



Universität Hamburg
DER FORSCHUNG | DER LEHRE | DER BILDUNG

BACHELORTHESIS

Untersuchung einer Szintillatorplatte zur Nutzung als Trigger und Referenzortsmessung in einem Driftröhren-Myonoteleskop

vorgelegt von
Christina-Miriam Fritz

1. Gutachter:
Dr. Daniel BICK

2. Gutachter:
Prof. Dr. Dieter HORNS

Institut für Experimentalphysik

13. Juli 2023

Abstract

This bachelor's thesis involves commissioning of a scintillation counter that will be used for constructing a drift tube muon telescope. The scintillation counter consists of a rectangular plastic scintillator and four PMTs positioned at the corners. The functionality of the scintillation counter is examined. Additionally, for each muon its interaction point with the scintillator is reconstructed. This was achieved by measuring the time differences between the individual PMTs, from the muons point of impact on the plate to the detection of a signal.

The results suggest the presence of faulty components in the scintillator. However a reconstruction of the position was still possible.

Zusammenfassung

Für den Bau eines Driftröhren-Myonenteleskops soll in dieser Bachelorarbeit ein Szintillationszähler in Betrieb genommen werden. Dieser besteht aus einem rechteckigen Plastikszintillator und vier, an den Ecken positionierten, PMTs. Er wird auf seine Funktionsfähigkeit hin untersucht. Des Weiteren werden die Auftreffpunkte der Myonen auf dem Szintillator rekonstruiert. Dies geschieht durch Messung der Laufzeitunterschiede zwischen den einzelnen PMTs, vom Auftreffen des Myons auf der Platte zum Messen eines Signals.

Die Ergebnisse deuten auf das Vorhandensein von fehlerhaften Komponenten im Szintillationszähler hin. Eine Positionsrekonstruktion war dennoch möglich.

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	3
2	Theoretische Grundlagen	5
2.1	Myonen und die kosmische Strahlung	5
2.2	Myonen in Materie	6
2.3	Detektion von Myonen	8
2.3.1	Szintillator	9
2.3.2	Photomultiplier	10
3	Myontomografie	12
3.1	Muons for Peace - Myontoteleskop	13
4	Detektor - technische Daten	14
4.1	Szintillationszähler	14
4.2	Externe Szintillationszähler	15
5	Funktionstests des Szintillators und der PMTs	17
5.1	Erste Inbetriebnahme	18
5.2	Betriebsspannung der PMTs	19
5.3	Schwellwert des Diskriminators	21
5.4	Koinzidenzmessung	27
6	Positionsrekonstruktion	30
6.1	Geometrische Herleitung der Positionsrekonstruktion	31
6.1.1	Vier PMTs - Effektive Geschwindigkeit	32
6.1.2	Drei PMTs - Positionsrekonstruktion	33
6.2	Aufbau und Durchführung der Messungen	34
6.3	Auswertung	36
6.3.1	Bestimmung einer effektiven Geschwindigkeit	36
6.3.2	Rekonstruktion	41
7	Zusammenfassung und Ausblick	45

Literaturverzeichnis	47
Abbildungsverzeichnis	48
Tabellenverzeichnis	50

Kapitel 1

Einleitung

Hochenergetische Myonen sind als Bestandteile der kosmischen Strahlung eine stets vorhandene auf der Erde messbare Strahlungsquelle. Durch ihre hohe Energie sind diese Myonen in der Lage, Objekte zu durchdringen und mehrere Kilometer tief in die Erde einzudringen. Dabei kommt es zu Wechselwirkungen mit der Materie, wodurch manche Myonen abgelenkt oder absorbiert werden. Die Stärke der Streuung bzw. der Absorption ist dabei abhängig von der Dicke und Art des durchdrungenen Materials.

Die sogenannte Myontomografie macht sich dies zunutze. Bei diesem bildgebenden Verfahren wird die Veränderung des Myonflusses durch Ablenkung bzw. Absorption gemessen, um dadurch von außerhalb Rückschlüsse auf die innere Struktur und Bestandteile von großen und massiven Objekten ziehen zu können. Eingesetzt werden diese Verfahren schon seit längerer Zeit zum Beispiel in der Archäologie oder bei Vulkanuntersuchungen. Erst 2017 wurde so eine neue Grabkammer in der ägyptischen Cheops-Pyramide gefunden [1].

Das gemeinsame Projekt *Muons for Peace* des IFSH¹ und der UHH befasst sich mit der Nutzung von Myontomografie im Bereich der Nuklearen Sicherheit. Dabei sollen unter anderem schwere Kerne wie Plutonium und hochangereichertes Uran nachgewiesen werden, an denen durch ihre hohe Masse eine starke Streuung der Myonen zu erwarten ist.

Für die Detektion der Myonen und die dreidimensionale Rekonstruktion ihrer Spur ist ein Aufbau aus Driftröhren geplant (s. Kapitel 3). Parallel dazu soll ein Plastiksintillationszähler angebracht werden, welcher als Trigger für die Messung dient.

In dieser Arbeit wird hierfür ein bereits aus dem Borexino²-Experiment vorhandener Szintillationszähler untersucht. Es handelt sich dabei um einen rechteckigen $121 \times 117 \times 2.5$ cm großen

¹Institut für Friedensforschung und Sicherheitspolitik an der Universität Hamburg

²Das Borexino-Experiment ist ein Experiment in der Teilchenphysik. Ziel ist es, aus der Sonne stammende Neutrinos niedriger Energie zu erforschen. Der hierfür genutzte Flüssiksintillator steht in dem unterirdischen Laboratori Nazionali del Gran Sasso in Italien. [2]

Plastikszintillator mit einem PMT an jeder Ecke (s. Kapitel 4). Da dieser lange Zeit nicht optimal gelagert wurde, muss der Szintillationszähler zunächst auf seine allgemeine Funktionsfähigkeit überprüft werden (s. Kapitel 5). Zusätzlich wird getestet, inwieweit sich der Plastikszintillator auch als Referenzpunkt für die Spurrekonstruktion mittels der Driftröhren eignet. Abhängig vom Durchgangspunkt sollten die Signale unterschiedliche Zeiten zu den vier PMTs brauchen. Es wird untersucht, ob der Durchgangspunkt eines Myons auf dieser Szintillatorplatte durch Laufzeitdifferenzen zwischen den einzelnen PMTs rekonstruiert werden kann. Dies wird sowohl mit einer experimentell ermittelten Ausbreitungsgeschwindigkeit des Signals innerhalb der Platte, als auch mit der für das Material theoretischen Ausbreitungsgeschwindigkeit durchgeführt. (s. Kapitel 6)

Außerdem werden in Kapitel 2 die zum Verständnis der Arbeit benötigten theoretischen Grundlagen besprochen.

Kapitel 2

Theoretische Grundlagen

2.1 Myonen und die kosmische Strahlung

1912 führte der österreichische Physiker Victor Franz Hess mittels Ballonfahrten Messungen der elektrischen Leitfähigkeit der Luft durch. Dabei bemerkte er, dass diese mit steigender Höhe zunahm. Dies widersprach der damaligen Vorstellung, dass die auf der Erde gemessene Strahlung durch radioaktive Bestandteile in der Erdkruste entsteht. Hess führte dieses Phänomen auf eine sehr durchdringende Strahlung, die ihren Ursprung außerhalb der Erde haben muss, zurück. Diese nannte er Höhenstrahlung. Heutzutage ist bekannt, dass es sich hierbei um eine hochenergetische Teilchenstrahlung handelt. [3]

Vor der Entwicklung von Teilchenbeschleunigern im GeV-Bereich war die kosmische Strahlung die einzige Quelle für hochenergetische Teilchen. Durch sie wurden unter anderem Positronen, Pionen, Kaonen und Myonen entdeckt [4].

Die kosmische Strahlung wird aus verschiedenen Quellen entsendet, die unterschiedlich weit von der Erde entfernt liegen. Die nächste Quelle ist die Sonne, welche in Sonneneruptionen den energieärmsten und gleichzeitig kleinsten Teil der kosmischen Strahlung erzeugt. Woher genau der größte und hochenergetische Teil der Strahlung kommt, ist noch nicht abschließend geklärt. Möglich sind zum Beispiel Supernovaexplosionen. Es wird dabei sowohl von Quellen innerhalb der Milchstraße als auch von extragalaktischen für die energiereichsten Teilchen ausgegangen. Die primäre kosmische Strahlung besteht zum größten Teil aus Atomkernen. Zu ca. 74 % sind dies Wasserstoffkerne, also freie Protonen, und ca. 18 % Heliumkerne. Den Rest bilden schwerere Kerne und Elektronen. [5] Treffen diese Kerne auf die Erdatmosphäre, kommt es zu Wechselwirkungen und es entstehen durch die hohen Energien neue kurzlebige Teilchen. Diese sogenannte sekundäre Strahlung besteht hauptsächlich aus Protonen, Neutronen, Pionen und zu kleinen Anteilen aus Kaonen.[5] Entweder zerfallen diese direkt oder sie wechselwirken wieder mit der Atmosphäre und es kommt zur Bildung von Kaskaden, bei denen am Ende aus einem einzelnen hochenergetischen Teilchen der primären kosmischen Strahlung als Teilchen-

schauer mehrere Milliarden Sekundärteilchen erzeugt werden. Der größte Anteil, der auf der Erde messbaren Strahlung, sind Myonen, die beim Zerfall von geladenen Pionen entstehen. [5] Pionen haben eine verhältnismäßig kurze Lebensdauer, sie zerfallen, bevor sie auf die Erdoberfläche treffen. Neutrale Pionen sind der Ursprung für Elektronen und Photonen, geladene Pionen für Myonen und Neutrinos.

Die geladenen Pionen (π^+ , π^-) haben eine mittlere Lebensdauer von ca. $\tau_\pi = 2.602 \cdot 10^{-8} \text{ s}$ [4]. Sie zerfallen in einer Höhe von ca. 15 km über Meereshöhe in Myonen gleicher Ladung (μ^+ , μ^-) und einem Myon-(Anti-)Neutrino (ν_μ , $\bar{\nu}_\mu$):

$$\pi^+ \rightarrow \mu^+ + \nu_\mu,$$

$$\pi^- \rightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu.$$

Myonen sind geladene Elementarteilchen. Sie bilden zusammen mit den Elektronen, Tauonen und ihren zugehörigen Neutrinos die Klasse der Leptonen. Der Spin ist für alle Leptonen gleich $\frac{1}{2}$, sie unterscheiden sich jedoch in ihrer Masse. Myonen sind mit einer Masse von $m_\mu = 0.106 \text{ GeV}$ ca. 200 mal schwerer als Elektronen aber immer noch leichter als Tauonen. [4]

Myonen sind instabil und zerfallen hauptsächlich in Elektronen bzw. Positronen und (Anti-)Neutrinos. Obwohl ihre mittlere Lebensdauer gerade einmal $\tau_\mu = 2.2 \mu\text{s}$ beträgt, können die kosmischen Myonen dennoch die Erdoberfläche erreichen. Durch ihre hohe Geschwindigkeit, nahe der des Lichts ($v_\mu = 0.988c$), wirken Effekte der speziellen Relativitätstheorie auf sie. Die Zeitdilatation bzw. Längenkontraktion bewirkt hierbei, dass die zurückzulegende Strecke im Bezugssystem des Myons kürzer erscheint.

Auf ihrem zurückgelegten Weg verlieren die kosmischen Myonen durch Ionisation ca. 2 GeV. Die mittlere Energie, mit der sie auf die Erde treffen, beträgt noch 4 GeV. Für Myonen über 1 GeV beträgt der Fluss dabei durchschnittlich $I = 1 \text{ cm}^{-2} \text{ min}^{-1}$. Diese Myonen treffen jedoch nicht alle senkrecht auf. Der Myonenfluss ist abhängig vom Zenitwinkel Θ . Die Winkelverteilung der Myonen auf Meeresniveau ist $\propto \cos^2 \theta$. Die meisten Myonen erreichen die Erdoberfläche also senkrecht und der Fluss nimmt zu höheren Zenitwinkeln ab. [5]

Unter Berücksichtigung des Raumwinkels erhält die Winkelverteilung noch zusätzlich den Faktor $\sin \theta$. Daraus ergibt sich als Maximum, aus dem die meisten Myonen auftreffen, ein Winkel von ca. $\theta = 40^\circ$.

2.2 Myonen in Materie

Treffen Myonen auf Materie verlieren sie durch inelastische Stöße mit Hüllenelektronen der Atome einen Teil ihrer Energie. Dieser Energieverlust entsteht bei Energien bis zu mehreren 100 GeV [6] vor allem durch Ionisation des durchquerten Materials. Bei höheren Energien spielen auch noch andere Prozesse, wie zum Beispiel Bremsstrahlung eine signifikante Rolle. Der

mittlere Energieverlust pro Weglänge dE/dx lässt sich für schwere, geladene und relativistische Teilchen, wie zum Beispiel Myonen, durch die Bethe-Bloch-Formel beschreiben: [4]

$$-\frac{dE}{dx} = 4\pi N_A \rho r_e^2 c^2 z^2 \frac{Z}{A} \frac{1}{\beta^2} \left[\ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2}{I} - \beta^2 - \frac{\delta(\gamma\beta)}{2} \right]. \quad (2.1)$$

Dabei sind:

- $\frac{dE}{dx}$ = deponierte Energie pro Wegstück,
- N_A = Avogadrokonstante,
- ρ = Dichte des Absorbermaterials,
- r_e = Elektronenradius,
- c = Lichtgeschwindigkeit im Vakuum,
- z = Ladungszahl des ionisierenden Teilchens,
- Z = Kernladung des Absorbermaterials,
- A = Atomgewicht des Absorbermaterials,
- $\beta = \frac{v}{c}$ = relativistische Geschwindigkeit,
- m_e = Elektronenmasse,
- $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} =$ relativistischer Gammafaktor,
- I = mittlere Anregungsenergie des Absorbermaterials und
- $\delta(\gamma\beta)$ = Dichteeffekt durch Polarisierung.

In Abbildung 2.1 ist der hieraus berechnete Energieverlust dE/dx für Protonen, Pionen und Myonen in verschiedenen Materialien abgebildet.

Der tatsächliche Energieverlust ist ein statistischer Prozess und unterliegt Fluktuationen. Die Bethe-Bloch-Formel gibt nur die statistische Summe aus vielen Einzelprozessen an. Die Anzahl dieser Einzelprozesse ist in dünnen Schichten, wie zum Beispiel dem verwendeten Szintillator, nicht sehr hoch. Dadurch kommt es zu starken, messbaren Schwankungen im Energieverlust. Beschreiben lässt sich dieses Verhalten durch die Landau-Verteilung. Zu sehen ist sie in Abbildung 2.2. Diese Verteilung ist asymmetrisch, sie hat einen Ausläufer zu hohen Energien. Hierdurch ist der mittlere Energieverlust höher als der statistisch am wahrscheinlichste.[7]

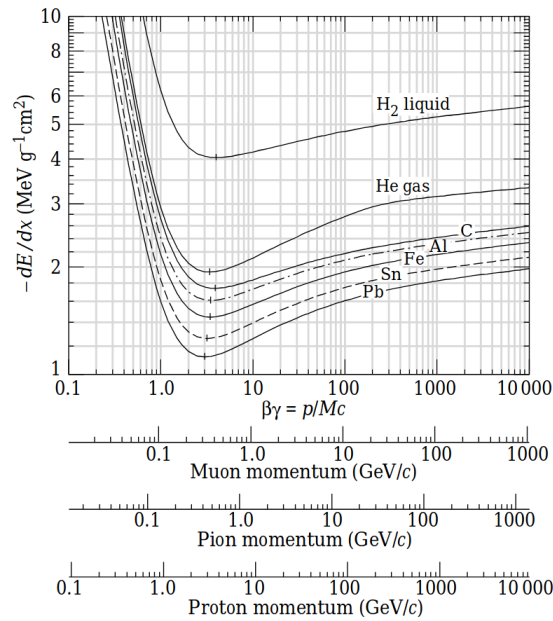


Abbildung 2.1 Verlauf der Bethe-Bloch-Formel für verschiedene Materialien und Teilchen. [7]

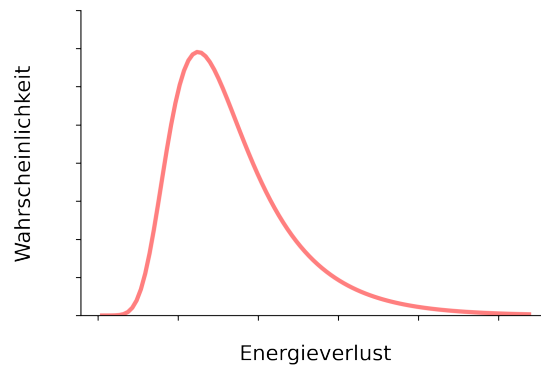


Abbildung 2.2 Landau-Verteilung für den Energieverlust der Teilchen im Medium. Zu sehen ist der Ausläufer zu hohen Energien.

2.3 Detektion von Myonen

Myonen können als geladene Teilchen direkt durch ihre Wechselwirkung mit der Umgebung detektiert werden. Früher geschah dies zum Beispiel durch Nebel- oder Blaskammern, in denen mit bloßem Auge die Spur der Myonen durch das umgebende Medium zu erkennen war. Da diese Art der Detektion sehr ineffizient ist, gibt es heutzutage modernere Methoden, die nicht mehr das Beobachten der Detektion mit bloßem Auge verlangen. Beispiele hierfür sind unter anderem Halbleiterdetektoren, Driftröhren, Cherenkovzähler oder Ionisationskammern. Eine weitere häufig verwendete Möglichkeit, Myonen und andere Teilchen- oder Photonenstrahlung zu detektieren, bieten Szintillationszähler. Diese bestehen, wie in Abb. 2.3 zu sehen, aus einem Szintillator der durch einen Lichtleiter mit einem Photomultiplier (PMT) verbunden ist. [8]

Treffen Myonen auf einen Szintillator, werden dabei Photonen emittiert. Die Anzahl im Materi-

al erzeugten Photonen ist hierbei proportional zu der im Szintillator deponierten Energie. Diese Photonen wandern anschließend durch den Lichtleiter zu einem Photomultiplier, wo sie Elektronen auslösen, die vervielfacht werden und so in Form eines elektrischen Signals detektiert werden können. Auf den physikalischen Mechanismus dahinter wird im Folgenden genauer eingegangen.

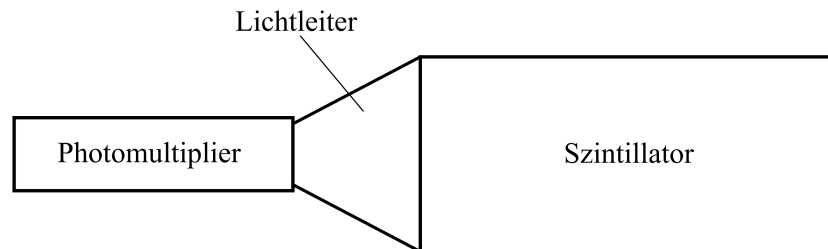


Abbildung 2.3 Schematische Darstellung eines Szintillationszählers

2.3.1 Szintillator

Szintillation bezeichnet die Eigenschaft eines Materials, beim Einfall von ionisierender Strahlung Photonen zu emittieren.

Solche Materialien werden in sogenannten Szintillationsdetektoren oder -zählern zur Detektion von unter anderem Myonen genutzt. Entweder liegen die szintillierenden Stoffe dabei in reiner Form (z.B. als Kristall) vor oder befinden sich gelöst in einem Trägermedium. Es gibt verschiedenste szintillierende Materialien, die hierfür genutzt werden können. Unterschieden wird dabei zwischen anorganischen (Kristall, Glas oder Edelgas) und organischen (Kristall, Plastik oder Flüssigkeit) Szintillatoren. Das Szintillieren dieser Materialien lässt sich dabei auf unterschiedliche Weise erklären. Da in dieser Arbeit ein organischer Plastiksintillator verwendet wird, wird nur auf diesen und den ähnlichen Mechanismus hinter Flüssigsintillatoren genauer eingegangen. [8]

Organische Plastik- bzw. Flüssigsintillatoren bestehen aus einem primären szintillierenden Material (meist aromatische Kohlenwasserstoffverbindungen), welches in einem Trägermedium gelöst ist. Bei einem Plastiksintillator können dies zum Beispiel Polyvinyltoluene sein.

Fällt nun hochenergetische Strahlung (Photonen oder Teilchen) auf diese Szintillatoren, regt sie die Atome und Moleküle des Materials an. Die Valenzelektronen im Material werden durch Energieabgabe der Strahlung vom Grundzustand in ein höheres Energieniveau angehoben. Durch Fluoreszenz kommt es zu einem spontanen Übergang des Elektrons zurück in seinen Grundzustand. Hierbei wird die Anregungsenergie in Form von Photonen als Fluoreszenzstrahlung im sichtbaren oder UV-Bereich emittiert. Bei Plastik- und Flüssigsintillatoren besitzt das emittierte Licht jedoch einen Wellenlängenbereich, für den der Szintillator nicht transparent ist. Die Photonen würden also direkt wieder absorbiert werden und den PMT somit nicht erreichen.

Deswegen müssen bei dieser Art von Szintillatoren noch Wellenlängenschieber eingebracht werden. Diese bestehen aus einem fluoreszierenden Stoff, welcher dazu dient, die emittierten Photonen zu absorbieren und ein Photon mit niedrigerer Wellenlänge zu emittieren. Das Emissionsspektrum kann so auf das Szintillatormaterial abgestimmt werden, dass es die neuen emittierten Photonen nicht wieder absorbiert. Außerdem können die Photonen so zu Wellenlängen gebracht werden, auf die die PMTs am besten ansprechen. [8]

2.3.2 Photomultiplier

Um das bei der Szintillation entstandene Licht messen zu können, muss es in ein elektrisches Signal umgewandelt und gleichzeitig verstärkt werden. Dies geschieht in Photomultipliern (kurz PMT).

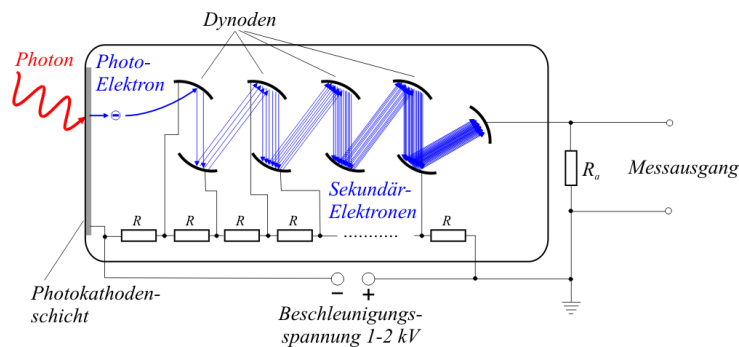


Abbildung 2.4 Schematische Darstellung eines Dynoden-Photomultipliers. [9]

Wie in Abbildung 2.4 zu sehen, besteht der Grundaufbau eines Dynoden-PMTs aus einem evakuierten Glaskolben, mit einer Photokathode auf der einen und einem Ausgang für das elektrische Signal auf der anderen Seite. Treffen Photonen auf die Photoelektrode werden durch den äußeren photoelektrischen Effekt Elektronen ausgelöst. Damit diese Photoelektronen als elektrisches Signal gemessen werden können, müssen sie vervielfacht werden. Hierfür befinden sich innerhalb des Glaskolbens mehrere Dynoden, an welchen eine (Hoch-) Spannung angelegt ist. Die Dynoden haben ein zunehmend positives Potential, wodurch zwischen ihnen ein elektrisches Feld entsteht, welches die Elektronen beschleunigt. Bei jedem Auftreffen der Elektronen auf die einzelnen Dynoden werden mehrere Sekundärelektronen herausgeschlagen. [10] Der Verstärkungsfaktor μ wächst dabei exponentiell zur Anzahl der Dynoden n an:

$$\mu = \rho^n. \quad (2.2)$$

Dabei kann das ursprüngliche Signal um mehr als das Millionenfache verstärkt werden ($10 \leq \mu \leq 10^8$). Der PMT liefert am Ende ein analoges Signal.

Die Verstärkung ist hierbei auch abhängig von der angelegten Spannung. Jeder PMT braucht eine auf ihn ausgelegte Betriebsspannung. Diese findet man durch seine Plateaucharakteristik.

Hierfür wird die Zählrate eines PMTs bei Variation der Betriebsspannung mit fester Diskriminatorschwelle aufgenommen. Ein Diskriminator dient dazu, ein analoges Signal in ein digitales umzuwandeln. Sein Ausgangssignal ist so lange null, bis das Eingangssignal über einer eingestellten Schwelle liegt. Dadurch kann er dabei alle Pulse unterhalb einer eingestellten Schwelle herausfiltern.

Beispielhaft ist so eine Plateaucharakteristik in Abb. 2.5 für einen PMT mit einer radioaktiven Eisenquelle als Photonenquelle gezeigt. Zu sehen ist, dass die Kurve mit zunehmender Spannung erst ansteigt (A), dann das charakteristische Plateau erreicht (B) und danach wieder ansteigt (C). [10]

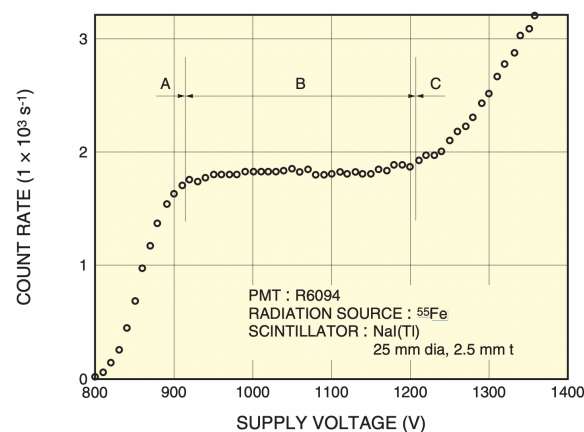


Abbildung 2.5 Plateaucharakteristik eines PMTs bestimmt durch eine radioaktive Eisenquelle. [10]

Erklären lässt sich dieser Verlauf dadurch, dass bei zu geringer Beschleunigungsspannung (A) nicht alle ausgelösten Photoelektronen stark genug vervielfacht werden, um sie als Signal detektieren zu können. Mit zu geringer Spannung wird also nicht jedes Photon detektiert.

Ist die angelegte Beschleunigungsspannung zu hoch (C) werden nicht nur die von den Photonen ausgelösten Photo-Elektronen als Signal detektiert, sondern auch vermehrt der nicht erwünschte Dunkelstrom. Die Spannung reicht hier also aus, auch thermische Elektronen (Dunkelstrom) aus den Dynoden so weit zu verstärken, dass sie als Signal detektiert werden.

Dazwischen liegt ein Plateau, auf welchem die Zählrate über einen Spannungsbereich konstant bleibt. Hier ist die angelegte Spannung hoch genug, um alle Photonen als Signal detektieren zu können, aber niedrig genug, um nicht den Dunkelstrom zu messen. Die benötigte Betriebsspannung des PMTs aus Abbildung 2.5 liegt also in diesem Bereich. [10]

Kapitel 3

Myontomografie

Hochenergetische Myonen können sehr viel tiefer als beispielsweise Röntgenstrahlung in Materie eindringen. Außerdem sind sie als Bestandteile der kosmischen Strahlung bereits als Quelle vorhanden und müssen nicht erst künstlich erzeugt werden. Deshalb eignen sie sich dazu, das Innere von großen oder massiven Objekten zu untersuchen. Dabei kann es sich sowohl um geologische als auch um menschengemachte Objekte handeln. Das dahinterstehende bildgebende Verfahren nennt sich Myontomografie. Es basiert darauf, dass Myonen beim Durchtritt durch Materie mit dieser wechselwirken. Es kommt zur Absorption oder Streuung der Myonen an den Kernen. Ersteres geschieht durch Ionisation des durchdrungenen Mediums und anderen Prozessen, wie zum Beispiel Bremsstrahlung. Bei der Art der Messung und den Anwendungsbereichen ist zwischen der Myontomografie mittels Absorption und Streuung der Myonen zu unterscheiden. [6]

In der Myonabsorptionstomografie wird zur Bildgebung die Absorption der Myonen in Materie genutzt. Es wird die Änderung der Intensität des Myonenflusses beim Durchdringen von Objekten gemessen. Hierdurch lässt sich eine Dichteverteilung darstellen, durch die beispielsweise Hohlräume entdeckt werden können. Der Detektor, auch Myonteleoskop genannt, befindet sich bei der Messung typischerweise unter dem zu vermessenen Objekt. Hierdurch entsteht eine zweidimensionale Dichtekarte. Durch die Nutzung von mehreren Detektoren, in unterschiedlichen Ausrichtungen und Positionen sind so auch die dreidimensionale Kartierung möglich. [6] Dieses Verfahren kommt zum Einsatz, wenn beispielsweise die innere Struktur von Bergen oder Vulkanen untersucht werden soll. Auch bei menschengemachten Bauwerken, wie zum Beispiel Pyramiden, kann die Myonabsorptionstomografie genutzt werden, um Hinweise auf ihren Aufbau zu bekommen.

Die im Gegensatz dazu noch jüngere Myonentomografie, basierend auf der Streuung von Myonen, findet vor allem im Bereich der Nuklearen Sicherheit Anwendung. Die Stärke der Streuung ist abhängig von dem durchdrungenen Material. Je höher die Kernladungszahl Z ist, desto

stärker werden die Myonen gestreut. Gemessen wird dies durch zwei Detektoren jeweils ober- und unterhalb des zu untersuchenden Objekts. Durch eine Spurrekonstruktion der Myonen, kann bei dem Inhalt somit zwischen schweren und leichteren Kernen unterschieden werden. Gerade schwere Kerne wie Plutonium oder Uran (mit $Z > 90$) lassen sich so gut nachweisen. [6] Diese finden sich als Brennstoff in AKWs und reichen schon in kleinen Mengen zum Bau von Atomwaffen. Durch Myontomografie ist es möglich, zum Beispiel Container auf diesen Inhalt zu prüfen, ohne diese öffnen zu müssen. Somit kann der illegale Handel und die Abzweigung von spaltbarem Material aus der nuklearen Energiegewinnung eingeschränkt werden.

3.1 Muons for Peace - Myonteleoskop

Das IFSH arbeitet gemeinsam mit der Universität Hamburg an dem Projekt *Muons for Peace*. Ziel ist hierbei, spaltbares Material oder nukleare Waffen in z.B. Bunkern durch streuungsbaasierte Myontomografie nachzuweisen. Hierfür wird eine dreidimensionale Spurrekonstruktion der Bahn der Myonen benötigt. Dies kann durch einen Aufbau aus Driftröhren realisiert werden. In Abbildung 3.1 ist der schematische Aufbau eines solchen geplanten 'Myon-Bunkerteleskops' zu sehen. Er besteht aus Driftröhrenmodulen, die jeweils vier übereinanderliegende Lagen an Driftröhren (rot) enthalten. Diese Module sind übereinander angebracht und zueinander jeweils um 90° verdreht. Durch diese Anordnung ist eine dreidimensionale Spurrekonstruktion möglich. Zwischen den beiden oberen und unteren Modulen befindet sich außerdem eine Plastiksintillatorplatte (grün), welche als Trigger für die Messung dienen soll.

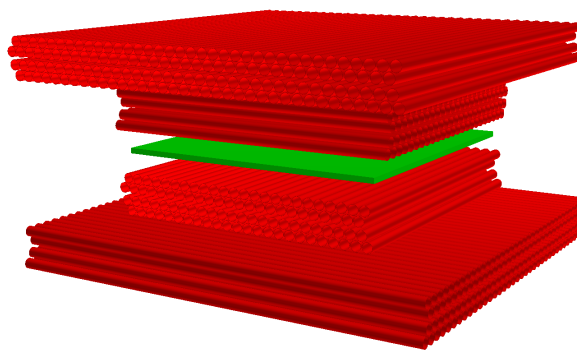


Abbildung 3.1 Geplanter Aufbau des Myonteleškops [11]. In rot sind die zueinander um 90° verdrehten Driftröhren und in grün eine Plastiksintillatorplatte zu sehen.

Kapitel 4

Detektor - technische Daten

In dieser Arbeit wird ein Plastiksintillationszähler auf seine Funktionsfähigkeit untersucht. Hierfür werden zusätzlich zwei kleinere, unabhängige Plastiksintillationszähler (im Folgenden als externe Szintillationszähler bezeichnet) genutzt. Dieses Kapitel gibt einen Überblick über die technischen Daten und den Versuchsaufbau.

4.1 Szintillationszähler

Der untersuchte Plastiksintillationszähler stammt ursprünglich aus dem Borexino-Experiment und wurde dafür ca. 2011 angeschafft. Nach seiner Benutzung ist er über die letzten Jahre in einem Container auf dem Gelände des DESY gelagert worden. Dadurch ist es notwendig, den Detektor vor seinem geplanten Einsatz als Trigger für das Myonenteleskop auf seine Funktionsfähigkeit zu untersuchen.

Der Detektor ist in Abbildung 4.1 zu sehen. Er besteht aus einer rechteckigen $121 \times 117 \times 2.5$ cm großen Plastiksintillatorplatte. Es handelt sich um den Szintillator *BC-408* der Firma *Saint-Gobain Crystals* (Handbuch s. [12]), dessen Trägermedium Polyvinyltoluene ist. Er hat einen Brechungsindex von $n = 1.58$ und seine maximale Emission bei der Wellenlänge $\lambda = 425$ nm. Die Platte ist mit einer lichtdichten Folie umwickelt und durch Metallschienen auf einem Tisch befestigt. An ihren Ecken ist die Platte angeschrägt und daran jeweils ein PMT montiert. Außerdem sind Punkte auf dem Detektor eingezeichnet, für die später die Positionskonstruktion durchgeführt wird (A, B, C, D, M).

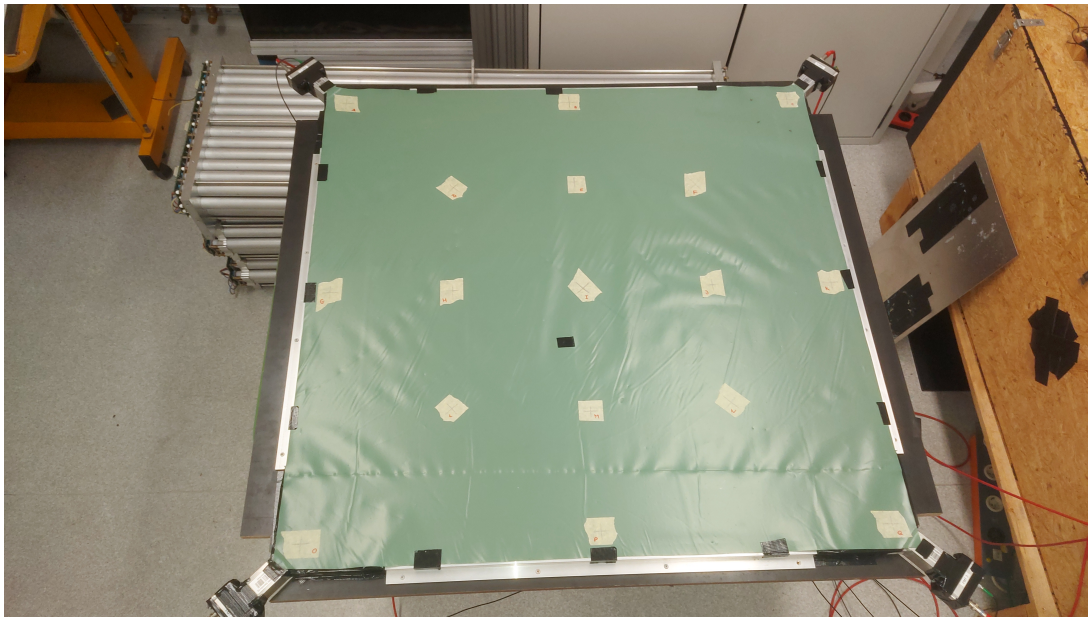


Abbildung 4.1 Foto des Szintillationszählers (Maße und Referenzpunkte s. Abb. 6.3).

Bei den vier PMTs handelt es sich um die *R8900U-00-C12 Cross plate anode photomultiplier tubes* der Firma *Hamamatsu* (Handbuch s. [13]). Deren Photokathode hat die Maße $2\text{ cm} \times 2\text{ cm}$ und besteht aus einem Bialkali. Diese PMTs sprechen bei einer Wellenlänge von $\lambda = 420\text{ nm}$ maximal an und sind damit gut für die Kombination mit dem verwendeten Plastiksintillator geeignet. Sie haben je 11 Dynoden und erreichen damit eine durchschnittliche Verstärkung von $\rho = 0.7 \times 10^6$. Laut Anleitung sollte die optimale Betriebsspannung um 800 V liegen.

Die PMTs werden über ein *CAEN Mod. N1470* mit Hochspannung versorgt. Ihre Signale können mittels eines nebenstehenden Racks im weiteren Verlauf durch verschiedene NIM¹-Elektronik ausgelesen werden. Der genaue Aufbau und die verwendeten Bauteile sind hierbei abhängig vom Ziel der Messung und werden daher im Folgenden jeweils vor der Messung beschrieben.

4.2 Externe Szintillationszähler

Die beiden externen Szintillationszähler besitzen einen schmalen länglichen Plastiksintillator mit den Maßen $28 \times 3.7 \times 1\text{ cm}$. Die genauen Materialeigenschaften sind nicht bekannt. Die PMTs der externen Szintillationszähler sind ein anderes Modell als die des großen Detektors und benötigen eine höhere Betriebsspannung ($> 1000\text{ V}$). Auch diese erhalten ihre Hochspannung über einen *CAEN Mod. N1470* und können mit NIM-Elektronik ausgewertet werden.

¹Nuclear Instrumentation Modul. Standardisierte Bauform von Geräteeinschüben für Nuklear- und Hochenergiephysik

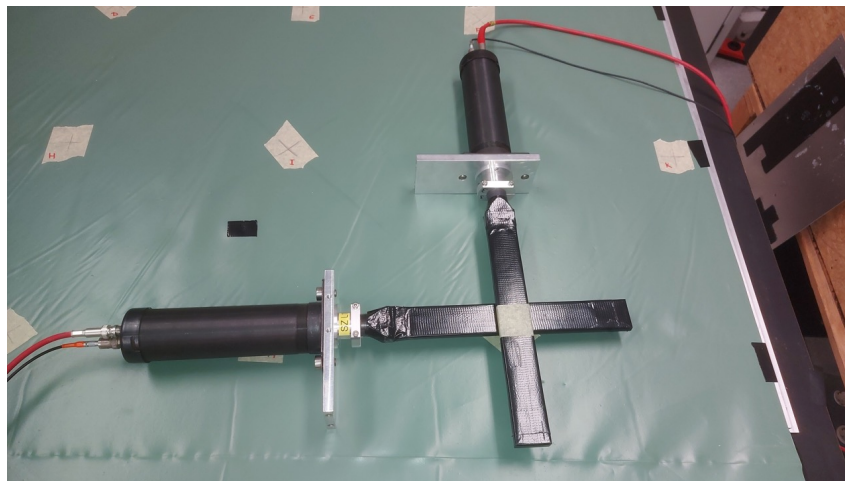


Abbildung 4.2 Foto der externen Szintillationszähler. Zu sehen ist die gekreuzte Anordnung, die später als Referenzmessung dient.

Kapitel 5

Funktionstests des Szintillators und der PMTs

In diesem Kapitel wird der Szintillationszähler, der als Trigger für das Myonenteleskop genutzt werden soll, in Betrieb genommen und auf seine Funktionsfähigkeit geprüft. Hierzu gehören unter anderem die korrekten Einstellungen der genutzten Elektronik und das Untersuchen des Szintillators und der PMTs auf Mängel. Diese Messungen wurden ohne zusätzliche Quelle, nur mit der kosmischen Strahlung, durchgeführt. Zum Einstellen der Elektronik und Testen des Detektors könnte auch eine radioaktive Quelle an dem Szintillator genutzt werden. Dies wird gemacht, da bei kleinen Szintillatoren der Dunkelstrom der PMTs im Verhältnis zur Rate der tatsächlichen Ereignisse zu gering wäre. Der untersuchte Detektor hat jedoch eine verhältnismäßig große Fläche von ca. 1.4 m^2 und damit einen zu erwartenden Fluss von ca. 224 Hz ($\hat{=} 170\text{ m}^{-2}\text{ s}^{-1}$). Da der Dunkelstrom in den einzelnen PMTs entsteht, steigt seine Rate nicht mit dem Szintillatorvolumen an. Deswegen wird davon ausgegangen, dass die Rate des Myonenflusses und die Intensität dieser Signale im Verhältnis zu dem Dunkelstrom ausreichen, um die Einstellungen auch ohne eine zusätzliche Quelle durchzuführen.

Während der folgenden Untersuchungen zeigten sich schnell inkonsistente Ergebnisse, welche darauf hin deuten, dass der Szintillator und/oder die PMTs nicht mehr voll funktionsfähig sind. Im Umfang dieser Bachelorarbeit war es nicht möglich, den Szintillator auszupacken und ihn auf Mängel zu untersuchen. Auch gab es keine Alternative für die verwendeten PMTs. Dennoch konnten Koinzidenzen zwischen den vier PMTs gemessen werden, die in der Nähe des zu erwartenden Myonenflusses liegen.

5.1 Erste Inbetriebnahme

Da der Szintillationszähler lange nicht optimal gelagert wurde, musste zu Beginn noch die Verkleidung des Szintillators auf Lichtlecks untersucht werden. Es wurden dafür die gemessenen Raten bei Abdunklung des Raumes mit denen bei Nichtabdunklung verglichen. Dabei fiel auf, dass die Beleuchtung einen Einfluss auf die Raten hat und sie bei Abdunklung geringer sind. Dies deutete auf Lichtlecks hin. Der Szintillator wurde dann zusätzlich mit einer zweiten neuen Folie umwickelt. Bei erneuter Messung konnte kein Einfluss der Beleuchtung mehr auf die Zählraten gemessen werden. Deshalb scheint das Problem gelöst.

In Abbildung 5.1 sind beispielhaft die Signale der vier PMTs beim Auftreffen eines Myons zu sehen. Hier ist gut die zeitliche Differenz vom Auftreten der Impulse zwischen den vier PMTs zu erkennen. Es zeigen sich außerdem die sogenannten Spätpulse, welche bei fallender Flanke des Hauptpulses auftreten und sich mit diesem überlagern. Sie entstehen durch elastisch zurückgestreute Sekundärteilchen an den Dynoden, die dadurch zeitverzögert (wenige ns) auf die nächste Dynode treffen. Bei zu kleiner Breite, des am Diskriminator erzeugten Signals, werden diese als neue Ereignisse detektiert. Dieser Einfluss wurde verringert, indem eine große Signalbreite gewählt wurde, welche die Spätpulse mit einschließt. Hierzu ist der maximal einstellbare Wert des Diskriminators von 95 ns gewählt wurden. Diese Einstellung wurde für alle weiteren Messungen beibehalten.

Die gemessenen Signale besitzen negative Amplituden und die am Diskriminator einstellbaren Schwellwerte sind auch negativ. Sollte es nicht anders gekennzeichnet sein, ist daher in den folgenden Auswertungen immer der Betrag der Amplitude oder des Schwellenwertes gemeint. Dies dient der besseren Verständlichkeit.



Abbildung 5.1 Gemessenes Signal der vier PMTs beim Auftreffen eines Myons auf der Szintillatorplatte aufgenommen mit einem Oszilloskop.

5.2 Betriebsspannung der PMTs

Aufbau und Durchführung

Wie in Kapitel 2.3.1 beschrieben, benötigt jeder PMT eine eigene Betriebsspannung, die experimentell aus der Plateaucharakteristik bestimmt werden muss. Hierzu werden zuerst die analogen Signale der vier PMTs durch einen *Diskriminator* in digitale umgewandelt, um sie anschließend mit einem *Counter* zählen zu können. Bei dem verwendeten Diskriminator kann der Schwellwert von -1 bis -255 mV eingestellt werden. Die Anzahl der Pulse wurde dann jeweils für die vier PMTs bei fester Diskriminatorschwelle unter Variation der angelegten HV je 20 s aufgenommen. Die HV wurde dabei im Bereich zwischen 0-700 V in Hunderterschritten erhöht, danach in Zehnerschritten bis zum Maximum der PMTs bei 1000 V. Dies ist für die Schwellwerte -10 mV, -20 mV, -30 mV durchgeführt worden. Die Schwellen wurden nicht höher gewählt, da diese zu geringe Koinzidenzraten gezeigt haben (vgl. Abschnitt 5.4).

Auswertung

Die aufgenommenen Raten sind als Frequenz in Abb. 5.2 in Abhängigkeit der angelegten Spannung für alle vier PMTs dargestellt. Es ist jeweils nur der Bereich zwischen 750 V und 1000 V aufgetragen, da die Raten davor nur sehr gering ansteigen. Bei dem Vergleich mit dem zu erwartenden Verlauf in Abb. 2.5 fällt auf, dass die gemessenen Kurven nicht das charakteristische Plateau aufweisen.

Dies ist ein erster Hinweis darauf, dass Bauteile des Szintillationszählers möglicherweise nicht mehr optimal funktionieren. Diese Vermutung wird im Folgenden noch weiter untersucht.

Die Bestimmung einer Betriebsspannung aus der Plateaucharakteristik ist nicht möglich. Dennoch sollen für die weiteren Untersuchungen HVs eingestellt werden.

Hierbei muss beachtet werden, dass die Betriebsspannung nicht zu gering gewählt werden darf, weil in diesem Fall nicht alle Myonen detektiert werden. Zu hoch sollte sie auch nicht sein, da dann der Dunkelstrom verstärkt detektiert werden würde. Dieses Problem sollte durch den genutzten Aufbau aus vier PMTs jedoch nur einen geringen Einfluss auf die Messwerte haben. Der Dunkelstrom entsteht zufällig innerhalb der PMTs und wird so nur von einem PMT detektiert. Für die Rekonstruktion werden später nur Ereignisse verwendet, an denen alle vier PMTs ein Signal gemessen haben. Somit sollten die, bei zu hoher HV stark verstärkten, Dunkelstromsignale mit Hilfe eines Triggersystems vermeidbar sein.

Zueinander sollten die PMTs ähnliche Raten aufweisen. Hierzu wurden die zuvor gemessenen Zählraten der vier PMTs (vgl. Abb. 5.2) miteinander verglichen und nach Kombinationen von HVs gesucht, die ähnliche Raten zueinander aufweisen. Einige mögliche Kombinationen an HV-Einstellungen sind in Tabelle 5.1 abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die Schwelle hierbei keinen starken Einfluss darauf hat, bei welchen HVs die PMTs ähnliche Raten aufweisen.

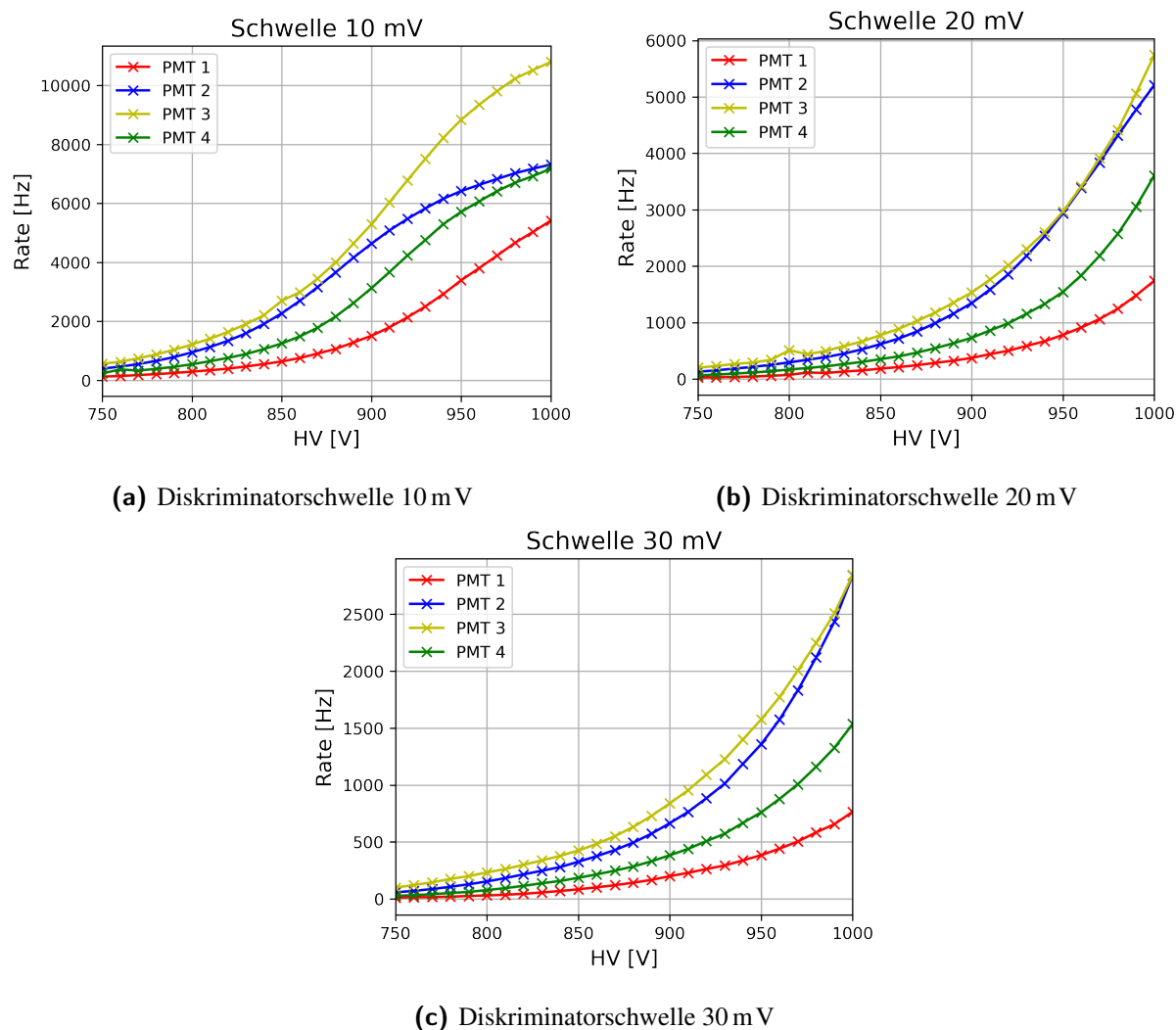


Abbildung 5.2 Pulsrate in Hz in Abhängigkeit der angelegten Spannung der vier PMTs für unterschiedliche Schwellwerte. PMT 1 (rot), PMT 2 (blau), PMT 3 (gelb), PMT 4 (grün).

Tabelle 5.1 Pulsraten der vier PMTs bei unterschiedlicher HV und Diskriminatorschwelle. Es sind beispielhaft Kombinationen an HVs abgebildet, bei denen ähnliche Raten gemessen wurden.

Schwelle [mV]	PMT	Beispiel 1		Beispiel 2		Beispiel 3	
		Spannung [V]	Frequenz [Hz]	Spannung [V]	Frequenz [Hz]	Spannung [V]	Frequenz [Hz]
10	1	890	1285	950	3396	970	4230
	2	820	1342	870	3165	890	4164
	3	800	1216	870	3450	880	3994
	4	850	1252	900	3128	920	4233
20	1	890	324	950	782	970	1063
	2	810	340	860	716	880	989
	3	790	339	850	777	870	1029
	4	840	302	900	730	920	986
30	1	880	142	950	384	970	504
	2	800	153	860	375	880	494
	3	770	145	840	378	860	482
	4	840	157	900	383	920	507

Aus den zuvor genannten Gründen werden für die folgenden Untersuchungen und anschließende Positionsrekonstruktion verhältnismäßig hohe Betriebsspannungen der PMTs gewählt ($U_{max} = 1000 \text{ V}$). Diese entsprechen dem Beispiel 3 der Tabelle 5.1. Die Wahl der Betriebsspannung des ersten und vierten PMTs ist dabei nicht abhängig von der Schwelle, bei dem zweiten und dritten ändert sich die Höhe der Spannung nur minimal. Hier wurde der Mittelwert gewählt. Die im folgenden verwendeten Einstellungen der HV sind der Tabelle 5.2 zu entnehmen.

Tabelle 5.2 Für alle folgenden Messungen ausgewählte Betriebsspannungen für die vier PMTs des Szintillationszählers.

PMT	HV [V]
1	970
2	880
3	870
4	920

5.3 Schwellwert des Diskriminators

Neben den Myonen messen die PMTs auch immer einen Dunkelstrom. Da der Dunkelstrom durch einzelne Elektronen entsteht, ist die Intensität seines gemessenen Signals geringer als die der Myonen (ca. 10000 Photonen je 1 MeV deponierter Energie [12]). In Abbildung 5.3 ist die erwartete Häufigkeitsverteilung der Amplituden, der durch die PMTs gemessenen Signale, zu sehen. Diese Verteilung ist eine Überlagerung aus der Kurve des Dunkelstroms (blau) und der Myonen (rot). Der Dunkelstrom erzeugt viele Signale bei sehr kleinen Amplituden und nimmt zu größeren stark ab. Die Signale der Myonen erzeugen eine Landau-Verteilung bei höheren Amplituden. Durch die Wahl der richtigen Diskriminatorschwelle, kann der Dunkelstrom bei der Detektion verringert werden.

Aufbau und Durchführung

Die Höhe der Amplitude eines Signals kann mit einem *Multi Channel Analyzer (MCA)* ausgelesen werden. Dazu werden an den *Analyzer* Eingangssignale über einen *Amplifier* gegeben. Außerdem braucht der *MCA* ein externes Gate, in welchem er die Amplituden ausliest. Hierfür wird ein, an einem *Dual Timer* erzeugtes, Gate genutzt.

Zu Beginn werden die analogen Signale der PMTs an einen *Linear Fan In/ Fan Out* gegeben. Dieser dient dazu die Signale zu vervielfachen. Eines dieser Ausgangssignale wird dann weiter über einen *Amplifier* an einen *MCA* als Eingangssignal gegeben. Das andere wird als Trigger

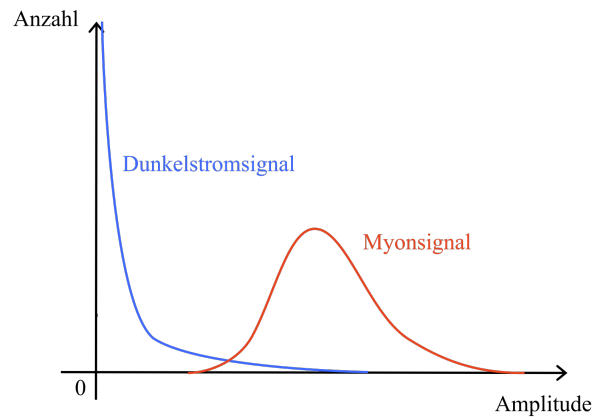


Abbildung 5.3 Erwarteter Verlauf der Häufigkeitsverteilung der Amplituden des PMT Signals. Die Gesamtverteilung ergibt sich durch die Überlagerung der Landau-Verteilung der Myonen (rot) und des Dunkelstroms (blau).

für das Gate des *MCA* genutzt. Dafür wird das PMT-Signal an einem *Diskriminator* in ein digitales umgewandelt. Außerdem kann hier auch ein Schwellwert eingestellt werden. Aus dem digitalen Signal wird dann mittels eines *Dual Timers* ein Gate erzeugt, das der *MCA* für das Auslesen nutzt.

Zuerst wird eine Häufigkeitsverteilung der Amplituden für jeden PMT aufgenommen. Hierbei wird er selbst als Trigger genutzt. Dies wird jeweils für die Diskriminatorschwellen 1 mV, 10 mV, 20 mV, 30 mV durchgeführt. Danach werden diese Messungen wiederholt, als Trigger wird dieses Mal jedoch der gegenüberliegende PMT genutzt. Alle Messungen werden ca. über eine Minute durchgeführt.

Auswertung

In Abbildung 5.4 sind die aufgenommen Häufigkeitsverteilungen der Amplituden für alle vier PMTs als Histogramm aufgetragen. Die Kanalnummer nimmt dabei proportional zur Höhe der Amplitude der Impulse zu. Bei diesen Messungen wurden die PMTs auf sich selbst getriggert und der minimale Schwellwert 1 mV des Diskriminators eingestellt. Bei dem Vergleich zu dem theoretischen Verlauf der Kurve in Abbildung 5.3 fällt auf, dass der Unterschied zwischen Dunkelstrom und Myonen nicht so klar zu erkennen ist. Der vermutete Übergang von Dunkelstrom zu Myonen ist in Abbildung 5.5 beispielhaft für den vierten PMT vergrößert abgebildet. Der Übergang zwischen Dunkelstrom und Myonen lässt sich bei einer Kanalnummer von ca. 680 erkennen (rot). Anscheinend überlagert der Dunkelstrom die Myonen zu stark, sodass auf diese Weise kein Schwellwert bestimmt werden kann.

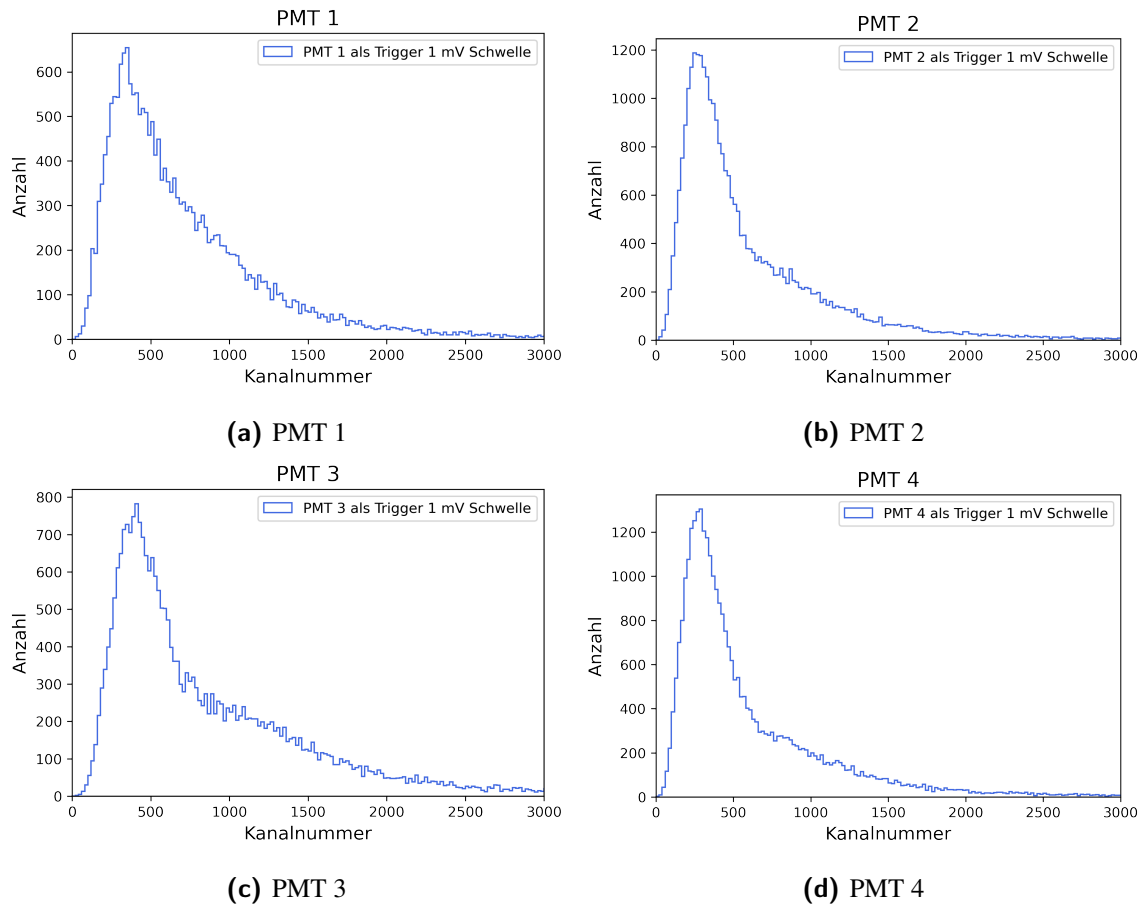


Abbildung 5.4 Häufigkeitsverteilung der gemessenen Amplituden der vier PMTs auf sich selbst getriggert. Am Diskriminator ist die minimale Schwelle von 1 mV eingestellt. Die Kanalnummer ist proportional zur Amplitude des gemessenen Signals.

Um dieses Problem zu umgehen, wird nun statt auf sich selbst ein anderer PMT als Trigger verwendet. Der Dunkelstrom entsteht zufällig in den einzelnen PMTs und ist somit für jeden PMT zeitlich unabhängig. Triggert einer der PMTs aufgrund eines Dunkelstrompulses, sollte in den anderen PMTs kein Puls gemessen werden. Triggert ein PMT jedoch wegen eines Myonpulses, wird dieser auch von den anderen PMTs gemessen. Bei der Häufigkeitsverteilung sollte der Dunkelstrom somit stark reduziert detektiert werden, und nur noch gemessen werden, falls er zufällig zeitgleich in beiden PMTs auftritt. Der Vergleich zwischen den Häufigkeitsverteilungen bei Nutzung des gegenüber liegenden PMTs (grau) und sich selbst (blau) als Trigger ist in [Abbildung 5.6](#) abgebildet. Als Schwellwert ist wieder 1 mV verwendet worden.

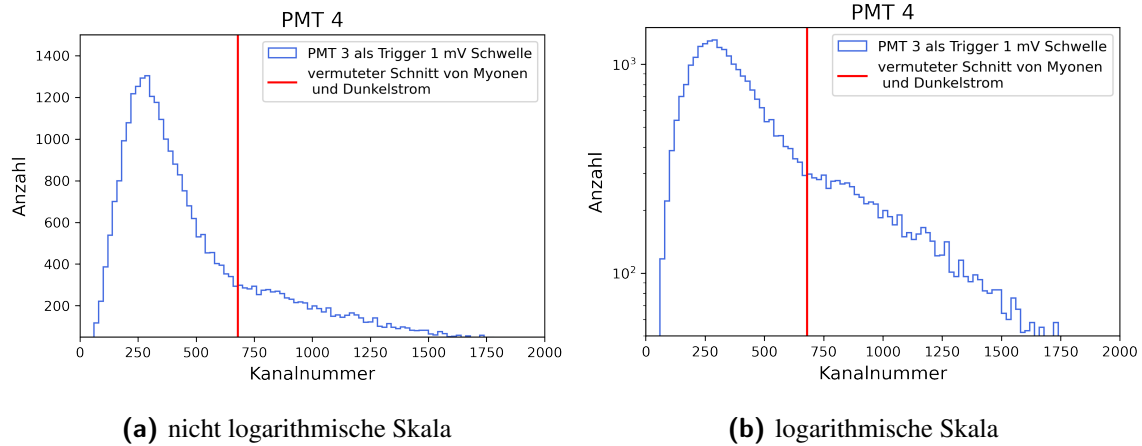


Abbildung 5.5 Vergrößerte Darstellung des vermuteten Übergangs von Dunkelstrom zu Myonen von PMT 4 (vgl. Abb. 5.4d)

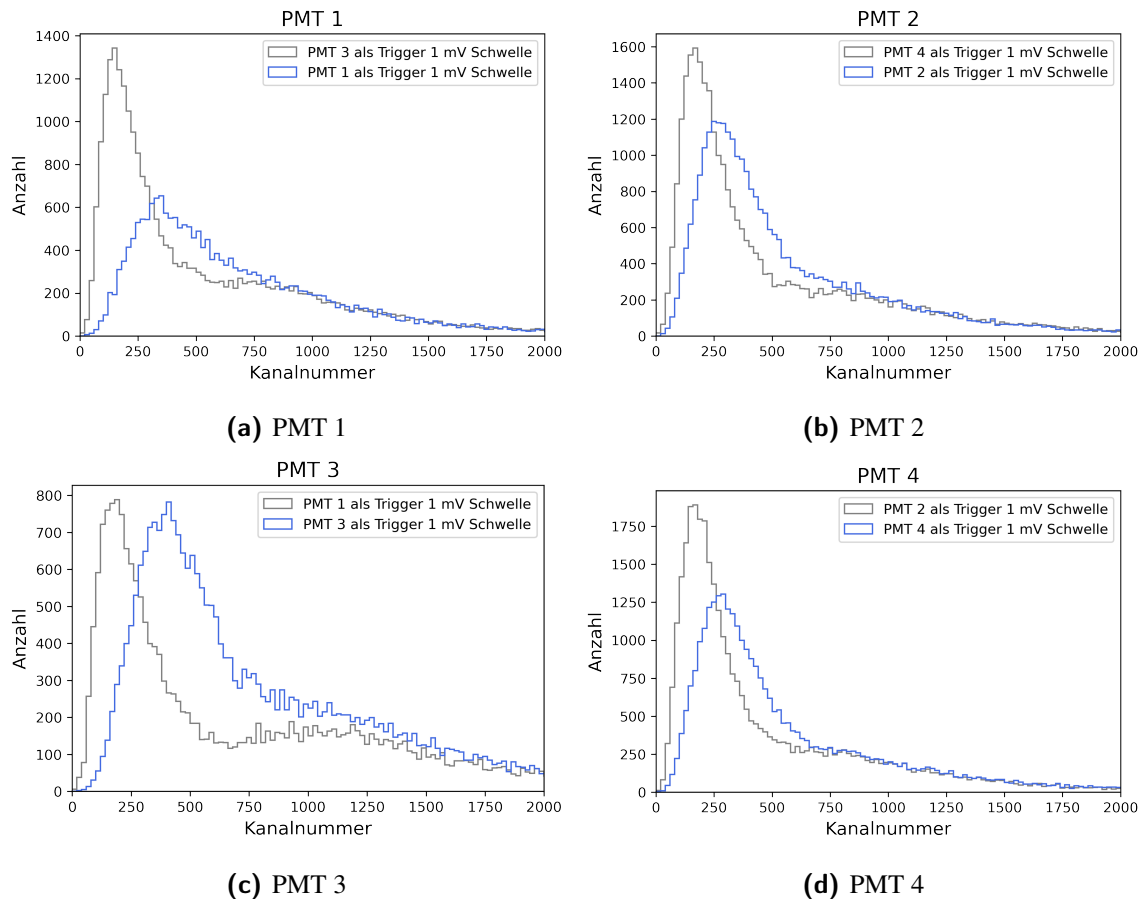


Abbildung 5.6 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Amplituden bei Nutzung des gegenüber liegenden PMT als Trigger mit den Amplituden von auf sich selbst getriggert bei minimalem Schwellwert (1 mV). Kanalnummer ist proportional zur Amplitude des gemessenen Signals.

Es scheint, als hätte sich der zuvor durch Dunkelstrom entstandene Peak zu kleineren Amplituden hin verschoben. Er ist schmaler und höher als in den vorherigen Messungen. Dadurch lässt er sich nun deutlicher zu der Kurve der Myonen abgrenzen. Der Peak bei kleinen Amplituden sollte jedoch bei der Verwendung des gegenüber liegenden PMTs als Trigger nicht mehr durch den Dunkelstrom entstehen. Dieser wird, wie zuvor erklärt, durch den Messaufbau fast nicht mehr detektiert. Erklären lässt sich dieser Peak nun durch Rauschen des Signals, verursacht durch die verwendete Elektronik. Triggert ein PMT durch einen Dunkelstrompuls, wird in einem anderen PMT dann die Amplitude des Rauschens gemessen. Diese sind, wie in der Abbildung zu sehen, kleiner als die des Dunkelstroms. Dass es bei den ersten Messungen der Häufigkeitsverteilung in Abbildung 5.4 keine klare Trennung zwischen Myonen und Dunkelstrom gab, könnte darauf hindeuten, dass das elektrische Rauschen der verwendeten Bauteile hoch ist.

Im nächsten Schritt wird der Schwellwert am Diskriminator in Zehnerschritten auf 30 mV erhöht. Die zugehörigen Histogramme sind in Abbildung 5.7 zu sehen. Die unterschiedlichen Schwellen werden in verschiedenen Farben abgebildet. Wie zu erwarten, nimmt die Häufigkeit des detektierten Rauschens mit höherem Schwellwert ab. Dies liegt daran, dass mit steigender Diskriminatorschwelle die Höhe des Dunkelstroms seltener ausreicht, um diese Schwelle zu übersteigen und der PMT so seltener bei Dunkelstrompulsen triggert. Dadurch wird dann wiederum weniger Rauschen des anderen PMTs gemessen. Die Höhe, der durch die Myonen entstandenen Kurven, sollte idealerweise bis zu einer gewissen Schwellspannung unverändert bleiben, da die Amplituden ihrer Pulse höher liegen. Dieses Verhalten ist besonders gut bei PMT 1 in Abbildung 5.7a zu erkennen. Bei den anderen PMTs nimmt auch die Häufigkeit der gemessenen Myonen mit steigender Schwelle ab, jedoch in einem geringeren Maß als das Rauschen.

Nun werden die PMTs wieder auf sich selbst getriggert und dabei die Diskriminatorschwelle erhöht. Ziel ist es, so einen Schwellenwert zu finden, bei dem der Dunkelstrom weitestgehend nicht mehr detektiert wird, jedoch möglichst alle Myonensignale weitergegeben werden. Hierfür werden diese Ergebnisse mit denen aus Abbildung 5.7 verglichen. Dies ist für die Schwellen 20 mV und 30 mV (grau) in Abbildung 5.8 abgebildet. Die Häufigkeitsverteilungen, bei denen die PMTs auf den gegenüber liegenden getriggert wurden, sind in der Abbildung in blau, gelb, rot und grün abgebildet (vgl. Abb. 5.7). Die Verteilungen durch Triggern auf sich selbst sind grau. Bei einer Schwelle von 10 mV ist der Verlauf der Myonenpulse immer noch stark vom Dunkelstrom überlagert. Der Übersichtlichkeit halber wurde auf diesen Verlauf in der Abbildung verzichtet.

Es ist zu erkennen, dass sich bei den PMTs 1, 2 und 3 die Kurven bei einem Schwellwert von 20 mV (dunkelgrau) gut mit dem Verlauf der Myonen decken. Bei einem Schwellwert von

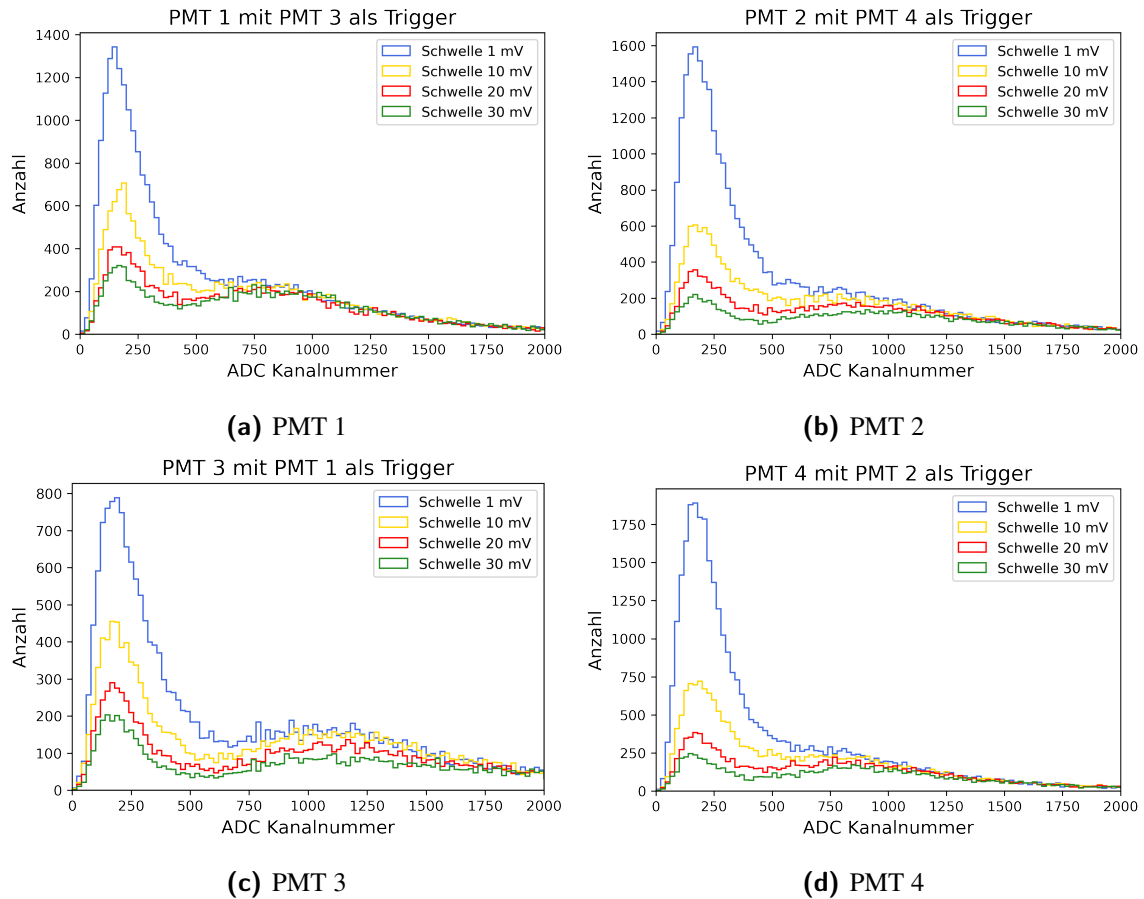


Abbildung 5.7 Vergleich der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Amplituden bei unterschiedlichen Schwellwerten (1 mV (blau), 10 mV (gelb), 20 mV (rot), 30 mV (grün)) mit dem gegenüberliegenden PMT als Trigger. Kanalnummer ist proportional zur Amplitude des gemessenen Signals.

30 mV (hellgrau) werden anscheinend schon Myonen herausgefiltert, da der Peak schrumpft. Bei dem dritten PMT passt eine Schwelle von 30 mV (hellgrau) besser zu dem Verlauf der Myonen, da bei 20 mV (dunkelgrau) noch ein großer Anteil Dunkelstrom detektiert wird.

Die richtige Einstellung des Schwellwerts ist ein Abwägen zwischen Reduzierung der Detektion von Dunkelstrom und verringerter Myonendetektion. Für die Rekonstruktion ist es nicht notwendig, alle Myonen zu detektieren. Es verfälscht jedoch die Ergebnisse, wenn Dunkelstrom fälschlicherweise als Myonen detektiert und in der Rekonstruktion genutzt wird. Deshalb wird für die folgende Rekonstruktion für alle PMTs der tendenziell zu hohe Schwellwert von 30 mV (entspricht einer Einstellung von -30 mV am Diskriminator) gewählt.

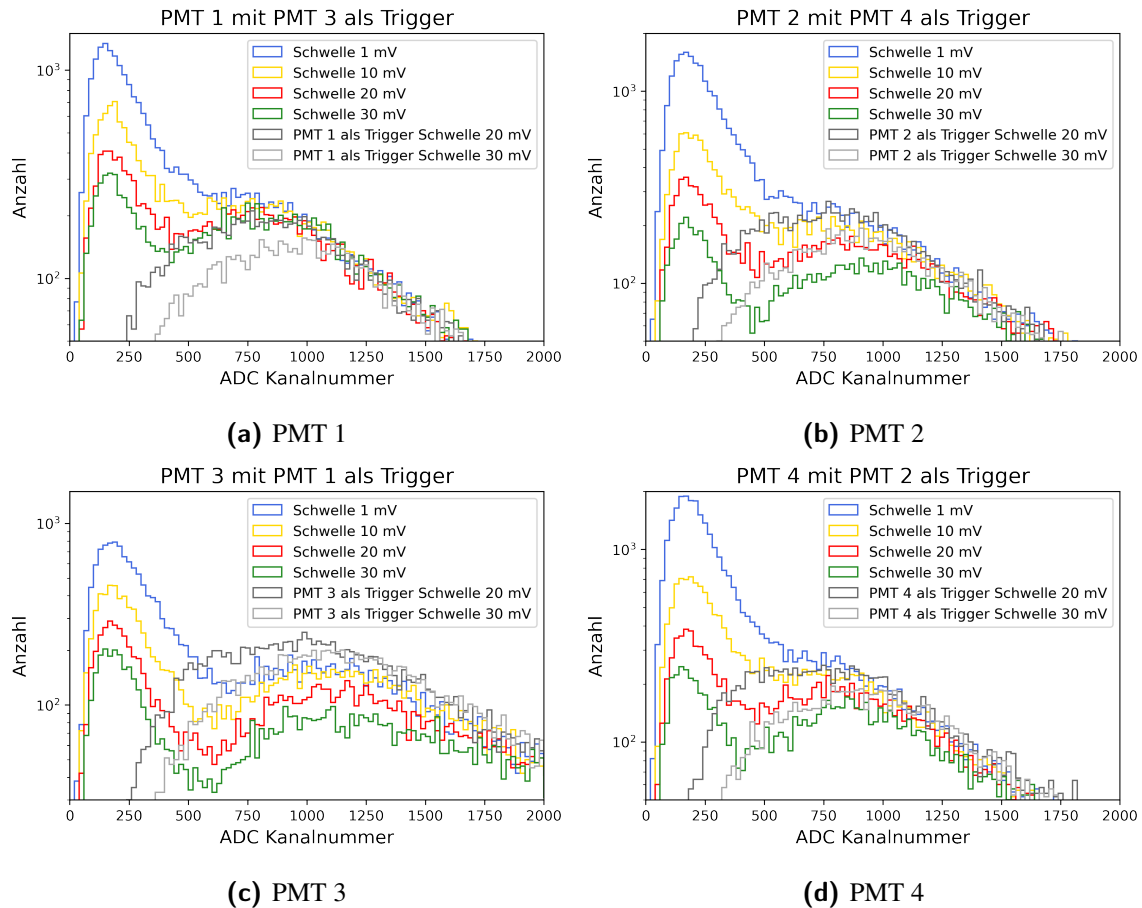


Abbildung 5.8 Vergleich zwischen der Häufigkeitsverteilung der gemessenen Amplituden bei unterschiedlichen Schwellwerten (1 mV (blau), 10 mV (gelb), 20 mV (rot), 30 mV (blau)) mit dem gegenüberliegenden PMT als Trigger und den bei einer Schwelle von 20 mV (dunkelgrau) und 30 mV (hellgrau) bei triggern auf sich selbst. Kanalnummer ist proportional zur Amplitude des gemessenen Signals.

5.4 Koinzidenzmessung

Die vorherigen Ergebnisse lassen darauf schließen, dass Teile des Aufbaus nicht mehr voll funktionsfähig sind. Hierbei könnte es sich zum Beispiel um Defekte in den einzelnen PMTs, Mängel der Szintillatorplatte (Trübung, Risse, usw.) oder fehlerhafte Elektronik (starkes Rauschen) handeln. Um zu untersuchen, ob als Grund hierfür einzelne PMTs oder Bereiche der Platte eingegrenzt werden können, werden im folgenden Koinzidenzmessungen durchgeführt.

Aufbau und Durchführung

Die analogen Signale der vier PMTs werden über einen *Diskriminator* als digitale Signale an eine *Logic Unit* gegeben. Hier kann durch eine Und-Verknüpfung eine Zwei-, Drei- oder Vierfachkoinzidenz der Signale erreicht werden, die anschließend mit einem *Counter* gezählt werden können.

Die Anzahl der Impulse wurden 100 s für alle Kombinationen der PMTs als Zwei-, Drei- und Vierfachkoinzidenz aufgenommen. Dies ist jeweils für die Diskriminatorschwellen -10 mV, -20 mV und -30 mV durchgeführt worden.

Auswertung

Die aufgenommenen Raten sind in Tabelle 5.3 aufgeführt. In der ersten Spalte stehen die bei der Koinzidenzschaltung verwendeten PMTs.

Wie zu erwarten, nehmen die Raten der einzelnen PMTs mit steigender Schwellspannung ab. Auch führt eine Mehrfachkoinzidenz zu kleineren Raten. Besonders groß ist der Unterschied zwischen den einzelnen PMTs und der Zweifachkoinzidenz, danach nimmt die Rate nur noch leicht ab. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Detektion des Dunkelstroms sowohl durch eine Erhöhung der Schwellspannung als auch durch Koinzidenzschaltung verringert wird. Da der Dunkelstrom zufällig innerhalb der einzelnen PMTs entsteht, reicht die Zweifachkoinzidenz schon aus, um einen Großteil zu filtern.

Durch die Mehrfachkoinzidenz sollte nur der gemessene Dunkelstrom, nicht aber die Myonensignale, verringert werden. Da dieser bei einem hohen Schwellwert schon zum Großteil rausgefiltert wurde, hat die Koinzidenz hier keinen großen Einfluss mehr auf die Raten. Im Gegensatz dazu verringern sich diese bei kleinen Schwellen mit Mehrfachkoinzidenz stark. Jedoch zeigt sich in den Messwerten ein anderes Verhalten. Unabhängig von der Schwelle reduziert sich die Rate der einzelnen PMTs zu der Vierfachkoinzidenz im Schnitt um 40 - 45 %. Außerdem sollten sich die Vierfachkoinzidenzen bei kleinen Schwellwerten ähneln, da die Myonensignale noch oberhalb dieser Schwelle liegen. Die Rate der Vierfachkoinzidenz bei einer Schwelle von 10 mV ist jedoch ca. 3.6-mal größer als der bei 20 mV. Generell ist der Unterschied bei einem Schwellenwert von 10 mV zwischen der Einzelmessung und der Vierfachkoinzidenz zu gering. Bei dieser kleinen Schwelle ist in der Detektion ein größerer Anteil an Dunkelstrom zu erwarten.

Dass bei der Vierfachkoinzidenz noch zu viel Dunkelstrom oder auch Rauschen mit gemessen wird, zeigt auch der Vergleich zum theoretisch erwarteten Myonenfluss. Mit einer Fläche von ca. 1.42 m^2 sollten Myonen mit einer Rate von ca. 227 Hz detektiert werden. Dieser Wert ist sogar eher noch zu hoch, da der Szintillationszähler keine 100 %ige Effizienz aufweist.

Diese Beobachtungen lassen darauf schließen, dass innerhalb der PMTs zu viel Dunkelstrom entsteht oder das Rauschen der Elektronik so stark ist, dass zufällige Koinzidenzen entstehen.

Würden die Probleme in einzelnen PMTs liegen, gäbe es Auffälligkeiten in den Raten der Koinzidenzen (Raten höher oder geringer), welche den defekten PMT beinhalten. Gleiches gilt, falls Bereiche der Platte in der Nähe eines PMTs Mängel aufweisen. Die Ergebnisse dieser Messung lassen hierauf jedoch keine eindeutige Schlussfolgerung zu.

Tabelle 5.3 Koinzidenzraten für verschiedene Schwellwerte.

PMTs	Frequenz [Hz]				Schwelle
	10	20	30	50	
1	3335	936	450	228	
2	2775	763	395	208	
3	2221	741	406	240	
4	3086	748	392	207	
12	1369	383	207	98	
13	1400	420	229	123	
14	1473	383	207	94	
23	1358	392	220	117	
24	1408	389	216	107	
34	1392	391	214	119	
123	1188	342	189	90	
124	1271	346	190	82	
134	1228	342	186	89	
234	1256	347	188	98	
1234	1296	359	198	74	

Die Rate der Vierfachkoinzidenz bei einem Schwellwert von 10 mV ist mit einer Abweichung von 472 % fast sechsmal so hoch wie der theoretisch zu erwartende Wert. Die Rate bei einer Schwelle von 20 mV ist immer noch höher als der zu erwartende Wert. Ab einer Schwelle von 30 mV unterschreiten die Raten den theoretischen Wert von ca. 227 Hz. Die Rate bei 30 mV weicht hiervon nur noch um ca. 12 % ab. Da die 227 Hz, wie schon erwähnt, eher zu hoch sind, sollte es sich bei diesem Schwellwert um eine gute Einstellung für die folgenden Messungen handeln. Dies deckt sich auch mit dem Ergebnis des vorherigen Abschnitts.

Kapitel 6

Positionsrekonstruktion

Ziel der Arbeit ist es, zu rekonstruieren, an welcher Position kosmische Myonen auf der Szintillatorplatte auftreffen.

Trifft ein Myon auf die Szintillatorplatte wird dabei Licht emittiert, welches sich mit einer Geschwindigkeit, abhängig vom Brechungsindex des Szintillatormaterials, in alle Richtungen ausbreitet. Diese Geschwindigkeit ist für jedes Myon gleich. Abhängig von der Position des Auftreffpunktes auf der Platte braucht das Licht zu den vier PMTs in den Ecken unterschiedliche Zeiten. Mit Hilfe eines *Time to Digital Converters (TDC)* können diese relativ zueinander gemessen werden. Aus diesen Zeitdifferenzen soll anschließend der Auftreffpunkt eines Myons auf dem Detektor rekonstruiert werden. Dies soll auf verschiedene Weisen durchgeführt werden, um diese anschließend vergleichen zu können. Für die Ortsrekonstruktion der Myonen wird die Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts innerhalb des Szintillatormaterials benötigt. Diese kann aus den Messwerten für jedes Ereignis einzeln bestimmt werden. Für die anschließende Rekonstruktion soll hieraus eine effektive Geschwindigkeit gemittelt werden. Dadurch ist es dann möglich, die Ortsrekonstruktion mit Messdaten von jeweils nur drei der vier PMTs durchzuführen. Außerdem gibt es auch eine theoretisch zu erwartende Ausbreitungsgeschwindigkeit innerhalb des Materials, welche zur Rekonstruktion genutzt werden kann.

In der folgenden Rekonstruktion wird angenommen, dass die Laufzeit zwischen Auftreffen eines Photons auf dem PMT und Detektion des Signals durch den TDC für alle vier PMTs gleich ist. Hierfür werden die Signale alle über dieselben Bauteile geschaltet und Kabel mit gleichen Längen verwendet. Es wird jedoch nicht berücksichtigt, dass die PMTs abhängig von der angelegten HV unterschiedlich lange brauchen, um ein auftreffendes Photon als Signal auszugeben. Außerdem wird idealisiert, dass sich das Licht auf dem schnellsten Weg und mit konstanter Geschwindigkeit durch die Platte zu den PMTs bewegt. In der Realität kommt es jedoch zu Reflexion an den Rändern der Platte. Die zusätzliche Strecke, die das Licht dadurch zurücklegen muss, wird umso länger, je weiter das Photon von dem PMT entfernt entsteht. Dies kann noch verstärkt werden, wenn die Platte getrübt ist.

6.1 Geometrische Herleitung der Positionsrekonstruktion

Zuerst soll die Geschwindigkeit v des Lichts im Szintillatormaterial aus den Messergebnissen für jedes Myon einzeln bestimmt und damit die Positionsrekonstruktion durchgeführt werden. Dies geschieht unter Verwendung aller vier PMT Signale.

Für die anschließende Positionsrekonstruktion mit konstanter Geschwindigkeit reichen die Messdaten von nur drei PMTs aus.

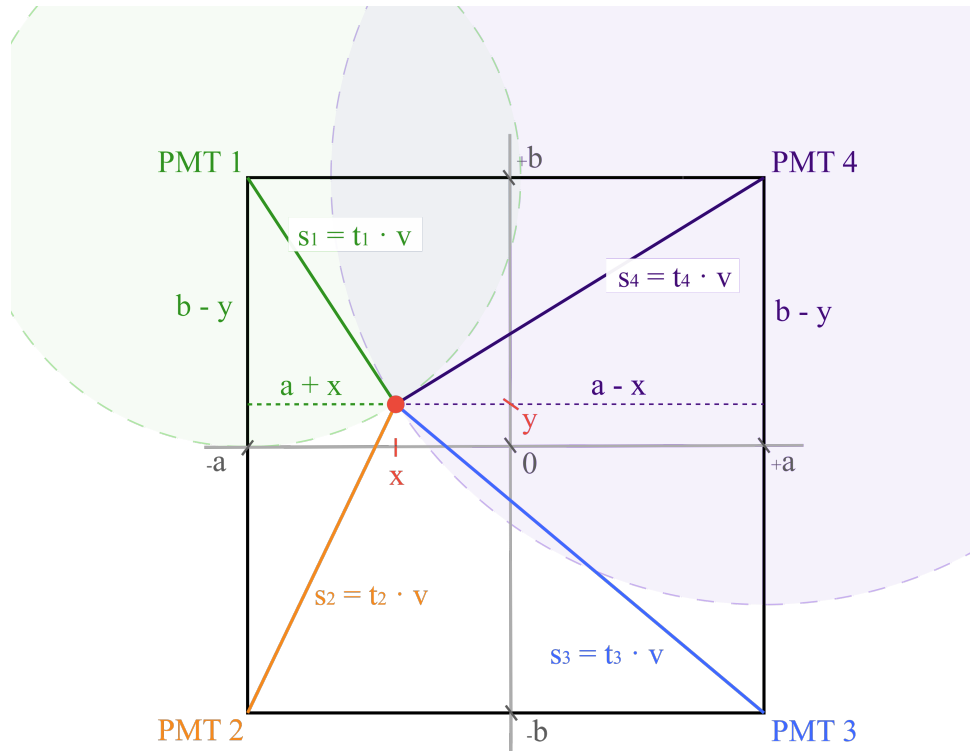


Abbildung 6.1 Skizze der Szintillatorplatte mit Koordinatensystem. Eingezeichnet sind die Kreise, um die PMTs, welche als Ausgang für die geometrische Herleitung verwendet wurden.

Als Ausgang für die Herleitung ist in Abbildung 6.1 die Szintillatorplatte mit den Maßen $a \times b$ zu sehen. Der Auftreffpunkt kann als Schnittpunkt von vier Kreisen mit Radius s_i um den jeweiligen PMT i dargestellt werden. Diese vier Strecken lassen sich als Kreisgleichung darstellen durch:

$$(a+x)^2 + (b-y)^2 = s_1^2, \quad (6.1)$$

$$(a+x)^2 + (b+y)^2 = s_2^2, \quad (6.2)$$

$$(a-x)^2 + (b+y)^2 = s_3^2, \quad (6.3)$$

$$(a-x)^2 + (b-y)^2 = s_4^2. \quad (6.4)$$

Die Zeitdifferenzen Δt_{1i} der Signale zwischen dem ersten und i -tem PMT können aus den TDC Daten bestimmt werden. Die absoluten Zeiten, die das Signal vom Auftreffpunkt zu den PMTs i braucht, werden nicht gemessen. Sie sind gegeben durch:

$$t_2 = t_1 + \Delta t_{12}, \quad (6.5)$$

$$t_3 = t_1 + \Delta t_{13}, \quad (6.6)$$

$$t_4 = t_1 + \Delta t_{14}, \quad (6.7)$$

wobei t_1 die noch unbekannte Zeit zum ersten PMT ist. Wird anstelle des ersten PMTs ein anderer PMT i zuerst erreicht, sind die Zeitdifferenzen Δt_{1i} negativ.

Außerdem wird im folgenden die Beziehung $s_i = t_i \cdot v$ genutzt, wobei v die Geschwindigkeit des Lichts innerhalb des Plastiksintillators ist.

Zusammengefasst führt dies zu dem Gleichungssystem:

$$(a+x)^2 + (b-y)^2 = t_1^2 \cdot v^2, \quad (6.8)$$

$$(a+x)^2 + (b+y)^2 = (t_1 + \Delta t_{12})^2 \cdot v^2, \quad (6.9)$$

$$(a-x)^2 + (b+y)^2 = (t_1 + \Delta t_{13})^2 \cdot v^2, \quad (6.10)$$

$$(a-x)^2 + (b-y)^2 = (t_1 + \Delta t_{14})^2 \cdot v^2. \quad (6.11)$$

6.1.1 Vier PMTs - Effektive Geschwindigkeit

Im ersten Schritt soll die Geschwindigkeit v bestimmt werden. Hiermit ergeben sich zusammen mit den Koordinaten (x, y) des Auftreffpunktes des Myons auf der Platte und der Zeit des Signals zum ersten PMT t_1 vier Unbekannte. Für die experimentelle Bestimmung der Geschwindigkeit werden somit alle vier PMTs benötigt.

Aus den vier zuvor genannten Kreisgleichungen 6.1 - 6.4 ergeben sich die Differenzen der Strecken zweier benachbarter PMTs zu:

$$s_1^2 - s_4^2 = 4ax, \quad (6.12)$$

$$s_2^2 - s_3^2 = 4ax, \quad (6.13)$$

$$s_2^2 - s_1^2 = 4by, \quad (6.14)$$

$$s_3^2 - s_4^2 = 4by. \quad (6.15)$$

Gleichsetzen der Gleichungen 6.12 und 6.13 führt damit zu:

$$s_1^2 - s_4^2 = s_2^2 - s_3^2,$$

$$t_1^2 - t_4^2 = t_2^2 - t_3^2.$$

Durch Ausdrücken der Zeiten t_i als Zeitdifferenzen Δt_{1i} (Gl. 6.5 - 6.7) ergibt sich für die Zeit t_1 , die das Signal vom Auftreffen des Myons auf der Platte zu dem ersten PMT benötigt:

$$t_1 = \frac{(\Delta t_{12})^2 - (\Delta t_{13})^2 + (\Delta t_{14})^2}{2(-\Delta t_{12} + \Delta t_{13} - \Delta t_{14})}. \quad (6.16)$$

Damit sind auch alle weiteren t_i mit Hilfe von Gleichung 6.5 bis 6.7 bestimmt.

Um im nächsten Schritt die Geschwindigkeit zu bestimmen, wird die Summe der beiden Kreisgleichungen um den ersten 6.1 und den dritten PMT 6.3 verwendet:

$$\begin{aligned} s_1^2 + s_3^2 &= (a+x)^2 + (b-y)^2 + (a-x)^2 + (b+y)^2 \\ &= 2(a^2 + b^2) + 2x^2 + 2y^2. \end{aligned} \quad (6.17)$$

Gleichung 6.12 und 6.15 lassen sich mit $s_i = t_i \cdot v$ nach x und y umformen zu:

$$x = \frac{t_1^2 - t_4^2}{4a} \cdot v^2, \quad (6.18)$$

$$y = \frac{t_3^2 - t_4^2}{4b} \cdot v^2. \quad (6.19)$$

Einsetzen von 6.18 und 6.19 für x und y in 6.17 führt zu:

$$\begin{aligned} 0 &= 2 \left(\frac{s_1^2 - s_4^2}{4a} \right)^2 + \left(\frac{s_3^2 - s_4^2}{4b} \right)^2 - s_1^2 - s_3^2 + 2(a^2 + b^2) \\ &= 2 \left(\left(\frac{t_1^2 - t_4^2}{4b} \right)^2 + \left(\frac{t_3^2 - t_4^2}{4b} \right)^2 \right) \cdot v^4 - (t_1^2 + t_3^2) \cdot v^2 + 2(a^2 + b^2). \end{aligned} \quad (6.20)$$

Die Geschwindigkeit v des Lichts im Plastiksintillator berechnet sich damit als Nullstelle zu:

$$\begin{aligned} v^2 &= \frac{t_1^2 + t_3^2}{4C} \pm \sqrt{\left(\frac{t_1^2 + t_3^2}{4C} \right)^2 - \frac{a^2 + b^2}{C}}, \\ \text{mit } C &= \left(\frac{t_1^2 - t_4^2}{4a} \right)^2 + \left(\frac{t_3^2 - t_4^2}{4b} \right)^2. \end{aligned} \quad (6.21)$$

Mathematisch ergeben sich somit für jedes Myon zwei Werte für v . Dies wird in der Auswertung der Daten genauer betrachtet.

Außerdem sind damit auch die gesuchten Koordinaten (x, y) unter Verwendung von 6.18 und 6.19 bestimmt.

6.1.2 Drei PMTs - Positionsrekonstruktion

Wird die Geschwindigkeit des Lichts als konstant angenommen, reduzieren sich die gesuchten Variablen auf drei, die Zeit zwischen Auftreffen des Myons und Signal am ersten PMT t_1 und

die Koordinaten des Auftreffpunktes (x, y) . Nun ist es also möglich, diese Werte aus jeweils nur drei der vier PMT-Signale zu bestimmen. Im Folgenden wird dies für die PMTs 1, 2 und 4 hergeleitet. Das zu lösende Gleichungssystem reduziert sich auf Gl. 6.8, 6.9 und 6.11. Für die anderen PMT-Kombinationen können die Ergebnisse äquivalent genutzt werden. Es ist nur am Ende eine Anpassung der Koordinaten nötig.

Aus den Differenzen zwischen Gleichung 6.8 und den Gleichungen 6.9 und 6.11 lassen sich x und y bestimmen:

$$x = \frac{v^2}{4a} (2t_1 \cdot \Delta t_{14} + (\Delta t_{14})^2), \quad (6.22)$$

$$y = \frac{v^2}{4b} (2t_1 \cdot \Delta t_{12} + (\Delta t_{12})^2). \quad (6.23)$$

Die Summe von 6.9 und 6.11 ergibt:

$$2(a^2 + b^2) + 2x^2 + 2y^2 = (t_1 + \Delta t_{12})^2 \cdot v^2 + (t_1 + \Delta t_{14})^2 \cdot v^2. \quad (6.24)$$

Durch Einsetzen von 6.22 und 6.23 für x und y lässt sich hieraus t_1 bestimmen.

6.2 Aufbau und Durchführung der Messungen

Es sollen die Zeiten zwischen Auftreffen eines Myons auf der Platte und Detektion der einzelnen PMTs relativ zueinander gemessen werden. Hierzu wird der *VX1190 A 128 Channel Multihit Time to Digital Converter (TDC)* der Firma CAEN verwendet. Er kann Ankunftszeiten verschiedener Pulse im Verhältnis zu einem internen Taktzyklus messen. Durch einen externen Trigger wird der TDC dazu gebracht, die gemessenen Zeiten innerhalb eines eingestellten Zeitraums auszulesen. In diesem Versuch werden so die Ankunftszeiten der Signale der vier PMTs gemessen. Da diese Zeiten alle relativ zum internen Taktzyklus sind, können hieraus die Laufzeitunterschiede zwischen den vier PMTs berechnet werden. Diese können, wie in Abschnitt 6.1 beschrieben, genutzt werden, um die Position des Myons auf der Platte rekonstruieren zu können.

Aufbau

Der allgemeine Aufbau der Detektoren ist Kapitel 4 zu entnehmen. Die an den Szintillationszähler angelegte HV und die Diskriminatorschwelle wurden in Kapitel 5 ermittelt und werden für die folgenden Messungen genutzt.

In Abbildung 6.2 ist die Schaltung der genutzten NIM-Elektronik schematisch abgebildet. Die Signale der vier PMTs werden zuerst an einem *Linear Fan In Fan Out* dupliziert, damit die

Möglichkeit besteht, das Signal auch während der Messung an einem Counter oder einem Oszilloskop beobachten zu können. Diese Signale werden dann an einen *Diskriminator* weitergeleitet. Anschließend werden sie in einem *NIM to LVDS¹ Converter* umgewandelt und als Input an den *TDC* gegeben. Getriggert wird der *TDC*, wenn drei der vier PMTs ein Signal messen. Dies wird mittels einer *Logic Unit* durch eine Und-Verknüpfung realisiert, welche ein Signal ausgibt, sobald auf mindestens drei der vier PMTs ein Signal ist. Dieses Trigger-Signal wird außerdem auch über den *NIM to LVDS Converter* als Input an den *TDC* gegeben.

Die beiden PMTs der externen Szintillationszähler sind an einen zweiten *Diskriminator* angeschlossen. Die Signale werden danach auch über einen *NIM to LVDS Converter* als Input an den *TDC* weitergegeben. Die *TDC*-Daten werden anschließend an einem Computer ausgelesen.

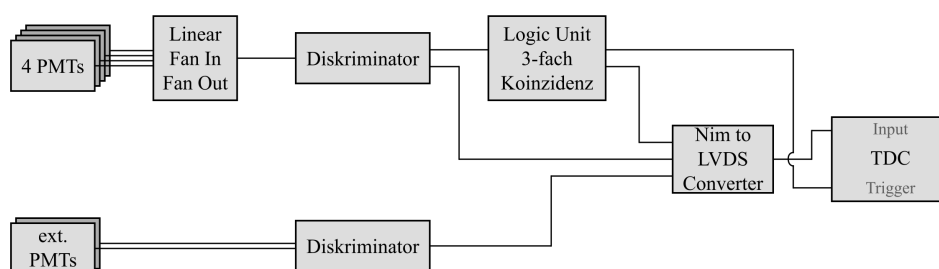


Abbildung 6.2 Schaltung

Durchführung

Als erstes wurde eine Langzeitmessung mit der Szintillatorplatte durchgeführt, hieraus soll die effektive Geschwindigkeit des Lichts in dem Szintillatormaterial bestimmt werden.

Um im nächsten Schritt Aussagen über den Erfolg der Rekonstruktion treffen zu können, werden Referenzpunkte für den Auftreffpunkt der Myonen benötigt. Hierzu werden zwei externe Szintillationszähler verwendet, welche übereinander um 90° gedreht (siehe Abb. 4.2) ein Quadrat mit einer Kantenlänge von 3.7 cm bilden. Werden nur Ereignisse ausgewertet, bei denen auch die beiden externen Szintillationszähler ein Signal detektiert haben, ist es wahrscheinlich, dass das gemessene Myon die Platte an dieser Position erreicht hat. Die beiden externen Szintillationszähler werden auf fünf verschiedene Positionen der Platte gelegt. Wie in Abbildung 6.3 zu sehen sind dies die Mitte und jeweils ein Punkt in den vier Ecken der Platte. Diese Messungen laufen jeweils 10 min. Sie werden im Folgenden als Positionsmessungen bezeichnet.

¹Low Voltage Differential Signaling

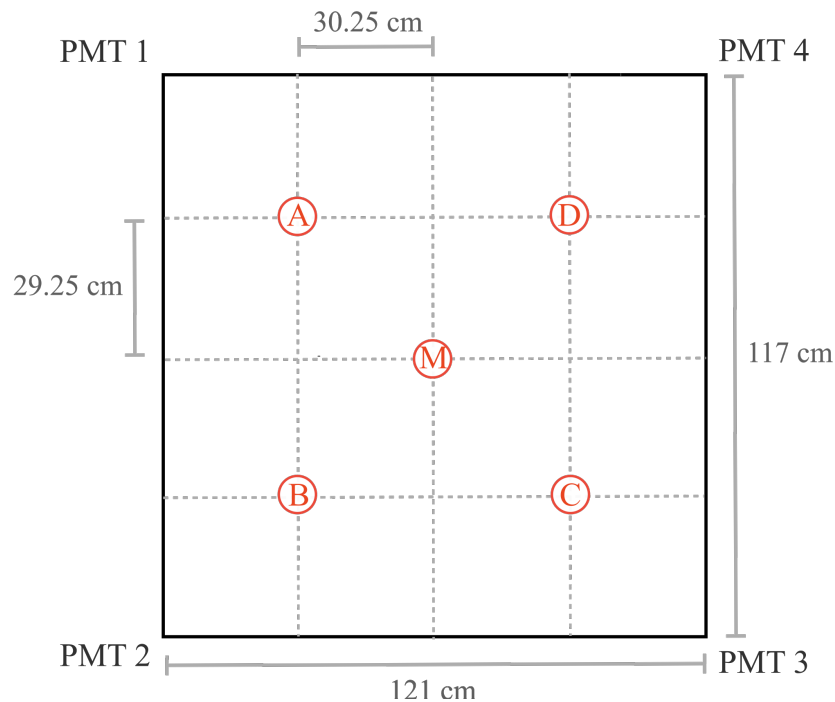


Abbildung 6.3 Messpunkte auf der Platte

6.3 Auswertung

Es wird beim Vergleichen der Ergebnisse idealisiert angenommen, dass der Referenzwert punktförmig ist, dies ist jedoch nicht der Fall. Zum einen bildet die Kreuzung der beiden externen PMTs bereits ein Quadrat mit einer Seitenlänge von 3.7 cm. Außerdem treffen nicht alle Myonen senkrecht auf die Platte auf, sondern erreichen diese unter einem Winkel. Da die externen Szintillationszähler einen Abstand von der Platte (ca. 4 cm) besitzen, erhöht sich hierdurch nochmals die Fläche, in der das Myon die Platte treffen kann. Zur Abschätzung wird als maximaler Einfallswinkel das Intensitätsmaximum der Winkelverteilung 40° gewählt (s. Kap. 2). Hieraus ergibt sich für den Referenzpunkt eine ungefähre Unsicherheit von ± 7 cm.

6.3.1 Bestimmung einer effektiven Geschwindigkeit

Im ersten Schritt wird aus jedem Ereignis der Langzeitmessung die Geschwindigkeit des Lichts innerhalb des Szintillators bestimmt. Der Mittelwert soll anschließend für die Rekonstruktion genutzt werden. Die Langzeitmessung ergab 308 230 Ereignisse, von denen in 178 848 der Fälle alle vier PMTs ein Signal detektiert haben. Da davon ausgegangen wird, dass bei einem Myon alle vier PMTs ein Signal messen, werden im Folgenden nur diese Ereignisse genutzt. Bei der Berechnung von v , wie in Abschnitt 6.1.1 beschrieben, reduzierten sich die verwendbaren Ereignisse noch einmal auf 102 192. Dies wurde dadurch verursacht, dass die Berechnungen bei manchen Ereignissen mathematisch nicht möglich waren (z.B. eine 0 im Nenner oder eine negative Zahl unter der Wurzel). Ersteres ist zum Beispiel der Fall, wenn ein Myon die Platte

direkt auf der Seitenhalbierenden trifft. In so einem Fall sind $t_1 = t_2$ ($\Rightarrow \Delta t_{12} = 0$) und $t_4 = t_3$ ($\Rightarrow \Delta t_{13} = \Delta t_{14}$) bzw. $t_1 = t_4$ ($\Rightarrow \Delta t_{14} = 0$) und $t_2 = t_3$ ($\Rightarrow \Delta t_{12} = \Delta t_{13}$). Bei der Berechnung von t_1 nach Gleichung 6.16 führt dies zu einer 0 im Nenner. Deshalb sollten theoretisch mit der genutzten Herleitung keine Punkte auf der Seitenhalbierenden rekonstruierbar sein.

In Abbildung 6.4 sind die hieraus berechneten Geschwindigkeiten als Histogramm dargestellt. Wie im Abschnitt zuvor erwähnt, ergeben sich bei der Berechnung von v^2 zwei Ergebnisse. Einmal wird der Wurzelterm addiert und einmal subtrahiert. Im Folgenden werden diese als v_+ bzw. v_- bezeichnet.

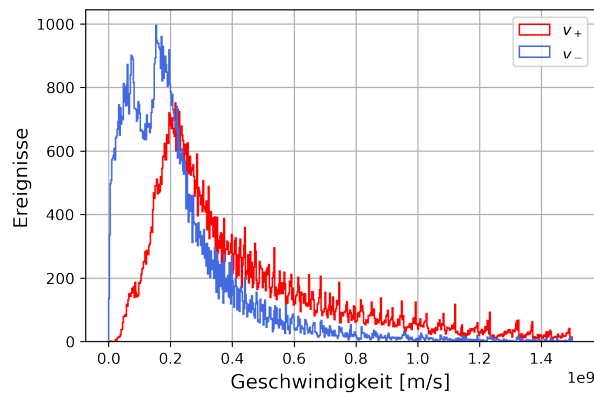


Abbildung 6.4 Häufigkeitsverteilung der nach Gleichung 6.16 aus den Ergebnissen der Langzeitmessung berechneten Geschwindigkeiten. In rot ist v_+ und in blau v_- .

Um einschätzen zu können, welche Geschwindigkeit zu physikalisch richtigen Ergebnissen führt, werden die Koordinaten (x,y) nach Gleichung 6.18 und 6.19, die sich bei jeder Geschwindigkeit ergeben, berechnet. Die Koordinaten sind in Abbildung 6.5b in verschiedenen Ausschnitten geplottet, das Rechteck zeigt dabei den Umriss des Detektors. Hieraus ist zu erkennen, dass v_- (blau) zu Punkten hauptsächlich innerhalb des Szintillators führt, wohingegen, die durch v_+ (rot) rekonstruierten Ereignisse außerhalb der Platte liegen.

Wird der Ausschnitt vergrößert (6.5c), ist zu erkennen, dass die Verteilung, der durch v_- rekonstruierten Punkte, die gleiche Form besitzt, wie die von v_+ (6.5a). Dieses Verhalten folgt aus der Berechnung von v . Die Form der Verteilung erinnert an ein Kleeblatt, welches zusätzlich Punkte auf den Seitenhalbierenden besitzt. Die Punkte auf den Seitenhalbierenden stehen im Gegensatz zu der vorher getroffenen Annahme, dass diese nicht rekonstruierbar seien. Diese Annahme trifft jedoch nur zu, wenn die gemessenen Zeitdifferenzen exakt sind. In der Realität ist dies jedoch nicht der Fall und es können so Zeitdifferenzen gemessen werden, die geometrisch nicht möglich sind. Als Beispiel folgt aus der geometrischen Betrachtung der Platte, dass wenn $t_1 = t_4$ gilt, dies zwangsläufig dazu führt, dass auch $t_2 = t_3$ sein muss (Punkt auf Seitenhalbierenden). Bei der Messung muss dies durch auftretende Messfehler jedoch nicht unbedingt der

Fall sein. Damit gilt die vorherige Annahme, dass der Nenner bei der Berechnung von t_1 in Gleichung 6.16 0 wird, nicht mehr und die Berechnung ist somit möglich. Wird Gleichung 6.18 betrachtet, ist zu sehen, dass $x = 0$ wird, sobald $t_1 = t_4$. Damit lassen sich die Werte auf der Seitenhalbierenden der Strecke zwischen PMT 1 und PMT 4 durch ungenaue Messergebnisse erklären, bei denen $\Delta t_{14} = 0$ ist. Analog gilt dies für die andere Seitenhalbierende im Fall von $\Delta t_{12} = 0$.

Da die mittels v_- rekonstruierten Punkte zum Großteil innerhalb der Platte liegen, wird diese als physikalisch richtige Geschwindigkeit angenommen. In Abbildung 6.6 ist diese nochmals ohne v_+ in einem kleineren Bereich als Histogramm abgebildet. Auffällig ist, dass die Kurve zwei Peaks ($v_1 \approx 0.7 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$, $v_2 \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$) besitzt und außerdem Geschwindigkeiten rekonstruiert werden, die oberhalb der Lichtgeschwindigkeit liegen. Optimal wäre es gewesen, dass sie normalverteilt um einen Wert lägen, der dann als effektive Geschwindigkeit genutzt werden kann. In Abbildung 6.7 werden die zugehörigen rekonstruierten Punkte für die drei Bereiche der Geschwindigkeit (Bereich um v_1 und v_2 und Geschwindigkeiten über c) näher untersucht. Es ist jeweils ein kleiner Ausschnitt der Platte abgebildet (Quadrat mit 30 cm Seitenlänge), da hier die Unterschiede am deutlichsten wurden. Es ist zu erkennen, dass die fehlerhaft rekonstruierten Punkte auf den Seitenhalbierenden fast ausschließlich durch v_2 (6.7b) und $v > c$ (6.8c) entstehen. Außerdem führt eine kleinere Geschwindigkeit zu einer Häufung der Punkte um den Mittelpunkt der Platte.

Nun soll aus diesen Ergebnissen für die folgende Rekonstruktion eine effektive Geschwindigkeit ausgewählt werden. Das Szintillatormaterial hat einen Brechungsindex von $n = 1.58$, damit beträgt die Lichtgeschwindigkeit in dem Szintillator $c_S = 1.9 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$. Aus Abbildung 6.6 sind Häufungen bei den Geschwindigkeiten v_1 und v_2 zu entnehmen. Außerdem wird noch zusätzlich die Mitte dieser beiden Geschwindigkeiten v_{mitte} betrachtet. Es wurde sich für die folgenden Geschwindigkeiten entschieden:

$$\begin{aligned} c_S &= 1.9 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}, \\ v_1 &= 0.7 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}, \\ v_2 &= 1.7 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1} \\ v_{mitte} &= 1.2 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}. \end{aligned}$$

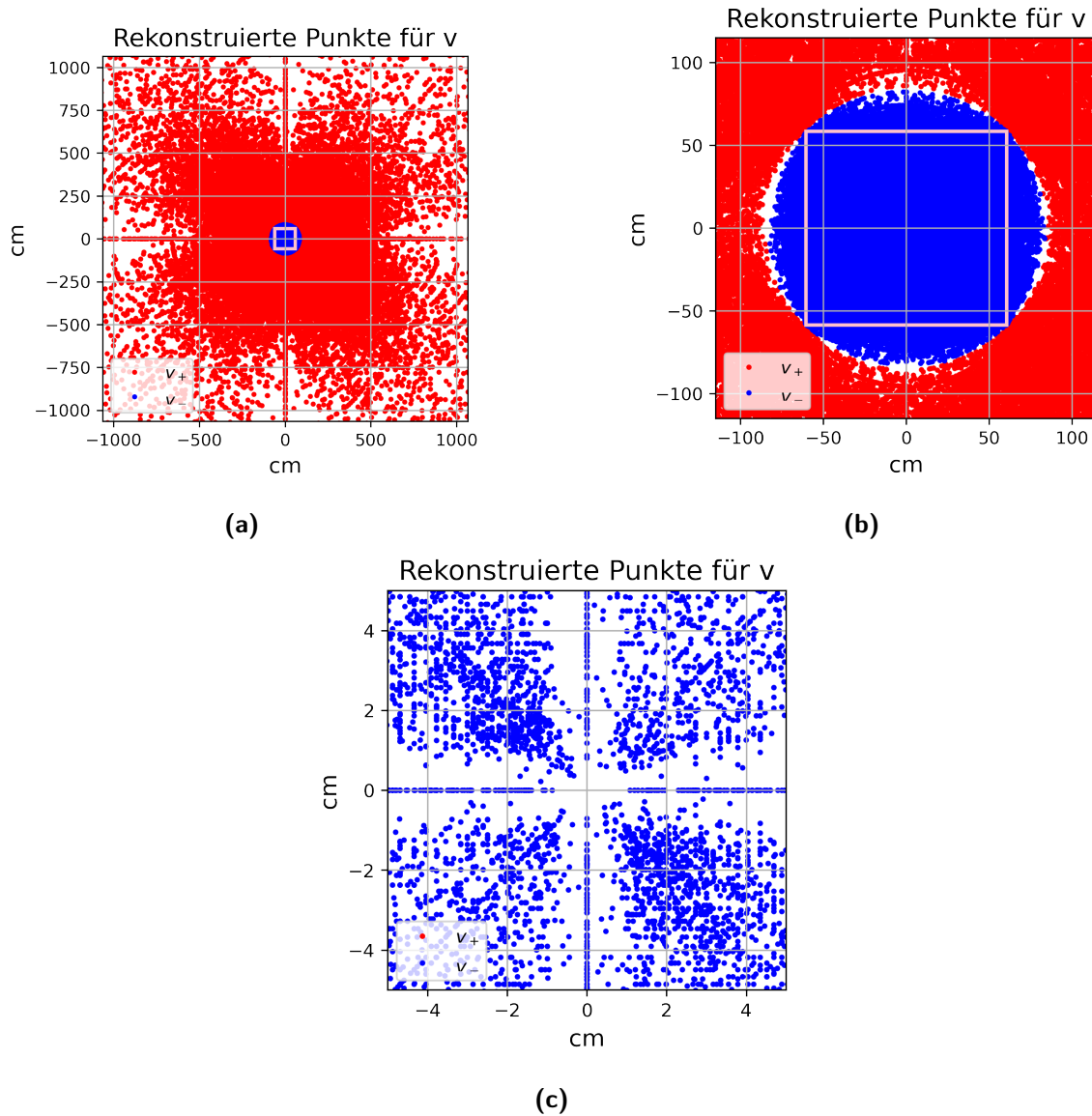


Abbildung 6.5 Rekonstruierte Positionen aus den Geschwindigkeiten für jedes Ereignis in verschiedenen Ausschnitten der Platte. In rot sind die v_+ und in blau die v_- Geschwindigkeiten zu sehen. Das rosa Rechteck gibt die Größe des Szintillators an.

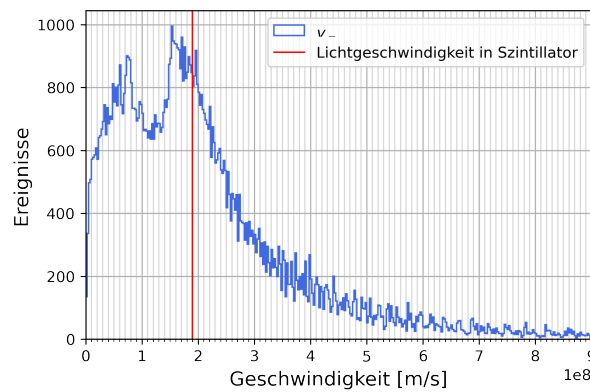


Abbildung 6.6 Häufigkeitsverteilung von v_- (vgl. Abb. 6.4). In rot ist die Lichtgeschwindigkeit c eingezeichnet. Zu erkennen sind zwei Peaks bei $v_1 \approx 0.7 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$ und $v_2 \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ ms}^{-1}$.

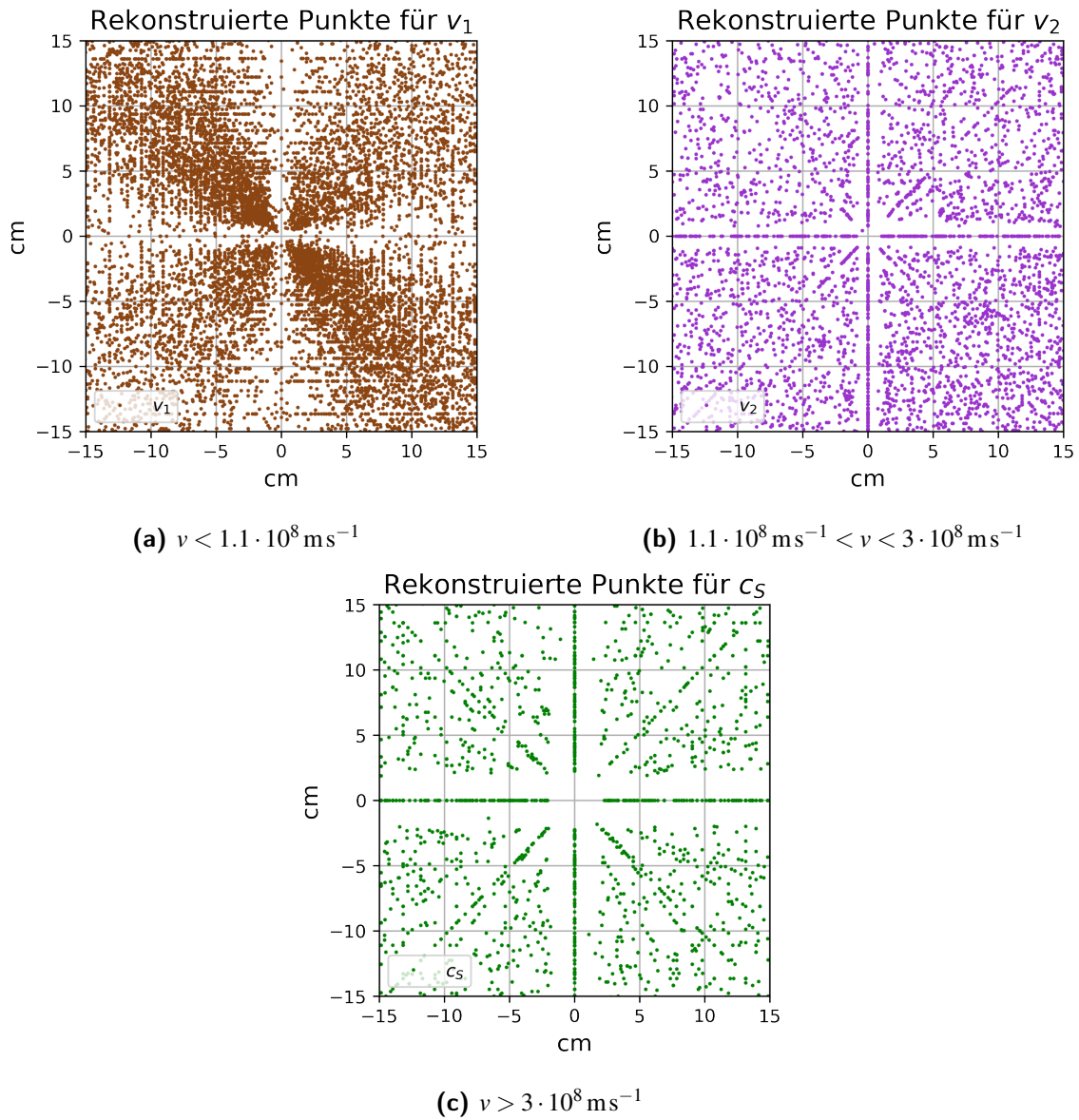


Abbildung 6.7 Rekonstruierte Positionen für verschiedene Bereiche der Geschwindigkeit v_- . Angezeigt ist ein kleiner Ausschnitt der Platte.

6.3.2 Rekonstruktion

Die Geschwindigkeit wird nun für alle Ereignisse als gleicher Wert angenommen. Für die Berechnung der Koordinaten (x, y) nach Abschnitt 6.1.2 werden nur die Ereignisse aus den Positionsmessungen genommen, an denen auch die beiden externen PMTs ein Signal detektiert haben. Dadurch reduziert sich die Anzahl der verwendbaren Ereignisse abhängig von der Messung auf 25 bis 36. Dies wird im Folgenden als Referenzmessung bezeichnet.

Zuerst wird der Einfluss der effektiven Geschwindigkeit auf den Erfolg der Rekonstruktion untersucht. Hierzu sind in Abbildung 6.8 beispielhaft die rekonstruierten Punkte (blau) für die Referenzmessung A unter Verwendung der PMTs 1, 2 und 4 zu sehen. Der Referenzpunkt ist in rot und die Größe der Szintillatorplatte in hellblau eingezeichnet. Es fällt auf, dass die Punkte mit zunehmender Geschwindigkeit stärker gestreut sind und sie sich auch weiter vom Mittelpunkt der Platte entfernen. Dies lässt sich durch die Betrachtung von der zur Berechnung von x und y genutzten Gleichung 6.22 und 6.23 erklären. Die Koordinaten sind hier proportional zu v^2 . Es wurden außerdem die mittlere Abweichung in x und y Richtung (d_x, d_y) und der mittlere Abstand (d_r) von dem Referenzpunkt berechnet. Hieraus lässt sich erkennen, dass die Verwendung von v_{mitte} im Mittel zur geringsten Abweichung vom Referenzpunkt führt. Dass die effektive Geschwindigkeit geringer ist als die theoretische Ausbreitungsgeschwindigkeit des Lichts im Szintillatormaterial c_S , lässt sich durch das bereits erwähnte Problem, der Reflexion des Lichts an den Rändern des Szintillators, erklären.

Im nächsten Schritt wird der Einfluss der Kombination an PMTs auf den Erfolg der Rekonstruktion untersucht. Da, sobald ein Punkt außerhalb der Platte rekonstruiert wird, bekannt ist, dass dieser fehlerhaft sein muss, werden diese Punkte bei der folgenden Betrachtung ausgeschlossen und gehen somit nicht in die berechneten Abweichungen ein. In Abbildung 6.9 sind die rekonstruierten Punkte der Referenzmessung D für die vier möglichen Kombinationen an drei PMTs für v_{mitte} geplottet. Es zeigt sich, dass die Ergebnisse mit den im Mittel geringsten Abweichungen zum Referenzpunkt bei der Verwendung des zum Punkt nächsten PMTs und der beiden benachbarten entstehen (vgl. Abb. 6.9b). Wird hingegen der zum Referenzpunkt nächste PMT nicht verwendet (vgl. Abb. 6.9c), führt dies zu den größten Abweichungen. Die Werte wandern zum gegenüber liegenden Punkt und nehmen eine längliche Verteilung an. Erklären lässt sich dies dadurch, dass die Messergebnisse genauer werden, je weniger Strecke das Licht zurücklegen musste. Dadurch ist die gemessene Zeit, des dem Punkt am nahegelegensten PMT, die genauesten. Wenn diese nun nicht für die Rekonstruktion genutzt werden, führt dies zu schlechteren Ergebnissen der Rekonstruktion. In den anderen beiden Fällen (nächster PMT und gegenüber liegender werden genutzt) (vgl. Abb. 6.9a und 6.9d) verschieben sich die Werte zum nicht genutzten PMT und bilden hier eine längliche Verteilung, dies lässt sich auch in den Vorzeichen der Abweichung entlang der x - und y -Achse erkennen.

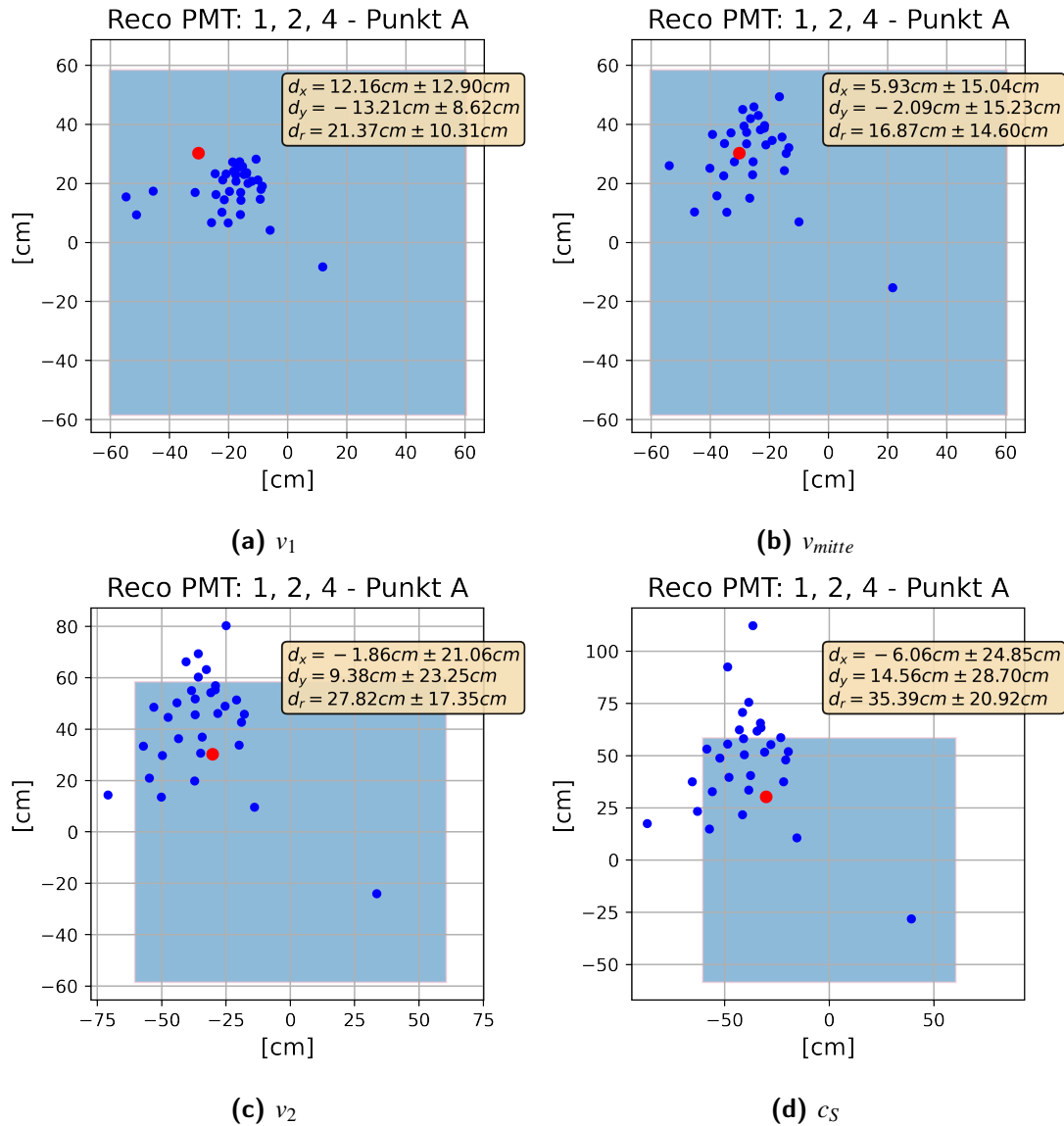


Abbildung 6.8 Nach Abschnitt 6.1.2 Rekonstruierte Punkte (blau) für die Referenzmessung A bei verschiedenen Geschwindigkeiten. Der Referenzpunkt ist in rot abgebildet, das hellblaue Rechteck gibt die Maße der Szintillatorplatte an.

Dieses Verhalten zeigt sich bei allen vier untersuchten Referenzpunkten in den Ecken (A, B, C, D). Bei dem Messpunkt in der Mitte der Platte lässt sich kein kombinationsabhängiges Verhalten feststellen. In Abbildung 6.10 sind für jede Positionsmessung, die durch eine unterschiedliche Kombination an PMTs rekonstruierten Punkte mit der kleinsten mittleren Abweichung, abgebildet. Es zeigt sich in dieser Abbildung, dass es möglich ist, den Referenzmessungen in den Ecken ihre Referenzpunkte zuzuordnen. Einzige Ausnahme bilden die beiden Punkte bei 6.10e und 6.10a, die in einem anderen Quadranten liegen. Die besten Ergebnisse sind für die Punkte D (6.10b) und B (6.10d) erzielt worden.

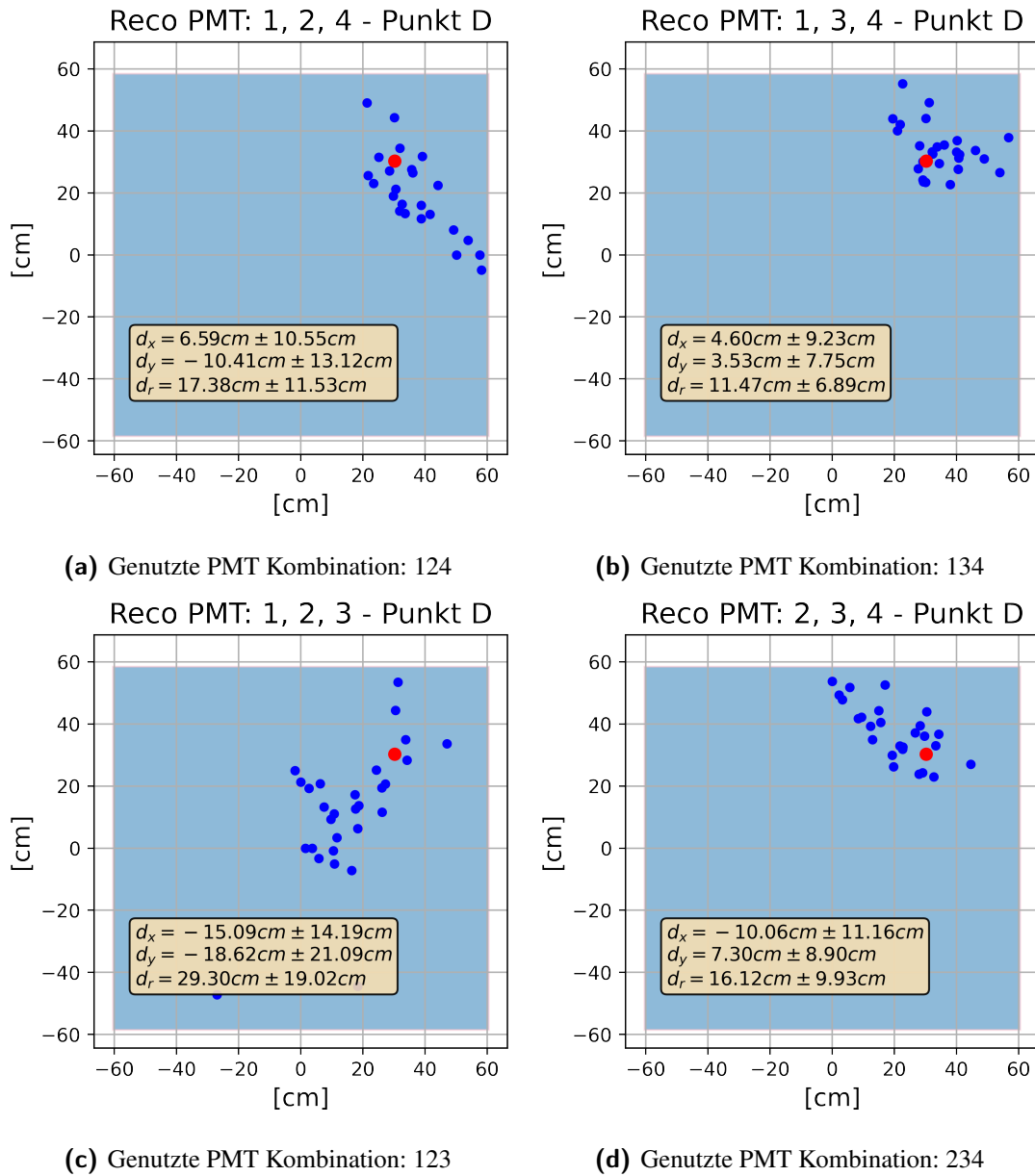


Abbildung 6.9 Nach Abschnitt 6.1.2 Rekonstruierte Punkte (blau) für die Referenzmessung D bei unterschiedlicher Kombination an PMTs bei der Geschwindigkeit v_{mitte} . Der Referenzpunkt ist in rot abgebildet, das hellblaue Rechteck gibt die Maße der Szintillatorplatte an.

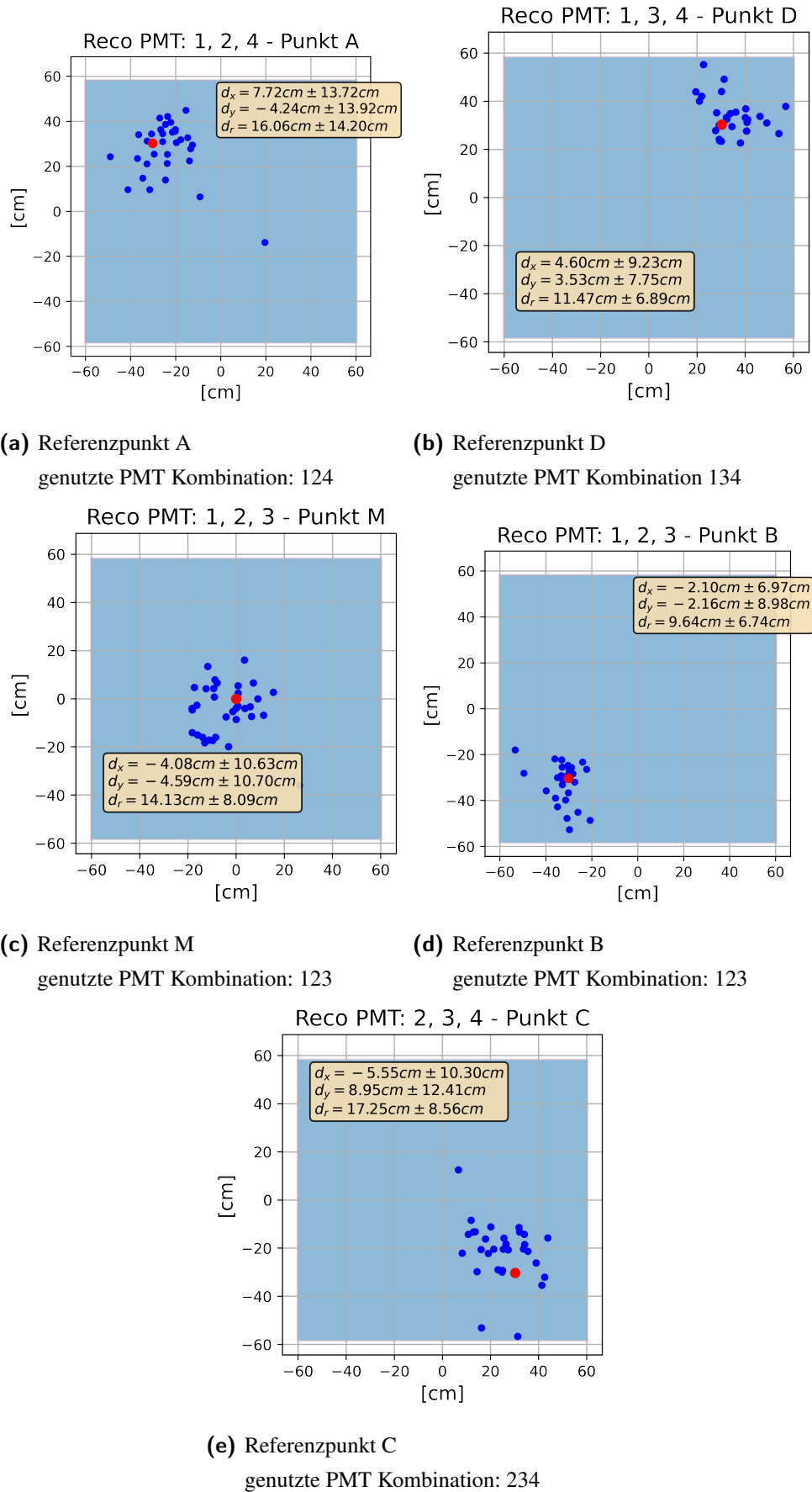


Abbildung 6.10 Rekonstruierte Punkte (blau) für jede Referenzmessung bei v_{mitte} , mit der kleinsten mittleren Abweichung vom Referenzpunkt (rot). Das hellblaue Rechteck gibt die Maße der Szintillatorplatte an.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

Ziel dieser Arbeit war es, den Szintillationszähler auf seine Funktionsfähigkeit zu prüfen. Außerdem sollte untersucht werden, inwieweit eine Positionsrekonstruktion mit diesem durchgeführt werden kann.

Bei der Untersuchung des Szintillators und der PMTs zeigten sich inkonsistente Ergebnisse. Es war nicht möglich, eine optimale Betriebsspannung einzustellen. Die Koinzidenzmessungen ergaben bei kleinem Schwellwert trotz Vierfachkoinzidenz noch zu hohe Raten. Rückschlüsse auf Mängel in einzelnen PMTs oder Bereichen der Platte waren durch die Koinzidenzmessungen nicht möglich. Dennoch konnte im weiteren Verlauf eine Schwellspannung am Diskriminator eingestellt werden, welche die Dunkelstromsignale von den Myonsignalen trennt. Die so gemessene Rate bei Vierfachkoinzidenz aller PMTs lag in der Nähe der theoretischen Rate, mit der Myonen auf den Detektor treffen. Außerdem zeigte sich bei der Messung der Amplituden der Pulse, dass die Signale ein starkes Rauschen aufweisen.

Möglicherweise deuten diese Ergebnisse darauf hin, dass Teile der PMTs, des Szintillators oder der verwendeten Elektronik fehlerhaft sind. Vor der geplanten Verwendung als Trigger für das Driftröhren-Myonteleoskop muss dies noch weiter untersucht werden. Hierfür sollten die PMTs von der Platte getrennt werden, um sie unabhängig voneinander prüfen zu können. Außerdem ist es notwendig, die Folie des Szintillators abzuwickeln, um diesen nach Trübungen oder Rissen zu untersuchen.

Durch die Langzeitmessung konnte gezeigt werden, dass die effektive Geschwindigkeit des Lichts innerhalb des Szintillators unterhalb der theoretisch zu erwartenden Geschwindigkeit liegt. Das Licht wird innerhalb des Szintillators auf dem Weg zu den PMTs reflektiert, dadurch verlängert sich der zurückzulegende Weg. Für eine genauere Rekonstruktion sollte die zusätzliche Strecke des Lichts durch Reflexion, abhängig von der Entfernung zum PMT in der Berechnung berücksichtigt werden.

Der nicht berücksichtigte Fehler durch Reflexion zeigte sich auch in der weiteren Positionsre-

konstruktion. Es konnte gezeigt werden, dass die Güte der Rekonstruktion davon abhängt, welche PMTs genutzt werden. Wird der zum Durchtrittspunkt des Myons nächste PMT genutzt, ist der Fehler der rekonstruierten Punkte am geringsten. Dies kann bei zukünftigen Messungen leicht berücksichtigt werden, da für jedes gemessene Ereignis bekannt ist, welcher PMT dabei als erster getroffen wird und damit der nächste ist.

Bereits in dieser Arbeit war es möglich, die Punkte so gut zu rekonstruieren, dass zwischen den Referenzmessungen unterschieden werden konnte. Mit einem voll funktionsfähigen Szintillationszähler und unter Berücksichtigung der eben genannten Punkte, sollten sich die Durchtrittspunkte der Myonen noch genauer rekonstruieren lassen.

Literaturverzeichnis

- [1] Kunihiro Morishima u. a. “Discovery of a big void in Khufu’s Pyramid by observation of cosmic-ray muons”. In: *Nature* 552.7685 (2017), S. 386–390. DOI: [10.1038/nature24647](https://doi.org/10.1038/nature24647).
- [2] *Borexino Experiment, Official Web Site*. [aufgerufen am 05.Juli 2023]. URL: <https://borex.lngs.infn.it/>.
- [3] Victor F. Hess. “Über Beobachtungen der durchdringenden Strahlung bei sieben Freiballonfahrten”. In: *Phys. Z.* 13 (1912), S. 1084–1091.
- [4] Wolfgang Demtröder. *Experimentalphysik 4*. Springer Spektrum, Feb. 2017.
- [5] R. L. Workman und Others (Particle Data Group). “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* (2022), 30. Cosmic rays (rev.) DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [6] Paola La Rocca, Domenico Lo Presti und Francesco Riggi. “Cosmic Ray Muons as Penetrating Probes to Explore the World around Us”. In: *Cosmic Rays*. Hrsg. von Zbigniew Szadkowski. Rijeka: IntechOpen, 2018. Kap. 3. DOI: [10.5772/intechopen.75426](https://doi.org/10.5772/intechopen.75426).
- [7] R. L. Workman und Others (Particle Data Group). “Review of Particle Physics”. In: *PTEP* (2022), 34. Passage of Particles Through Matter. DOI: [10.1093/ptep/ptac097](https://doi.org/10.1093/ptep/ptac097).
- [8] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren: Grundlagen Und Anwendungen*. Springer, 2016.
- [9] *Photomultiplier schema*. [aufgerufen am 11.Juni 2023]. URL: https://commons.wikimedia.org/wiki/File:Photomultiplier_schema_de.png.
- [10] Hamamatsu. “Photomultiplier Tubes - Basics and Applications”. In: 4 (2017).
- [11] Daniel Bick (Muons for Peace). *Bunkerteleskop Aufbau*. (persönliche Kommunikation, Juni 2023).
- [12] Saint-Gobain. *BC-408 data sheet*. URL: <https://www.crystals.saint-gobain.com/products/bc-408-bc-412-bc-416>.
- [13] Hamamatsu. *R8900U-00-C12 data sheet*. URL: [https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R8900\(U\)-00-C12_TPMH1299E.pdf](https://www.hamamatsu.com/content/dam/hamamatsu-photonics/sites/documents/99_SALES_LIBRARY/etd/R8900(U)-00-C12_TPMH1299E.pdf).

Abbildungsverzeichnis

2.1	Verlauf der Bethe-Bloch-Formel	8
2.2	Landauverteilung für Energieverlust	8
2.3	Schematische Darstellung eines Szintillationszählers	9
2.4	Schematische Darstellung eines Dynoden-Photomultipliers	10
2.5	Plateaucharakteristik eines PMTs	11
3.1	Geplanter Aufbau des Myonteleksops	13
4.1	Foto des Szintillationszählers	15
4.2	Foto der externen Szintillationszähler	16
5.1	Gemessenes Signal der PMTs am Oszilloskop	18
5.2	Pulsraten der vier PMTs zur Untersuchung der Plateaucharakteristik	20
5.3	Erwarteter Verlauf der Häufigkeitsverteilung der Amplituden	22
5.4	Häufigkeitsverteilung der Amplituden der PMT Signale bei min. Schwelle auf sich selbst getriggert	23
5.5	Vermuteter Übergang von Dunkelstrom zu Myon (vgl. Abb. 5.4d)	24
5.6	Vergleich der Häufigkeitsverteilung zwischen Nutzung eines anderen PMTs als Trigger	24
5.7	Vergleich der Häufigkeitsverteilung zwischen verschiedenen Schwellen	26
5.8	Vergleich der Häufigkeitsverteilung zwischen verschiedenen Schwellen und Trig- gern	27
6.1	Skizze der Szintillatorplatte zur geometrischen Herleitung	31
6.2	Schaltung	35
6.3	Messpunkte auf der Platte	36
6.4	Häufigkeitsverteilung der berechneten Geschwindigkeiten	37
6.5	Vergleich rekonstruierte Punkte durch v_+ und v_-	39
6.6	Häufigkeitsverteilung von v_-	39
6.7	Vergleich rekonstruierter Punkte in unterschiedlichen Bereichen von v_-	40
6.8	Rekonstruierte Punkte Vergleich der Geschwindigkeit	42

6.9	Rekonstruierte Punkte Vergleich der PMT Kombination	43
6.10	Rekonstruierte Punkte mit den kleinsten mittleren Abweichungen	44

Tabellenverzeichnis

5.1	Vergleich der Pulsraten der vier PMTs bei unterschiedlichem Schwellwert . . .	20
5.2	Gewählte Betriebsspannungen für die vier PMTs	21
5.3	Koinzidenzraten der PMTs für verschiedene Schwellwerte	29