



WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

**Untersuchungen zur Ausgabelinearität von
Photomultipliern des Typs Hamamatsu
R12199-02 sowie des Einflusses des
Erdmagnetfelds auf die
Photomultiplier-Eigenschaften**

Autor:
Lukas KUBALLA

Gutachter:
Prof. Dr. Alexander KAPPES
Dr. Volker HANNEN

*Wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science
in der*

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

4. Dezember 2017

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theoretische Grundlagen	3
2.1	IceCube	3
2.2	Neutrinodektektion	4
2.2.1	Neutrino-Wechselwirkungen mit Materie	4
2.2.2	Cherenkov-Strahlung	5
2.3	Photomultiplier	6
2.3.1	Photokathode und photoelektrischer Effekt	7
2.3.2	Dynoden und Elektronenvervielfachung	8
2.3.3	Dunkelrate	8
2.3.4	Transit Time	9
2.3.5	Spannungsversorgung	9
2.3.6	Signalauswertung und Einzel-Photoelektronenspektrum . . .	10
3	Ausgabelinearität	13
3.1	Experimenteller Aufbau	13
3.2	Charakterisierung des Neutraldichtefilters	15
3.2.1	Experimenteller Aufbau	15
3.2.2	Homogenität	17
3.2.3	Wellenlängenabhängigkeit	19
3.3	Kalibrierung der PMTs	22
3.4	Bestimmung der Linearität	23
4	Magnetfeld	27
4.1	Experimenteller Aufbau	28
4.2	Kalibrierung	29
4.3	Messung des Verstärkungsfaktors und des TTS im Erdmagnetfeld .	31
5	Zusammenfassung und Ausblick	39
	Literatur	41
	Danksagung	47
	Plagiatserklärung	49

1 Einleitung

Jede Sekunde erreichen unzählige Teilchen aus dem Universum unsere Erde, von denen einige enorme Energien aufweisen. Selbst mit den aufwändigsten und größten Teilchenbeschleunigern (z.B. dem Large Hadron Collider LHC am CERN¹) können nur Bruchteile dieser Energien erreicht werden. Dementsprechend ist die Suche nach den Quellen dieser hochenergetischen geladenen Teilchen ein wesentlicher Aspekt in der Erforschung des Universums. Allerdings verlieren die meisten von ihnen (z.B. Protonen, Photonen etc.) ihre Richtungsinformation durch Wechselwirkungen, so dass ihr Weg zur Erde nicht bis zum Ursprung rekonstruiert werden kann. Kosmische Neutrinos hingegen wechselwirken äußerst selten und eignen sich daher besser, um die Quellen hochenergetischer Teilchen zu lokalisieren und zudem Informationen über deren Art der Teilchenbeschleunigung zu erlangen.

Mit Großdetektoren, wie dem 2010 fertiggestellten *IceCube* Neutrino-Observatorium am Südpol mit einem instrumentierten Volumen von einem Kubikkilometer Eis, werden diese Neutrinos untersucht. Seit 2012 konnte *IceCube* bereits über achtzig hochenergetische kosmische Neutrinos mit Energien zwischen 100 TeV und 10 PeV nachweisen [1, 2]. Davon kommt statistisch gesehen jedoch etwa die Hälfte durch den atmosphärischen Untergrund zustande. Die geplante Erweiterung des Volumens auf 5 km³ bis 10 km³ in der nächsten Ausbaustufe *IceCube-Gen2* soll einerseits durch mehr Ereignisse die statistische Signifikanz erhöhen und andererseits auch Neutrinos mit Energien bis hin zu einigen EeV erfassen [3]. Zudem sollen in *Gen2* neue optische Module wie das mDOM (multi-PMT Digital Optical Module) zum Einsatz kommen, die das Leistungsvermögen des Detektors jenseits der Volumenvergrößerung steigern sollen. Durch eine größere sensitive Fläche pro Modul sowie einer homogenen Winkelakzeptanz und die richtungsabhängige Detektion sollen umfassendere Messdaten zu hochenergetischen kosmischen Neutrinos erhoben werden [4].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit dem Photomultiplier (PMT), der im mDOM als möglicher Prototyp für die nächste Generation des *IceCube* Neutrino-Observatoriums vorgesehen ist. Im ersten Teil dieser Studie wird die Ausgabelinearität eines PMT vom Typ Hamamatsu R12199-02 untersucht. Sie gibt an, inwiefern das vom PMT ausgegebene Signal linear mit der eingehenden Lichtmenge skaliert und ist für die Datenauswertung des PMT-Signals von Bedeutung.

Außerdem werden zwei PMT-Eigenschaften unter dem Einfluss des Erdmagnetfelds gemessen. In unterschiedlichen Winkeln relativ zur Richtung der magnetischen Flussdichte werden sowohl das zeitliche Auflösungsvermögen als auch der Verstärkungsfaktor des Hamamatsu-PMT untersucht.

Diese Messungen dienen der Charakterisierung des PMT und sollen damit das Potenzial und mögliche Probleme des Detektors für das mDOM-Projekt aufzeigen.

¹Mehr Informationen unter <http://www.lhc-facts.ch>

2 Theoretische Grundlagen

2.1 IceCube

Das *IceCube* Neutrino-Observatorium ist ein Detektor zur Untersuchung hochenergetischer kosmischer Neutrinos. Nach aktuell vorherrschendem Verständnis gelangen diese, neben anderen hochenergetischen Teilchen, vorwiegend von Zentren anderer Galaxien und Supernovae-Überresten zur Erde [5, 6].

Mit 5160 Detektionsmodulen, sogenannten DOMs (Digital Optical Modules), wird vom *IceCube* Neutrino-Observatorium ein Volumen von einem Kubikkilometer Eis instrumentiert [7]. Die DOMs befinden sich in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m unter der Oberfläche. Jedes dieser Module enthält einen 10"-PMT² samt Spannungsversorgung und Ausleseelektronik [9], mit dem Neutrinos indirekt über die Cherenkov-Strahlung (s. Abschnitt 2.2.2) festgestellt werden können. Die Module sind zu je 60 Stück ähnlich einer Perlenkette in einem vertikalen Abstand von 17 m in 86 Bohrlöcher in das Eis eingelassen, die wiederum hexagonal in 125 m-Abständen angeordnet sind [6].

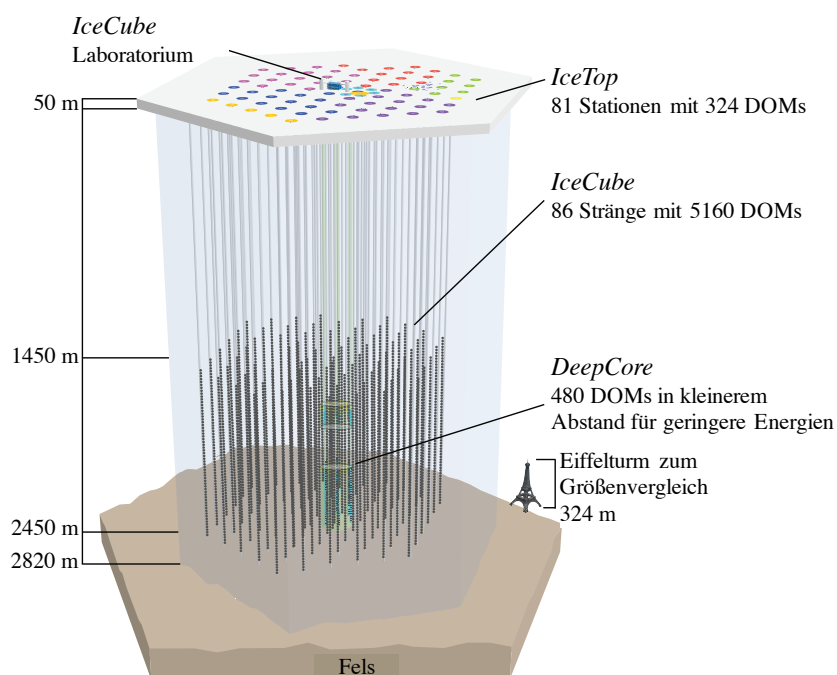


ABBILDUNG 2.1: Vereinfachte Darstellung des *IceCube* Neutrino-Observatoriums mit *IceTop* und *DeepCore*. Entnommen aus <http://gallery.icecube.wisc.edu/internal/d/299121-4/blueTopArray.pdf>, modifiziert.

²Hamamatsu R7081-02, charakterisiert in [8].

Abb. 2.1 veranschaulicht den *IceCube*-Aufbau und zeigt zudem weitere Bestandteile des Detektors. Der *DeepCore* genannte Bereich im Inneren des *IceCube*-Detektors dient mit 480 DOMs, die in kleinerem Abstand zueinander positioniert sind, der Messung von Neutrinos geringerer Energien. Zudem existiert mit *IceTop* ein Detektor an der Eisoberfläche, der unter anderem als Veto für Myonen fungiert, die nicht von Neutrinos, sondern von Luftschauern herrühren [6].

Die nächste Ausbaustufe des Observatoriums, *IceCube-Gen2*, soll den bestehenden Detektor auf insgesamt 5 km^3 bis 10 km^3 erweitern [10]. Dadurch wird die Wahrscheinlichkeit zur Messung hochenergetischer kosmischer Neutrinos erhöht und gleichzeitig der messbare Energiebereich auf EeV ausgedehnt. Das mDOM ist ein möglicher Kandidat für die neuen Detektionsmodule und verspricht einige Verbesserungen. Zudem soll eine *PINGU* (*Precision IceCube Next Generation Upgrade*) genannte Anordnung in einem Teilbereich der nächsten Generation des Detektors weitere Möglichkeiten zur Erforschung der Neutrinooszillation und Dunkler Materie sowie zur Massenbestimmung von Neutrinos und deren Massenhierarchie eröffnen [11, 12].

2.2 Neutrinodektektion

Neutrinos sind ungeladene Leptonen und können nur über die schwache Wechselwirkung³ interagieren. Im Vergleich zu geladenen Teilchen mit größeren Massen ist ihr Wirkungsquerschnitt folglich um einige Größenordnungen geringer und ebenfalls energieabhängig [13]. Der Nachweis von Neutrinos erfolgt indirekt über die Detektion von geladenen Sekundärteilchen, die in Wechselwirkungen von Neutrinos mit dem Detektionsmedium (Eis bei *IceCube*) entstehen. Demzufolge steigt die Wahrscheinlichkeit, ein Neutrino zu detektieren, mit dem Volumen des Detektors.

2.2.1 Neutrino-Wechselwirkungen mit Materie

Kosmische hochenergetische Neutrinos wechselwirken mit Materie vor allem durch tiefinelastische Streuung an einem Atomkern des Detektormediums. Das interagierende Neutrino (bzw. Antineutrino) $\bar{\nu}_l$ trifft auf ein Nukleon ($N = p$ (Proton), n (Neutron)) und hat unter Austausch eines $W^\pm$ -Boson (geladener Strom) laut

$$\bar{\nu}_l + N \rightarrow l^\mp + X \quad (2.2.1)$$

ein Lepton ($l = e$ (Elektron), μ (Myon), τ (Tauon)) und eine hadronische Kaskade X zur Folge. Analog dazu kann die Wechselwirkung auch unter Austausch eines Z^0 -Boson (neutraler Strom) nach

³Da Neutrinomassen äußerst gering sind, kann die Wechselwirkung durch Gravitation vernachlässigt werden.



erfolgen, wobei hier außer dem Neutrino kein weiteres Lepton aus der Interaktion hervorgeht [14]. In beiden Reaktionen findet ein Energieübertrag auf die Sekundärteilchen statt, die anschließend durch Cherenkov-Strahlung detektiert werden können.

2.2.2 Cherenkov-Strahlung

Geladene Teilchen, die durch ein dielektrisches Medium propagieren, beeinflussen das lokale elektrische Feld der Atome entlang ihrer Trajektorie. Dadurch werden die Atome temporär elektrisch polarisiert und erzeugen beim Übergang in den (unpolarisierten) Ausgangszustand einen elektromagnetischen Puls.

Bei Teilchengeschwindigkeiten, die unterhalb der Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium liegen, interferieren die einzelnen elektromagnetischen Pulse miteinander. Makroskopisch betrachtet kommt es nicht zur Emission von elektromagnetischen Wellen, da sich die Kugelwellen gegenseitig auslöschen.

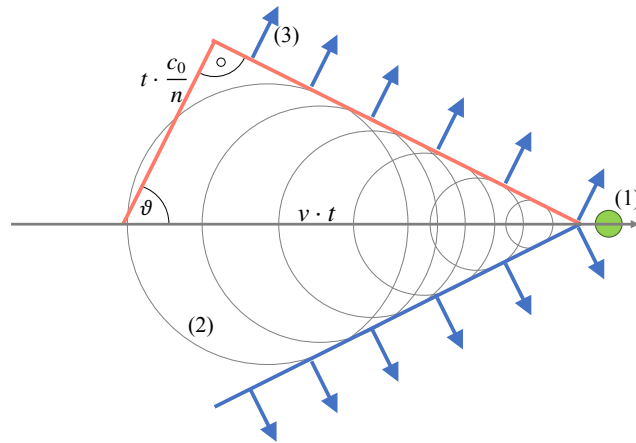


ABBILDUNG 2.2: Vereinfachte Darstellung des Cherenkov-Effekts. Ein geladenes Teilchen (1) propagiert mit einer Geschwindigkeit $v > \frac{c_0}{n}$ durch ein dielektrisches Medium und polarisiert dabei die nahen Atome. Diese senden kugelförmige elektromagnetische Pulse (2) aus, deren Überlagerung zu den kegelförmigen Wellenfronten (3) der Cherenkov-Strahlung führt. Angelehnt an [15].

Hochenergetische geladene Sekundärteilchen, die aus den in Abschnitt 2.2.1 beschriebenen Wechselwirkungen von Neutrinos mit Materie hervorgehen, bewegen sich mit einer Geschwindigkeit

$$v > c = \frac{c_0}{n}, \quad (2.2.3)$$

wobei c der Phasengeschwindigkeit des Lichts im Medium, c_0 der Vakuumlichtgeschwindigkeit und n dem Brechungsindex des Mediums entspricht. In diesem Fall

erreicht das Teilchen bereits die nächsten Atome, bevor das zuerst polarisierte Atom in den ursprünglichen Zustand zurückkehren kann. Die Einzelpulse der relaxierenden Atome überlagern sich kohärent und bilden eine elektromagnetische Wellenfront, die sich kegelförmig hinter dem Teilchen ausbreitet. In Abb. 2.2 ist die Entstehung der Cherenkov-Strahlung schematisch dargestellt.

Während das Teilchen in der Zeit t die Strecke $v \cdot t$ zurücklegt, erreicht die bei $t = 0$ ausgesendete zugehörige Wellenfront eine Distanz von $t \cdot \frac{c_0}{n}$. Daraus leitet sich der Cherenkov-Winkel ϑ als

$$\cos(\vartheta) = \frac{1}{\beta n} \quad (2.2.4)$$

mit $\beta = \frac{v}{c} > 1$ aus Gleichung (2.2.3) ab [16]. Durch die Messung der Cherenkov-Strahlung und des Öffnungswinkels ϑ der Wellenfronten kann die Richtung des Sekundärteilchens rekonstruiert und somit das Neutrino indirekt nachgewiesen werden.

2.3 Photomultiplier

Ein essentieller Bestandteil der Detektionsmodule sind sogenannte Photomultiplier Tubes (kurz PMTs, auch Photomultiplier genannt), die einfallendes Licht in einen elektrischen Strom umwandeln. Sie bestehen aus einer evakuierten Glasröhre, die eine Anordnung mehrerer Elektroden beinhaltet. Der Aufbau eines Photomultipliers ist in Abb. 2.3 veranschaulicht.

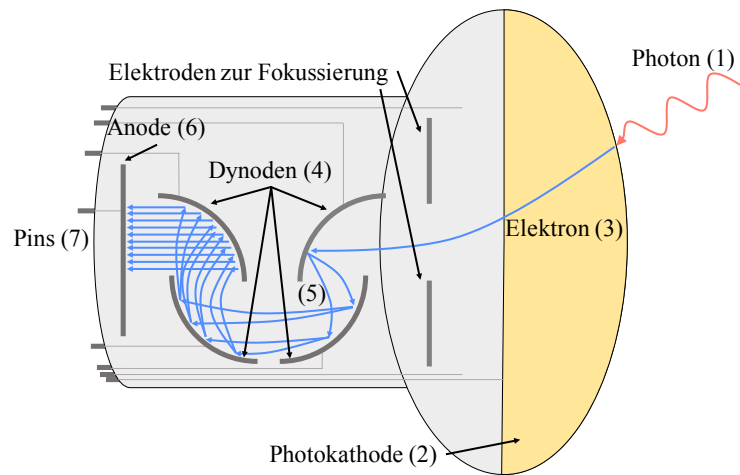


ABBILDUNG 2.3: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers.

Einfallende Photonen (1) schlagen durch den photoelektrischen Effekt an der Photokathode (2) Elektronen (3) aus, die durch ein elektrisches Feld zu den Dynoden (4) beschleunigt werden. Diese erzeugen für jedes einfallende Elektron mehrere Sekundärelektronen (5) und führen so zu einer Vervielfachung der Ladungsträger. An der Anode (6) werden alle Elektronen gesammelt und die resultierende Ladung als Ausgangssignal über die Pins (7) ausgegeben.

Trifft ein Lichtteilchen (Photon) auf die Photokathode, löst es dort durch den photoelektrischen Effekt ein Photoelektron aus [17]. Dieses wird durch ein elektrisches Feld fokussiert und auf die erste von mehreren Dynoden geleitet. Dort und an allen folgenden Dynoden werden für jedes einfallende (Primär-)Elektron mehrere Sekundärelektronen ausgelöst, sodass eine Vervielfachung der Ladungsträger erfolgt [18]. Ein elektrisches Feld zwischen Kathode, Dynoden und Anode beschleunigt und fokussiert die Elektronen auf die jeweils nächste Dynode. Die Anode bildet den letzten Teil des Dynodensystems und dient der Sammlung aller zuvor erzeugten Elektronen. Die dort vorliegende Ladung, die zugleich das Ausgabesignal des Photomultipliers darstellt, variiert je nach Anzahl der auf der Photokathode eingefallenen Photonen.

Im Folgenden werden die Bestandteile eines Photomultipliers und dessen wesentliche Eigenschaften näher erläutert.

2.3.1 Photokathode und photoelektrischer Effekt

Die Photokathode ist das erste Bauteil im Funktionsprozess eines Photomultipliers und wandelt das einfallende Lichtsignal in ein elektrisches Signal um. Zum Auslösen eines Elektrons durch den photoelektrischen Effekt ist je nach verwendetem Photokathodenmaterial⁴ eine bestimmte Mindestenergie des einfallenden Photons erforderlich, welche die Austrittsarbeit übersteigt. Durch

$$E_e = \frac{hc}{\lambda} - W_k \quad (2.3.1)$$

ist die resultierende Energie des ausgelösten Elektrons E_e mit dem Planck'schen Wirkungsquantum h , der Wellenlänge λ und der Phasengeschwindigkeit c des einfallenden Lichtes sowie der Austrittsarbeit W_k gegeben. Demnach kann bei bekannter Austrittsarbeit und der Energie der Elektronen auf die Wellenlänge des Lichtes geschlossen werden. Außerdem geht aus der Gleichung hervor, dass die Mindestenergie des einfallenden Photons zum Auslösen eines Photoelektrons $E_{\text{Photon, min}} = \frac{hc}{\lambda} \geq W_k$ genügen muss.

Allerdings löst nicht jedes Photon, das auf die Photokathode trifft, ein Elektron aus. Die wellenlängenabhängige *Quanteneffizienz* $\eta(\lambda)$ ist eine wichtige Eigenschaft der Photokathode, die das Ausgangssignal des PMT beeinflusst. Sie definiert das Verhältnis der Anzahl ausgelöster Photoelektronen zur eingefallenen Lichtmenge (Anzahl einfallender Photonen) an der Photokathode [19]. Im Idealfall soll ein Photomultiplier das gesamte einströmende Licht in elektrische Signale umwandeln; deshalb wird eine hohe Quanteneffizienz $\eta \rightarrow 1$ angestrebt. Typische Werte der Quanteneffizienz liegen bei $\eta \sim 25\%$ für PMTs des hier untersuchten Typs⁵ Hamamatsu R12199-02 und Wellenlängen $\lambda \approx 300\text{ nm}$ bis 400 nm des einfallenden Lichtes. Im Rahmen einer anderen Bachelorarbeit innerhalb der Arbeitsgruppe werden PMTs des gleichen Typs mit höherer Quanteneffizienz ($\eta \sim 40\%$) untersucht.

⁴Häufig eingesetzte Materialien sind z.B. AgMg, CuBe und CsSb [19].

⁵Für detaillierte Informationen siehe [20].

2.3.2 Dynoden und Elektronenvervielfachung

Nachdem das eingefallene Licht an der Photokathode Elektronen ausgelöst hat, beschleunigt und fokussiert ein elektrisches Feld diese Elektronen von der Photokathode zur ersten Dynode. Das Verhältnis der tatsächlich auf der ersten Dynode eintreffenden Elektronen zur Anzahl aller an der Photokathode ausgelösten Elektronen ist als *collection efficiency* (kurz CE, auch Sammeleffizienz) definiert [21].

Damit ein messbares Ausgangssignal an der Anode des Photomultipliers vorliegt, müssen die einzelnen an der Photokathode ausgelösten Elektronen vervielfacht werden. Jede Dynode emittiert daher für die einfallenden (Primär-)Elektronen mehrere Sekundärelektronen. Der Faktor der Vervielfachung wird als *Sekundäremissionsfaktor* bezeichnet [19]. In den meisten Photomultipliern kommen zehn Dynoden zum Einsatz, sodass ein einzelnes an der Photokathode ausgelöstes Elektron auf der Anode eine um bis zu sechs Größenordnungen höhere Elektronenanzahl hervorruft. Dieser Gesamtverstärkungsfaktor wird auch als *gain* bezeichnet [18] und hängt von den an die Dynoden angelegten Spannungen und dem Dynodenmaterial ab. Höhere Spannungen führen im Allgemeinen zu größeren Werten der *gain*.

Aus der *collection efficiency* aller Dynoden und der Quanteneffizienz resultiert durch Multiplikation die *Detektionseffizienz*, die den Anteil der detektierten Lichtsignale an der Gesamtzahl aller eingefallenen Photonen angibt.

2.3.3 Dunkelrate

Die Dunkelrate beschreibt die Anzahl der Ausgabesignale eines Photomultipliers, die ohne eine Detektion von Photonen oder aber durch die unerwünschte Detektion von Photonen (beispielsweise aus Zerfällen oder hier der Szintillation des DOM-Glases) stattfinden, pro Zeiteinheit. Folglich handelt es sich um Fehlsignale, deren Anzahl möglichst gering sein soll. Die Dunkelrate setzt sich aus unterschiedlichen Faktoren zusammen, die im Folgenden kurz erklärt werden.

Einer der größten Beiträge zur Dunkelrate erfolgt durch die thermische Emission von Elektronen an der Photokathode [18]. Mit steigender Temperatur nimmt auch die Energie der Elektronen an der Photokathode zu, sodass die Austrittsarbeit überwunden werden kann und ohne den photoelektrischen Effekt ein Elektron emittiert wird. Dieses Elektron wird in gleicher Art beschleunigt und vervielfacht wie zuvor beschrieben, sodass das Ausgangssignal des Photomultipliers nicht von einem Signal nach Detektion eines Photons zu unterscheiden ist [4]. Bei Betrieb des PMT im *current mode* (s. Abschnitt 2.3.6) liegt ein temperaturabhängiger Dunkelstrom

$$I = \alpha T^2 e^{-\frac{e W_k}{k_B T}} \quad (2.3.2)$$

mit einer Konstanten α , der Temperatur T [K] und der Boltzmannkonstanten k_B vor.

Weiterhin werden bei starkem Lichteinfall auf die Photokathode und das Gas im Inneren des PMT Elektronen angeregt, die beim Übergang in den ursprünglichen Zustand niedrigerer Energie Photonen emittieren. Teilweise dauert das Abregen des

PMT nach zu hoher Beleuchtung einige Stunden bis Tage [19]. Weitere Bestandteile der Dunkelrate resultieren aus der Hintergrundstrahlung (z.B. durch ^{40}K), Stromverlusten aus dem Dynodensystem (*leakage current*) sowie der Feldemission, die jedoch hier nicht weiter erläutert werden⁶.

2.3.4 Transit Time

Die *transit time* (= Laufzeit) bezeichnet die Zeitspanne, um die das elektrische Ausgangssignal eines Photomultipliers gegenüber dem optischen Eingangssignal verzögert ist [22]. Da sich die Signalinformation innerhalb des PMT in Form von Ladungsträgern ausbreitet, ist die *transit time* von deren Geschwindigkeit und der zurückgelegten Strecke abhängig. Folglich bieten Photomultiplier eine geringere Signalverzögerung (*transit time*), wenn die Dynodenstruktur möglichst klein gehalten ist und die Potentialdifferenz zwischen der Photokathode und den einzelnen Dynoden zur Beschleunigung der Elektronen hoch ist. Typische Werte der *transit time* für 3"-PMTs liegen im Bereich von einigen ns [20].

Neben der *transit time* ist der *transit time spread* (kurz TTS), das Auseinanderlaufen der Laufzeiten, eine weitere zeitbezogene Eigenschaft von Photomultipliern. Elektronen, die an verschiedenen Positionen auf der Photokathode ausgelöst werden, müssen in der Regel unterschiedlich große Distanzen bis zur ersten Dynode zurücklegen [19]. Durch die Form und Anordnung der Dynoden kann jedoch das elektrische Feld so gewählt werden, dass die Laufzeitdifferenzen durch unterschiedlich starke Beschleunigungen der Elektronen verringert werden. Außerdem beeinflussen die Energie der Elektronen und deren Bewegungsrichtung relativ zur Photokathode den TTS [4]. Da der *transit time spread* in guter Näherung einer Gaußverteilung entspricht, wird gemeinhin deren Halbwertsbreite (Full Width at Half Maximum, kurz FWHM, alternativ allerdings auch die Standardabweichung) als Maß für das zeitliche Auflösungsvermögen eines Photomultipliers angegeben. Ein geringer TTS entspricht einer guten Zeitauflösung.

2.3.5 Spannungsversorgung

Zum Betrieb eines Photomultipliers ist eine Spannungsversorgung (auch *Base*) erforderlich, die eine Potentialdifferenz zwischen der Photokathode, den Dynoden und der Anode hervorruft und somit das elektrische Feld zur Beschleunigung und Vervielfachung der Elektronen erzeugt. Dabei wird zwischen *positiven* und *negativen* Basen unterschieden, deren Name die jeweils verwendete Spannung angibt. Bei letzterer liegt an der Photokathode die höchste negative Spannung an und die Anode befindet sich auf Erdpotential ($U = 0\text{ V}$). Positive Basen hingegen legen die Photokathode auf Erdpotential und versorgen die Dynoden und die Anode mit zunehmend positiven Spannungen. Allerdings weisen beide Typen unterschiedliche Vor- und Nachteile auf.

⁶Für genauere Informationen siehe [18].

Während die Spannung (bzw. Amplitude) an der Anode bei negativen Basen direkt dem Ausgangssignal des PMT entspricht, muss das Ausgangssignal bei Verwendung einer positiven Base aus der Anodenspannung extrahiert werden. Wegen der zur Beschleunigung der Elektronen erforderlichen hohen Spannung an der Anode (~ 1000 V) wird das um etwa drei Größenordnungen geringere Ausgangssignal ($\lesssim 5$ V) durch galvanische Trennung⁷ separiert [4]. Zu diesem Zweck wird häufig ein Kondensator eingesetzt, dessen Eigenschaften allerdings auch das Ausgangssignal beeinflussen. Damit kann eine Verschlechterung des Signals durch eine zeitlich veränderliche Baseline (= Grundwert des Ausgangssignals) einhergehen. Besonders für die Ausleseelektronik kann dieser *Drift* problematisch sein, da diese nur das Überschreiten zuvor definierter Schwellwerte der Signalamplitude (Spannung) analysiert.

Ein Vorteil der positiven Base sind jedoch geringere Dunkelraten, weil zwischen der Photokathode und der direkten Umgebung keine Potentialdifferenz besteht. Daher ist es unwahrscheinlicher, dass ein Elektron zur Glasröhre gelangt und dort durch Szintillation ein Fehlsignal verursacht. Außerdem sinkt nach einer intensiven Beleuchtung des PMT die Dunkelrate bei Verwendung einer positiven Base schneller als bei einer negativen Base [18].

Weiterhin wird zwischen aktiven und passiven Basen unterschieden. Aktive Basen benötigen nur geringe Spannungen und versorgen Photomultiplier über eine Cockcroft-Walton-Kaskadenschaltung [4] mit den erforderlichen Hochspannungen im Bereich von kV. Passive Basen hingegen benötigen Hochspannungen und transformieren mit mehreren Widerständen daraus alle notwendigen Dynodenspannungen. Im Modul für *IceCube-Gen2* sollen aktive Basen Verwendung finden, da diese durch den Verzicht auf Widerstände energiesparender sind als passive Basen.

2.3.6 Signalauswertung und Einzel-Photoelektronenspektrum

Photomultiplier können in zwei unterschiedlichen Betriebsmodi eingesetzt werden. Im kontinuierlichen Ladungs-Modus (engl. *current mode* oder *continuous mode*) wird die Anzahl der Elektronen an der Anode über ein bestimmtes Zeitintervall integriert und somit die deponierte Ladung berechnet [18]. Diese Messmethode gibt allerdings nur Aufschluss über die Lichtmenge und enthält keine Informationen über die Wellenform des Signals.

Alternativ kann im gepulsten Modus (engl. *pulse mode*) [18] in möglichst kurzen Zeitintervallen das PMT-Signal in Form einer Spannung über einen Messwiderstand (typischerweise $R = 50 \Omega$) abgegriffen werden. Für hinreichend kurze Zeitintervalle entsteht aus vielen dieser Spannungssignalen eine Wellenform, in der die Zeitpunkte des Eintreffens der Sekundärelektronen auf der Anode erkennbar werden. Durch eine Integration der aufgenommenen Spannungen unter Berücksichtigung des Widerstandes kann ebenfalls die in einem Ausgangssignal deponierte Ladung berechnet

⁷Aufhebung der elektrisch leitenden Verbindung zweier Stromkreise zur Trennung von Leistung und Signal.

werden. Eine Messung im gepulsten Modus hat demzufolge einen höheren Informationsgehalt als die gleiche, im Ladungs-Modus durchgeführte, Messung. Daher erfolgen sämtliche in dieser Arbeit realisierten Messungen im gepulsten Modus.

Die weitere Auswertung des Ausgangssignals des Photomultipliers erfolgt durch die Analyse des Photoelektronenspektrums. Je nach Anzahl der eingehenden Photonen variiert die Anzahl der Photoelektronen [pe], deren Ladung an der Anode abgegriffen werden kann. Da Photomultiplier äußerst lichtempfindlich sind und geringste Lichtmengen bis hin zu einzelnen Photonen detektieren können, werden häufig niedrige Lichtintensitäten (< 1 pe) verwendet, um die Eigenschaften der PMTs möglichst genau zu untersuchen. Eine Lichtintensität von 0,3 pe bedeutet beispielsweise, dass im Mittel von zehn Wellenformen nur drei Photoelektronen detektiert werden.

Während jeder Messung werden sehr viele Signale (hier 10 000 bis 1 000 000) aufgenommen und die Ladung jeder Wellenform durch Integration der Spannung nach der Zeit unter Berücksichtigung des Messwiderstands in einem Ladungshistogramm gespeichert. Abb. 2.4 zeigt beispielhaft ein solches Ladungshistogramm eines Photomultipliers.

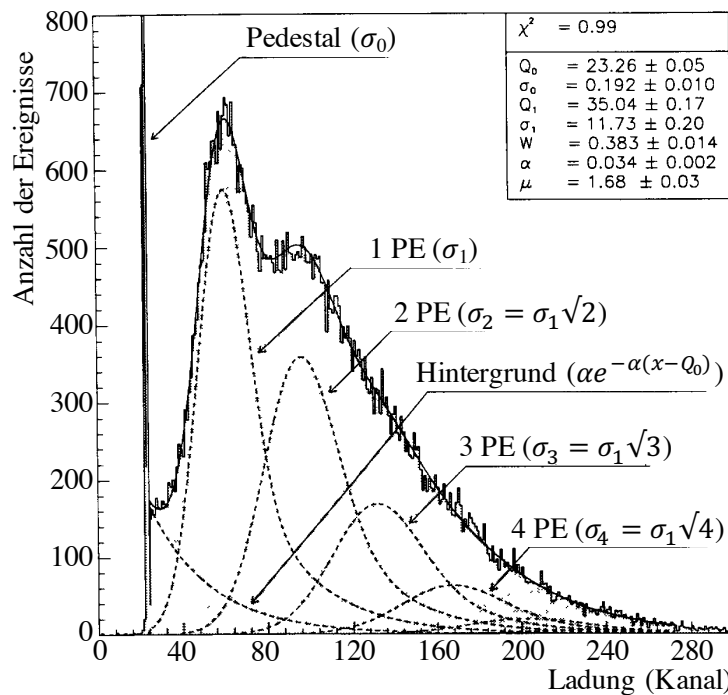


ABBILDUNG 2.4: Ladungshistogramm eines PMT.

Gezeigt ist die Anzahl der Ereignisse nach Ladung. Neben den Rohdaten sind die Peaks der für Null (Pedestal) bis vier Photoelektronen [pe] deponierten Ladung sowie der Hintergrund eingezeichnet. Entnommen aus [23], modifiziert.

Im Histogramm ist ein vergleichsweise scharfer Peak bei einer sehr geringen Ladung zu erkennen, der aus der Integration des Rauschens um die Baseline herrührt und Null detektierten Photoelektronen (0 pe) entspricht. Dieser Peak wird gemeinhin als *Pedestal* (= Sockel) bezeichnet. Analog dazu bilden sich gaußförmige Peaks für die

von bestimmten Photoelektronen-Anzahlen verursachten Ladungen (1 pe, 2 pe etc.) aus, die in Abb. 2.4 eingezeichnet sind. Aus den so bestimmten Ladungen für Null ($Q_{0\text{pe}}$) bzw. ein Photoelektron ($Q_{1\text{pe}}$) errechnet sich die *gain* (s. Abschnitt 2.3.2) im gepulsten Modus G_{Puls} laut

$$G_{\text{Puls}} = \frac{Q_{1\text{pe}} - Q_{0\text{pe}}}{e} = \frac{Q_1}{e} \quad (2.3.3)$$

mit der Elementarladung e und der Ladungsdifferenz der beiden Peaks Q_1 [4]. Die Funktion

$$S(q) \approx \left[\frac{1-w}{\sigma_0 \sqrt{2\pi}} \cdot \exp\left(-\frac{(q-Q_0)^2}{2\sigma_0^2}\right) + w \vartheta(x-Q_0) \cdot \alpha \exp(-\alpha(x-Q_0)) \right] \cdot e^{-\mu} \\ + \sum_{N=1}^{\infty} \frac{\mu^N e^{-\mu}}{N!} \cdot \frac{1}{\sigma_1 \sqrt{2\pi N}} \cdot \exp\left(-\frac{(q-Q_0-Q_{\text{shift}}-N Q_1)^2}{2N \sigma_1^2}\right) \quad (2.3.4)$$

beschreibt die real zu erwartende Ladungsverteilung $S(q)$ eines Photomultipliers. Dabei steht die erste Zeile der Gleichung für den in etwa Gauß-verteilten Pedestal und den Anteil des Hintergrundrauschens mit exponentieller Abnahme und dem Vorfaktor α . Die zweite Zeile kennzeichnet die einzelnen Gaußverteilungen der Einzel-Photoelektronen. w entspricht der Wahrscheinlichkeit einzelner Hintergrundprozesse, σ_0 und σ_1 der Standardabweichung der jeweiligen Ladungen Q_0 und Q_1 und ϑ beschreibt eine Stufenfunktion. Weiterhin steht Q_{shift} für die mittlere durch Rauschen deponierte Ladung und wird in dieser Arbeit für die Fits zur Bestimmung der Einzel-Photoelektronen gleich Null gesetzt⁸.

⁸Für weitere Informationen zur Herleitung der Funktion und der genauen Bedeutung aller verwendeten Variablen siehe [4].

3 Ausgabelinearität

Photomultiplier (s. Abschnitt 2.3) dienen der Quantifizierung von Lichtmengen, indem sie einfallendes Licht in elektrische Signale umwandeln. Um aus dem Ausgangssignal eines PMT eindeutig auf die Lichtintensität rückschließen zu können, wird ein linearer Zusammenhang zwischen der Lichtmenge (Anzahl der einfallenden Photonen) und der Ladung (Anzahl der an der Anode gesammelten Elektronen) angestrebt. In Analogie zu dieser *Ladungslinearität* bezeichnet die *Spannungslinearität* selbiges für das an der Anode anliegende Spannungssignal [18]. Da beide Größen für die weitere Auswertung der Daten gleichbedeutend sind, wird im Folgenden die Ausgabelinearität als übergeordneter Begriff verwendet.

Die Ausgabelinearität eines Photomultipliers wird sowohl vom Material der Photokathode als auch von den Eigenschaften der Dynoden und insbesondere der Spannungsversorgung (Base, s. Abschnitt 2.3.5) bestimmt [4]. Bei höheren Lichtintensitäten werden an der Photokathode mehr Elektronen ausgelöst, die durch die Elektronenvervielfachung an jeder Dynode eine höhere Flächenladungsdichte hervorrufen. Infolgedessen geraten die letzten Dynoden in Sättigung und verhalten sich nicht mehr linear. Die Beeinflussung der Linearität ist von der Form und Stärke des elektrischen Feldes zwischen den Dynoden sowie der Art der Base-Schaltung abhängig und lässt sich unter anderem durch eine höhere Spannungsdifferenz zwischen den einzelnen Dynoden (die damit eine höhere elektrische Feldstärke bewirkt) optimieren [22]. Außerdem wird die Linearität von der Lichtmenge pro Zeit beeinflusst.

3.1 Experimenteller Aufbau

Zur Messung der Linearität wird der in Abb. 3.1 und Abb. 3.2 dargestellte Versuchsaufbau verwendet. Eine Lichtquelle beleuchtet im gepulsten Modus den zu untersuchenden PMT⁹ (mit aktiver Base) und einen Referenz-PMT gleichen Typs (mit passiver Base), der direkt daneben hinter einem Neutralsichtfilter¹⁰ platziert ist. Dieser Neutralsichtfilter senkt durch Absorption die zum Referenz-PMT gelangende Lichtintensität und stellt dadurch sicher, dass der Sättigungszustand und damit ein nicht-lineares Verhalten erst bei wesentlich höheren Lichtintensitäten erreicht wird.

⁹Hamamatsu R12199-02

¹⁰Canon ND 8X-L 52-mm-Neutralsichtfilter

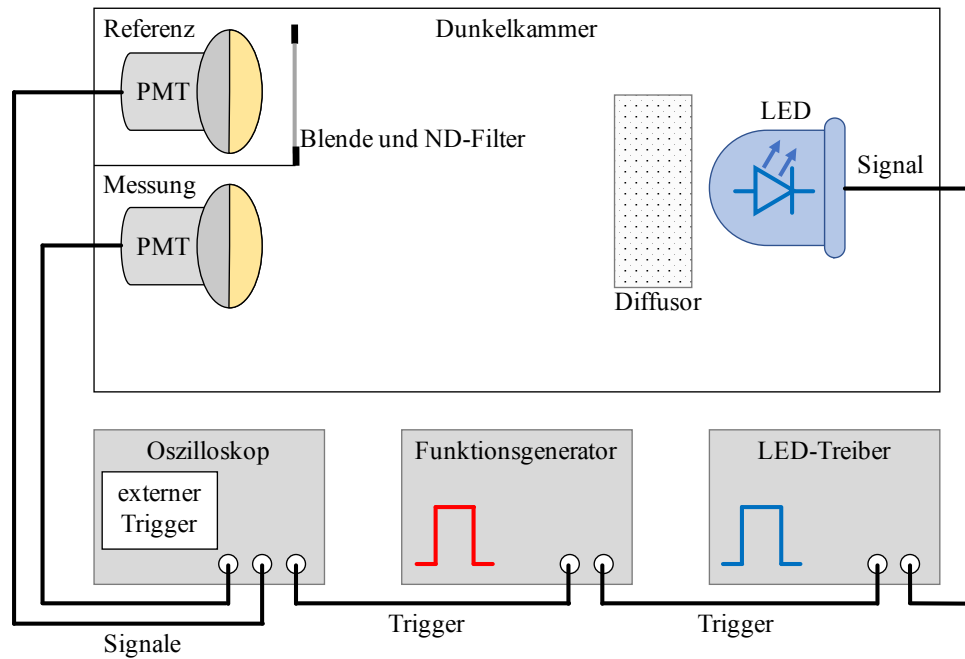


ABBILDUNG 3.1: Versuchsaufbau zur Messung der Linearität mit gepulster LED und Referenz-PMT. Angelehnt an [4].

Ein Funktionsgenerator¹¹ erzeugt Pulse mit einer Frequenz von 10 kHz und einer Pulslänge von 16 ns, die zum Triggern¹² des Oszilloskops¹³ und des LED-Treibers¹⁴ dienen. Letzterer steuert die gepulste LED¹⁵ an, deren Lichtspektrum mit dem Intensitätsmaximum der Wellenlänge $\lambda = 458 \text{ nm}$ und einer Breite von etwa 60 nm in der Dunkelkammer von einem Diffusor gestreut wird, um die etwa 50 cm entfernten PMTs homogen auszuleuchten.

Das Oszilloskop triggert auf das Signal des Funktionsgenerators und nimmt von jedem PMT die Amplitude der Signalpeaks, sowie die Fläche unterhalb der Peaks in Histogrammen auf. Diese Fläche wird durch Integration des Signals über die Zeit berechnet und entspricht der deponierten Ladung (s. Abschnitt 2.3.6). Zusätzlich wird über ein gleich großes Zeitintervall vor dem Signal integriert, um anschließend eine Korrektur des durch die Schwankung der Baseline bedingten elektrischen Rauschens durch Subtraktion der dabei berechneten Fläche vornehmen zu können.

Zur Untersuchung der Linearität wird die Lichtintensität der Leuchtdiode schrittweise gesteigert und dabei die Messung mit dem Oszilloskop wiederholt. Während der gesamten Versuchsdauer misst ein Sensor¹⁶ alle 5 s die Temperatur in der Dunkelkammer und kontrolliert damit den Einfluss der temperaturabhängigen Dunkelrate.

¹¹Rigol LXI DG1032Z

¹²Als *Triggern* wird der Vorgang des Schaltens bei einem bestimmten Ereignis bezeichnet. Im konkreten Fall definiert hier die steigende Flanke des vom Pulsgeber erzeugten rechteckförmigen Signals den zeitlichen Anfang des PMT-Signals.

¹³Teledyne LeCroy WaveRunner 640Zi

¹⁴PicoQuant PDL 800-B

¹⁵PicoQuant PLS-8-2-719

¹⁶Phidgets Precision Temperature Sensor 1124_0

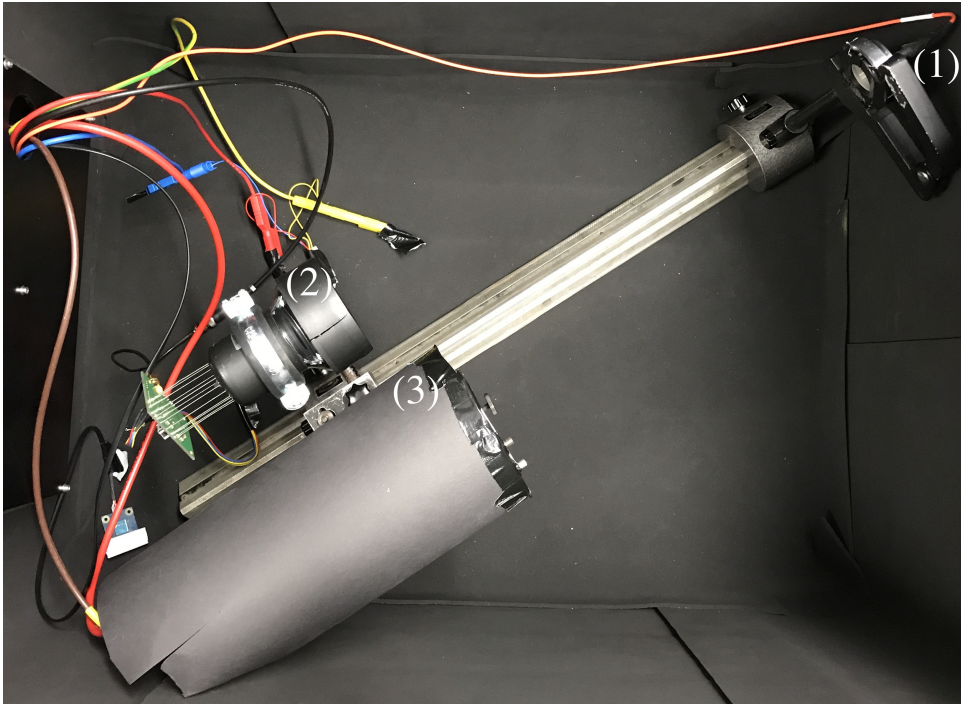


ABBILDUNG 3.2: Versuchsaufbau zur Messung der Linearität mit gepulster LED und Referenz-PMT.

Zu sehen sind der Lichtleiter mit Diffusor (1), der das Licht der LED streut und den untersuchten PMT (2, hier zum Schutz vor Umgebungslicht mit Abdeckkappe versehen) und den Referenz-PMT (3, hinter dem Neutraldichtefilter) beleuchtet.

3.2 Charakterisierung des Neutraldichtefilters

Zur Verwendung im Messaufbau der Ausgabelinearität (s. Abschnitt 3.1, besonders Abb. 3.1) und auch zur späteren Verwendung in anderen Experimenten wird der Neutraldichtefilter¹⁷, nachfolgend auch ND-Filter genannt, analysiert. Dieser absorbiert einen Teil des einfallenden Lichtes, sodass die transmittierte Lichtintensität um einen zuvor definierten Faktor vermindert wird. Laut Herstellerangabe¹⁸ liegt die Transmission bei $1/8$ (12,5 %). Im Folgenden wird die Filteroberfläche auf ihre Homogenität untersucht und außerdem die Transmission in Abhängigkeit der Wellenlänge des einfallenden Lichtes gemessen.

3.2.1 Experimenteller Aufbau

Abb. 3.3 und Abb. 3.4 zeigen den Versuchsaufbau zur Messung der Homogenität und der Wellenlängenabhängigkeit der Transmission des Neutraldichtefilters.

¹⁷Canon ND 8X-L 52-mm-Neutraldichtefilter

¹⁸<https://store.canon.de/canon-nd-8x-l-52-mm-neutraldichtefilter/2594A001/>

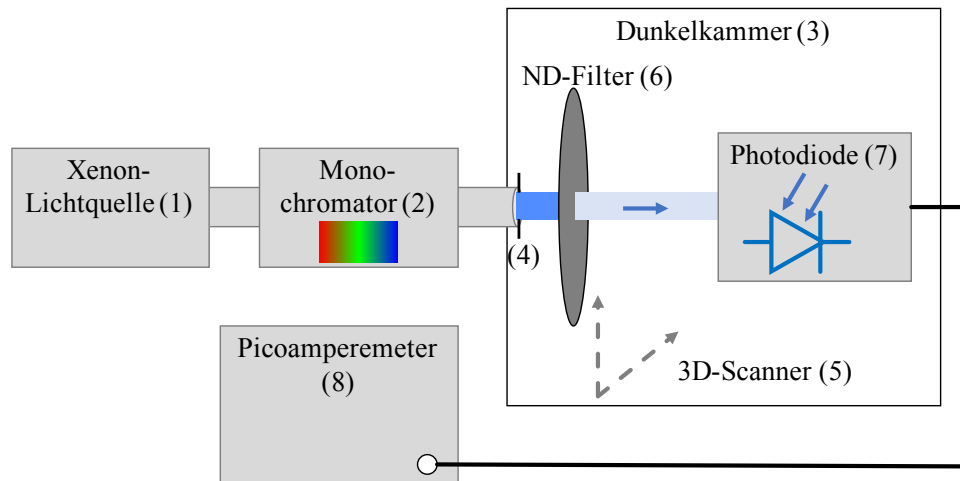


ABBILDUNG 3.3: Schematischer Versuchsaufbau zur Messung der Homogenität und der Wellenlängenabhängigkeit des Neutralfilter. Das Licht einer Xenon-Lichtquelle (1) wird mit einem Monochromator (2) auf die gewünschte Wellenlänge beschränkt und in die Dunkelkammer (3) geleitet. Eine Lochblende (4) reduziert die Ausdehnung des Lichtpunktes. Mit einem 3D-Scanner (5) wird der ND-Filter (6) in einem Raster von $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$ bewegt, sodass dessen gesamte Oberfläche stückweise beleuchtet wird und von der dahinter positionierten Photodiode (7) und dem daran angeschlossenen Picoamperemeter (8) die transmittierte Lichtintensität untersucht werden kann.

Ein Monochromator¹⁹ lässt aus dem Spektrum einer Xenon-Lichtquelle nur Licht derselben Wellenlänge $\lambda = (458 \pm 3)\text{ nm}$ passieren wie zur Messung der Ausgabelinearität von der LED erzeugt wird. Der Lichtstrahl wird durch eine Lochblende in seiner räumlichen Ausdehnung begrenzt, bevor er zum Versuchsaufbau in die Dunkelkammer gelangt. Aus der Aufnahme des Lichtpunktes mit einer DSLR-Kamera²⁰ ohne Objektiv wird die Lichtintensität jedes Pixels mittels *ImageJ*²¹ bestimmt. Die daraus berechneten Halbwertsbreiten der Intensität (horizontal und vertikal) entsprechen der Anzahl der beleuchteten Pixel entlang beider Achsen, aus denen über die technischen Spezifikationen der Kamera²² die tatsächliche Ausdehnung des Lichtflecks zu $(1,34 \pm 0,12)\text{ mm}$ Breite und $(1,88 \pm 0,21)\text{ mm}$ Höhe resultiert.

Im finalen Versuchsaufbau trifft der Lichtstrahl auf den Neutralfilter, der über Stellmotoren bewegt werden kann, und anschließend auf eine Photodiode²³. Diese detektiert die vom Filter transmittierte Lichtintensität in Form eines elektrischen Stromes, der von einem Picoamperemeter²⁴ gemessen wird.

¹⁹LOT-QuantumDesign MSH-300

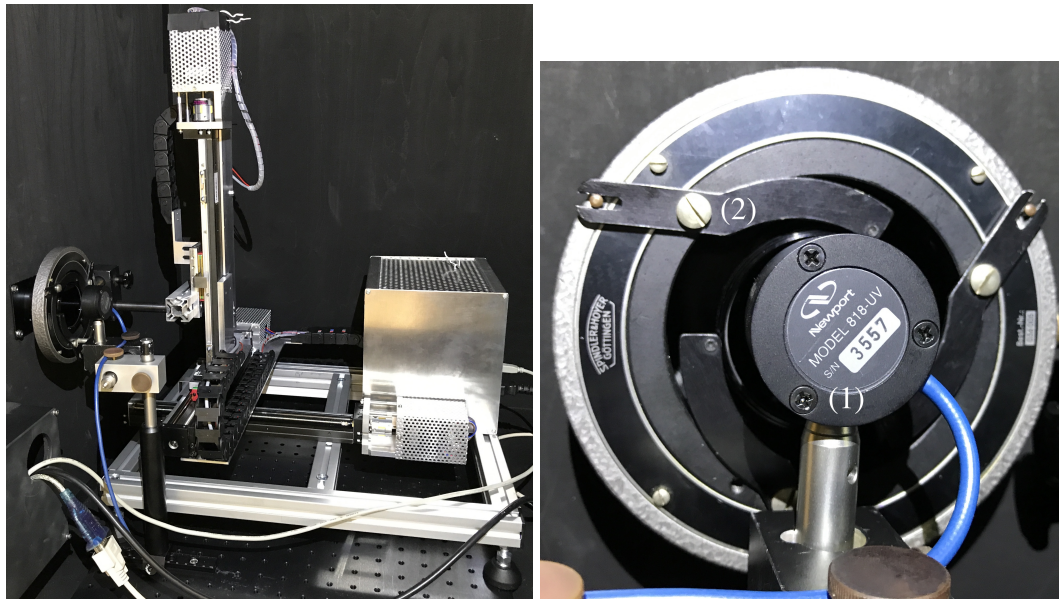
²⁰Nikon D5500

²¹<https://imagej.net/Welcome>

²²https://www.digicamdb.com/specs/nikon_d5500/

²³Newport 818-UV

²⁴KEITHLEY 6482



(A) Gesamter Messaufbau.

(B) Detailaufnahme.

ABBILDUNG 3.4: Versuchsaufbau zur Messung der Homogenität und der Wellenlängenabhängigkeit des Neutralsichtfilters in Gesamtübersicht (A) und Detailaufnahme (B) mit Photodiode (1), Filter und Haltestruktur (2).

3.2.2 Homogenität

Bevor die Messung der Homogenität des Neutralsichtfilters erfolgen kann, muss die Photodiode im ungefilterten Lichtstrahl kalibriert werden. Mit 100 Messpunkten wird sichergestellt, dass die Intensität der Lichtquelle bei direkter Beleuchtung nicht zu hoch für die Photodiode ist und diese dadurch in Sättigung gerät.

Anschließend bewegt der 3D-Scanner den Neutralsichtfilter zwischen Lochblende und Photodiode in einem Raster von $1\text{ mm} \times 1\text{ mm}$, sodass die Filteroberfläche lückenlos vermessen wird. Während des gesamten Messprozesses wird die zu untersuchende Fläche zeilenweise abgefahren. Dabei bleiben sowohl die Lochblende als auch die Photodiode fixiert, um mit einem konstanten Verlauf des Lichtstrahls etwaige Fehlereinflüsse (z.B. schräge oder nur teilweise Ausleuchtung der lichtsensitiven Detektorfläche der Photodiode) zu vermeiden. Für jeden Rasterpunkt werden 10 Messwerte aufgenommen und daraus der Mittelwert jedes Punktes berechnet.

Abb. 3.5 zeigt die relative Lichtintensität jedes einzelnen Rasterpunktes. Dabei sind alle Werte auf die Mittelwerte der Intensität bei direkter Messung des Lichtes ohne Filter durch die Zwischenräume (gelb codiert) der Haltestruktur normiert. Letztere besteht, wie auch das Filtergewinde, aus einem lichtundurchlässigen Metall und ist mit einer um mehr als vier Größenordnungen geringeren Intensität im Graphen violett eingefärbt. Diese Intensität entspricht dem Dunkelstrom der Photodiode, die allerdings kleiner als die Messungenauigkeit ist und daher vernachlässigt werden

kann. Durch die Filteroberfläche gelangt nur ein Teil des einfallenden Lichtes, so dass diese gegenüber der vollen Intensität um eine Größenordnung geringere Werte liefert (grün markiert). Der Mittelwert der durch den Neutralsichtfilter gemessenen normierten Lichtintensitäten entspricht somit dem Mittelwert der Transmission des gesamten Filters.

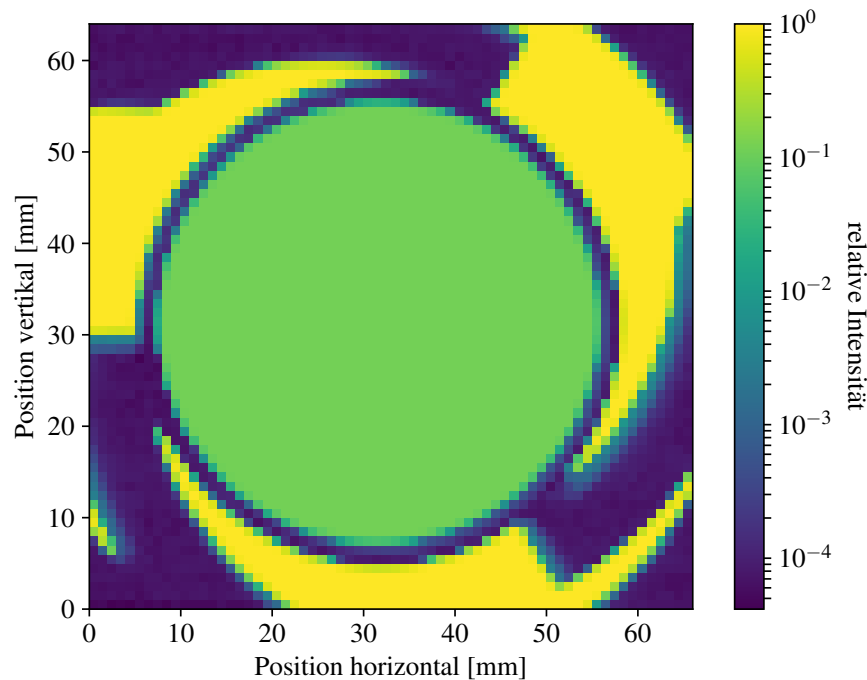


ABBILDUNG 3.5: Darstellung der Homogenität des Neutralsichtfilters. Angegeben ist die transmittierte Lichtintensität nach Normierung auf die Intensität ohne Filter. Gelbe Bereiche (hohe Intensitäten) entsprechen Zwischenräumen der Haltestruktur, in denen die Photodiode direkt beleuchtet wird. Die geringen Intensitäten hinter der lichtundurchlässigen Haltestruktur sind violett dargestellt.

Insgesamt ergibt sich eine mittlere Transmission von $(11,81 \pm 0,65) \%$, die unter Berücksichtigung der Messungenauigkeiten in etwa mit der Herstellerangabe von $12,5 \%$ übereinstimmt. Aus der zeilenweise durchgeführten Messung geht zudem der zeitliche Drift der Xenonlampe durch einen Vergleich der durch die Zwischenräume im Aufbau gemessenen Intensitäten untereinander hervor, der mit $0,64 \%$ den größten Anteil der Messungenauigkeit verursacht. Weiterhin haben Ungenauigkeiten der Photodiode und die Standardabweichung der Messergebnisse Einflüsse auf das Fehlerintervall.

In Abb. 3.6 ist die auf Abb. 3.5 basierende prozentuale Abweichung der gemessenen Lichtintensitäten vom Mittelwert des Neutralsichtfilters dargestellt. Auf der Filteroberfläche sind einige Bereiche zu erkennen, in denen die Lichtintensität um bis zu $\sim 0,5 \%$ vom Mittelwert abweicht, obwohl der gesamte Filter vor der Messung sorgfältig gereinigt wurde, um etwaigen Fehlern durch Verschmutzungen vorzubeugen. Die Ausdehnung dieser unterschiedlich durchlässigen Gebiete zeigt jedoch keinen

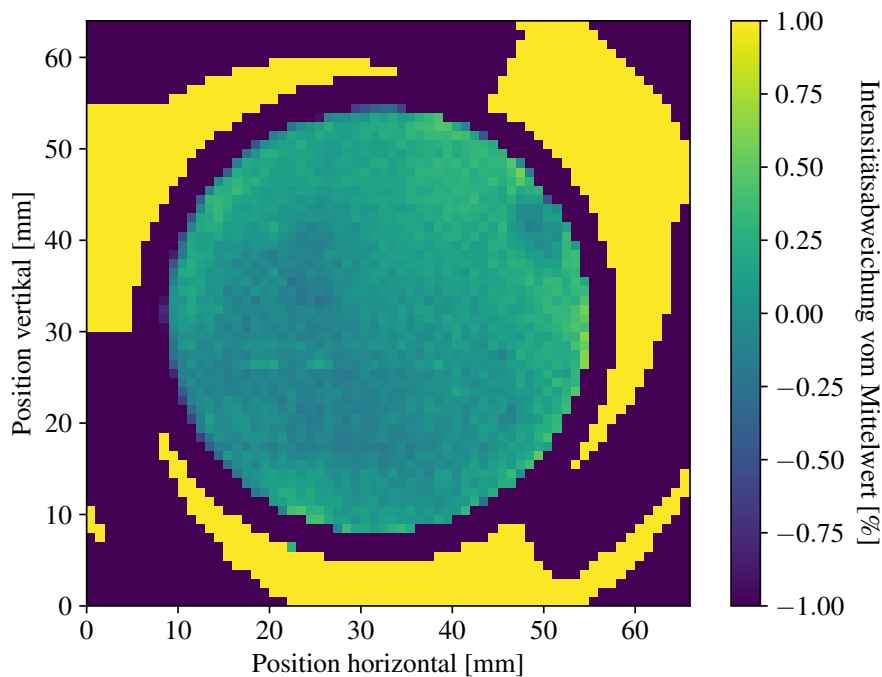


ABBILDUNG 3.6: Darstellung der Homogenität des Neutralsdichtefilters. Angegeben ist die prozentuale Abweichung der transmittierten Lichtintensität zum Mittelwert der gesamten Filteroberfläche. Gelbe Bereiche (hohe Intensitäten) entsprechen Zwischenräumen der Haltestruktur, in denen die Photodiode direkt beleuchtet wird. Die geringen Intensitäten hinter der lichtundurchlässigen Haltestruktur sind violett dargestellt.

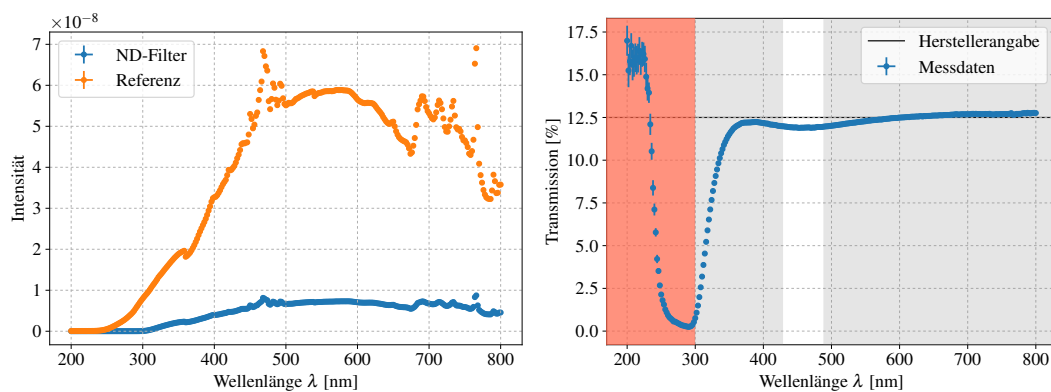
offensichtlichen Zusammenhang mit dem zeitlichen Drift der Xenon-Lichtquelle. Da die Messung zeilenweise erfolgt, würde eine Beeinflussung der Messdaten durch den Drift einen vertikalen Verlauf der Intensitätsabweichungen nach sich ziehen.

3.2.3 Wellenlängenabhängigkeit

Anschließend wird die Transmission des Neutralsdichtefilters in Abhängigkeit der Wellenlänge des einfallenden Lichtes untersucht. Dazu dient ebenfalls der zuvor verwendete Versuchsaufbau (s. Abb. 3.3 und Abb. 3.4), wobei nun die Position des ND-Filters fest bleibt und dessen Mitte während des gesamten Messvorgangs beleuchtet wird. Die Wellenlänge λ wird mittels Monochromator zwischen (200 ± 3) nm und (800 ± 3) nm in Schritten von 2 nm variiert.

In zwei Durchläufen wird nun die Intensität für jede Wellenlänge zehn mal gemessen und der Mittelwert gebildet. Ebenso erfolgt die gleiche Messung ohne Verwendung des Neutralsdichtefilters als Referenz.

Abb. 3.7a zeigt die dabei erhobenen Daten beider Messungen. Aus dem Verhältnis der vom ND-Filter transmittierten Intensität zur ohne Filter gemessenen Intensität geht für jede Wellenlänge die Transmission des Filters hervor. In Abb. 3.7b sind die so berechneten Werte dargestellt und zudem der Wellenlängenbereich, der das von der LED emittierte Licht umfasst, hell hervorgehoben. Aus dem Transmissionsverlauf ergibt sich eine Abweichung der tatsächlich gemessenen Transmission von der Herstellerangabe im relevanten (hellen) Bereich um etwa 0,5 %. Bei kleinen Wellenlängen $\lambda \lesssim 230$ nm, die an der Grenze des Erfassungsbereichs der Photodiode liegen (sensitiv für Wellenlängen von $\lambda = 200$ nm bis 1100 nm), treten vergleichsweise große Fehler auf, da kleine Intensitätswerte bei der Berechnung durcheinander geteilt werden. Außerdem sind die Werte für Wellenlängen unterhalb von etwa 300 nm (im Graphen rötlich hervorgehoben) nicht vertrauenswürdig. In diesem Wellenlängenbereich ist die Lichtintensität der Xenon-Lichtquelle sehr gering und wird von der Intensität des durch den Monochromator gelangenden Streulichts übertroffen. Mit zunehmender Wellenlänge sinkt die Transmission des Filters auf beinahe Null ($\lambda = (292 \pm 3)$ nm) ab und steigt bis $\lambda \approx 370$ nm auf den erwarteten Wert an.



(A) Transmittierte Lichtintensität mit und ohne ND-Filter.

(B) Transmission des ND-Filters.

ABBILDUNG 3.7: Transmissionsverlauf des Neutralsdichtefilters für verschiedene Wellenlängen λ im Vergleich (A) und relativ (B). Messungengenauigkeiten teilweise kleiner als Datenmarker. Heller Bereich in (B) zeigt Wellenlängenbereich der gepulsten LED aus anderen Versuchsteilen, der rötliche Bereich die nicht vertrauenswürdigen Datenpunkte.

Abb. 3.8 zeigt einen Ausschnitt des Graphen aus Abb. 3.7b, anhand dessen der gemessene Transmissionsverlauf mit der Herstellerangabe verglichen werden kann. Der Mittelwert der Transmission im relevanten Bereich liegt bei $(11,93 \pm 0,28)$ % und deckt sich somit innerhalb der Messunsicherheiten mit der zuvor gemessenen mittleren Transmission aus der Messung der Homogenität von $(11,81 \pm 0,65)$ %. Ebenso geht aus dem Graphen hervor, dass die Transmission des Neutralsdichtefilters mit steigender Wellenlänge zunimmt. Ab einer Wellenlänge von $\lambda \approx 470$ nm liegt eine monotone Zunahme der Transmission vor, die ab $\lambda \approx 600$ nm die Herstellerangabe übersteigt.

Insgesamt und besonders für den Bereich relevanter Wellenlängen sind die Abweichungen der gemessenen Transmission von der Herstellerangabe mit nur etwa 0,5 % sehr gering und decken sich mit den zuvor gemessenen Werten samt Messunsicherheiten.

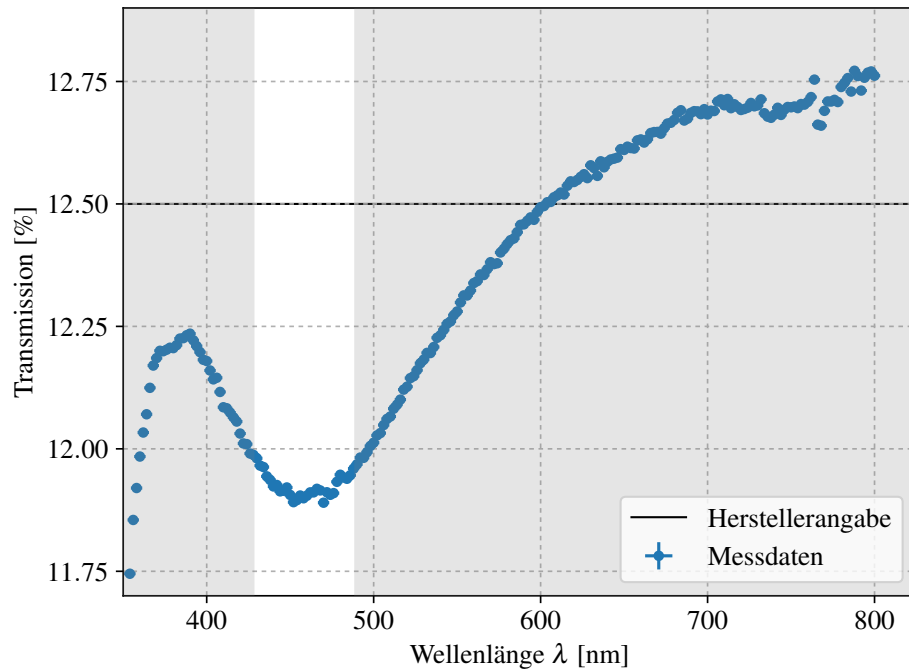


ABBILDUNG 3.8: Vom Neutralsdichtefilter transmittierte Lichtintensität bei verschiedenen Wellenlängen: Gezeigt ist die prozentuale Transmission im relevanten Bereich, sowie die Herstellerangabe und das Wellenlängenintervall (heller Bereich) der in anderen Versuchsteilen verwendeten Leuchtdiode. Messungenauigkeiten kleiner als Datenmarker.

3.3 Kalibrierung der PMTs

Zuerst müssen die in diesem Versuch eingesetzten PMTs kalibriert werden, sodass sich aus der deponierten Ladung auf die Anzahl der eingefallenen Photonen rückschließen lässt. Dazu wird der zuvor erwähnte Aufbau (Abb. 3.1) verwendet und eine mittlere Lichtintensität von etwa 0,5 pe gewählt. Damit registrieren beide PMTs Photonen, ohne den Sättigungszustand anzunehmen.

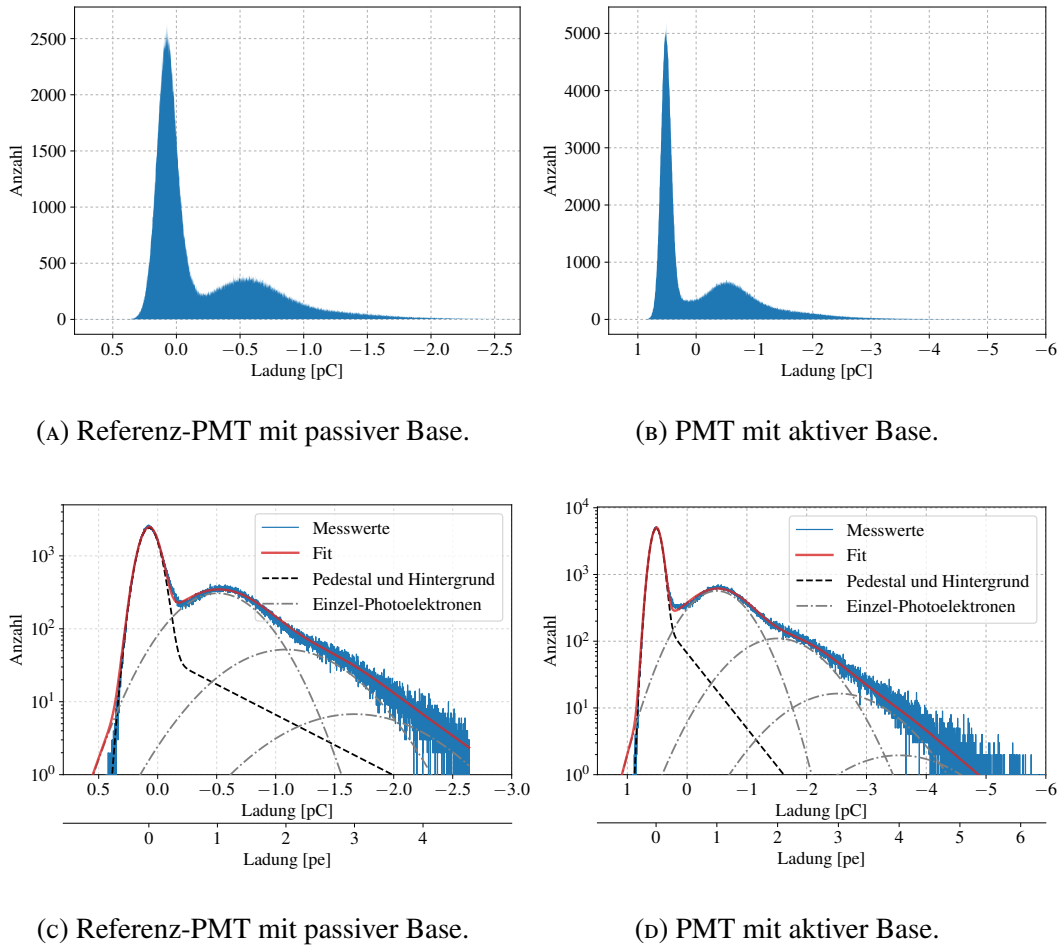


ABBILDUNG 3.9: Ladungshistogramme mit Rohdaten (A, B) und ausgewertete Ladungshistogramme mit genäherten Gaußfits zur Bestimmung der deponierten Ladungen unterschiedlicher Photonenzahl und des Verstärkungsfaktors (C, D).

Das zur Kalibrierung aufgenommene Ladungshistogramm des Referenz-PMT ist in Abb. 3.9a dargestellt und kommt durch die in Abschnitt 2.3.6 beschriebenen Vorgänge zustande. Hier zeichnet sich ein deutlicher Peak bei einer Ladung von $Q_{0\text{pe}} = (-7,479 \pm 0,016) \cdot 10^{-14} \text{ C}$ ab, der aus der Integration des Rauschens herrührt und damit Null detektierten Photoelektronen (0 pe) entspricht. An die Messdaten werden analog zu Abb. 2.4 Gaußfits (Abb. 3.9c) für unterschiedliche Anzahlen von Photoelektronen (1, 2, 3, ...) erstellt.

Durch die Gaußfits wird $Q_1 = (5,808 \pm 0,031) \cdot 10^{-13} \text{ C}$ bestimmt und daraus resultiert für den Referenz-PMT eine $\text{gain } G_{\text{Referenz}} = (3,625 \pm 0,019) \cdot 10^6$. In Analogie zur Kalibrierung des Referenz-PMT wird auch der zu untersuchende PMT kalibriert. Abb. 3.9b zeigt das entsprechende Ladungshistogramm und Abb. 3.9d die Auswertung zur Ermittlung der Ladung $Q_1 = (9,816 \pm 0,020) \cdot 10^{-13} \text{ C}$ und der zugehörigen $\text{gain } G = (6,127 \pm 0,013) \cdot 10^6$.

3.4 Bestimmung der Linearität

Sobald die Kalibrierung der PMTs abgeschlossen ist, kann mit der eigentlichen Messung der Linearität begonnen werden. Dabei wird die Intensität der Lichtquelle kleinschrittig erhöht und in jedem Durchlauf für mindestens 10 000 Wellenformen die Ladung und Amplitude für beide PMTs in Histogrammen aufgenommen. Alle folgenden Angaben zur deponierten Ladung beziehen sich, falls nicht explizit erwähnt, auf den untersuchten PMT.

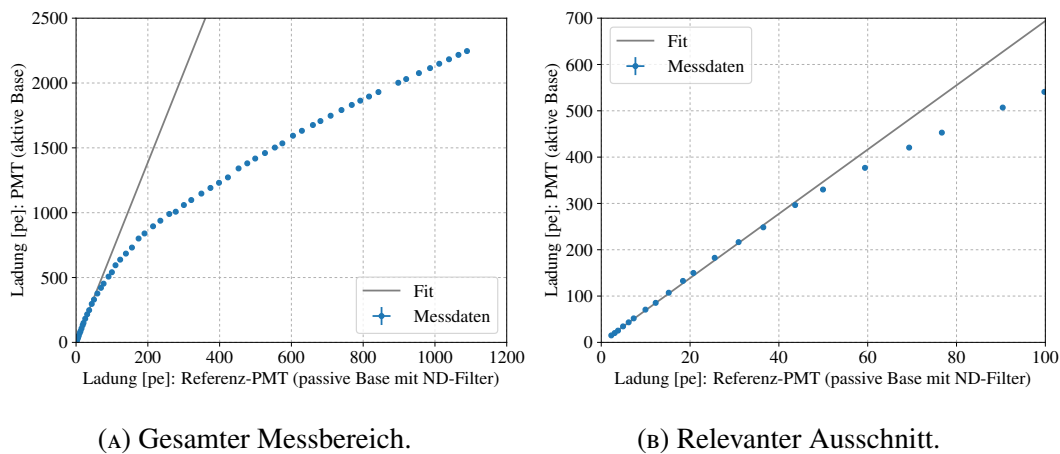


ABBILDUNG 3.10: Ladungsdiagramme aus Gegenüberstellung des zu untersuchenden PMT und des Referenz-PMT zur Ermittlung des linearen Ausgabebereiches anhand von Messpunkten unterschiedlicher Lichtintensitäten. Messungenauigkeiten teilweise kleiner als Datenmarker.

Abb. 3.10 zeigt die aus den Histogrammen berechneten Werte in der Gegenüberstellung beider PMTs für unterschiedliche Lichtintensitäten. Anhand der Graphen ist ein nahezu linearer Zusammenhang der deponierten Ladungen beider PMTs bei geringen Intensitäten zu erkennen. An die Datenpunkte bis $\sim 300 \text{ pe}$ ist unter Berücksichtigung der Messungenauigkeiten eine Gerade angenähert²⁵, von der alle deponierten Ladungen $< 400 \text{ pe}$ um weniger als 10 % abweichen. Folglich liegt in diesem Bereich (s. Abb. 3.10b) in guter Näherung ein linearer Zusammenhang zwischen der Intensität des detektierten Signals und der vom PMT ausgegebenen Ladung vor, da jedes zusätzlich einfallende Photon einen gleich großen Ladungsanstieg verursacht.

²⁵vgl. auch [4].

Mit steigender Lichtintensität weicht die tatsächlich deponierte Ladung immer stärker von der erwarteten Ladung ab, sodass beispielsweise eine Lichtintensität, die einer Ladung von 2000 pe entspricht, als eine tatsächliche Ladung von nur etwa 1050 pe gemessen wird. Demnach ist die Ladungslinearität der PMT-Ausgabe, wie erwartet, auf den Bereich geringer Lichtmengen (hier < 400 pe) beschränkt. Selbiges gilt auch für den Referenz-PMT, der bei hohen Intensitäten ebenfalls ein nicht-lineares Verhalten zeigt. In Abb. 3.10a ist diese Eigenschaft an dem annähernd linearen Verlauf der Ladung bei großen Lichtmengen zu erkennen.

Analog zur Ladungslinearität kann aus den Messdaten die in Abb. 3.11a dargestellte Spannungslinearität bestimmt werden. Wie zuvor wird an die Punkte, die einer deponierten Ladung bis ~ 300 pe entsprechen, eine Gerade angenähert, um den Bereich der Ausgabelinearität zu bestimmen. Im Vergleich zu den zuvor ermittelten Werten der Ladungslinearität weichen die ausgegebenen Spannungen stärker von der Ausgleichsgeraden ab. Der Verlauf der Spannungen beider PMTs ist bereits bei geringen Lichtintensitäten weniger linear als deren Ladung, sodass sich die entsprechenden Spannungen bei deponierten Ladungen von ≤ 20 pe bzw. etwa 88 pe bis 111 pe um mehr als 15 % von den erwarteten Werten unterscheiden. Zudem liegen die Messwerte bereits ab ca. 310 pe weiter als 10 % außerhalb des linearen Bereichs. Besonders in Abb. 3.11b sind die Abweichungen zur angenäherten Geraden deutlich zu erkennen.

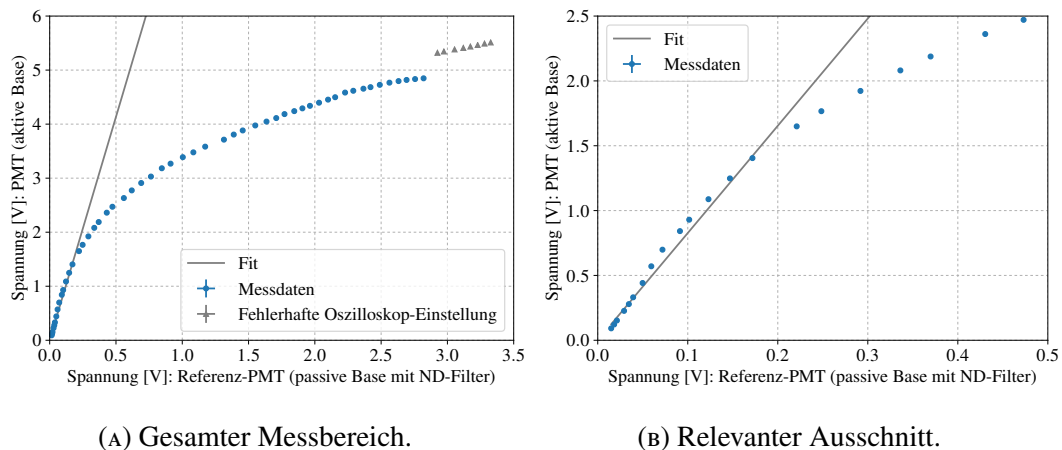


ABBILDUNG 3.11: Spannungsdiagramme aus Gegenüberstellung des zu untersuchenden PMT und des Referenz-PMT zur Ermittlung des linearen Ausgabebereiches anhand von Messpunkten unterschiedlicher Lichtintensitäten. Fehlerbalken teilweise kleiner als Datenmarker. Messdaten, die aufgrund fehlerhafter Oszilloskop-Einstellungen auftreten, sind grau gekennzeichnet.

Bei hohen Lichtintensitäten (s. Abb. 3.11a) liegt auch hier ein annähernd linearer Verlauf der Ausgabesignale beider PMTs vor, sobald der Referenz-PMT den Bereich linearen Verhaltens verlässt. Weiterhin lässt der Graph einen Sprung bei einer Ausgangsspannung von ~ 5 V des untersuchten PMT (entspricht einer Ladung von

~ 2000 pe) erkennen. Dieser wird durch die fehlerhafte Auswertung²⁶ der Rohdaten seitens des Oszilloskops verursacht, dessen Skalen in Abhängigkeit der Lichtintensität und damit auch des Messsignals mehrmals nachjustiert werden müssen.

Aus diesem Vergleich der Ladungs- und Spannungslinearität geht hervor, dass sich die Ladung besser als Ausgangssignal des PMT für die Bestimmung der tatsächlich eingefallenen Lichtmenge eignet als die Spannung. So liegt der annähernd lineare Zusammenhang zwischen der Anzahl der eingefallenen Photonen und der deponierten Ladung über einen größeren Bereich vor (Abweichung von $< 10\%$ für Ladungen < 400 pe gegenüber Spannungen entsprechend < 340 pe Ladung). Überdies ist der lineare Bereich der Ausgabespannung von mehreren Abweichungen von $> 15\%$ gegenüber der angenäherten Geraden durchsetzt.

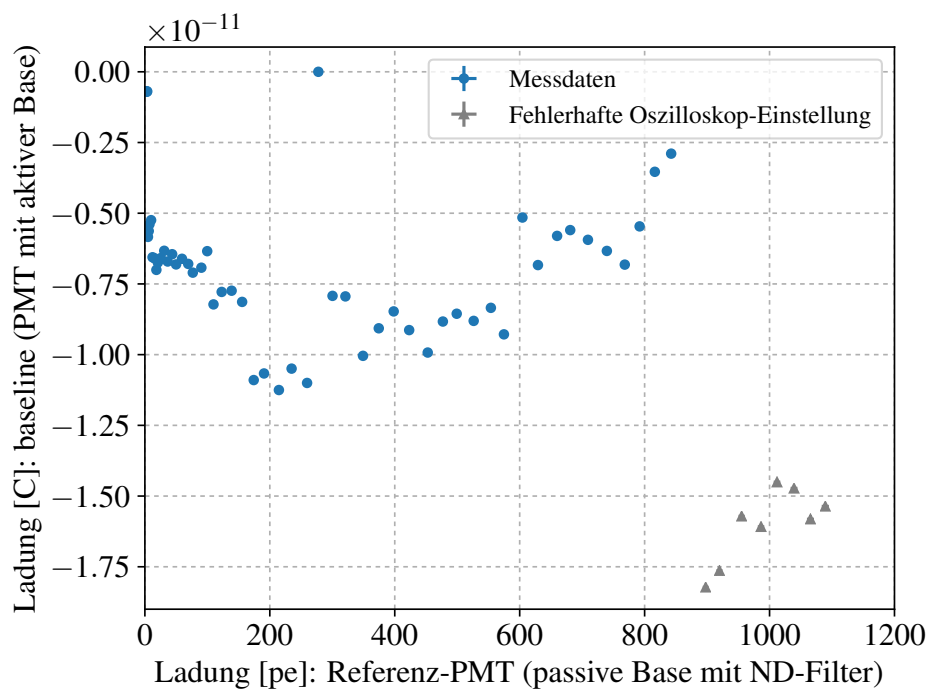


ABBILDUNG 3.12: Ladungsdarstellung der Baseline aus der Integration des Rauschens über die Zeit gegen Ladung des Referenz-PMT. Fehlerbalken teilweise kleiner als Datenmarker.

Während der gesamten Messung bleibt die Temperatur in der Dunkelkammer in unmittelbarer Nähe zu beiden PMTs nahezu unverändert bei $T = (21,5 \pm 0,2)^\circ\text{C}$. Aufgrund dieser äußerst geringen Abweichung von $< 1\%$ kann ein temperaturabhängiger Einfluss auf diese Messreihe ausgeschlossen werden.

²⁶Ein Indiz zur Herkunft des Fehlers ist die in Abb. 3.12 dargestellte Ladung der Baseline, welche aus der Integration des Rauschens herrührt und zur Korrektur der Ladungslinearität in Abb. 3.10 herangezogen wird. Nach der letzten Einstellung des Oszilloskops ändert sich die Baseline sprunghaft, wie anhand der grau markierten Datenpunkte in Abb. 3.12 zu erkennen ist. Da alle Messpunkte der Ladung um eben diese Werte korrigiert werden, liegt im entsprechenden Graphen (Abb. 3.10a) kein Sprung vor. Die Aufnahme der Spannung mit dem Oszilloskop lässt jedoch keine Korrektur zu, sodass sich die daraus resultierenden Messfehler direkt auf die Spannungslinearität bei hohen Lichtintensitäten auswirken.

4 Magnetfeld

Bewegte Ladungsträger in einem Magnetfeld erfahren eine Ablenkung ihrer Flugbahn durch die Lorentzkraft. Da sich im Inneren eines Photomultipliers Elektronen zwischen der Photokathode und der Anode bewegen, können sich einige PMT-Eigenschaften durch äußere Magnetfelder verschlechtern.

Eine Studie zum Einfluss des Erdmagnetfelds auf 8"-große PMTs vom Typ Electron Tubes 9354KB zeigt, dass die Ausgangssignale je nach Winkel zum Erdmagnetfeld um bis zu 30 % vom Mittelwert abweichen [24]. Diese Winkelabhängigkeit ist in Abb. 4.1 dargestellt²⁷. Um die Auswirkungen des Magnetfelds und die damit einhergehende Verschlechterung des PMT-Signals möglichst gering zu halten, ist das momentan im Einsatz befindliche Modul des *IceCube* Neutrino Observatoriums der ersten Generation mit einer Gitterstruktur aus Mu-Metall um den PMT ausgestattet, die das Magnetfeld abschirmen soll.

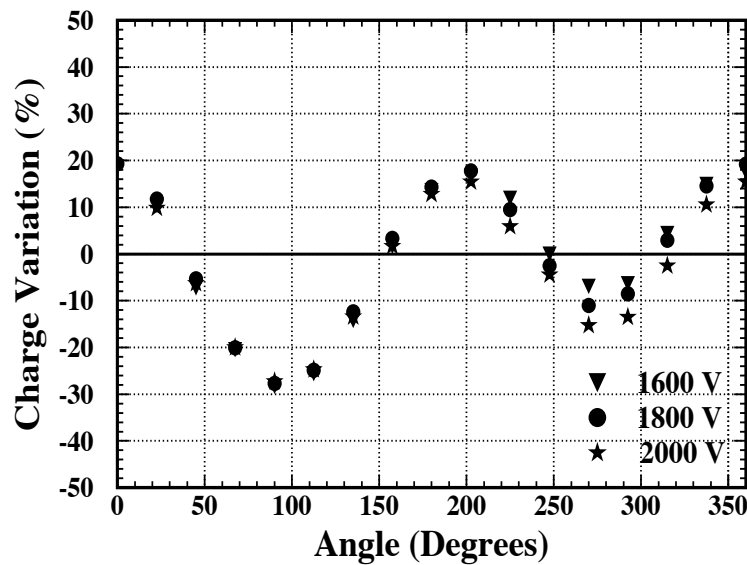


ABBILDUNG 4.1: Auswirkungen des Erdmagnetfelds auf das Ladungssignal eines PMT vom Typ Electron Tubes 9354KB mit prozentualer Abweichung vom Mittelwert. Zu sehen sind zwei Minima bei etwa 90° und 270° sowie zwei Maxima bei etwa 0° und 180° relativ zur Richtung des Magnetfelds. Entnommen aus [24].

In der folgenden Ausbaustufe mit möglicherweise mDOM-Detektormodulen kommen pro Modul statt einem 10" großen PMT 24 kleinere PMTs (3") vom Typ Hamamatsu R12199-02 zum Einsatz. Durch die geringere Größe des neuen Photomultipliers ist die Wegstrecke der Elektronen im Inneren des PMT um einiges kleiner und

²⁷Für weitere Untersuchungen der Eigenschaften anderer Photomultiplier unter Einfluss des Erdmagnetfelds siehe auch [25].

lässt demnach einen geringeren Einfluss des Erdmagnetfelds erwarten. Darum sieht der aktuelle Prototyp des mDOM für *IceCube-Gen2* keine Metallgitterstruktur mehr vor.

Dieser Teil der Arbeit befasst sich mit den Einflüssen des Erdmagnetfelds auf den Verstärkungsfaktor (*gain*) und den *transit time spread* (TTS) des gleichen²⁸ bereits untersuchten Photomultipliers vom Typ Hamamatsu R12199-02. Es soll bestimmt werden, inwiefern diese Größen in Abhängigkeit der PMT-Ausrichtung zum Erdmagnetfeld variieren und ob zur Implementierung im mDOM tatsächlich keine Gitterstruktur erforderlich ist.

4.1 Experimenteller Aufbau

Zur Untersuchung der Photomultiplier-Eigenschaften wird der in Abb. 4.2 dargestellte Versuchsaufbau verwendet.

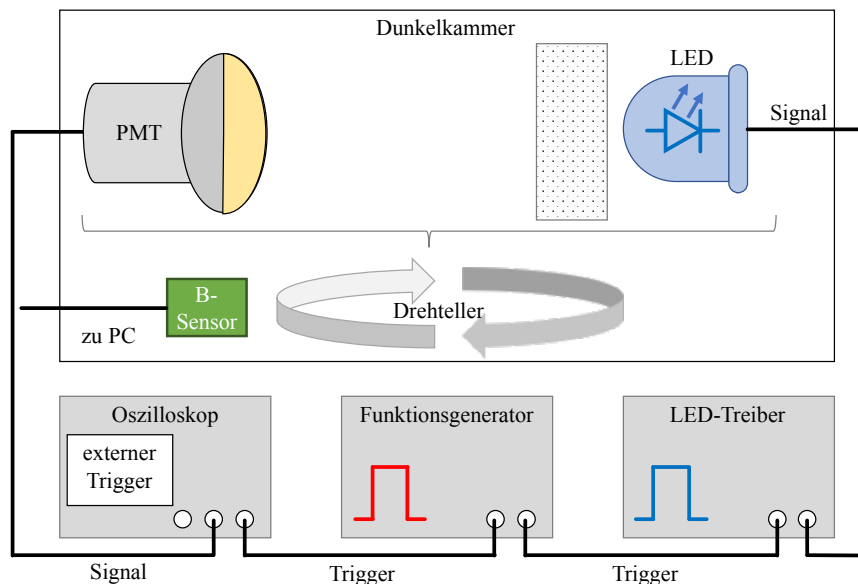


ABBILDUNG 4.2: Versuchsaufbau zur Messung der PMT-Eigenschaften unter Einfluss des Erdmagnetfelds. Das Licht einer gepulsten LED wird vom Diffusor gestreut und beleuchtet den PMT. Beide werden auf einem Drehteller im Magnetfeld der Erde gedreht. Ein Magnetometer misst die magnetische Flussdichte und Ausrichtung des Erdmagnetfelds.

Wie bereits zur Untersuchung der Linearität (s. Kapitel 3) befindet sich der gesamte Aufbau in einer Dunkelkammer. Das Licht einer gepulsten LED²⁹ wird durch einen

²⁸Die Messung des Magnetfelds erfolgt mit einem anderen PMT gleichen Typs mit der Modellnummer ZB6610.

²⁹PicoQuant PLS-8-2-719

Lichtleiter in die Dunkelkammer geleitet und trifft nach Streuung durch einen Diffusor auf den Photomultiplier³⁰. Diese Bauteile sind an einer optischen Bank auf einem Drehteller befestigt, sodass der gesamte Aufbau in der Horizontalen rotiert werden kann. Über ein Python-Skript kann der Drehteller mit einem Motorsteuergerät³¹ auf $0,9^\circ$ genau bewegt werden.

Ein Funktionsgenerator³² erzeugt Rechteck-Pulse mit einer Frequenz von 50 kHz und einer Pulslänge von 16 ns, auf dessen Signal sowohl der LED-Treiber³³ als auch das Oszilloskop³⁴ triggern. Zudem ist ein Magnetfeldsensor³⁵ in der Dunkelkammer installiert, mit dem während der gesamten Messung in Abständen von 5 s die magnetische Flussdichte in alle drei Raumrichtungen aufgezeichnet wird. Ein Foto des Aufbaus ist in Abb. 4.3 zu sehen.

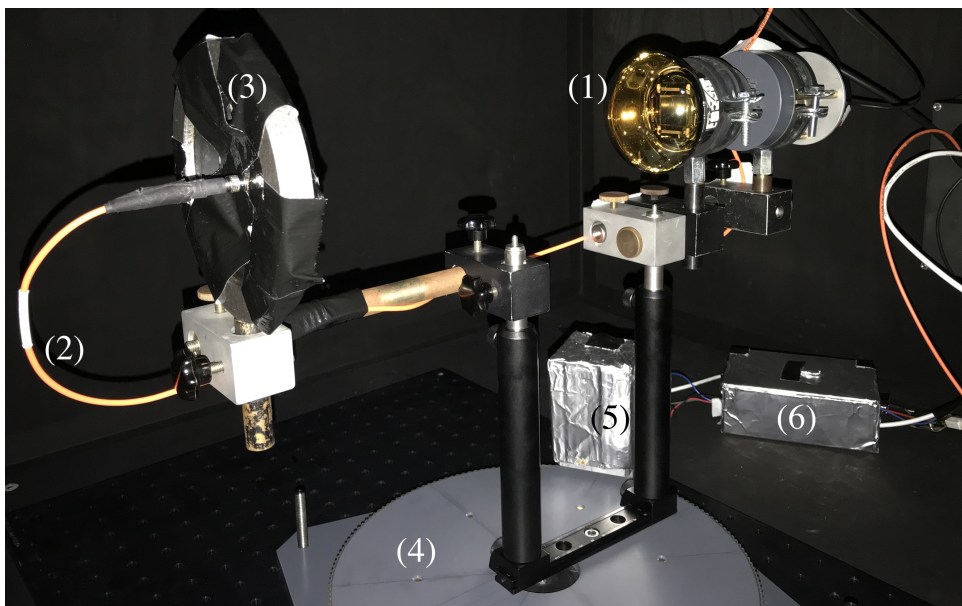


ABBILDUNG 4.3: Versuchsaufbau zur Messung der PMT-Eigenschaften unter Einfluss des Erdmagnetfelds. Zu sehen sind der PMT (1) und das Lichtleiterkabel (2) samt Diffusor (3) auf einem Drehteller (4). Dieser wird von einem Schrittmotor (5) bewegt, der per Computer über eine Phidgets-Schnittstelle (6) angesteuert wird.

4.2 Kalibrierung

Bevor der Magnetfeldsensor zur Bestimmung der magnetischen Flussdichte B eingesetzt werden kann, muss er zur korrekten Angabe aller gemessenen Werte kalibriert

³⁰Hamamatsu R12199-02

³¹PhidgetStepper Bipolar HC, Modell 1067_0

³²Rigol LXI DG1032Z

³³PicoQuant PDL 800-B

³⁴Teledyne LeCroy WaveRunner 640Zi

³⁵PhidgetSpatial 3/3/3 Basic, Modell 1042

werden. Dazu wird die momentan erwartete magnetische Flussdichte des Erdmagnetfelds am Standort des Labors ($51^{\circ}57'58,7''$ N, $7^{\circ}35'56,5''$ O, bestimmt mit Google Maps) mit einem Online-Programm des *National Centers for Environmental Information*³⁶ errechnet.

Mit einem Programm des Herstellers³⁷ erfolgt die Kalibrierung durch Eingabe des am 08. August 2017 ermittelten Wertes $B = (49,17 \pm 0,15) \mu\text{T}$ der magnetischen Flussdichte und anschließender manueller Bewegung und Drehung des Sensors im Erdmagnetfeld. Während der Bewegung wird die Kalibration durch 4692 Messpunkte vorgenommen. Die dabei ermittelten Parameter werden über die Benutzerschnittstelle gespeichert. Unmittelbar vor der Durchführung der Messung wird zur Kontrolle diese Kalibration wiederholt, um etwaige Abweichungen durch Verwendung eines anderen Computers auszuschließen. Abb. 4.4 zeigt einen Screenshot des Kalibrierungsprogramms mit den Messpunkten und den daraus errechneten Korrekturparametern.

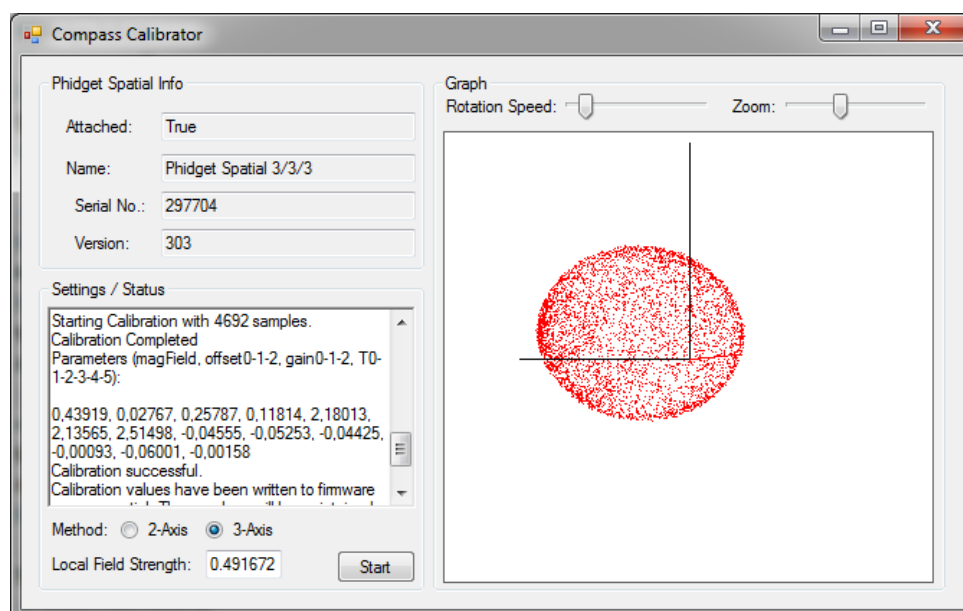


ABBILDUNG 4.4: Kalibrierung des Magnetfeldsensors mit dem Phidgets-Programm. Die Aufnahme der 4692 Messpunkte erfolgt während der Rotation im Erdmagnetfeld. Die dabei ermittelten Parameter werden lokal gespeichert.

Anschließend wird zur Kontrolle der so vorgenommenen Einstellungen ein bereits kalibriertes Magnetometer herangezogen. Dieses basiert auf dem Messverfahren mit einem Hall-Sensor und misst die magnetische Flussdichte in nur einer Dimension. Zum Vergleich der Messwerte beider Geräte dient ein Neodymmagnet, der in einer Entfernung von $(7,0 \pm 0,1)$ cm von den sensitiven Bereichen beider Sensoren

³⁶<https://www.ngdc.noaa.gov/geomag-web/#igrfwmm>

³⁷Phidgets CompassCalibrator

positioniert ist. Sowohl das kalibrierte Magnetometer als auch der Drei-Achsen-Magnetfeldsensor liefern für die magnetische Flussdichte ($B = (79,0 \pm 0,5) \mu\text{T}$ respektive $B = (77,0 \pm 0,5) \mu\text{T}$) ähnliche Werte, sodass die Abweichung $\Delta B = 2 \mu\text{T}$ beträgt und damit unter 3 % liegt.

4.3 Messung des Verstärkungsfaktors und des TTS im Erdmagnetfeld

Mit dem in Abschnitt 4.1 beschriebenen und in Abb. 4.2 und 4.3 dargestellten Versuchsaufbau wird nun die Messung des Verstärkungsfaktors (*gain*) unter Einfluss des Erdmagnetfelds untersucht. Analog zur Messung der Linearität nimmt das Oszilloskop jede vom Photomultiplier ausgegebene Wellenform auf und integriert über ein zuvor festgelegtes Zeitintervall. Die so entstehende Fläche entspricht der deponierten Ladung des Ausgangssignals. Für jede Wellenform des PMT wird dieser Wert in einem Histogramm festgehalten, aus dem die *gain* wie zuvor erwähnt (s. Gleichung (2.3.3)) berechnet wird.

Um die statistische Signifikanz des Experiments zu erhöhen und die Auswertung der Messdaten möglichst genau vornehmen zu können, werden pro Histogramm mindestens 500 000 Wellenformen analysiert. Abb. 4.5 zeigt exemplarisch ein ausgewertetes Ladungshistogramm dieses Messaufbaus mit angenäherten Gaußfits.

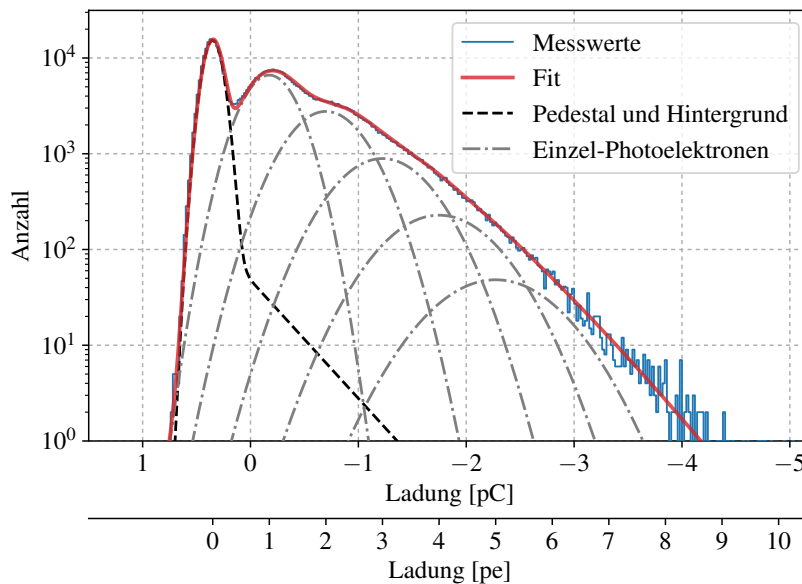
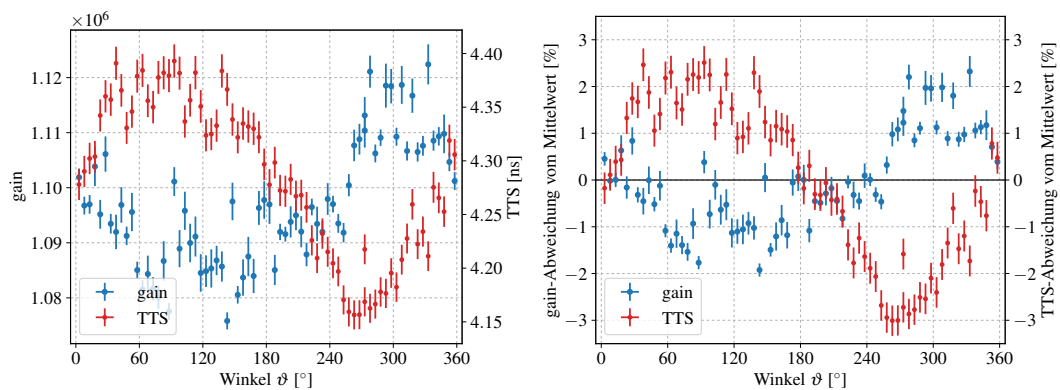


ABBILDUNG 4.5: Ausgewertetes Ladungshistogramm aus Messung der *gain* mit Fit zur Bestimmung der von unterschiedlichen Photoelektronenanzahlen verursachten Ladungsdeposition.

Nach dieser Messung wird der gesamte Versuchsaufbau in 5° -Schritten im Uhrzeigersinn gedreht und die Aufzeichnung und Auswertung der Wellenformen wiederholt. Dabei ändert sich die Ausrichtung des PMT relativ zum Erdmagnetfeld, sodass die Auswirkungen der horizontalen Komponenten der magnetischen Flussdichte untersucht werden können. Insgesamt ergeben sich so für eine volle Umdrehung des Messaufbaus aus etwa 37 000 000 Wellenformen und der Auswertung von 73 Einzel-Photoelektronen-Spektren die Werte des Verstärkungsfaktors des PMT. Zum Abschluss wird die 0° -Position erneut gemessen, um einen etwaigen zeitlichen Verlauf der *gain* zu überprüfen.

Während der Messung werden die Ausrichtung und die Flussdichte des Erdmagnetfelds mit dem Magnetometer gemessen. Die horizontale Komponente des Feldes zeigt nach Norden und beträgt über die gesamte Messdauer $(18,37 \pm 0,66) \mu\text{T}$. In der vertikalen Komponente beträgt die Flussdichte $(43,9 \pm 1,3) \mu\text{T}$ in Richtung des Erdmittelpunkts. Zu Beginn der Messung befindet sich der Aufbau nach Norden ausgerichtet, sodass der Photomultiplier in der Ausgangsposition in Richtung der horizontalen Komponente des Erdmagnetfelds orientiert ist.



(A) Absolute Messdaten.

(B) Abweichung vom Mittelwert.

ABBILDUNG 4.6: Verstärkungsfaktor und TTS in Abhängigkeit des Winkels zur horizontalen Komponente des Erdmagnetfelds. Fehlerbalken zeigen den mittels Fitprogramm bestimmten Standardfehler. In der Ausgangsposition (0°) ist der PMT in Richtung des horizontalen Feldvektors orientiert.

Abb. 4.6 zeigt die Messwerte des Verstärkungsfaktors (*gain*) und des TTS in Abhängigkeit des Winkels relativ zur Ausgangsposition. Die absoluten Werte der *gain* (Abb. 4.6a) liegen mit einem Mittelwert von $(1,093 \pm 0,013) \cdot 10^6$ in etwa um den Faktor 3 unterhalb des in Abschnitt 3.3 berechneten Wertes des Referenz-PMT.³⁸

In Abb. 4.6b ist die prozentuale Abweichung der einzelnen Datenpunkte zum Mittelwert dargestellt. Besonders aus diesem Graphen ist ein Zusammenhang zwischen

³⁸Dieser Unterschied geht auf die Verwendung zweier unterschiedlicher PMTs zurück. Da die *gain* stark von der angelegten Spannung abhängig ist, erreicht jeder Photomultiplier bei der gleichen Versorgungsspannung (hier immer $U = (1000 \pm 5) \text{ V}$) verschiedene Werte der *gain*.

dem Verlauf der *gain* und der horizontalen Komponente der magnetischen Flussdichte zu erkennen. Während bei Winkeln um $\vartheta \sim 120^\circ$ ein Minimum der *gain* vorliegt, steigen die Werte gegen $\vartheta \sim 300^\circ$ und erreichen etwa dort ihr Maximum. Daraus geht eine Verschiebung zwischen Maximum und Minimum von 180° hervor, die auf einen eindeutigen Zusammenhang zwischen der *gain* und der Ausrichtung des PMT zum Magnetfeld schließen lässt.

Neben der *gain* wird im gleichen Messvorgang auch der *transit time spread* (TTS) untersucht. Das Oszilloskop ermittelt zu diesem Zweck die Zeitdifferenz (= *transit time*) zwischen dem Triggersignal des Pulsgenerators und dem Ausgangssignal³⁹ des PMT. Die Zeitdifferenzen aller Wellenformen werden in einem Histogramm dargestellt. Dabei entspricht die Halbwertsbreite eines Gaußfits um das Häufigkeitsmaximum im Histogramm genau dem *transit time spread*. Abb. 4.7 zeigt exemplarisch ein ausgewertetes Histogramm zur Bestimmung des TTS aus dem angenäherten Gaußfit. Analog dazu erfolgt die Datenanalyse für jeden untersuchten Drehwinkel. Die daraus folgenden absoluten Werte sind in Abb. 4.6a und die prozentuale Abweichung der Daten vom Mittelwert ($(4,285 \pm 0,087)$ ns) in Abb. 4.6b aufgetragen.

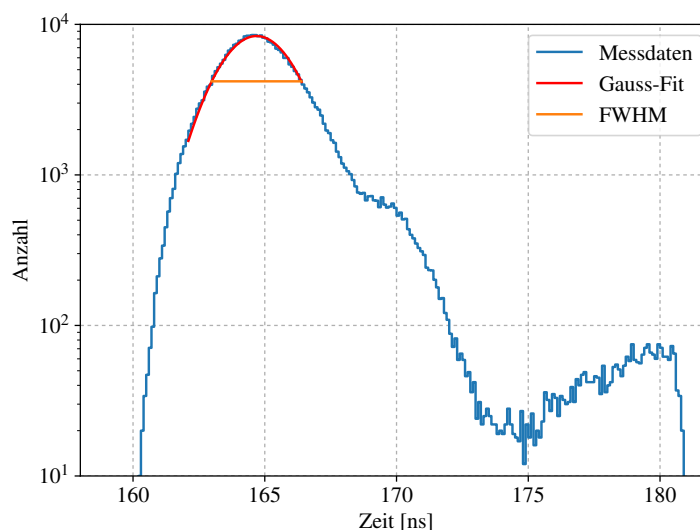


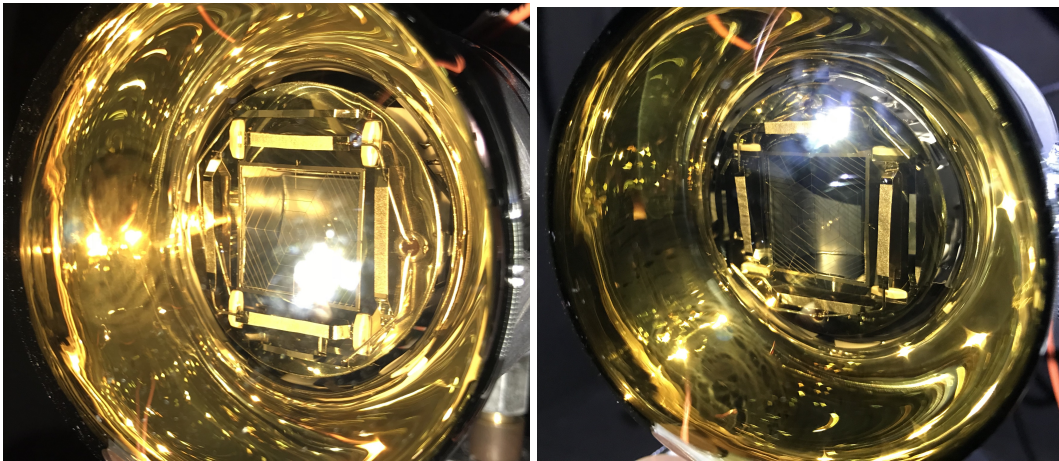
ABBILDUNG 4.7: Ausgewertetes Histogramm mit Gaußfit zur Bestimmung des *transit time spread* (entspricht dem FWHM).

Aus Abb. 4.6 wird ein Zusammenhang zwischen dem Verstärkungsfaktor und dem *transit time spread* deutlich. Die Messdaten verlaufen annähernd gegenläufig mit einer Verschiebung der Extrema um etwa 150° . Dieser Sachverhalt ist dadurch zu erklären, dass die Elektronen auf ihren Bahnkurven zwischen der Photokathode, den Dynoden und der Anode durch die Lorentzkraft abgelenkt werden und sich dadurch die zurückzulegende Wegstrecke (zumindest teilweise) vergrößert. Bei einer größeren Ablenkung steigt folglich der TTS an, während der Verstärkungsfaktor sinkt, da weniger Elektronen die Dynoden erreichen.

³⁹Tatsächlich wird die Zeitdifferenz zu jedem Signal, das einen bestimmten Schwellenwert (hier 1,5 mV) überschreitet, gebildet.

Anders als in den Messdaten des 8'' großen PMT⁴⁰ (dargestellt in Abb. 4.1) liegen in dieser Messung nur jeweils ein Maximum und ein Minimum der *gain* vor. Diese Beobachtung deckt sich auch mit den in [26] dokumentierten Resultaten eines Hamamatsu-PMT desselben Typs. Die an der Photokathode ausgelösten Elektronen müssen im 8''-Photomultiplier eine größere Distanz zurücklegen, werden dabei stärker abgelenkt und gelangen daher häufiger nicht zur ersten Dynode. Da die Ablenkung durch die Lorentzkraft bei Winkeln von 90° und 270° zwischen dem Magnetfeld und der PMT-Achse maximal ist, sind in Abb. 4.1 an diesen Positionen die Minima der *gain* zu erkennen. Verglichen dazu sind die Wegstrecken im Inneren des hier untersuchten 3''-PMT und das Verhältnis der Photokathode zur ersten Dynode um einiges geringer, sodass weniger Elektronen die erste Dynode verfehlen.

Da allem Anschein nach auch die Ausrichtung der ersten Dynode, die nicht drehsymmetrisch zur PMT-Achse ist, einen Einfluss auf die Werte des Verstärkungsfaktors und des *transit time spread* hat, wird die Messung mit zwei unterschiedlichen Orientierungen des PMT wiederholt. In den folgenden Messungen ist die Krümmung der ersten Dynode zunächst nach oben und anschließend nach rechts (jeweils in Draufsicht) ausgerichtet. Abb. 4.8 zeigt Detailaufnahmen dieser zwei unterschiedlichen Orientierungen im Aufbau.



(A) Ausrichtung nach oben.

(B) Ausrichtung nach rechts.

ABBILDUNG 4.8: Detailaufnahme der nach oben (A) bzw. nach rechts (B) weisenden Krümmung der ersten Dynode zur Messung des Verstärkungsfaktors und des *transit time spread* im Erdmagnetfeld.

Die in diesen Messungen erhobenen Daten werden in gleicher Weise wie zuvor analysiert und sind in Abb. 4.9 graphisch veranschaulicht. Aus den Messungen geht ein eindeutiger Verlauf des TTS in Abhängigkeit des Winkels zum Erdmagnetfeld bei nach oben weisender erster Dynode hervor. Dabei betragen die Abweichungen vom Mittelwert ($(3,60 \pm 0,15) \text{ ns}$) bis zu 6 %. Das Maximum des TTS liegt bei $\vartheta \sim 110^\circ$ und das Minimum um etwa 160° verschoben bei $\vartheta \sim 270^\circ$. Im Vergleich dazu ändert sich der TTS bei der nach rechts weisenden Krümmung der ersten Dynode nur

⁴⁰Electron Tubes 9354KB

wenig ($< 2\%$, s. Abb. 4.9d) und scheint demnach keine Winkelabhängigkeit aufzuweisen. Außerdem liegen beinahe alle Datenpunkte dieser Orientierung und auch der Mittelwert mit $(3,844 \pm 0,038)$ ns über dem Maximum der Messung mit nach oben weisender erster Dynode.

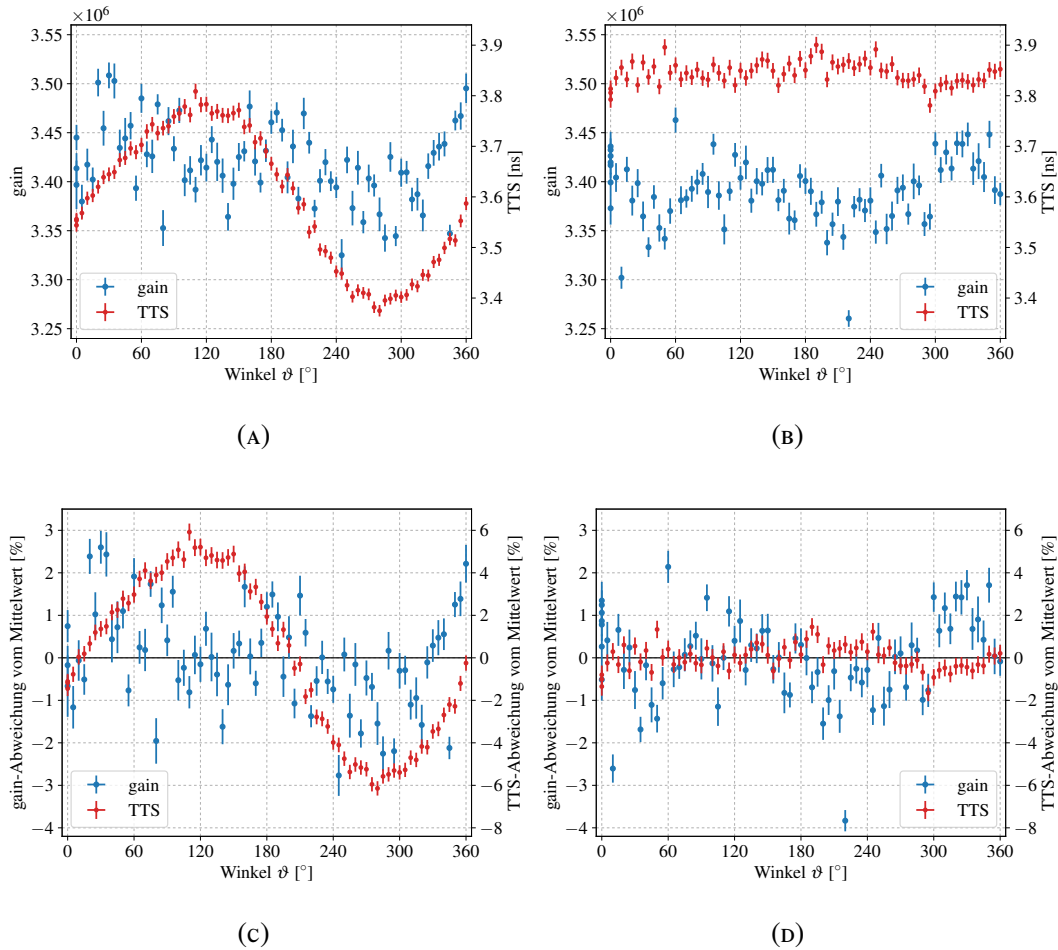


ABBILDUNG 4.9: Gegenüberstellung des Verstärkungsfaktors und des TTS bei Rotation des Versuchsaufbaus im Erdmagnetfeld und unterschiedlicher Ausrichtung des Photomultipliers. (A) und (C) zeigen die Werte für die nach oben weisende erste Dynode, (B) und (D) für die nach rechts weisende erste Dynode. Fehlerbalken zeigen mittels Fitprogramm ermittelte Standardfehler.

Weiterhin wird in diesen zwei Messungen der Verstärkungsfaktor analog zur Vorgehensweise der ersten Messung berechnet und ebenfalls in Abb. 4.9 dargestellt. Ebenso stammt jeder Datenpunkt der *gain* in diesen Graphen aus dem Fit der Einzel-Photoelektronen nach Abschnitt 2.3.6 aus den Ladungshistogrammen. Zwecks Kontrolle der Fit-Genauigkeit ist die Ausgangsposition ($\vartheta = 0^\circ$) sowohl für die nach oben als auch für die nach rechts weisende erste Dynode drei mal gemessen, ausgewertet und in den Graphen dargestellt. Hierbei und aus den weiteren Fit-Parametern⁴¹

⁴¹Ein Maß für die Qualität des Fits ist das reduzierte *Chi-Quadrat* χ^2_ν . Es entspricht dem auf die Anzahl der Freiheitsgrade ν (hier $\nu = 9$) normierten χ^2 aus der gleichnamigen Verteilung.

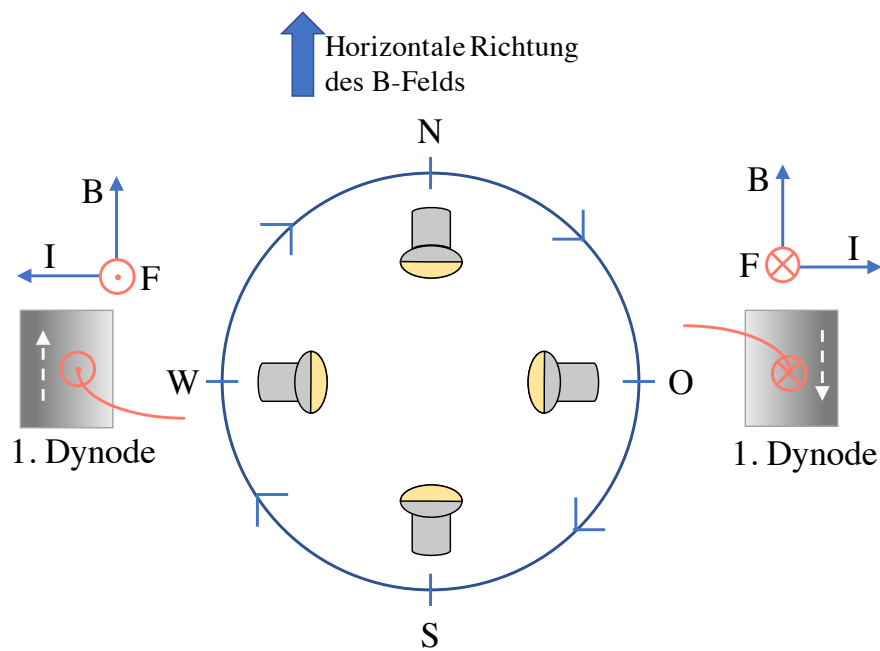
fällt auf, dass die Fits im Vergleich zur ersten Messung deutlich ungenauer sind. Die Streuung der Datenpunkte der Ausgangsposition beträgt etwa 1 % und ist damit größer als das vom Fit berechnete Fehlerintervall. Zu begründen ist dies durch die vergleichsweise aufwändige Auswertung der Histogramme, deren Fits im zeitlichen Rahmen dieser Arbeit nicht für alle 150 Datenpunkte so ausführlich optimiert werden können wie in der Auswertung der ersten Messung mit gekippter erster Dynode. Aus der Analyse dieser Daten des Verstärkungsfaktors ist somit keine explizite Winkelrelation zu erkennen. Die Streuung der TTS-Werte hingegen liegt für die Nullposition im Rahmen der Fit-Unsicherheit. Demnach scheint das Erdmagnetfeld den *transit time spread* stärker zu beeinflussen als den Verstärkungsfaktor.

Abb. 4.10 soll eine Erläuterung für die in Abb. 4.9 gezeigten Verläufe der *gain* und insbesondere des TTS liefern. Die Skizze symbolisiert den Aufbau aus der Draufsicht und die Drehrichtung des PMT mit vier exemplarischen Messpositionen. Während beider Messungen bleibt die magnetische Flussdichte des Erdmagnetfelds nahezu konstant und beträgt in horizontaler Richtung $(18,37 \pm 0,66) \mu\text{T}$ (nach Nordenweisend) und in vertikaler Richtung $(43,9 \pm 1,3) \mu\text{T}$ (zum Erdinnerenweisend). Durch den horizontalen Anteil des Magnetfelds werden die Elektronen im Inneren des Photomultipliers zwischen der Photokathode und der ersten Dynode durch die Lorentzkraft (in Abb. 4.10 durch rote Pfeile dargestellt) je nach Ausrichtung unterschiedlich abgelenkt. Bei $\vartheta \approx 90^\circ$ ist der PMT nach Osten ausgerichtet und die Lorentzkraft wirkt maximal entgegen der Richtung des Erdinneren. 180° dazu verschoben mit einer Ausrichtung nach Westen erfolgt die maximale Ablenkung nach oben.

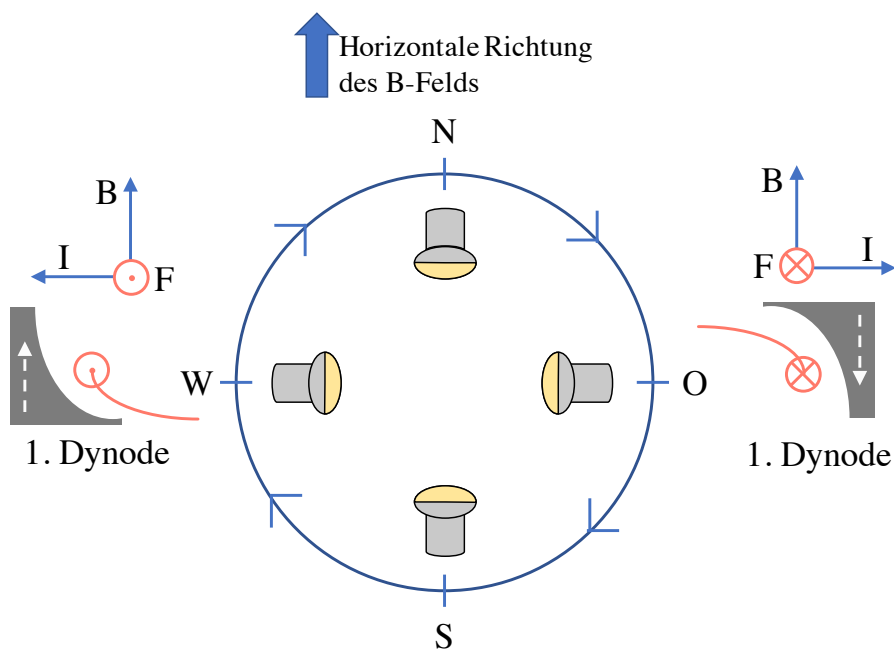
Anhand der Skizze und auch der Messdaten in Abb. 4.9c für den Photomultiplier mit nach obenweisender erster Dynode ist deutlich zu erkennen, dass die Ablenkung der Elektronen in Richtung des Erdinneren geringere Werte des TTS zur Folge hat, da die Elektronen eher senkrecht auf die Dynode treffen. Die Ablenkung nach oben resultiert in höheren TTS-Werten, da die Elektronen eher parallel in die Dynodenstruktur einlaufen und zudem längere Wegstrecken zurücklegen. Bei der nach rechtsweisenden ersten Dynode tritt durch diese Ablenkung in der Vertikalen keine Beeinflussung der Messwerte auf (s. auch Abb. 4.9d), da die erste Dynode in Richtung der Lorentzkraft symmetrisch ist.

Durch die vertikale Komponente des Magnetfelds erfolgt hier allerdings eine horizontale Ablenkung der Elektronen, die in Abb. 4.10 mit einem weiß gestrichelten Pfeil gekennzeichnet ist. Da der vertikale Anteil der magnetischen Flussdichte in etwa um den Faktor 2,4 größer ist als der horizontale Anteil, ist dementsprechend die Beeinträchtigung der Trajektorie in gleichem Maß größer. Im Aufbau mit nach obenweisender erster Dynode ist die Ablenkung dadurch konstant und hat durch die Symmetrie der Dynode keinen Einfluss. Bei der nach rechts orientierten ersten Dynode müssen durch den Einfluss der Lorentzkraft in dieser Richtung jedoch größere Distanzen zurückgelegt werden. Daher liegt der TTS in der gesamten Messung höher, wie auch in Abb. 4.9b zu sehen ist.

Aus den absoluten Messdaten geht hervor, dass sowohl der niedrigste als auch der höchste TTS dann erreicht wird, wenn die Lorentzkraft in etwa senkrecht zur ersten Dynode wirkt. Weiterhin ist der Einfluss des Erdmagnetfelds auf den TTS bei diesen zwei Ausrichtungen des Photomultipliers stärker als auf den Verstärkungsfaktor.



(A) Darstellung mit nach oben weisender erster Dynode.



(B) Darstellung mit nach rechts weisender erster Dynode.

ABBILDUNG 4.10: Schematische Darstellung der Elektronen-Ablenkung im Magnetfeld bei nach oben (A) und nach rechts (B, jeweils in Draufsicht) weisender erster Dynode für unterschiedliche Winkel relativ zur horizontalen Komponente des Erdmagnetfelds. Die Ablenkung durch die horizontale Komponente ist rot, jene durch die vertikale Komponente weiß gestrichelt markiert.

5 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Bachelorarbeit war es einen Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R12199-02 und eine aktive Base für die Verwendung im Prototypen des mDOM der möglicherweise nächsten Ausbaustufe des *IceCube* Neutrino-Observatoriums zu untersuchen.

Im ersten Teil wurde die Ausgabelinearität des PMT mit einer aktiven Base für unterschiedliche Lichtstärken analysiert. Aus den Messungen geht ein nahezu linearer Zusammenhang zwischen der Lichtmenge und Ladungs-Ausgangssignalen bis zu 400 pe hervor. Bis zu diesem Wert lässt sich aus der deponierten Ladung die Lichtintensität mit einer maximalen Abweichung von 10 % berechnen. Für größere Anzahlen detektierter Photonen ist diese Relation nicht mehr gegeben. Verglichen damit ist die Spannungslinearität mit größeren Abweichungen behaftet und weicht im gleichen Intervall der Lichtintensität teilweise um bis zu 20 % von einem linearen Verhalten ab. In einer anderen Arbeit [4] wurde mit einem PMT vom gleichen Typ und einer passiven Base eine Ladungslinearität bis ~ 500 pe erreicht. Demnach ist die dort verwendete Kombination von PMT und Base der hier untersuchten aktiven Base mit gleichem PMT in diesem Aspekt überlegen.

Der im Aufbau zur Messung der Linearität eingesetzte Neutraldichtefilter weist für die hier relevante Wellenlänge $\lambda = (458 \pm 3)$ nm eine homogene Transmission von im Mittel $(11,81 \pm 0,65)$ % auf und stimmt in etwa mit der Herstellerangabe von 12,5 % im Rahmen der Messungenauigkeit überein. Im Bereich des ultravioletten Lichts sinkt die Transmission auf nahezu 0 %, für größere Wellenlängen nähert sie sich der Herstellerangabe an und übersteigt diese ab $\lambda \approx 600$ nm. Damit eignet sich der Neutraldichtefilter zum Senken der Lichtintensität im hier verwendeten Aufbau.

Die Untersuchung des *transit time spread* unter Einfluss des Erdmagnetfelds liefert wichtige Erkenntnisse zur Notwendigkeit der Abschirmung des Photomultipliers. Je nach Orientierung des PMT und auch der ersten Dynode relativ zum Magnetfeld weicht der TTS um bis zu 6 % vom Mittelwert ab oder bleibt nahezu konstant auf einem Wert, der bis zu 12 % oberhalb des hier gemessenen Optimums von $(3,375 \pm 0,011)$ ns liegt. Der Verstärkungsfaktor scheint ebenfalls von der Ausrichtung im Erdmagnetfeld abzuhängen. Aus zeitlichen Gründen konnte die bedeutend aufwändigere Analyse der Messdaten im Rahmen dieser Arbeit jedoch nicht mit der gleichen Genauigkeit vorgenommen werden.

Insgesamt ist demzufolge der Photomultiplier gut für die Verwendung im mDOM geeignet. Allerdings konnten bezüglich des Verstärkungsfaktors und des *transit time spread* Abweichungen beobachtet werden, die jedoch im Vergleich mit den Variationen größerer PMTs geringer ausfallen. Daran anknüpfend sollen Simulationen

zeigen, ob derartige Variationen für die eventuelle Installation in *IceCube-Gen2* tolerabel sind oder, ähnlich zum momentan verwendeten DOM, eine Mu-Metallgitterstruktur zur Abschirmung des Erdmagnetfelds unabdingbar ist.

Die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse bezüglich der Ausgabelinearität einer Kombination aus einem Photomultiplier vom Typ Hamamatsu R12199-02 und einer aktiven Base sowie des Einflusses des Erdmagnetfelds auf den Verstärkungsfaktor und den *transit time spread* des PMT tragen zur Entwicklung eines Prototypen des mDOM für eine mögliche Ausbaustufe des *IceCube-Gen2* Neutrino-Observatoriums bei.

In weiterführenden Studien könnte eine optimierte Version der aktiven Base erneut mit dem hier erprobten Messverfahren im Versuchsaufbau mit dem nun charakterisierten Neutraldichtefilter analysiert werden. Zudem bietet sich eine genauere Untersuchung weiterer Photomultiplier-Eigenschaften unter dem Einfluss des Erdmagnetfelds an. Auf den Ergebnissen der hier dargestellten Messung aufbauend, könnte die Analyse des PMT unter Drehung in alle Raumrichtungen und um die PMT-Achse der Gegenstand einer weiteren Arbeit sein. Darüber hinaus könnte mit Spulen der Einfluss unterschiedlich starker Magnetfelder auf die PMT-Eigenschaften untersucht werden und so auch das verglichen mit dem hiesigen Labor in Münster etwas stärkere Magnetfeld nahe des Pols simuliert werden.

Literatur

- [1] University of Wisconsin-Madison. IceCube South Pole Neutrino Observatory. *Research Highlights: Neutrino Astronomy and Multimessenger Astrophysics*. Stand 28.08.2017. URL: https://icecube.wisc.edu/science/highlights/neutrino_astronomy.
- [2] A. C. Vincent u. a. „Analysis of the 4-year IceCube high-energy starting events“. In: *Phys. Rev. D* 94.2 (2016), S. 023009. DOI: 10.1103/PhysRevD.94.023009. arXiv: 1605.01556.
- [3] M. G. Aartsen u. a. *IceCube-Gen2: A Vision for the Future of Neutrino Astronomy in Antarctica*. 2014. arXiv: 1412.5106.
- [4] L. Classen. *The mDOM - a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope*. Doktorarbeit. Münster, Feb. 2017. URL: https://www.uni-muenster.de/imperia/md/content/physik_kp/agkappes/abschlussarbeiten/doktorarbeiten/1702-phd_lclassen.pdf.
- [5] J. M. Carceller u. a. *Origin of the high-energy neutrino flux at IceCube*. 2017. arXiv: 1703.10786.
- [6] M. G. Aartsen u. a. *Neutrinos and Cosmic Rays Observed by IceCube*. 2017. arXiv: 1701.03731.
- [7] M.G. Aartsen u. a. „The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems“. In: *Journal of Instrumentation* 12.03 (März 2017), P03012–P03012. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/p03012. URL: <https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/p03012>.
- [8] R. Abbasi u. a. „Calibration and characterization of the IceCube photomultiplier tube“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 618.1 (2010), S. 139–152. ISSN: 0168-9002. DOI: <https://doi.org/10.1016/j.nima.2010.03.102>. URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0168900210006662>.
- [9] Francis Halzen und Spencer R. Klein. „IceCube: An Instrument for Neutrino Astronomy“. In: *Rev. Sci. Instrum.* 81 (2010), S. 081101. DOI: 10.1063/1.3480478. arXiv: 1007.1247.
- [10] M. G. Aartsen u. a. „The IceCube Neutrino Observatory: Instrumentation and Online Systems“. In: *JINST* 12.03 (2017), P03012. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/P03012. arXiv: 1612.05093 [astro-ph.IM].
- [11] M. G. Aartsen u. a. *Letter of Intent: The Precision IceCube Next Generation Upgrade (PINGU)*. 2014. arXiv: 1401.2046.
- [12] M. G. Aartsen u. a. „PINGU: A Vision for Neutrino and Particle Physics at the South Pole“. In: *J. Phys. G* 44.5 (2017), S. 054006. DOI: 10.1088/1361-6471/44/5/054006. arXiv: 1607.02671.

- [13] J. A. Formaggio und G. P. Zeller. „From eV to EeV: Neutrino Cross Sections Across Energy Scales“. In: *Rev. Mod. Phys.* 84 (2012), S. 1307–1341. doi: 10.1103/RevModPhys.84.1307. arXiv: 1305.7513.
- [14] U. F. Katz und Ch. Spiering. „High-Energy Neutrino Astrophysics: Status and Perspectives“. In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 67 (2012), S. 651–704. doi: 10.1016/j.pnpnp.2011.12.001. arXiv: 1111.0507.
- [15] H. Seldon. *Animace vzniku Čerenkovova záření. Cherenkov radiation animation*. URL: https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/8/87/Cherenkov_radiation_animation.gif.
- [16] P. A. Cerenkov. „Visible radiation produced by electrons moving in a medium with velocities exceeding that of light“. In: *Phys. Rev.* 52 (1937), S. 378–379. doi: 10.1103/PhysRev.52.378.
- [17] ET Enterprises Limited. *Understanding Photomultipliers*. 2011. URL: <http://www.et-enterprises.com/files/file/Understanding-photomultipliers.pdf>.
- [18] S. O. Flyckt und C. Marmonier. *Photomultiplier Tubes. principles & applications*. Brive, Sep. 2009. URL: http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf.
- [19] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments. A How-to Approach*. Berlin, Heidelberg: Springer-Verlag, 1994. doi: 10.1007/978-3-642-57920-2.
- [20] Hamamatsu Photonics K.K. Electron Tube Division. *R12199 Photomultiplier tube Datasheet*. Iwata City, Japan, 2015. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/R12199_TPMH1356E.pdf.
- [21] P B Coates. „Photomultiplier collection efficiencies and nonpoissonian pulse height distributions“. In: *Journal of Physics D: Applied Physics* 6.2 (1973), S. 153. URL: <http://stacks.iop.org/0022-3727/6/i=2/a=303>.
- [22] Toshikazu Hakamata u. a. *Photomultiplier Tubes. Basics and Applications*. 2007. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.
- [23] E.H. Bellamy u. a. „Absolute calibration and monitoring of a spectrometric channel using a photomultiplier“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 339.3 (1994), S. 468–476. ISSN: 0168-9002. doi: [https://doi.org/10.1016/0168-9002\(94\)90183-X](https://doi.org/10.1016/0168-9002(94)90183-X). URL: <http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/016890029490183X>.
- [24] P. DeVore u. a. „Light-weight Flexible Magnetic Shields For Large-Aperture Photomultiplier Tubes“. In: *Nucl. Instrum. Meth.* A737 (2014), S. 222–228. doi: 10.1016/j.nima.2013.11.024. arXiv: 1309.5415.
- [25] S. Aiello u. a. „Influence of the Earth’s magnetic field on large area photomultipliers“. In: *Proceedings, 12th European Conference on Radiation and its Effects on Components and Systems (RADECS 2011): Sevilla, Spain, September 19-23, 2011*. Bd. 59. 2012, S. 1259–1267. doi: 10.1109/TNS.2012.2189245.

-
- [26] V. Giordano u. a. „The effects of Earth’s magnetic field on 3-inch diameter photomultipliers used in KM3NeT neutrino telescope“. In: *EPJ Web Conf.* 116 (2016), S. 01005. doi: 10.1051/epjconf/201611601005.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Vereinfachte Darstellung des <i>IceCube</i> Neutrino Observatoriums . . .	3
2.2	Vereinfachte Darstellung des Cherenkov-Effekts	5
2.3	Schematischer Aufbau eines Photomultipliers	6
2.4	Beispiel eines Ladungshistogramms mit Anmerkungen	11
3.1	Versuchsaufbau zur Messung der Linearität	14
3.2	Versuchsaufbau zur Messung der Linearität: Foto	15
3.3	Schematischer Versuchsaufbau zur Messung der Homogenität des Neutralsdichtefilters	16
3.4	Versuchsaufbau zur Messung der Homogenität des Neutralsdichtefilters: Fotos	17
3.5	Homogenität des Neutralsdichtefilters (normierte Intensität)	18
3.6	Homogenität des Neutralsdichtefilters (prozentuale Abweichung vom Mittelwert der Lichtintensität)	19
3.7	Vom Neutralsdichtefilter transmittierte Lichtintensität bei verschiedenen Wellenlängen	20
3.8	Vom Neutralsdichtefilter transmittierte Lichtintensität bei verschiedenen Wellenlängen (prozentual)	21
3.9	Ladungshistogramme zur Kalibrierung der PMTs vor Linearitätsmessung	22
3.10	Ladungsdiagramme zur Bestimmung des linearen Bereichs der Ausgabesignale	23
3.11	Spannungsdiagramme zur Bestimmung des linearen Bereichs der Ausgabesignale	24
3.12	Darstellung der Baseline-Ladung zur Korrektur der Ladungslinearität	25
4.1	Auswirkungen des Erdmagnetfelds auf das Ladungssignal eines PMT vom Typ Electron Tubes 9354KB	27
4.2	Versuchsaufbau zur Messung der PMT-Eigenschaften im Erdmagnetfeld	28

4.3	Versuchsaufbau zur Messung der PMT-Eigenschaften im Erdmagnetfeld: Foto	29
4.4	Kalibrierung des Magnetfeldsensors	30
4.5	Ausgewertetes Ladungshistogramm aus Messung der <i>gain</i>	31
4.6	Verstärkungsfaktor und TTS in Abhängigkeit des Winkels zur horizontalen Komponente des Erdmagnetfelds	32
4.7	Ausgewertetes Histogramm aus Messung des TTS	33
4.8	Detailaufnahme der unterschiedlich orientierten ersten Dynode zur Messung im Erdmagnetfeld	34
4.9	Gegenüberstellung des Verstärkungsfaktors und des TTS bei Rotation des Versuchsaufbaus im Erdmagnetfeld und unterschiedlicher Ausrichtung des Photomultipliers	35
4.10	Schematische Darstellung der Elektronen-Ablenkung im Magnetfeld bei nach oben und nach rechts weisender erster Dynode	37

Danksagung

Ich danke

- Herrn Prof. Dr. Alexander Kappes für meinen Platz in seiner großartigen Arbeitsgruppe und die Möglichkeit, mit meiner Arbeit einen Anteil zum mDOM-Projekt beizutragen,
- Herrn Dr. Volker Hannen für die Zweitkorrektur dieser Arbeit,
- Dr. Lew Classen für seine umfassende Unterstützung und die Beantwortung jedweder Fragen,
- Martin und Florian für unzählige Tipps und Ratschläge im Lab und Büro,
- Markus für erholsame und inspirierende „Fünf-Minuten-Frischluftpausen“,
- der gesamten AG Kappes für den herzlichen Empfang in der Gruppe, das freundschaftliche Miteinander und viel Freude während und auch außerhalb des Büro- und Laboralltags,
- allen Korrekturlesern,
- meiner Familie, Annika und meinen Freunden für grenzenlosen Rückhalt und Motivation.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über „Untersuchungen zur Ausgangelinearität von Photomultipliern des Typs Hamamatsu R12199-02 sowie des Einflusses des Erdmagnetfelds auf die Photomultiplier-Eigenschaften“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Unterschrift:

Datum:

Ich erkläre mich mit einem Abgleich der Arbeit mit anderen Texten zwecks Auffindung von Übereinstimmungen sowie mit einer zu diesem Zweck vorzunehmenden Speicherung der Arbeit in eine Datenbank einverstanden.

Unterschrift:

Datum:
