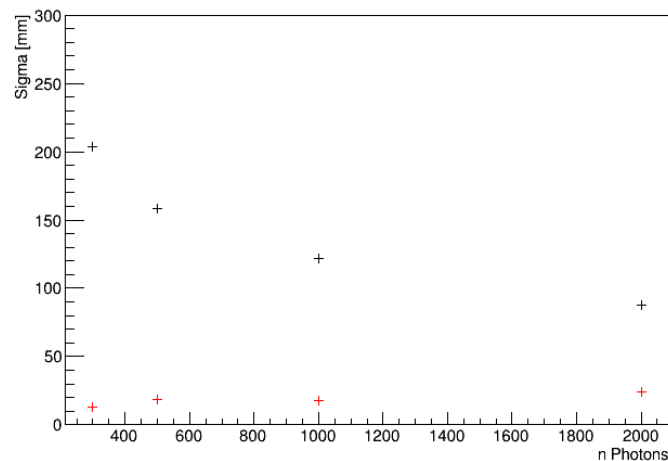


Abbildung 4.1.1.8 Sigma an Abhängigkeit von der Photonenanzahl, Schwarz: $z=0$; Balu: $z=0,9 \frac{z_l}{2}$

Die schwarzen Punkte stammen aus der Mitte des Detektors, die roten vom Rand. Man sieht eine klare Abhängigkeit des Fehlers von der Photonenzahl für die Mitte des Detektors. Je mehr Photonen generiert werden, desto genauer ist die Rekonstruktion, da mehr Statistik vorhanden ist. Für die Ereignisse am Rand wirkt sich die Photonenzahl nicht so stark aus, da dort die Rekonstruktion ohnehin genauer ist.

Es folgen nun die entsprechenden Ergebnisse für die anderen Geometrien.

10mm x 10mm x 1000mm

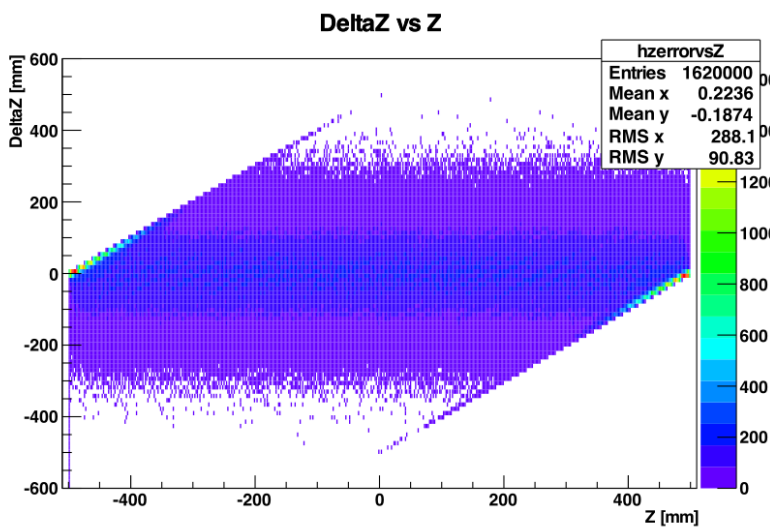


Abbildung 4.1.1.9 Rekonstruktionsabweichung DeltaZ gegen Z (10x10x1000)

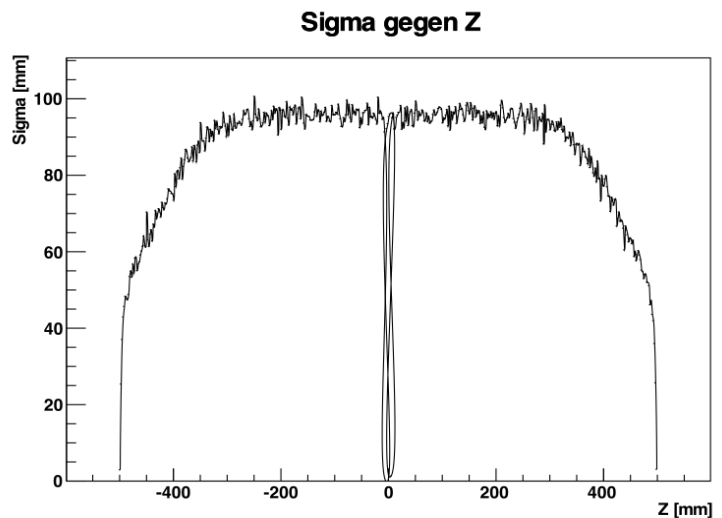


Abbildung 4.1.1.10 Sigma gegen Z (10x10x1000)

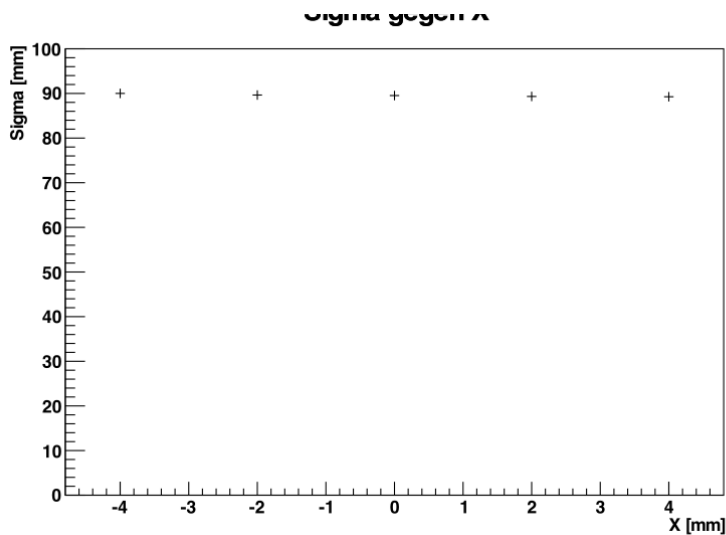


Abbildung 4.1.1.11 Sigma gegen X (10x10x1000)

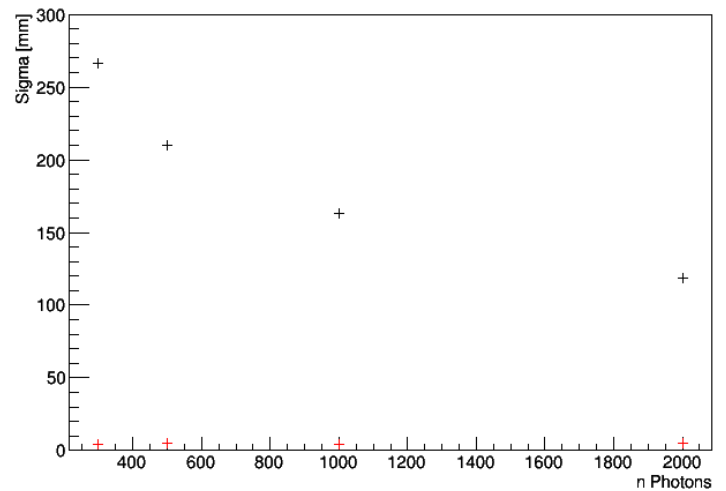


Abbildung 4.1.1.12 Sigma in Abhängigkeit von der Anzahl der Photonen; schwarz: z=0; rot:

$$z = \frac{z_1}{2}$$

Wie zu sehen ist, ist der Rekonstruktionsfehler bei dieser Geometrie deutlich größer. Während σ für den anderen Detektor etwa bei 65 mm lag, beträgt hier der Fehler für die Position $z=0$: $\sigma = 89,27\text{mm} \pm 2,39\text{mm}$. Da der Detektor gleich lang ist, wie bei der vorherigen Geometrie, war

nicht zu erwarten, dass die Rekonstruktion besser ausfällt. Das schlechtere Ergebnis lässt sich damit erklären, dass aufgrund des schmalen Panels nur noch wenige Photonen in Richtung der PMTs streuen. Zwar bleibt das Winkelverhältnis für den oberen und unteren PMT gleich, doch die Differenz der gemessenen Photonen wird aufgrund der geringeren Anzahl kleiner, was die Rekonstruktion erschwert, da andere Effekte, welche die analytische Annahme verunreinigen, an Gewicht zunehmen.

Die Nullwerte in der Mitte des Detektors sind wahrscheinlich auf den bereits beschriebenen Zusammenhang zurückzuführen, dass es wohl einzelne Streifen in diesem Bereich gibt, an denen nur einige Ereignisse rekonstruiert wurden und somit Bestimmung von σ in diesen Streifen nicht funktioniert hat.

50mm x 10mm x 300mm

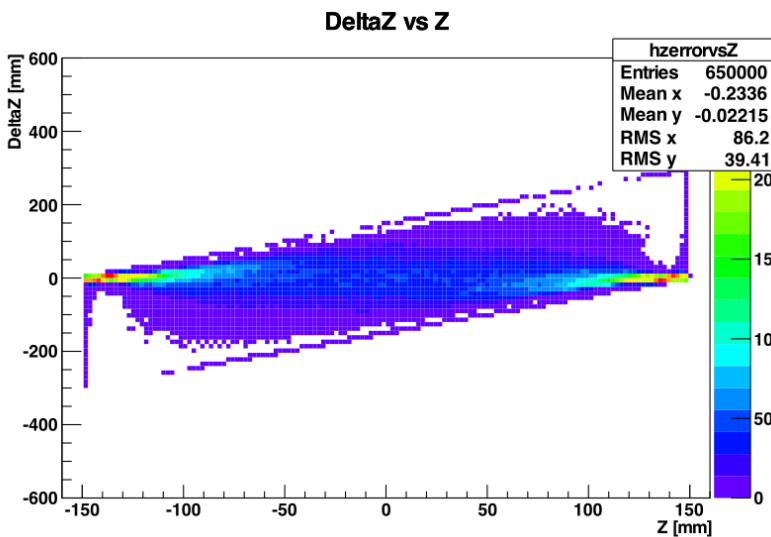


Abbildung 4.1.1.13 DeltaZ gegen Z (50x10x300)

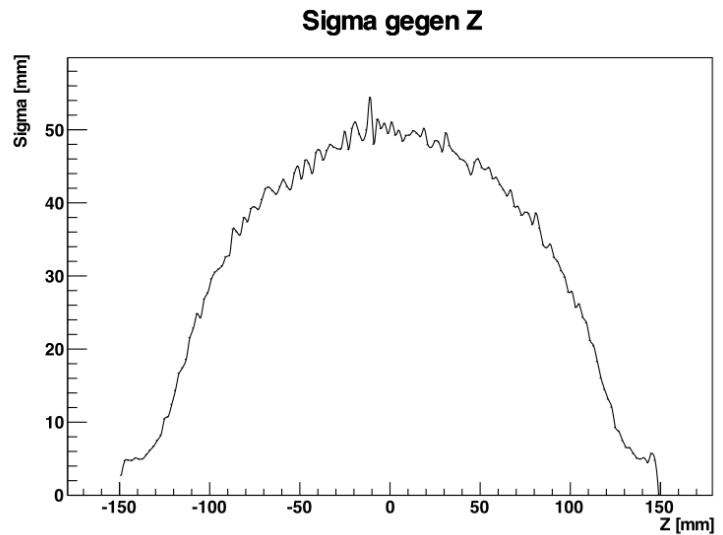


Abbildung 4.1.1.14 Sigma gegen Z (50x10x300)

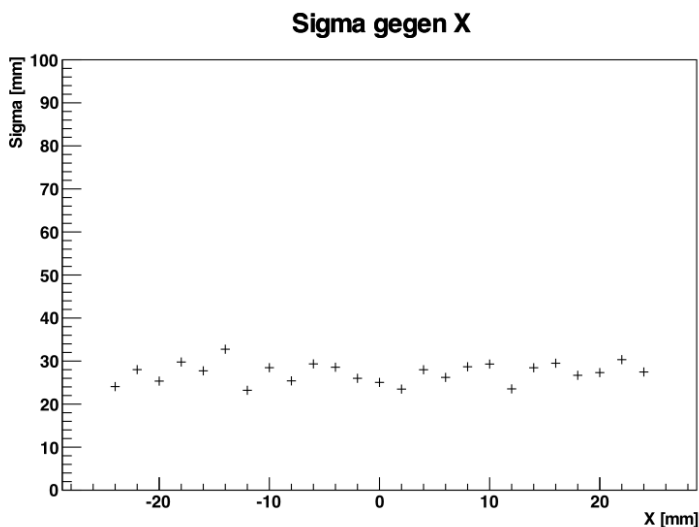


Abbildung 4.1.1.15 Sigma gegen X (50x10x300)

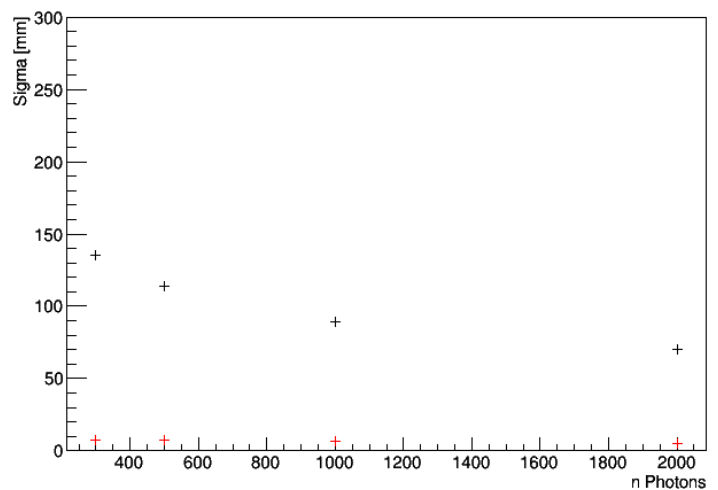


Abbildung 4.1.1.16 Sigma in Abhängigkeit von der Anzahl der Photonen; schwarz: $z=0$; rot: $Z=\frac{Z_l}{2}$

Wie erwartet ist bei dieser Geometrie der Rekonstruktionsfehler geringer ausgefallen, was auf die Länge des Detektors zurückzuführen ist. Was zudem auffällt, ist, dass σ eine stärkere z-Abhängigkeit aufweist, als in den vorherigen Geometrien. Da der Detektor nun wesentlich kürzer ist, gibt es keinen Bereich, in dem das Winkelverhältnis so schwach von z Abhängen würde, damit sich ein nahezu konstantes Sigma ergibt. Für $z=0$ liegt σ bei $43,86\text{mm} \pm 4,66\text{mm}$.

4.1.2. SIMULATION MIT REFLEKTORFOLIE

Nachdem nun Ergebnisse für die Simulationen ohne Reflektorfolie gezeigt wurden, sollen als Nächstes die Ergebnisse der Simulation mit Reflektorfolie betrachtet werden. Zur Reflexion wurde eine 0,2mm dicke Teflonfolie verwendet, wie sie auch in Realität um den Szintillator mit der Geometrie 42x11x1000 gewickelt ist. Dabei wurde die Reflexion auf 99% gestellt.

42mm x 11mm x 1002mm

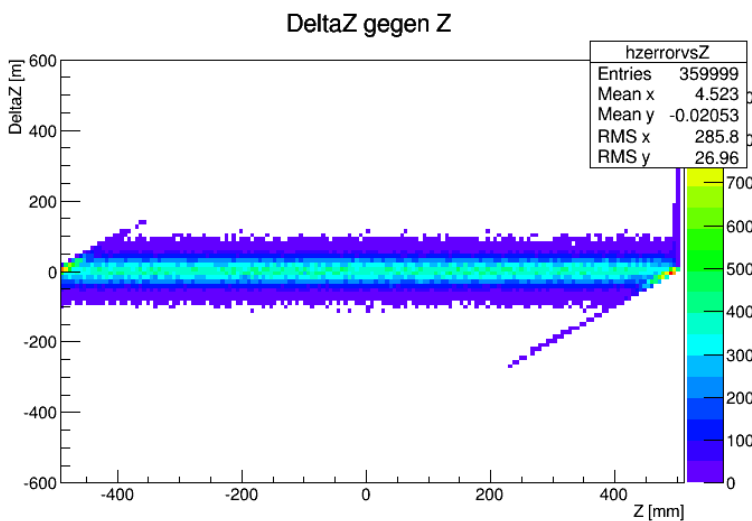


Abbildung 4.1.2.1 DeltaZ gegen Z (42x11x1002 mit Teflonfolie)

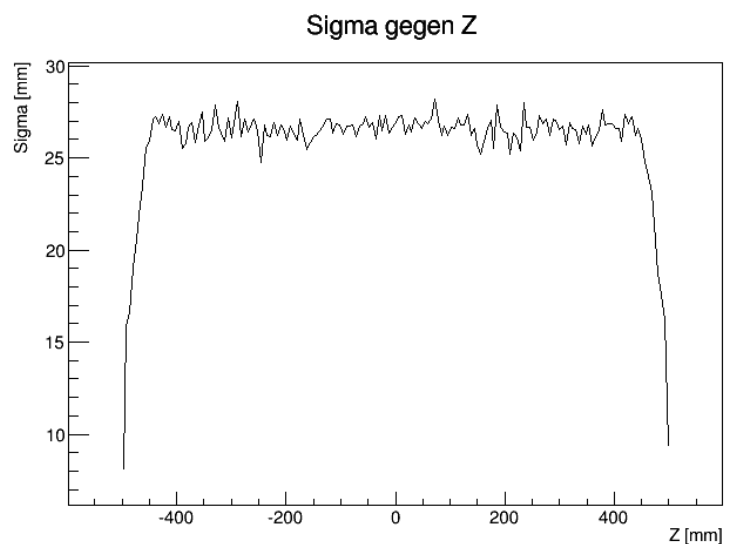


Abbildung 4.1.2.2 Sigma gegen Z (42x11x1002 mit Teflonfolie)

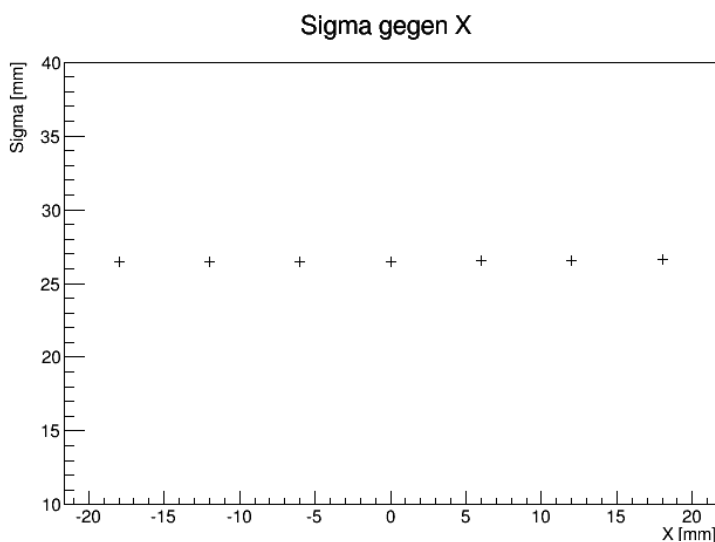


Abbildung 4.1.2.3 Sigma gegen X (42x11x1002 mit Teflonfolie)

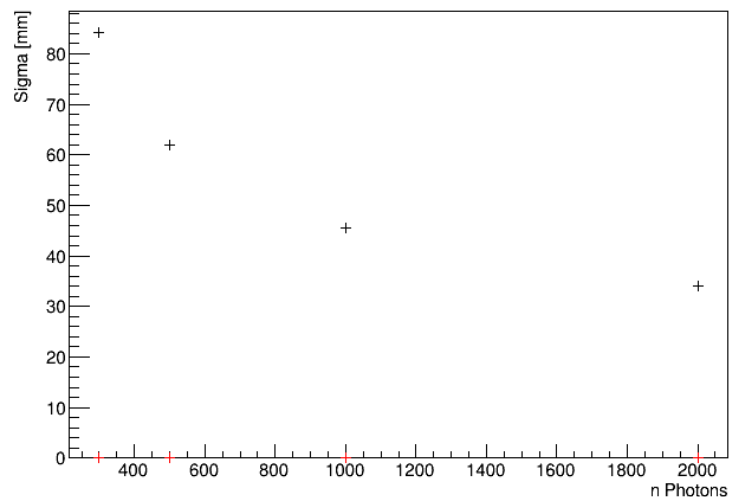


Abbildung 4.1.2.4 Sigma in Abhängigkeit von der Anzahl der Photonen; schwarz: $z=0$; rot: $Z = \frac{z_l}{2}$

Man erkennt, dass der Rekonstruktionsfehler zum einen für z etwas gleichmäßiger ist. Die Kurve steigt an den Randgebieten steiler an. Zum anderen ist der Fehler deutlich kleiner. An der Stelle $z=0$ ergibt ein Fehler von $\sigma = 26,30\text{mm} \pm 0,51\text{mm}$ was ein erheblicher Unterschied zur Simulation ohne Reflektorfolie darstellt. In Abbildung 4.1.2.5 sehen wir, dass der Asymmetrieparameter deutlich steiler geworden ist. Dies bedeutet, dass das Verhältnis $\frac{n_t}{n_b}$ nun stärker von z abhängt. Daraus folgt, dass die Rekonstruktion besser werden muss.

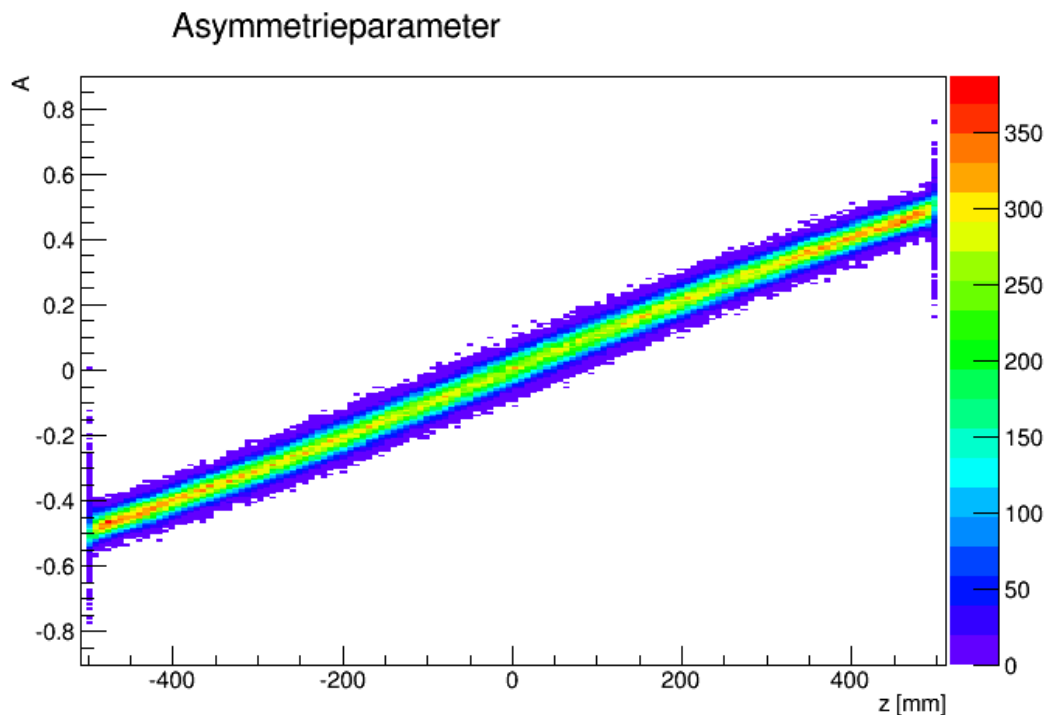


Abbildung 4.1.2.5 Asymmetrieparameter (42x11x1002, mit Teflonfolie)

Bei der Simulation ohne Folie werden die Photonen ab einem gewissen Einfallswinkel an der Grenzfläche Szintillator-Luft totalreflektiert. Bei allen weiteren Reflexionen muss also der Winkel, wie in einem Lichtleiter, gleich bleiben, bis das Photon den PMT erreicht. Ist um den Szintillator nun eine Reflektionsfolie gewickelt, fällt diese Totalreflektion weg. Stattdessen erhalten wir aufgrund der rauen Oberfläche der Folie eine diffuse Reflektion, da nun der Einfallswinkel wegen der Oberflächenbeschaffenheit ständig anders ist. Die Photonen werden also auf ihrem Weg ständig in diffuse Richtungen abgelenkt. Vor allem für Ereignisse, die weit weg von dem PMT entfernt sind, heißt das, dass die Photonen einen tatsächlich erheblich weiteren Weg zum PMT haben, eventuell einen so langen Weg, dass sie im Szintillator absorbiert werden. Daraus folgt, dass in PMT entfernten Bereichen nur wenige Photonen ankommen. Dafür sind es in näheren Bereichen wesentlich mehr. Daraus folgt, dass der Asymmetrieparameter steiler wird.

4.2. ERGEBNISSE AUS DER REKONSTRUKTION MIT DER LIKELIHOOD-METHODE

Nun sollen die Ergebnisse aus der Likelihood-Methode dargestellt werden.

4.2.1. SIMULATION OHNE REFLEKTORFOLIE

42mm x 11mm x 1002mm

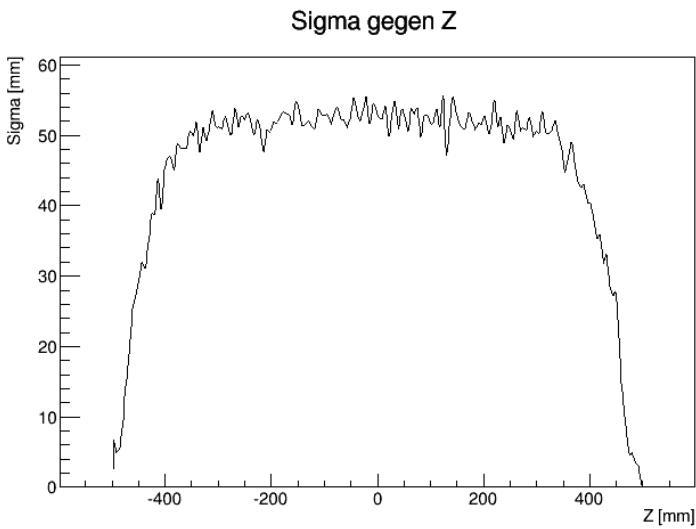


Abbildung 4.2.1.1 Sigma gegen Z, Likelihood-Methode

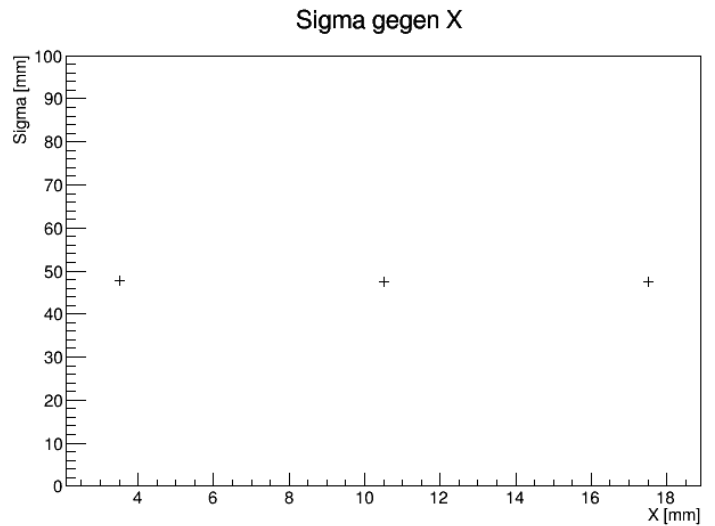


Abbildung 4.2.1.2 Sigma gegen X, Likelihood-Methode

Wie zu erwarten war, ist die Ortsauflösung aus dieser Methode besser ausgefallen als aus der χ^2 -Methode. Für Sigma an der Position $z=0$ ergibt sich: $\sigma = 50,21\text{mm} \pm 1,12\text{mm}$

In x-Richtung betrachten wir bei dieser Methode nur noch die halbe Detektorgröße, sodass aus Symmetriegründen davon ausgegangen werden kann, dass auch der Rekonstruktionsfehler zur z-Achse symmetrisch ist. Dadurch wird die Statistik verdoppelt.

10mm x 10mm x 1000m

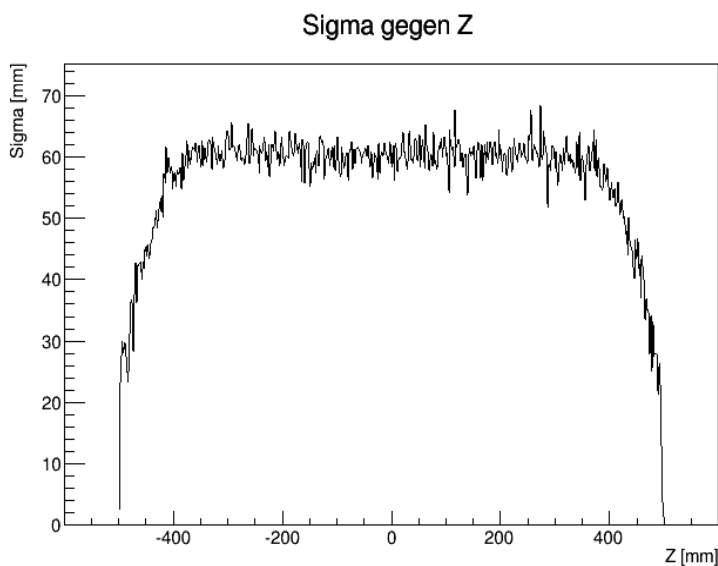


Abbildung 4.2.1.3 Sigma gegen Z, Likelihood-Methode

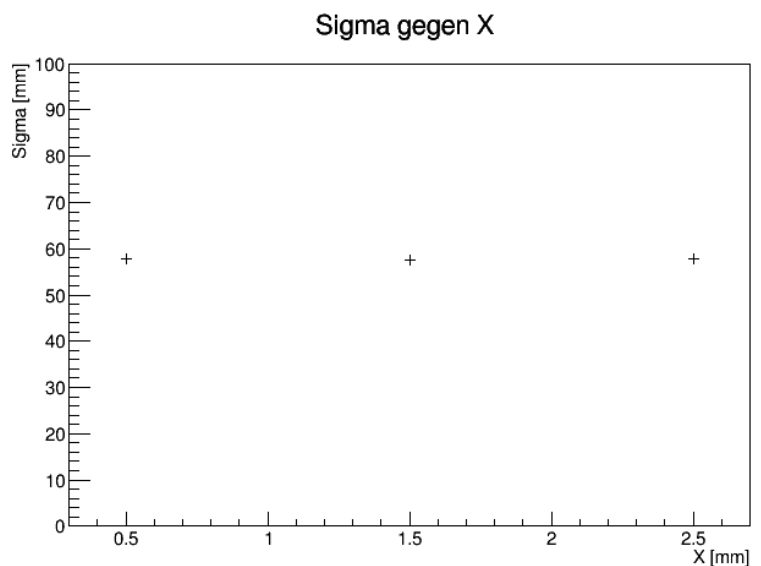


Abbildung 4.2.1.4 Sigma gegen X, Likelihood-Methode

Auch in dieser Geometrie ist der Fehler kleiner ausgefallen. Konsistent zur χ^2 -Methode, ist hier die Ortsauflösung etwas genauer als für die Geometrie 42mm x 11mm x 1002mm. Wir erhalten für $z=0$: $\sigma = 58,30 \pm 1,03$.

50mm x 10mm 300mm

Sigma gegen Z

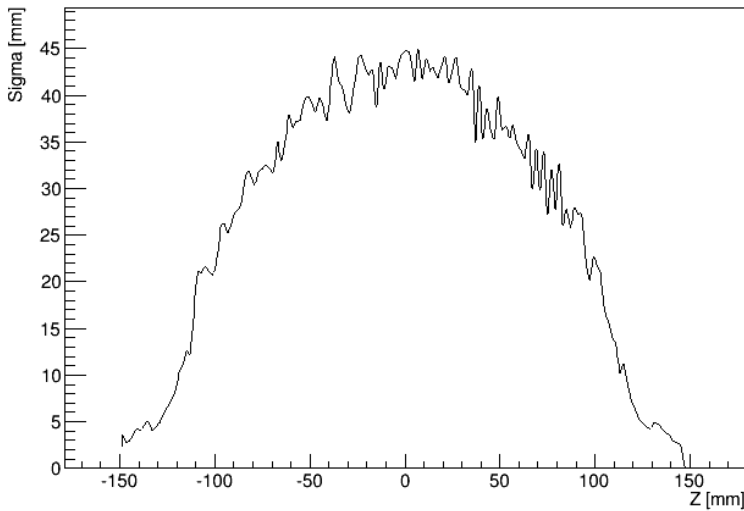


Abbildung 4.2.1.5 Sigma gegen Z, Likelihood-Methode

Sigma gegen X

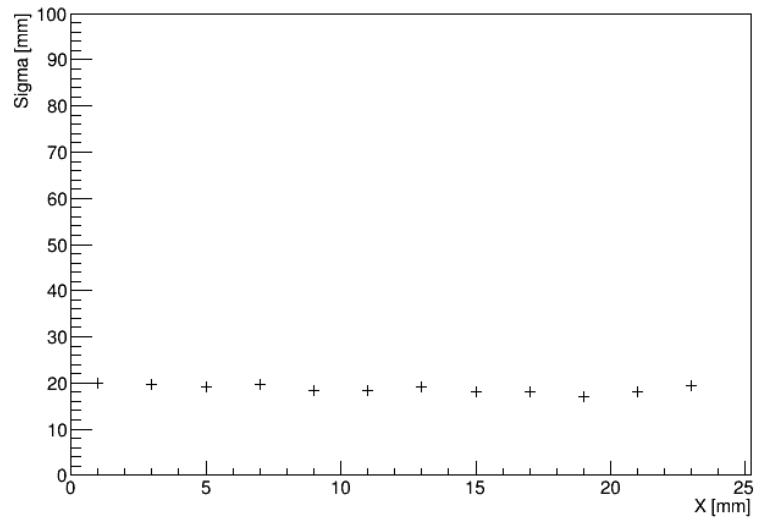


Abbildung 4.2.1.6 Sigma gegen X, Likelihood-Methode

Für Sigma bei $z=0$ ergibt sich in dieser Geometrie : $\sigma = 43,07 \pm 2,01$

4.2.2. SIMULATION MIT REFLEKTORFOLIE

Sigma gegen Z

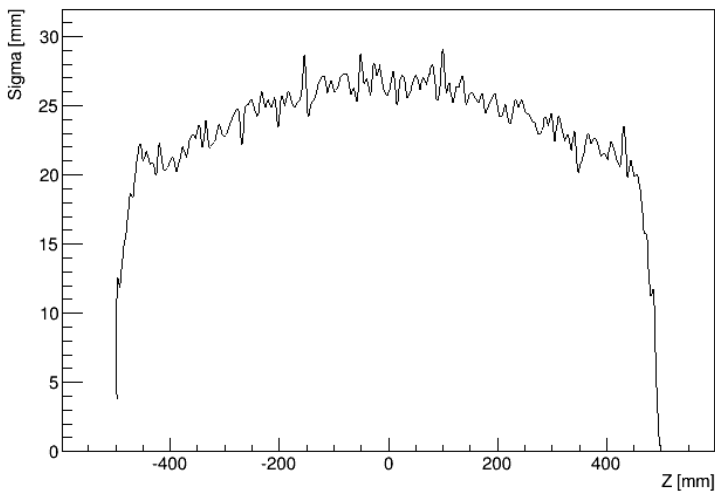


Abbildung 4.2.2.1 Sigma gegen Z, Likelihood-Methode

Sigma gegen X

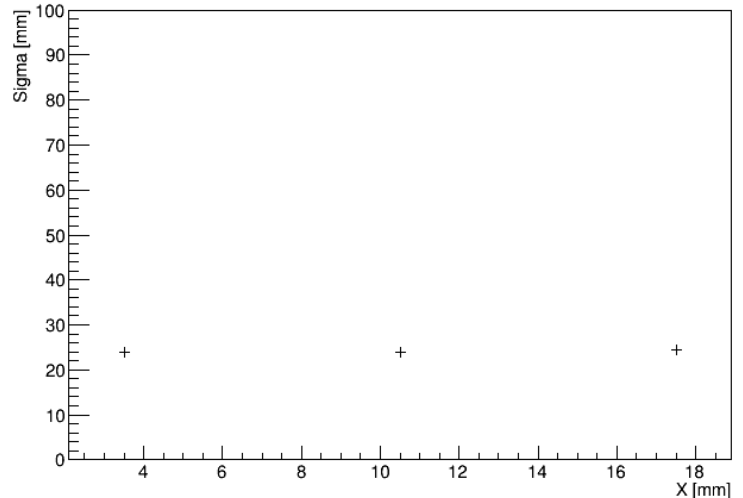


Abbildung 4.2.2.2 Sigma gegen X, Likelihood-Methode

Konsistent zur ersten Rekonstruktionsmethode ergibt auch nun die Simulation mit Teflonfolie das beste Ergebnis. Für die Mitte des Detektors bringt hierbei die Likelihood-Methode nicht die Verbesserung wie bei den Simulationen ohne Reflektorfolie. Für $z=0$ ergibt sich: $\sigma = 26,46\text{mm} \pm 5,36\text{mm}$. Also fast exakt der gleiche Wert, der mit der χ^2 -Methode erreicht wurde. An den Randbereichen ist jedoch der Rekonstruktionsfehler deutlich geringer.

5. ZUSAMMENFASSUNG

Im Rahmen der vorliegende Bachelorarbeit wurden Simulationen zur Optimierung der Ortsauflösung eines Neutronendetektors durchgeführt. Es wurden drei verschiedene Geometrien simuliert. Zusätzlich wurde für eine der Geometrien eine weitere Simulation durchgeführt bei der, eine Reflektorfolie aus Teflon den Detektor umgibt. Die simulierten Daten wurden mit zwei verschiedenen Rekonstruktionsmethoden ausgewertet. In Tabelle 2 sind die Rekonstruktionsunsicherheiten jeweils für die Position $z=0$ zu sehen.

Tabelle 2

Geometrie (in mm)	σ (in mm) , χ^2 -Methode	σ (in mm), Likelihood-Methode
42x11x1002	$67,80 \pm 0,83$	$50,21 \pm 1,12$
10x10x1000	$89,27 \pm 2,39$	$58,30 \pm 1,03$
50x10x300	$43,86 \pm 4,66$	$43,07 \pm 2,01$
42x11x1002 (mit Teflonfolie)	$26,30 \pm 0,51$	$26,46 \pm 5,36$

Es konnte gezeigt werden, dass der Rekonstruktionsfehler für kürzere Detektoren geringer ausfällt. Er hängt jedoch auch von der Breite x des Detektors ab. Es ist zu sehen, dass die Likelihood-Methode, bei der die Informationen aus der Anzahl der detektierten Photonen und aus der Flugzeitdifferenz kombiniert wurden für lange Detektoren bessere Rekonstruktionsergebnisse liefert. Ein Aspekt der hier in Zukunft auszuarbeiten wäre, ist die Ermittlung des Rekonstruktionsfehlers anhand der Breite der Wahrscheinlichkeitsverteilung. Es müsste verglichen werden, ob die daraus gewonnen Unsicherheiten mit den hier präsentierten Ergebnissen übereinstimmen. Überhaupt gibt die Untersuchung der Breite eine Auskunft über die Güte der Rekonstruktion.

Durch den Einsatz einer Reflektorfolie konnte die Ortsauflösung stark Verbessert werden und führt zum mit abstand besten Ergebnis. In diesem Fall zeigt sich, dass die Likelihood-Methode für die

Mitte des Detektors keine große Verbesserung verursacht. Für die Randbereiche ist sie jedoch genauer. In Zukunft müsste die Wirkung von Reflektorfolien noch genauer untersucht werden, da hier nur für das 1002mm langes Detektorpanel eine Simulation durchgeführt wurde. Es müsste zum Beispiel geprüft werden, ob durch den Einsatz der Folie bei kürzeren Detektoren noch bessere Ortsauflösungen erzielt werden können.

Für die Abhängigkeit der Ortsauflösung von der Anzahl der generierten Photonen hat sich ergeben, dass höhere Photonenzahlen auch bessere Ergebnisse liefert. Dies ist jedoch hauptsächlich in der Mitte des Detektors ausschlaggebend. An den Rändern spielt dies keine so große Rolle, da dort der Rekonstruktionsfehler ohnehin deutlich geringer ausfällt. Dies wurde jedoch nur an zwei Positionen, für $z=0$ und $z=\frac{z_l}{2}$ und müsste noch genauer untersucht werden.

6. ANHANG

 PHOTON IS OUR BUSINESS	PHOTOMULTIPLIER TUBES R1828-01, R2059
---	--

Fast Time Response, 51 mm (2 Inch) Diameter, 12-Stage, Bialkali Photocathode Head-on Type

GENERAL

Parameter		Description / Value	Unit
Spectral Response	R1828-01	300 to 650	nm
	R2059	160 to 650	nm
Wavelength of Maximum Response		420	nm
Photocathode	Material	Bialkali	—
	Minimum Effective Area	φ46	mm
Window Material	R1828-01	Borosilicate glass	—
	R2059	Synthetic silica glass	—
Dynode	Structure	Linear focused	—
	Number of Stages	12	—
Operating Ambient Temperature		-30 to +50	°C
Storage Temperature		-30 to +50	°C
Base		20-pin glass base	—
Suitable Socket		E678-20B (supplied)	—

MAXIMUM RATINGS (Absolute Maximum Values)

Parameter		Value	Unit
Supply Voltage	Between Anode and Cathode	3000	V
	Between Anode and Last Dynode	400	V
Average Anode Current		0.2	mA

CHARACTERISTICS (at 25 °C)

Parameter		Min.	Typ.	Max.	Unit
Cathode Sensitivity	Luminous (2856 K)	60	90	—	μA/lm
	Radiant at 420 nm	—	85	—	mA/W
	Blue Sensitivity Index (CS 5-58)	—	10.5	—	—
Anode Sensitivity	Luminous (2856 K)	200	1800	—	A/lm
	Radiant at 420 nm	—	1.7 × 10 ⁶	—	A/W
Gain		—	2.0 × 10 ⁷	—	—
Anode Dark Current (after 30 min. storage in darkness)		—	50	400	nA
Time Response	Anode Pulse Rise Time	—	1.3	—	ns
	Electron Transit Time	—	28	—	ns
Pulse Linearity	at 2 % Deviation	—	250	—	mA
	at 5 % Deviation	—	500	—	mA

VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO AND SUPPLY VOLTAGE

Electrodes	K	G1	G2 & Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
Ratio	1.2	2.8	1.2	1.8	1	1	1	1	1	1	1.5	1.5	3	2.5	

Supply Voltage: 2500 Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode, G: Grid

SPECIAL VOLTAGE DISTRIBUTION RATIO FOR PULSE LINEARITY MEASUREMENTS

Electrodes	K	G1	G2 & Dy1	Dy2	Dy3	Dy4	Dy5	Dy6	Dy7	Dy8	Dy9	Dy10	Dy11	Dy12	P
Ratio	1.2	2.8	1.2	1.8	1	1	1.2	1.5	2	2.8	4	5.7	8	5	

Supply Voltage: 2500 Vdc, K: Cathode, Dy: Dynode, P: Anode, G: Grid

Subject to local technical requirements and regulations, availability of products included in this promotional material may vary. Please consult with our sales office. Information furnished by HAMAMATSU is believed to be reliable. However, no responsibility is assumed for possible inaccuracies or omissions. Specifications are subject to change without notice. No patent rights are granted to any of the circuits described herein. ©2010 Hamamatsu Photonics K.K.

PHOTOMULTIPLIER TUBES R1828-01, R2059

Figure 1: Typical Spectral Response

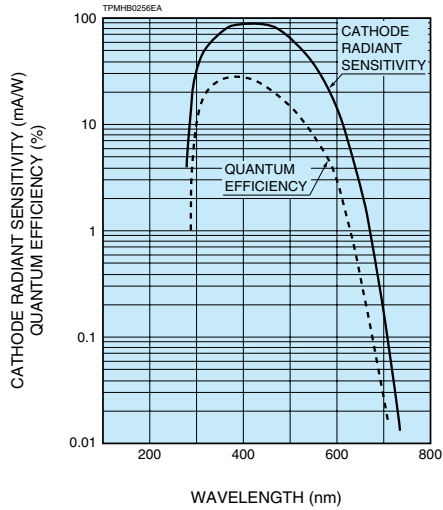


Figure 2: Typical Gain Characteristics

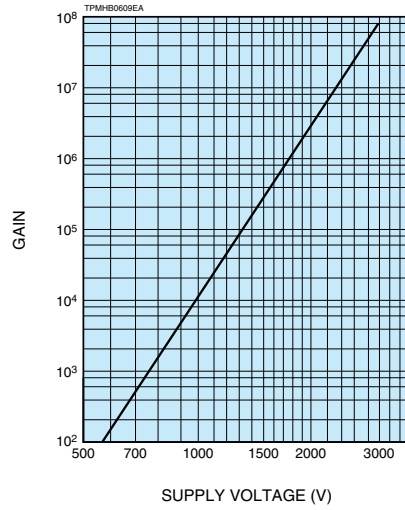
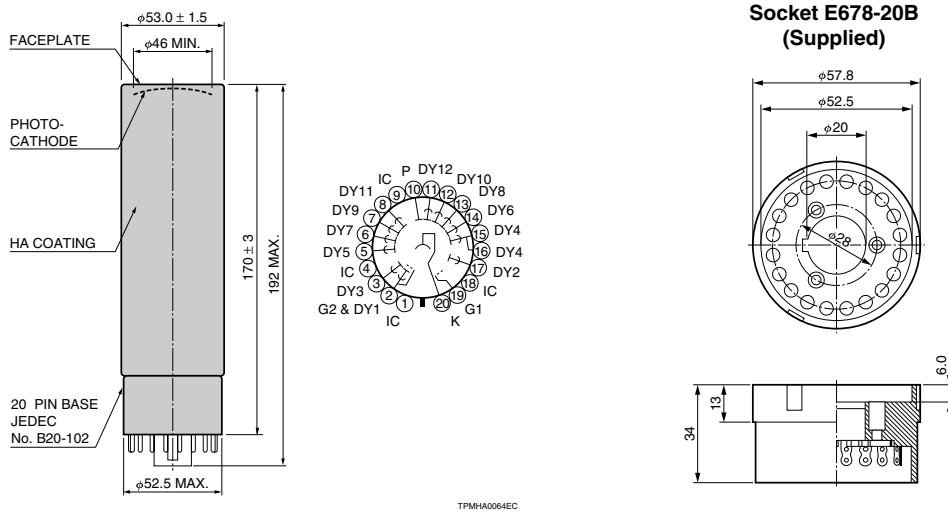


Figure 3: Dimensional Outline and Basing Diagram (Unit: mm)



HAMAMATSU PHOTONICS K.K. www.hamamatsu.com

HAMAMATSU PHOTONICS K.K., Electron Tube Division

314-5, Shimokanzo, Iwata City, Shizuoka Pref., 438-0193, Japan, Telephone: (81)539/62-5248, Fax: (81)539/62-2205

U.S.A.: Hamamatsu Corporation, 360 Foothill Road, P. O. Box 6910, Bridgewater, N.J. 08807-0910, U.S.A., Telephone: (1)908-231-0960, Fax: (1)908-231-1218 E-mail: usa@hamamatsu.com

Germany: Hamamatsu Photonics Deutschland GmbH, Arzbergerstr. 10, D-82211 Herrsching am Ammersee, Germany, Telephone: (49)8152-375-0, Fax: (49)8152-2658 E-mail: info@hamamatsu.de

France: Hamamatsu Photonics France S.A.R.L., 19, Rue du Saule Traou, Parc du Moulin de Massy, 91882 Massy Codex, France, Telephone: (33)1 69 53 71 00, Fax: (33)1 69 53 71 10 E-mail: infos@hamamatsu.fr

United Kingdom: Hamamatsu Photonics UK Limited, 2 Howard Court, 10 Tewin Road Welwyn Garden City Hertfordshire AL7 1BW, United Kingdom, Telephone: 44-(0)1707-294888, Fax: 44(0)1707-325777 E-mail: info@hamamatsu.co.uk

North Europe: Hamamatsu Photonics Norden AB, Smidesvägen 12, SE-171-41 SOLNA, Sweden, Telephone: (46)8-509-031-00, Fax: (46)8-509-031-01 E-mail: info@hamamatsu.se

Italy: Hamamatsu Photonics Italia: S.R.L., Strada della Moia, 1/E, 20020 Arese, (Milano), Italy, Telephone: (39)02-935 81 733, Fax: (39)02-935 81 741 E-mail: info@hamamatsu.it

TPMH1259E04
DEC. 2010 IP

EJ-200 PLASTIC SCINTILLATOR

This plastic scintillator combines the two important properties of long optical attenuation length and fast timing and is therefore particularly useful for time-of-flight systems using scintillators greater than one meter long. Typical measurements of 4 meter optical attenuation length are achieved in strips of cast sheet in which a representative size is 2 cm x 20 cm x 300 cm.

The combination of long attenuation length, high light output and an emission spectrum well matched to the common photomultipliers recommends EJ-200 as the detector of choice for many industrial applications such as gauging and environmental protection where high sensitivity of signal uniformity are critical operating requirements.

Physical and Scintillation Constants:

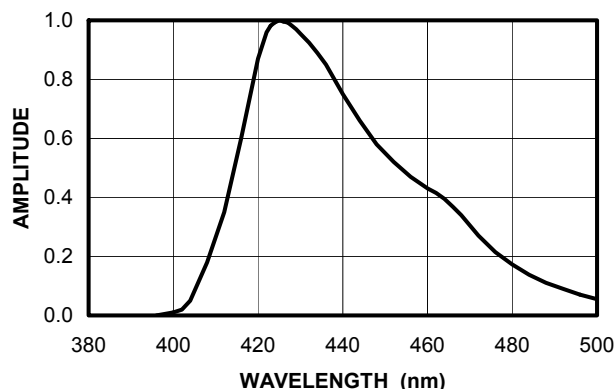
Light Output, % Anthracene	64
Scintillation Efficiency, photons/1 MeV e ⁻	10,000
Wavelength of Max. Emission, nm	425
Rise Time, ns	0.9
Decay Time, ns	2.1
Pulse Width, FWHM, ns	~2.5
No. of H Atoms per cm ³ , x 10 ²²	5.17
No. of C Atoms per cm ³ , x 10 ²²	4.69
No. of Electrons per cm ³ , x 10 ²³	3.33
Density, g/cc:	1.023

Polymer Base: . Polyvinyltoluene
Refractive Index: . 1.58
Vapor Pressure: .. Is vacuum-compatible
Coefficient of Linear Expansion: 7.8 x 10⁻⁵ below +67°C

Light Output vs. Temperature:
 At +60°C, L.O. = 95% of that at +20°C
 No change from +20°C to -60°C

Chemical Compatibility: Is attacked by aromatic solvents, chlorinated solvents, ketones, solvent bonding cements, etc. It is stable in water, dilute acids and alkalis, lower alcohols and silicone greases. It is safe to use most epoxies and "super glues" with EJ-200.

EJ-200 EMISSION SPECTRUM



ELJEN TECHNOLOGY
 1300 W. Broadway
 Sweetwater TX 79556 USA

Tel: (325) 235-4276 or (888) 800-8771
 Fax: (325) 235-0701
 Website: www.eljentechnology.com

7. QUELLENVERZEICHNIS

[1]Fritz Zwicky. Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln. Helvetica Physica Acta, 6:110–127, 1933.

[2] P.A.R. Ade and et al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. Planck Collaboration, arxiv.org:1303.5076, 2013.

[3]Melanie Scheibelhut. Aufbau und Simulation eines Comptonstreuexperimentes mit einem Xenon- und einem Germaniumdetektor. Johannes Gutenberg Universität Mainz, 2013.

[4]Bastian Beskers. Private Kommunikation. 2015.

[5] Wolfgang Demtröder. Experimentalphysik 4 - Kern-, Teilchen- Und Astrophysik. Springer DE, Berlin, 2005.

[6] http://www.solstice.de/grundl_d_tph/exp_stoss/stoss_streu_5.html. 14.06.2015

[7] E. Aprile, T. Doke. Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics. Rev. Mod. Phys. 82 2010. 10.1103/RevModPhys.82.2053

[8]Interne Grafik der Xenongruppe Mainz

[9] Melanie Scheibelhut. Zusammenfassung: Simulationen und Berechnungen zur Neutronenstreuung an der MainzTPC an nElbe, internes Dokument

[10]ELJEN Technology. EJ-200 Plastic Scintillator, Datenblatt siehe Anhang

[11] V. V. Verbinski, W. R. Burrus u. a. Calibrations of an organic scintillator for neutron spectrometry. Nuclear Instruments and Methods. 65. 1968.

[12]Hamamatsu. R2059 Photomultiplier Tube, Datenblatt im Anhang, der Wert der Zeitauflösung stammt von einer älteren Version des Datenblattes