

Wilhelms-Universität Münster

WISSENSCHAFTLICHE ARBEIT ZUR ERLANGUNG DES AKADEMISCHEN GRADES
BACHELOR OF SCIENCE (B.Sc.)

Kalibration und Dunkelratenmessungen von Photomultipliern für optische Module in IceCube-Gen2

im Fachgebiet Physik

Autor:	Johannes Bloms
Studienbereich:	1-FB Physik
Matrikelnummer:	410802
E-Mail Adresse:	j_blom02@uni-muenster.de
Erstgutachten:	Prof. Dr. Alexander Kappes
Zweitgutachten:	Prof. Dr. Alfons Khoukaz

© SS 2016

3. August 2016

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	1
2	Theorie	3
2.1	Cherenkov-Effekt und Entstehung geladener Teilchen	3
2.2	Theoretische Grundlagen eines Photomultipliers	4
2.2.1	Allgemeines	4
2.2.2	Photokathode	4
2.2.3	Verstärkung	5
2.2.4	Dunkelrate und Dunkelstrom	6
3	Experimenteller Teil	9
3.1	Charakterisierung des PMTs R12199-02	9
3.1.1	Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung	9
3.1.2	Ladungsschwelle in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr}	12
3.2	Überprüfung der Holdoff-Funktion des Oszilloskops	16
3.3	Messung der Dunkelrate des PMTs R12199-02	19
3.3.1	Messung der Dunkelraten bei Raumtemperatur	20
3.3.2	Dunkelrate in Abhängigkeit von der Reflektorspannung bei Raumtemperatur	27
3.3.3	Messung der Dunkelraten in Abhängigkeit von der Öldicke in der Klimakammer	34
3.3.4	Dunkelrate mit Reflektor auf Floating-Potential in der Klimakammer	38
4	Zusammenfassung und Ausblick	40
	Abbildungsverzeichnis	41
	Literatur	42
	Danksagung	43
	Eidesstattliche Erklärung	44

1 Einleitung

Die Installation des IceCube-Experiments begann im Jahr 2005 und dauerte bis 2010. Seit Mai 2011 läuft die Datennahme des vollen Detektors. Es stellt den größten Teilchendetektor für Neutrinos dar. IceCube instrumentiert ein Volumen von einem Kubikkilometer reinem Eis in einer Tiefe von 1,5–2,5 km [1]. Ziel des Experiments ist es, Quellen jener rätselhaften und energiereichen Vorgänge ausfindig zu machen, welche unter anderem für die Entstehung der kosmischen Strahlung verantwortlich sind. Neutrinos, wie sie in oben genannten Vorgängen entstehen, sind um das Milliardenfache energiereicher als jene, die uns stetig von der Sonne erreichen.

Im Jahr 2012 wurden erstmals zwei dieser Neutrinos detektiert. Aufgrund ihrer hohen Energie mussten sie in einem weit entfernten kosmischen Prozess entstanden sein, und hoben sich deshalb vom anderen 'Neutrinohintergrund' aus der Atmosphäre ab. Die auf die Namen Ernie und Bert getauften Teilchen (1,0 und 1,1 PeV) könnten schon bald den Zugang zum Verständnis der Phänomene, aus denen sie entstanden sind, gewähren. Beispiele dafür sind Supernovae und Gammastrahlungsausbrüche, bei denen zusätzlich die kosmische Strahlung entstehen könnte. Zwar ist der Nachweis von Neutrinos aufgrund ihrer geringen Wechselwirkungsrate enorm schwierig, aber die detektierte kosmische Strahlung gibt bezüglich der Auffindung ihrer Quellen keine Antwort darauf. Dies lässt sich leicht erklären: Weil die kosmische Strahlung geladen ist, wird sie auf dem Weg zur Erde im Universum durch galaktische und intergalaktische Magnetfelder abgelenkt, sodass sich die Richtung der Quelle fast bis gar nicht reproduzieren lässt. Neutrinos hingegen sind ungeladene Teilchen, die also eine gerade Trajektorie besitzen sollten [1].

Diese Arbeit beschäftigt sich mit der Untersuchung von Photomultipliern (PMTs), welche in den insgesamt 5160 optischen Modulen des Detektors verbaut sind. Photomultiplier sind Detektoren für Licht, speziell für einzelne Photonen. Dieses zu detektierende Licht entsteht unter anderem, wenn die energiereichen Neutrinos mit Atomen im Eis wechselwirken und elektrisch geladene Teilchen entstehen. Da die neuen Teilchen schneller als Lichtgeschwindigkeit im Eis sind, emittieren sie Licht, die sogenannte Cherenkov-Strahlung. Näheres dazu ist im Theorieteil zu finden. Aus der Form und Ausdehnung dieser entstehenden Lichtblitze lässt sich auf die Energie und Richtung der Neutrinos rückschließen. Neben den gesuchten energiereichen Neutrinos werden eine Reihe energetisch niedrigerer Neutrinos detektiert, was oben als 'Neutrinohintergrund' bezeichnet worden ist. Diese entstehen, wenn die kosmische Strahlung auf Atomkerne in der irdischen Atmosphäre trifft. Die Detektion eines solchen Neutrinos tritt ungefähr alle sechs Minuten auf. Jedoch lassen diese keine Schlüsse auf die Quellen kosmischer Strahlung zu, wie oben bereits erwähnt [1].

In dieser Arbeit wird speziell der Fokus auf die Dunkelraten eines Photomultipliers gelegt und nicht auf die detektierte Cherenkov-Strahlung, welche ihren Ursprung in den energiereichen Neutrinos hat. Mit Dunkelraten ist diejenige Rate gemeint, die auch mit einer Abschirmung der betrachteten Messeinheit gegenüber äußeren Photonen gemessen wird. Quellen von Dunkelraten sind zum einen thermische Emissionen von der Photokathode, Feldeffekt-Emissionen von den Elektroden des Photomultipliers oder radioaktive Zerfälle des ^{40}K im Glas des digitalen optischen Moduls (mDOM). Beim radiokativen Zerfall können durch Abregung des Tochternuklids Photonen entstehen, zudem können die entstehenden geladenen Teilchen Cherenkov-Licht bei der Propagation im Glas emittieren. Nachdem eine Charakterisierung bezüglich der Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung und der Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle des verwendeten Photomultipliers R12199-02 von der Firma Hamamatsu geschieht, wird die Dunkelrate in Abhängigkeit von der Dicke des optischen Gels, welches sich zwischen den Photomultipliern im optischen Modul und der Glaskugel des Moduls befindet, bestimmt. Motiviert wird diese Arbeit dadurch, dass ein Umbau des IceCube-Experiments (IceCube-Gen2) geplant ist, welcher neben der Vergrößerung des Detektorvolumens eine Erneuerung der optischen Module beinhaltet [2]. Momentan befindet

sich in jedem optischen Modul ein 10 Zoll großer PMT. Durch ein Multi-PMT-Modul, welches 24 3 Zoll große PMTs beinhaltet, wird beispielsweise eine Richtungssensitivität eines einzelnen Moduls erreicht [2]. Diese PMTs werden in dieser Arbeit untersucht.

Bevor die experimentellen Ergebnisse vorgestellt werden, wird es theoretische Vorüberlegungen geben, welche für den Versuchsaufbau wie auch für die Auswertung der Messwerte fundamental sind.

2 Theorie

2.1 Cherenkov-Effekt und Entstehung geladener Teilchen

Durchfliegt ein geladenes Teilchen ein dielektrisches Medium ($\epsilon = n^2 \neq 1$), verursacht es eine Polarisation des Mediums. Ist die Teilchengeschwindigkeit v größer als die Lichtgeschwindigkeit c in dem Medium mit dem Brechungsindex n , also

$$v > \frac{c}{n}, \quad (1)$$

kann die Polarisation der Teilchenbewegung nicht mehr folgen, wodurch man einen sich bewegenden elektrischen Dipol vorliegen hat [3]. Dieser strahlt nach den Maxwell'schen Gleichungen elektromagnetische Wellen ab. In Flugrichtung unter dem Winkel θ_C tritt eine kohärente

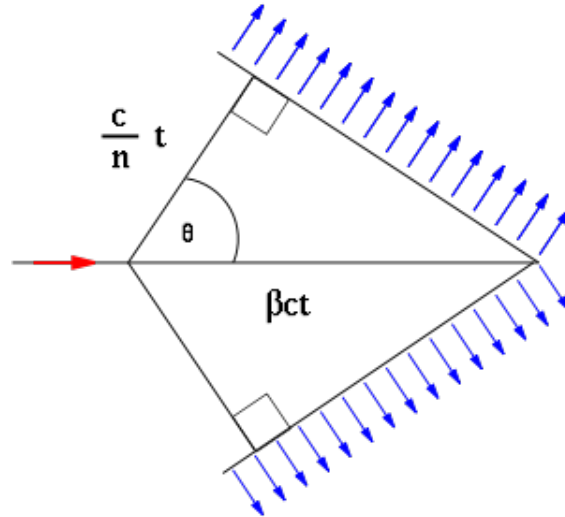


Abbildung 1: Entstehung des Lichtkegels in θ_C -Richtung¹.

Überlagerung der emittierten Kugelwellen auf, weshalb ein Lichtkegel entsteht. Für den Cherenkov-Winkel θ_C ist aus Abb. 1 zu entnehmen:

$$\cos(\theta_C) = \frac{\frac{c}{n}t}{\beta ct} = \frac{1}{\beta n} \quad (2)$$

mit $\beta = v/c$, v als Teilchengeschwindigkeit und n als Brechungsindex des Mediums.

Wie oben erwähnt, emittieren nicht die Neutrinos selber, sondern geladene Teilchen das Cherenkov-Licht. Diese geladenen Teilchen entstehen, wenn die Neutrinos mit Nukleonen im Eis über inverse β -Zerfälle wechselwirken. Diese Wechselwirkung ist eine schwache Wechselwirkung. Dabei unterscheidet man in neutrale und geladene Ströme, welche sich wiederum in ihren Austauscheteilchen unterscheiden. Neutrale Ströme werden durch das Z^0 -Boson vermittelt. Dabei wird keine Ladung zwischen den beteiligten Teilchen ausgetauscht, was zur Folge hat, dass ein Neutrino gleichen Flavours entsteht:

$$\nu_f + N = \nu_f + Y. \quad (3)$$

Dabei kann f die verschiedenen Leptonenfamilien e^- , μ , τ annehmen, Y ist der hadronische Endzustand.

Bei geladenen Strömen sind die Austauscheteilchen das W^+ - und W^- -Boson. Diese übertragen eine positive oder negative Elementarladung zwischen den Teilchen [3].

¹<https://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/6/6b/Cherenkov.svg/300px-Cherenkov.svg.png>

2.2 Theoretische Grundlagen eines Photomultipliers

2.2.1 Allgemeines

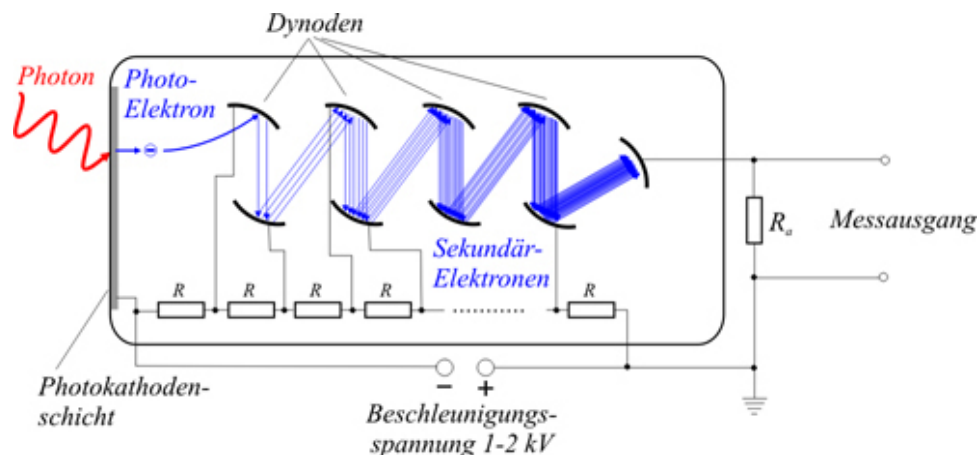


Abbildung 2: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers².

In Abb. 2 ist der schematische Aufbau eines Photomultipliers dargestellt. Trifft ein Photon auf die Photokathode, werden Photoelektronen via Photoeffekt aus dieser gelöst. Diese Elektronen werden aufgrund der anliegenden Beschleunigungsspannung in Richtung der Dynodenanordnung beschleunigt. An jeder dieser Dynoden werden weitere Elektronen, die sogenannten Sekundärelektronen, herausgeschlagen. Damit die Sekundärelektronen wiederum zur nächsten Dynode beschleunigt werden, muss zwischen jeder Dynode eine Potentialdifferenz bestehen, also jede nächste Dynode ein positiveres Potential aufweisen als die vorherige. Dies wird durch einen Spannungsteiler im Photomultiplier gewährleistet [4]. Insgesamt ergibt sich also eine Vervielfachung der Elektronen im Photomultiplier. Die letzte Dynode stellt die Anode dar. Hier kann ein Strom- oder Spannungssignal mit beispielsweise einem Oszilloskop gemessen werden. So sind Photomultiplier gut geeignet, um sogar einzelne Photonen nachzuweisen. Der zu messende Puls an der Anode ist dabei proportional zur Anzahl der einfallenden Photonen. Dies ist sehr wichtig, da jeder PMT aufgrund des großen Detektorvolumens und des wenig entstehenden Cherenkov-Lichts einzelne Photonen nachweisen können muss. Typische Verstärkungen liegen im Bereich von 10^6 – 10^7 [4].

2.2.2 Photokathode

Wie bereits erwähnt, werden aus der photosensitiven Kathode Elektronen mittels Photoeffekt herausgelöst. Dabei hat das Elektron nach der Emission aus der Kathode die Energie

$$E_{e^-} = h\nu - W_A, \quad (4)$$

mit $E_{\text{Photon}} = h\nu$ als Photonenenergie (mit Planckschen Wirkungsquantum h und Frequenz ν) und W_A als materialspezifische Austrittsarbeit für ein Elektron aus dem Kathodenmaterial. Da die Photokathode eine dünne, semi-transparente Schicht ist, wird nicht jedes Photon, welches mit genügend Energie auf die Photokathode trifft, vom Material absorbiert. Daraus ergibt sich unmittelbar die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$, die das Verhältnis von emittierten Photoelektronen N_{pe} und auf der Kathode aufgetroffenen Photonen N_p angibt [5]:

$$QE(\lambda) = \frac{N_{pe}}{N_p}. \quad (5)$$

²https://www-zeuthen.desy.de/exps/physik_begreifen/chris/PhotomultiSkizze.jpg

Die gewünschte Quanteneffizienz lässt sich zum Beispiel mit der Wahl des Kathodenmaterials auf bestimmte Wellenlängenbereiche optimieren. Übliche maximale Quanteneffizienzen liegen für Bialkalimaterialien bei ungefähr 25 % [5]. Bei der Wahl des Kathodenmaterials ist jedoch zu beachten, dass bei geringer Austrittsarbeit thermische Elektronen im Material genügend Energie haben können, um emittiert zu werden. So treten Fehlpulse auf, die als Rauschen oder Dunkelrate bezeichnet werden. Die Quanteneffizienz kann ebenfalls durch die Wahl der Dicke und des Materials des Eintrittsfensters in den Photomultiplier beeinflusst werden. In Abb. 3 ist die Quanteneffizienz $QE(\lambda)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge der einfallenden Photonen für verschiedene Kathodenmaterialien dargestellt.

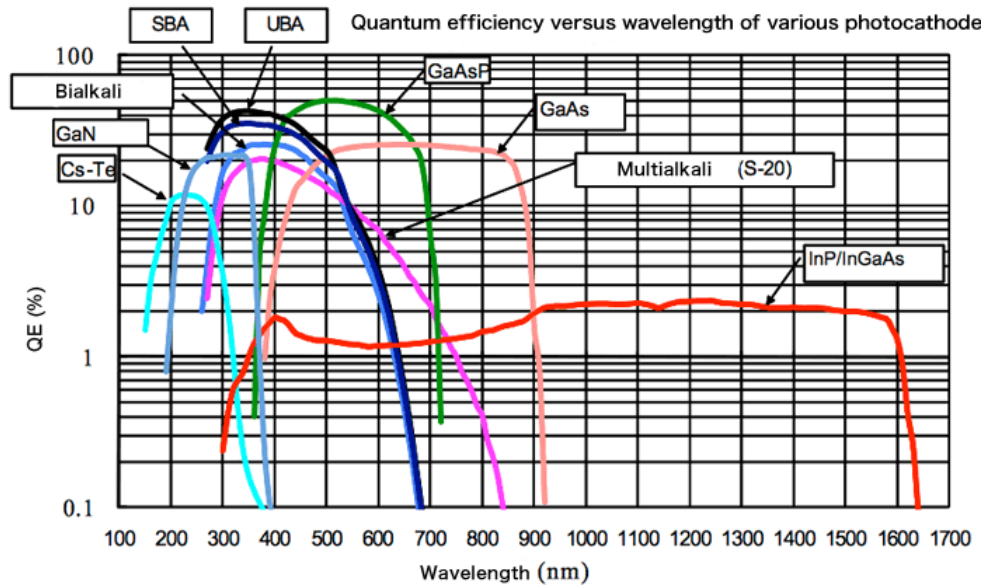


Abbildung 3: $QE(\lambda)$ in Abhängigkeit der Wellenlänge der Photonen für verschiedene Kathodenmaterialien. Entnommen aus [6].

2.2.3 Verstärkung

Die Verstärkung des Photomultipliers wird unter anderem durch die Dynodenanordnung erreicht, wie sie beispielsweise in Abb. 2 zu sehen ist. Die aus der Photokathode emittierten Elektronen werden zur ersten Dynode hin beschleunigt. Beim Aufprall auf diese werden Sekundärelektronen emittiert, welche zur zweiten Dynode hin beschleunigt werden und wiederum Elektronen heraus schlagen. Zunächst kann jeder einzelnen Dynode eine Verstärkung δ zugeordnet werden [5]:

$$\delta = \frac{N_{ee^-}}{N_{ae^-}} = aE_p^k. \quad (6)$$

Dabei sind N_{ee^-} und N_{ae^-} die Anzahl der aus der Dynode emittierten bzw. auf die Dynode auftreffenden Elektronen. Die Verstärkung ist gleichzeitig eine Funktion der Elektronenenergie E_p , wobei k eine materialabhängige Konstante beschreibt. Der Faktor a ist eine Konstante. Ziel ist es, mit möglichst wenig Dynoden eine große Verstärkung und dementsprechend ein gut messbares elektrisches Signal zu erreichen, um den insgesamten Verlust von Elektronen zwischen den Dynoden gering zu halten. Typische Verstärkungsfaktoren einer einzelnen Dynode liegen bei 4–6. Für eine Anordnung von N Dynoden ergibt sich eine Gesamtverstärkung G von [5]

$$G = \alpha \cdot \delta^N, \quad (7)$$

wobei α die Anzahl der Photoelektronen ist, die von den Dynoden verstärkt werden. Um höhere Verstärkungen der einzelnen Dynoden zu erreichen, werden sie mit Materialien mit einem hohen Sekundärelektronenemissionskoeffizienten legiert. Zusätzlich kann das Dynodenmaterial dotiert werden. Um nun Verstärkungen von 10^7 zu erreichen, müssen je nach Dynodenmaterial 5-10 Dynoden im Photomultiplier verbaut werden.

2.2.4 Dunkelrate und Dunkelstrom

Neben den gewünschten Cherenkov-Signalen werden im Photomultiplier auch Signale registriert, welche in totaler Abwesenheit von Photonen, also auch in kompletter Dunkelheit, entstehen. Diese Rate wird Dunkelrate genannt. Streng genommen ist sie nicht mit Rauschen zu verwechseln, da Dunkelraten zu üblichen Signalen führen, wohingegen Rauschen Störungen um den Nullpunkt sind. Die Dunkelrate setzt sich zum einen aus einem kontinuierlichen Anteil des Verluststroms und einem diskreten oder periodischen Anteil von Pulsen mit einer Länge von einigen Nanosekunden zusammen. Die einzelnen Effekte und Anteile, welche für die Dunkelrate verantwortlich sind, hängen von Umweltfaktoren sowie den Betriebsmodi ab. Im Folgenden sollen die wesentlichen Beiträge zur Dunkelrate näher erläutert werden [4].

1. Verluststrom

Der Verluststrom trägt den kontinuierlichen Anteil zur Dunkelrate bei. Er entsteht aufgrund der Leitfähigkeit der Oberflächen der Elektroden-Supports, der Fassung und der Base. Diese Leitfähigkeit wird durch das verwendete Alkalimetall innerhalb des Photomultipliers, aber auch durch Staub, Feuchtigkeit und Fett auf dem Glas des PMTs begünstigt. Der Verluststrom kann mit Hilfe des Ohmschen Gesetzes und typischen Photomultiplierwerten ($R = 10^{12} \Omega$, $U_{\text{PMT}} = 1000 \text{ V}$) auf eine Größenordnung von einigen Nanoampere abgeschätzt werden. Dementsprechend ist die Größe des Verluststroms abhängig von der Betriebsspannung U_{PMT} , mit der der Photomultiplier versorgt wird. Zudem ist der Verluststrom bei tiefen Temperaturen der dominante Anteil an der Dunkelrate.

2. Thermische Emission

Die thermische Emission von Elektronen aus der Photokathode trägt einen diskreten Anteil zur Dunkelrate bei. Die emittierten Elektronen sind am Ende der Dynodenanordnung fälschlicherweise als reguläres Signal zu messen. Die thermische Emission genügt dem Richardson-Gesetz [4]:

$$J = AT^2 \exp\left(\frac{-W_{th}}{k_B T}\right). \quad (8)$$

Dabei ist J die Stromdichte, A eine Skalierungskonstante, T die absolute Temperatur, W_{th} die Austrittsarbeit eines Elektrons aus der Kathode und k_B die Boltzmann-Konstante. Die Abhängigkeit von der Austrittsarbeit der Elektronen aus der Photokathode lässt schließen, dass beispielsweise rot- und infrarot-sensitive Photomultiplier mit höheren Dunkelraten einhergehen. Zudem ist eine starke Temperaturabhängigkeit der thermischen Emission zu sehen. Demzufolge kann die thermische Emission durch Abkühlen des Photomultipliers stark unterdrückt werden, wohingegen sie bei Raumtemperatur den Hauptbestandteil der gesamten Dunkelrate bildet. Die Abhängigkeit der Dunkelrate von der Temperatur ist in Abb. 4 für die Photokathodenmaterialien SbKCs und SbNa₂KCs dargestellt.

3. Feldemission

Die Feldemission beschreibt die Emission von Elektronen aus Materialien in Gegenwart eines starken elektrischen Feldes. Da aber die elektrischen Felder in einem Photomultiplier eher gering sind, liegt die Begründung in der Rauheit der Elektroden. Spitzen und scharfe Kanten begünstigen die Feldemission an diesen Stellen. Die emittierten Elektronen können nun im Glas Szintillationslicht auslösen, welches die Photokathode erreichen kann

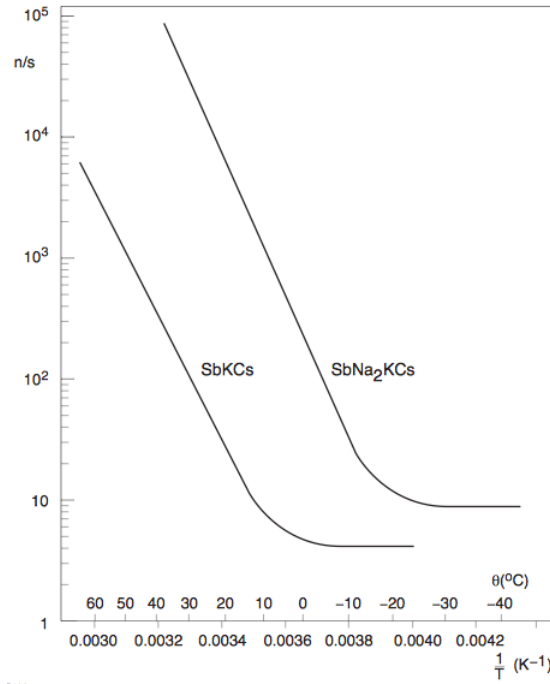


Abbildung 4: Abhängigkeit der Dunkelrate von der Temperatur für zwei Kathodenmaterialien. Entnommen aus [4].

und so Dunkelpulse generiert. Die Feldemission ist abhängig von der angelegten Spannung U_{PMT} und wächst schneller als die Verstärkung mit ihr. Demzufolge ist dadurch ein Limit bezüglich der Verstärkung bei fester Dynodenzahl gegeben. In Abb. 5 ist die Abhängigkeit der bislang diskutierten Anteile zur Dunkelrate in Abhängigkeit von der angelegten Spannung U_{PMT} dargestellt. Hier ist die stärkere Abhängigkeit der Feldemission im Gegensatz zur Verstärkung von der angelegten Spannung U_{PMT} zu sehen. Desweiteren gibt es starke Abhängigkeiten von möglichen Feldgradienten außerhalb des PMTs. Beispielsweise wird das PMT Gehäuse mit einem leitenden Material ummantelt, um so mit dem Potential der Photokathode verbunden zu werden und Feldgradienten vorzubeugen [4].

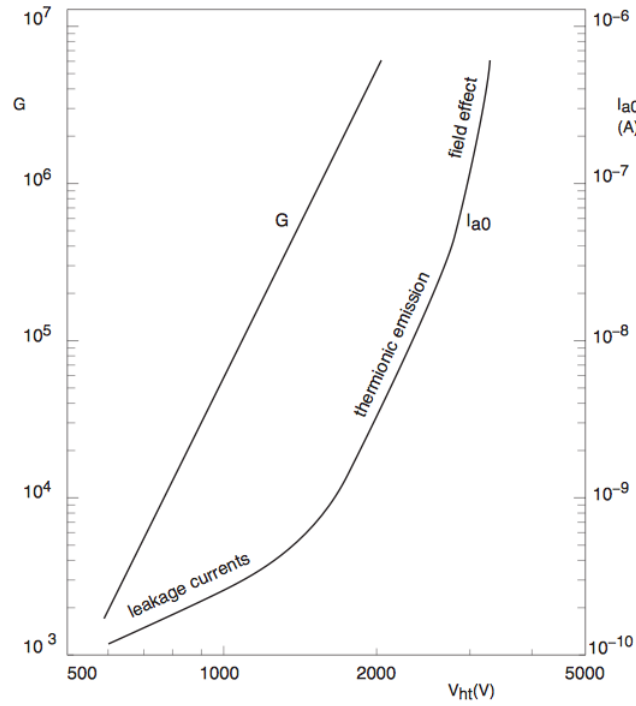


Abbildung 5: Abhängigkeit der bisher diskutierten Anteile zur Dunkelrate von der angelegten Spannung U_{PMT} . Entnommen aus [4].

4. Belichtung des Photomultipliers

Durch die Belichtung des Photomultipliers zum Beispiel mit Tageslicht, können die Atome in der Photokathode oder auch des Glases auch ohne angelegte Spannung angeregt werden. Mit der folgenden Abregung ist die Emission von Photonen verbunden, welche die Photokathode treffen können. Der Anteil zur Dunkelrate durch Belichtung ist temporär, er sinkt mit der Zeit, da sich die Atome wieder abregen. Dies kann bis zu 48 Stunden dauern. Deshalb werden Photomultiplier wenn möglich in dunklen Boxen aufbewahrt. Der Betrieb mit Hochspannung unter Tageslichteinfall würde den Photomultiplier zerstören [4].

3 Experimenteller Teil

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, ist das Ziel dieser Arbeit die Untersuchung der Dunkelrate des Photomultipliermodells R12199-02 vom Hersteller Hamamatsu. Nach einer Charakterisierung des Photomultipliers, mit der hier die Abhängigkeit der Verstärkung von der Betriebsspannung und die Abhängigkeit der Ladungsschwelle von der Triggerschwelle gemeint ist, wurde der Fokus auf die Dunkelrate in Abhängigkeit des Potentials eines Reflektors um den PMT sowie auf die Untersuchung des Beitrags des Gels auf die Dunkelrate gelegt. Dabei wurde das im fertigen mDOM verwendete Gel durch das Silikonöl Ak 100/350 der Firma Wacker realisiert. Diese weisen ähnliche elektrooptische Eigenschaften auf. Im Folgenden sollen nun die Messreihen nacheinander vorgestellt und diskutiert werden.

3.1 Charakterisierung des PMTs R12199-02

3.1.1 Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung

In der Theorie wurde bereits diskutiert, dass die Verstärkung (Gain) G exponentiell mit der angelegten Betriebsspannung steigt. Dies liegt daran, dass die Potentiale zwischen den Dynoden größer sind, wodurch die Elektronen stärker beschleunigt werden und mehr Sekundärelektronen aus den Dynoden herausschlagen. Demzufolge wird für den Zusammenhang $\ln(G) \sim U_{\text{PMT}}$ ein linearer Zusammenhang erwartet. Den mit dem PMT mitgelieferten Daten einer Kalibrierungsmessung des Herstellers ist zu entnehmen, dass der PMT bei einer Betriebsspannung von $U_{\text{PMT}} = 910 \text{ V}$ eine Verstärkung von $G = 3 \cdot 10^6$ haben sollte. Es wurde dann die Verstärkung für Betriebsspannungen um die standardmäßige Betriebsspannung von 910 V bestimmt. Der Messaufbau ist in Abb. 6 schematisch dargestellt.

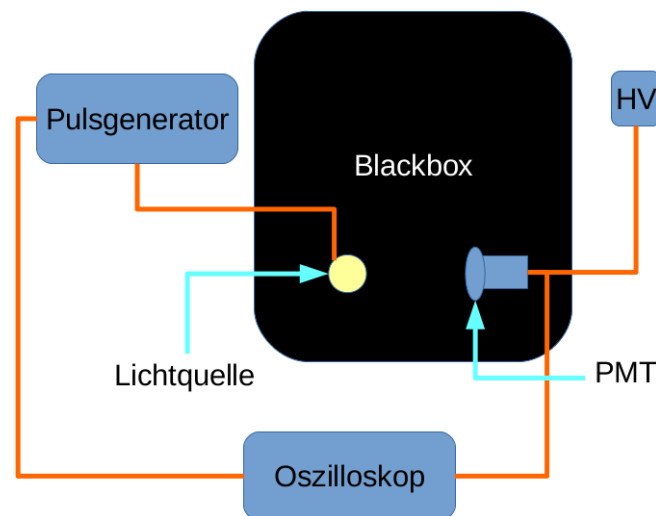


Abbildung 6: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Verstärkung.

Der PMT befindet sich mit einer Lichtquelle, welche mit einem Pulsgenerator angesteuert wird, in einer dunklen Kiste (Blackbox). Die Lichtquelle wird dabei mit einer Rechteckspannung mit einer Frequenz von $f_{\text{Licht}} = 1 \text{ kHz}$ betrieben. Die Amplitude der Rechteckspannung beträgt $U_{\text{Highlimit}} = 2 \text{ V}$. Gleichzeitig wird der Triggerausgang des Pulsgenerators an das Oszilloskop angeschlossen. Der Trigger des Oszilloskop triggert auf dieses Signal. Die Lichtquelle wird mit einer geringen Intensität betrieben, welche sich durch ein Drehrädchen an dieser einstellen ließ. So sollte gewährleistet werden, dass mit einer Anzahl von ungefähr 0,3 Photoelektronen gearbeitet wird. Zwar erreicht in regelmäßigen Abständen ein Rechteckpuls die Lichtquelle, jedoch ist die Entstehung und damit die Emission von Photonen aus der Lichtquelle statistisch verteilt. Wenn nun die allgemeine Intensität der Lichtquelle gering eingestellt wird, wird beispielsweise bei einem Rechteckpuls 1 Photon emittiert und beim nächsten Rechteckpuls kein Photon. So entsteht beispielsweise eine mittlere Anzahl von 0,5 pe (Photoelektronen). Wird nun auf den Triggerausgang des Pulsgenerators getriggert und das Signal des PMT gleichzeitig gemessen, ist entsprechend der Anzahl von Photoelektronen nur alle paar Waveforms ein Peak (was einem oder mehreren Photonen entspricht) zu sehen.

Zur Berechnung der Verstärkung wird das Spannungssignal über einen festgelegten Zeitbereich integriert und über den 50Ω Eingangswiderstand des Oszilloskops in Ladung umgerechnet. Der Zeitbereich wird so eingestellt, dass ein kompletter Wellenzug eines PMT-Signals darin beinhaltet ist. Dies ist in Abb. 7 schematisch dargestellt. Bei 0 Photoelektronen wird lediglich über das Rauschen integriert (Abb. 7 rote Linie). Wird über einen richtigen Wellenzug integriert, ergibt sich für das Integral ein größerer Wert, wodurch sich der 1 pe Peak zu größeren Ladungen hin ausbildet (Abb. 7 blaue Linie). Theoretisch können auch 2 oder mehr Photoelektronen auftreten, was durch den weiteren gestrichelten Peak dargestellt werden soll.

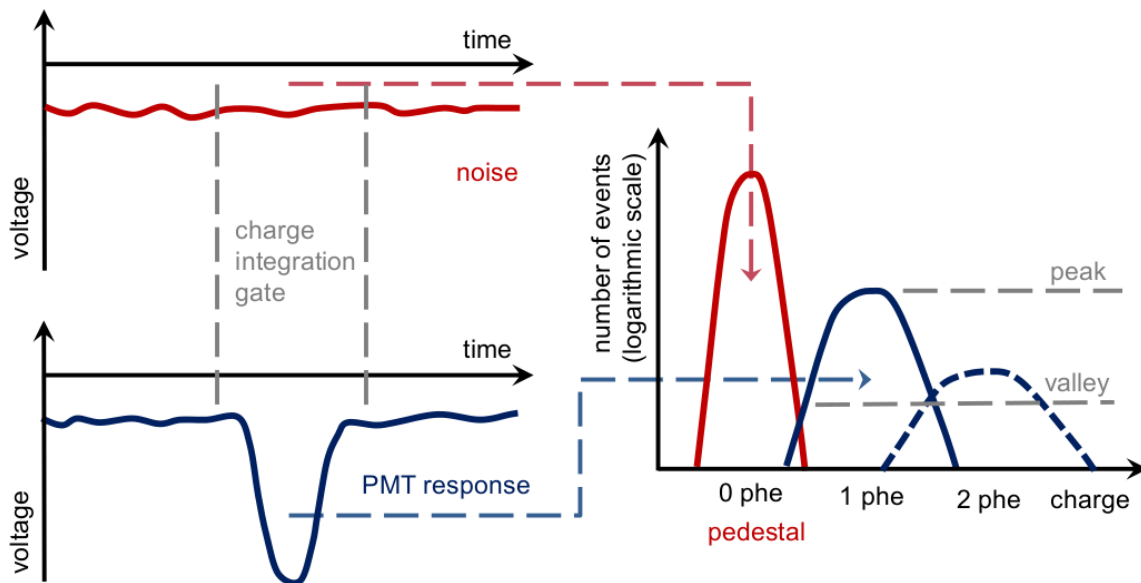


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Entstehung des Ladungshistogramms. Entnommen aus [7].

Da die Intensität der Lichtquelle gering ist, wird erwartet, dass sich das Ladungshistogramm aus dem Pedestal und dem 1 pe Peak zusammensetzt. An die entstehenden Peaks kann nun ein Gauß gefittet werden, welcher durch den funktionalen Zusammenhang

$$f(x) = a \cdot \exp\left(\frac{-(x - b)^2}{2 \cdot c^2}\right) \quad (9)$$

beschrieben wird. Die Verstärkung ergibt sich aus dem Abstand der x -Koordinaten der Peaks:

$$G = |b_1| - |b_0|. \quad (10)$$

Die Betragsstriche werden benötigt, da das PMT-Signal ein nach unten gerichteter Peak ist, weshalb die Integration der Spannungssignale negative Werte liefert. In Abb. 8 ist ein Ladungshistogramm für eine Betriebsspannung von 910 V dargestellt. Zu sehen sind die Fits des 1 pe und

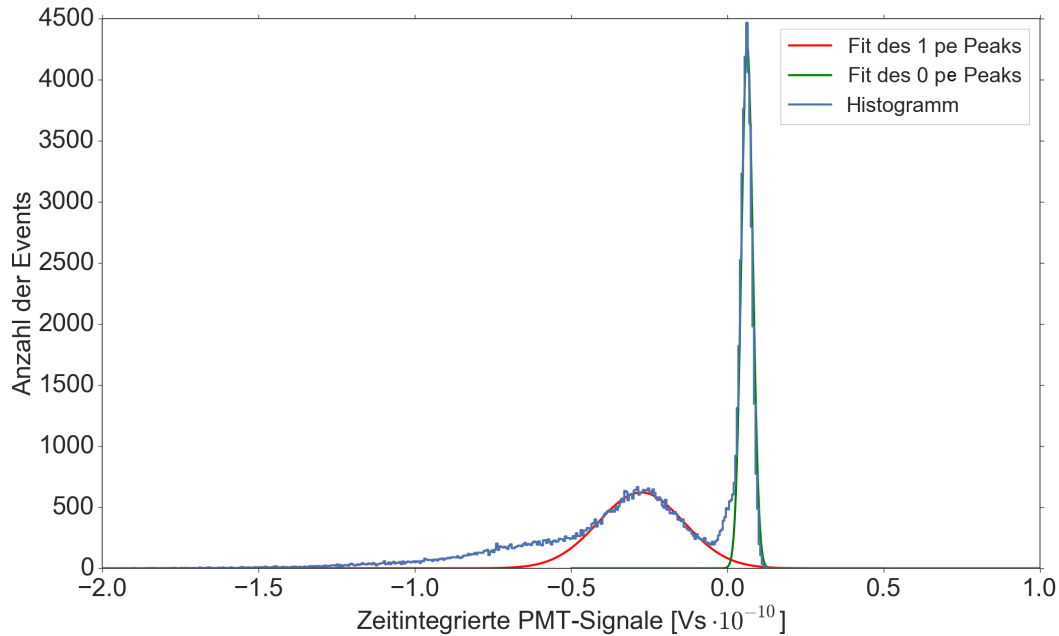


Abbildung 8: Ladungshistogramm für $U_{\text{PMT}} = 910 \text{ V}$.

des 0 pe Peaks. Weiterhin ist eine langsam sinkende linke Flanke des 1 pe Peaks zu erkennen. Dies deutet darauf hin, dass zusätzlich 2 oder mehr Photoelektronen entstanden sind, jedoch zu sehr geringen Anteilen. Ausgehend von dieser Beschreibung zum Bestimmen der Verstärkung kann dies nun für weitere Betriebsspannungen durchgeführt werden. In Abb. 9 ist $\ln(G)$ gegen die Betriebsspannungen im Intervall $[780 \text{ V}, 1110 \text{ V}]$ aufgetragen. Bis auf die Verstärkungen bei den Betriebsspannungen von 780 V und 1110 V scheint der lineare Zusammenhang zwischen $\ln(G)$ und U_{PMT} bestätigt zu sein. Für eine Betriebsspannung von 910 V wurde eine Verstärkung von $G = (4,07 \pm 0,08) \cdot 10^6$ ermittelt. Diese ist circa um einen Faktor 1,35 größer als der vom Hersteller angegebene Wert bei dieser Betriebsspannung.

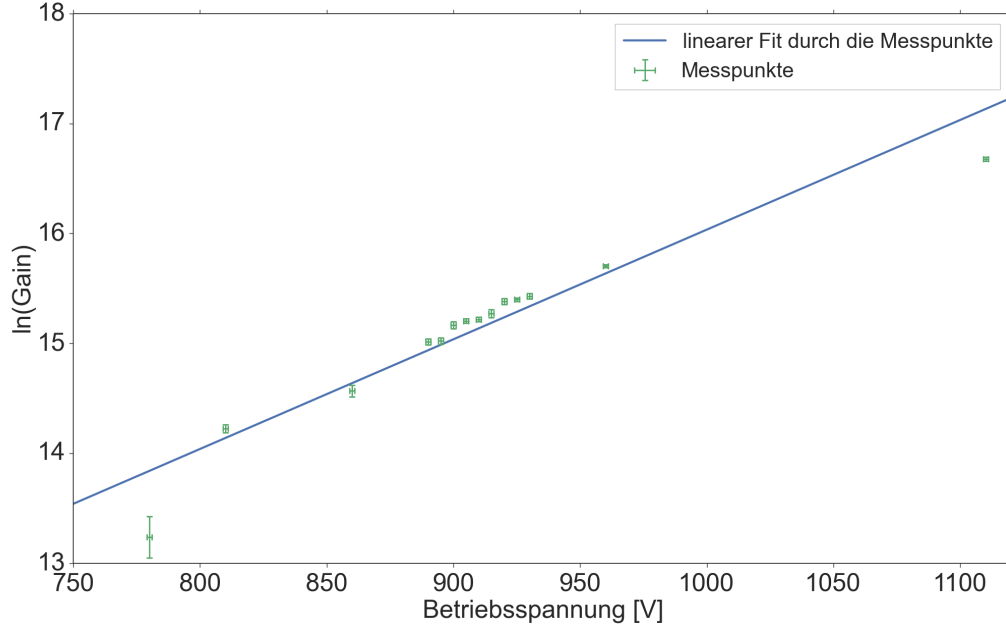


Abbildung 9: PMT-Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung.

3.1.2 Ladungsschwelle in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr}

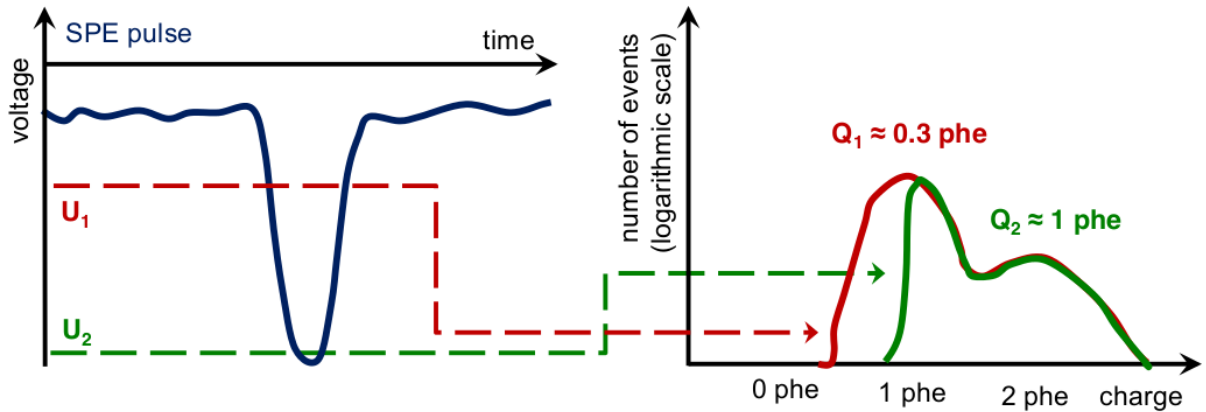


Abbildung 10: Ladungshistogramm in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr} . Entnommen aus [7].

Nachdem im vorherigem Abschnitt die Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung bestimmt worden ist, soll nun die Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle bei konstanter Betriebsspannung von 910 V ermittelt werden. In Abb. 10 ist das Ladungshistogramm in Abhängigkeit von der Triggerschwelle schematisch dargestellt. Dieser ist zu entnehmen, dass sich bei größerer Triggerschwelle (im Bild U_2) der Cut-Off im Ladungshistogramm (im Bild Q_2) zu größeren Werten der Ladung hin verschiebt. Dies ist so zu erklären, dass bei größerer Triggerschwelle nur Spannungssignale größerer Amplitude gemessen werden, was mit einem größeren Flächeninhalt verbunden ist. Kleinere Signale oder auch das Rauschen (0 pe Peak) werden dementsprechend herausgefiltert. Der Versuchsauf-

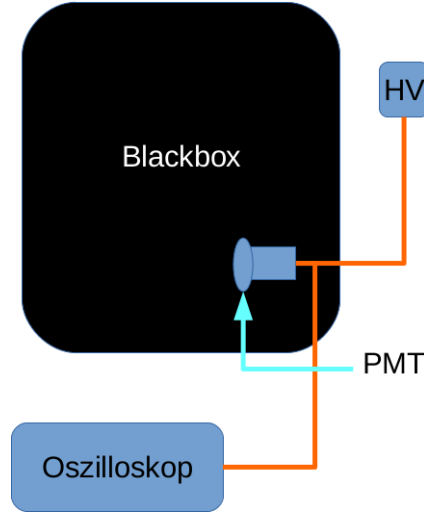


Abbildung 11: Schematische Darstellung des Versuchsaufbaus zur Messung der Ladungsschwelle in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr} .

bau für diese Messung ist in Abb. 11 dargestellt. Der PMT befindet sich in selbiger dunklen Box, das Oszilloskop triggert hier auf das PMT-Signal. Gemessen wird also die Dunkelrate, wobei von dieser das Ladungshistogramm erzeugt worden ist. Dadurch, dass kein externer Trigger vorhanden ist, werden sich im Ladungshistogramm der Dunkelrate keine Peaks, insbesondere kein Pedestal, herauskristallisieren, sondern nur ein einzelner großer Peak zu sehen sein, der sich aus der Überlagerung vieler Photoelektronen-Peaks zusammensetzt. Auch dieser lässt sich durch einen Gauß approximieren. Dies gilt jedoch ab der Stelle des Cut-Offs nicht mehr. Bei der Auswertung wurde diese Stelle für Triggerschwellen im Intervall $[-1,5 \text{ mV}, -8,5 \text{ mV}]$ bestimmt. Beispielhaft ist dies in Abb. 12 dargestellt. Das Ergebnis daraus ist der Cut-Off in Abhängigkeit von U_{thr} in der Einheit [C]. Um dies in eine Anzahl von Photoelektronen umzurechnen, wird eine Kalibration der Ladungsstellen der Gaußfits aus der Verstärkungsmessung in Photoelektronen erstellt. Um eine genauere Statistik zu erhalten, wurde diese mit 100000 Events wiederholt, im Gegensatz zu 10000 Events bei der Messung zuvor im vorherigen Abschnitt. Für die Photoelektronen und Ladungsstellen ergibt sich:

$$1 \text{ pe} \hat{=} (-275018,3 \pm 4,0) \cdot 10^{-6} \text{ Vs} \quad (11)$$

$$0 \text{ pe} \hat{=} (6437872,4 \pm 4,1) \cdot 10^{-8} \text{ Vs} \quad (12)$$

$$G = (4,24 \pm 0,03) \cdot 10^6. \quad (13)$$

Durch diese zwei Punkte wurde ein linearer Fit gemacht, um eine Kalibrationsgerade zu erhalten. In Abb. 13 ist die Kalibration abgebildet. Der lineare Fit liefert folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$y = -2,95 \frac{1}{\text{Vs} \cdot 10^{-10}} \cdot x + 0,19.$$

Da der Fit durch zwei Punkte gemacht worden ist, gibt dieser keinen Fehler an. Dies ist jedoch mit Vorsicht zu genießen, da natürlich die Peakstellen fehlerbehaftet sind. So erhält man letztendlich für die Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr} das in Abb. 14 dargestellte. Der funktionale Zusammenhang des linearen Fits ist

$$y = (-0,090 \pm 0,003) \frac{1}{\text{mV}} \cdot x + (0,44 \pm 0,01).$$

Hier ist zu sehen, dass man mit der geringsten Triggerschwelle von $U_{\text{thr}} = -1,5 \text{ mV}$ nur circa 0,6 Photoelektronen erreicht. Bei geringeren Triggerschwellen kommt man ins Rauschen, wodurch

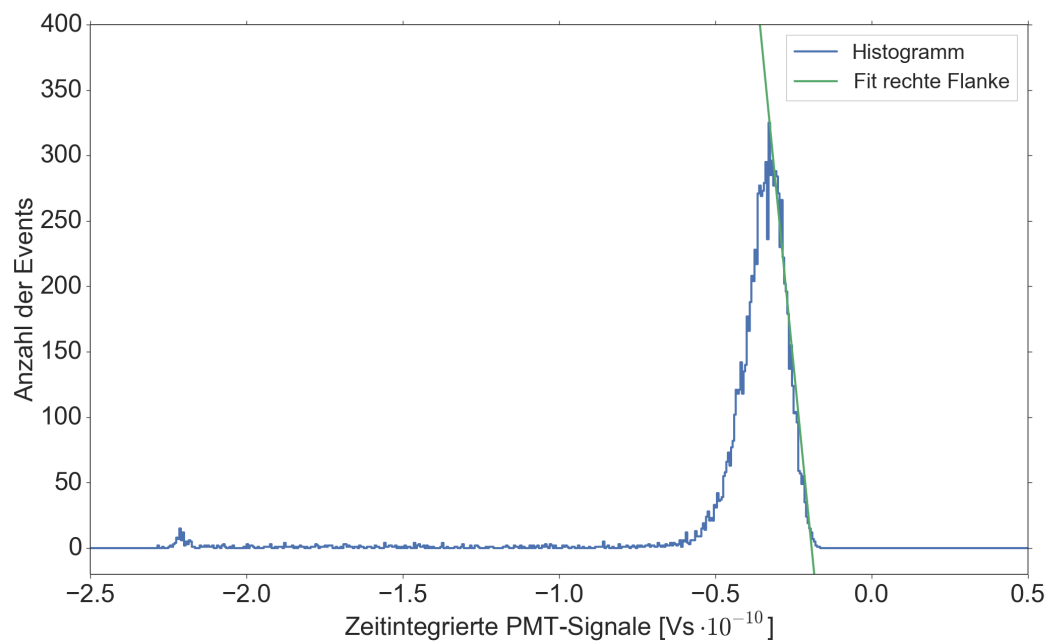


Abbildung 12: Histogramm der zeitintegrierten PMT-Signale. Die grüne Linie repräsentiert den linearen Fit an die rechte Flanke des Histogramms.

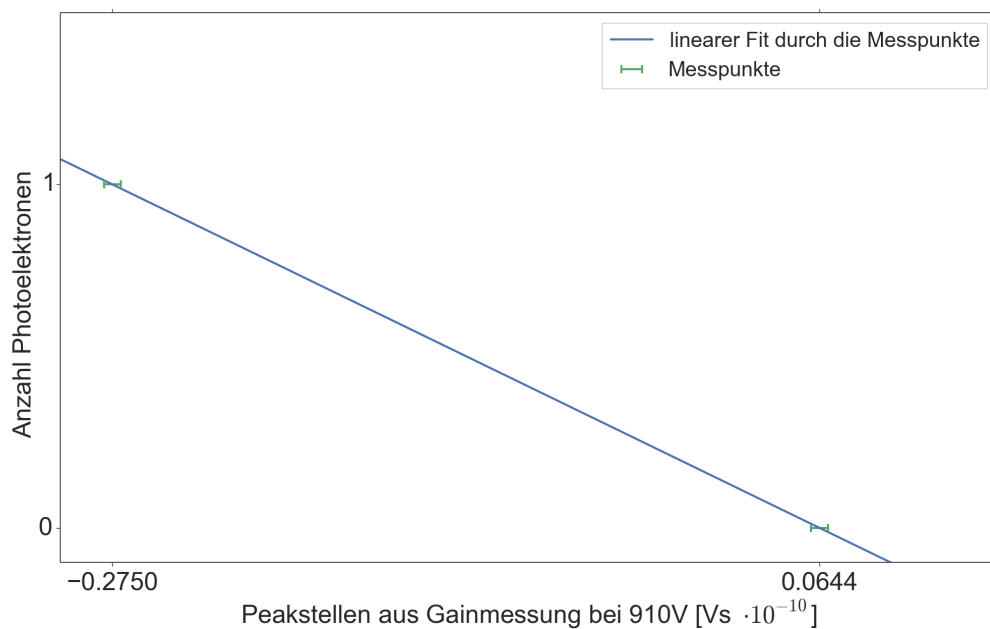


Abbildung 13: Kalibrationsgerade für Umrechnung der Ladungsstellen in Anzahl von Photoelektronen.

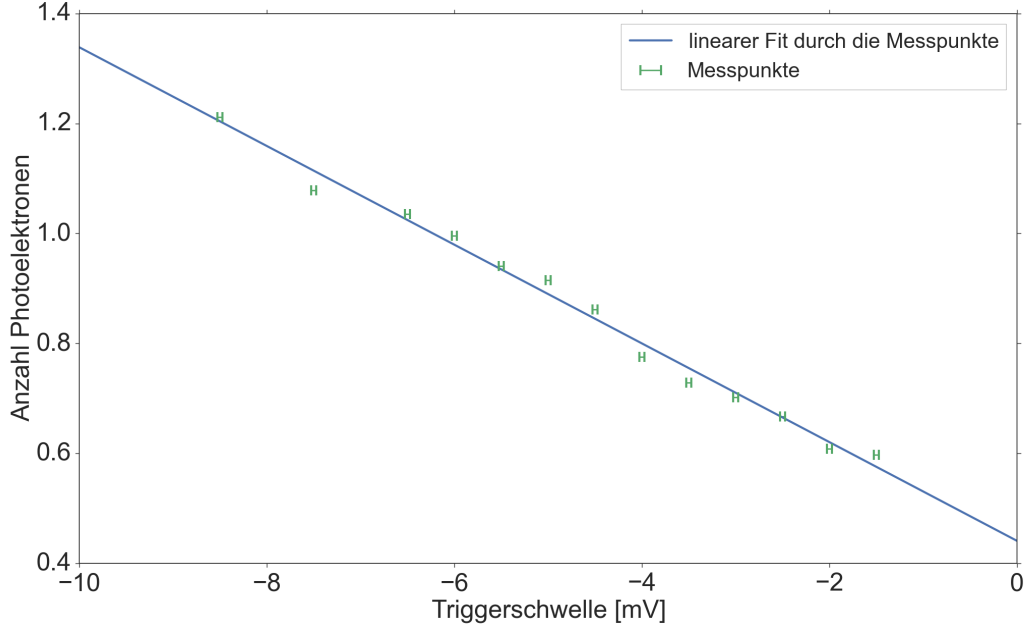


Abbildung 14: Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr} .

die Messung verfälscht werden würde. Deshalb wird im Folgenden das PMT-Signal mit einem Verstärker verstärkt, um bei gleicher Triggerschwelle eine geringere Anzahl von Photoelektronen zu erreichen. Hierzu wurde eine neue Gainmessung mit $U_{\text{PMT}} = 910 \text{ V}$ durchgeführt, welche folgende Ergebnisse lieferte:

$$1 \text{ pe} \hat{=} (-2,004 \pm 0,014) \text{ Vs} \quad (14)$$

$$0 \text{ pe} \hat{=} (-1,9613 \pm 0,0001) \cdot 10^{-1} \text{ Vs} \quad (15)$$

$$G = (2,26 \pm 0,02) \cdot 10^7. \quad (16)$$

Dies entspricht einer Verstärkung des Verstärkers um $\approx 5,3$. In Abb. 15 ist die Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle mit Verstärker dargestellt.

Der lineare Fit liefert folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$y = (-0,045 \pm 0,004) \frac{1}{\text{mV}} \cdot x + (0,22 \pm 0,02).$$

Hier ist zu sehen, dass mit einer Triggerschwelle von -2 mV bereits circa 0,3 Photoelektronen erreicht werden. Dies entspricht der gewünschten Schwelle, mit der die nachfolgenden Messungen durchgeführt werden sollen.

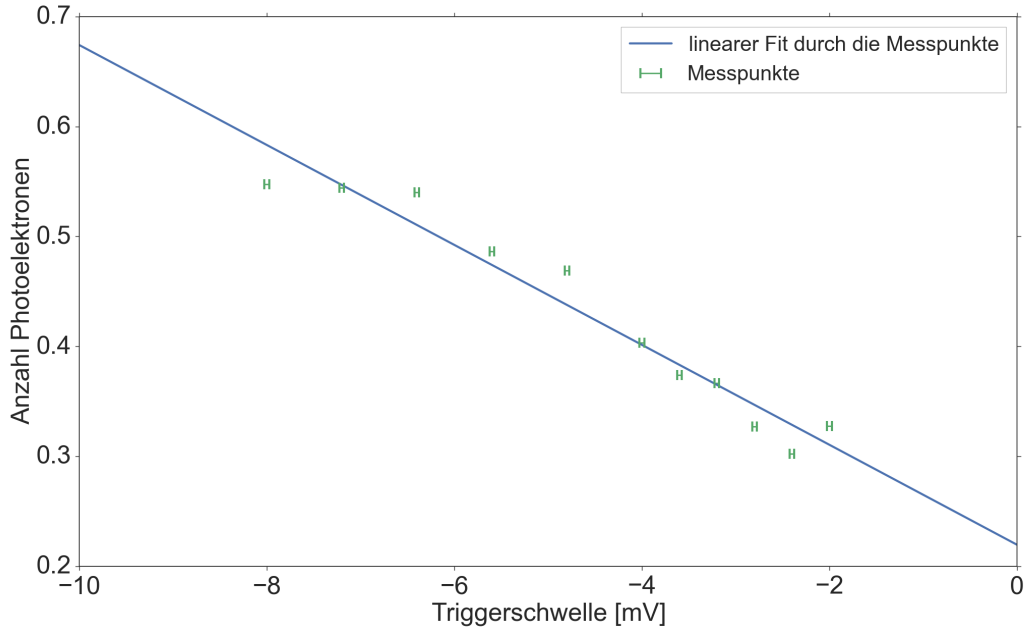


Abbildung 15: Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle U_{thr} mit Verstärker.

3.2 Überprüfung der Holdoff-Funktion des Oszilloskops

Bevor eine zuverlässige Messung der Dunkelrate durchgeführt werden kann, gilt es eine Überprüfung der Holdoff-Funktion des Oszilloskops zu machen. Beim Messen der Dunkelrate wird auf das PMT-Signal getriggert. Die Holdoff-Funktion ermöglicht die Einstellung einer Anzahl von Events, die zwischen jedem Triggervorgang abgewartet werden soll. Ist beispielsweise ein Holdoff von 500 eingestellt, wird nur jedes 500. Event getriggert. Eine weitere Funktion des Oszilloskops ist es, die Zeit zwischen zwei Triggervorgängen zu messen. Dies wird als Zeit für einen Holdoff-Vorgang bezeichnet. Liegen also beispielsweise 10 Sekunden zwischen zwei Triggervorgängen bei einem Holdoff von 500, würde sich für die Dunkelrate $500/10\text{ s} = 50\text{ Hz}$ ergeben.

Eine mögliche Fehlerquelle bei der Messung der Dunkelrate ist, dass das Zusammenspiel von Holdoff-Funktion und Messung der Zeit zwischen zwei Triggerevents für große Frequenzen ungenau wird. Dementsprechend wurde eine Messung durchgeführt, bei der auf ein vom Pulsgenerator generiertes Signal mit verschiedenen eingestellten Frequenzen getriggert wird. Dies wurde für ein Holdoff von 500 und 1000 gemacht. Theoretisch müsste die theoretische Zeit für einen Holdoff-Vorgang gleich der experimentellen Zeit entsprechen, weshalb eine Winkelhalbierende erwartet wird.

Abbildung 16 ist zu entnehmen, dass es bei einem Holdoff von 500 für Frequenzen $> 500\text{ Hz}$ eine leichte Abweichung der gemessenen Zeit von der theoretischen Zeit gibt, welche mit größer werdenden Frequenzen wächst. Diese Abweichung fällt geringer aus für einen Holdoff-Vorgang für 1000 Events, was in Abb. 17 zu sehen ist. Unterstützt wird dies durch die funktionalen Zusammenhänge der linearen Fits:

$$y_{500} = (0,995 \pm 0,003) \cdot x + (0,030 \pm 0,001)$$

$$y_{1000} = (0,996 \pm 0,003) \cdot x + (0,028 \pm 0,001).$$

Der y-Achsenabschnitt ist minimal größer und größer 0 für einen Holdoff von 500. Dies deutet darauf hin, dass die gemessenen Zeiten größer als die theoretischen Zeiten sind, wobei diese Dif-

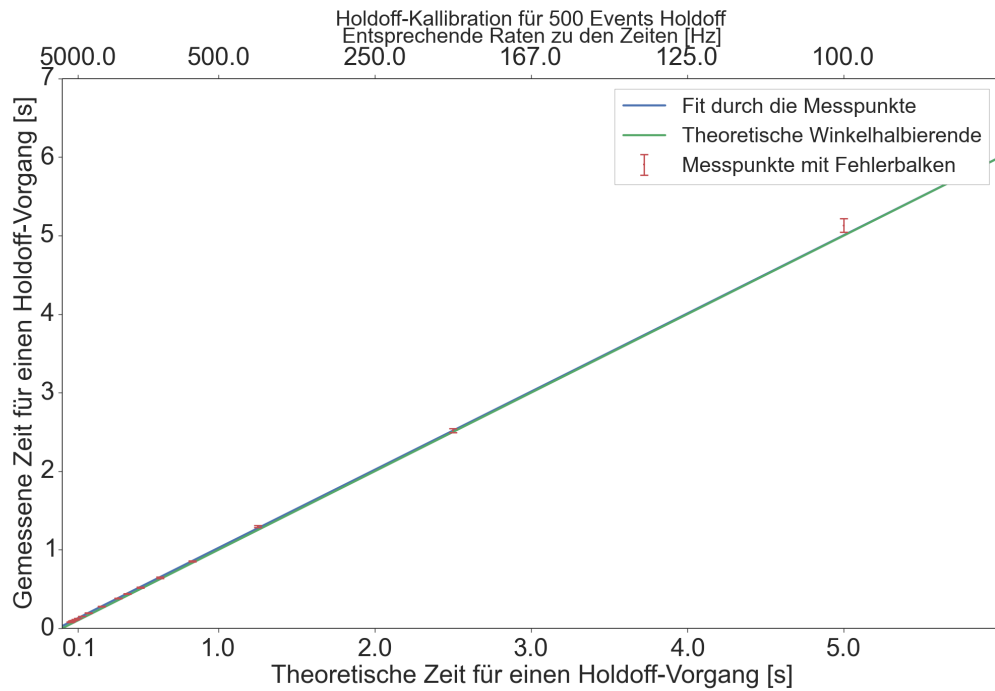


Abbildung 16: Gemessene Zeit für einen Holdoff-Vorgang für 500 Events aufgetragen gegen die theoretisch erwartete Zeit.

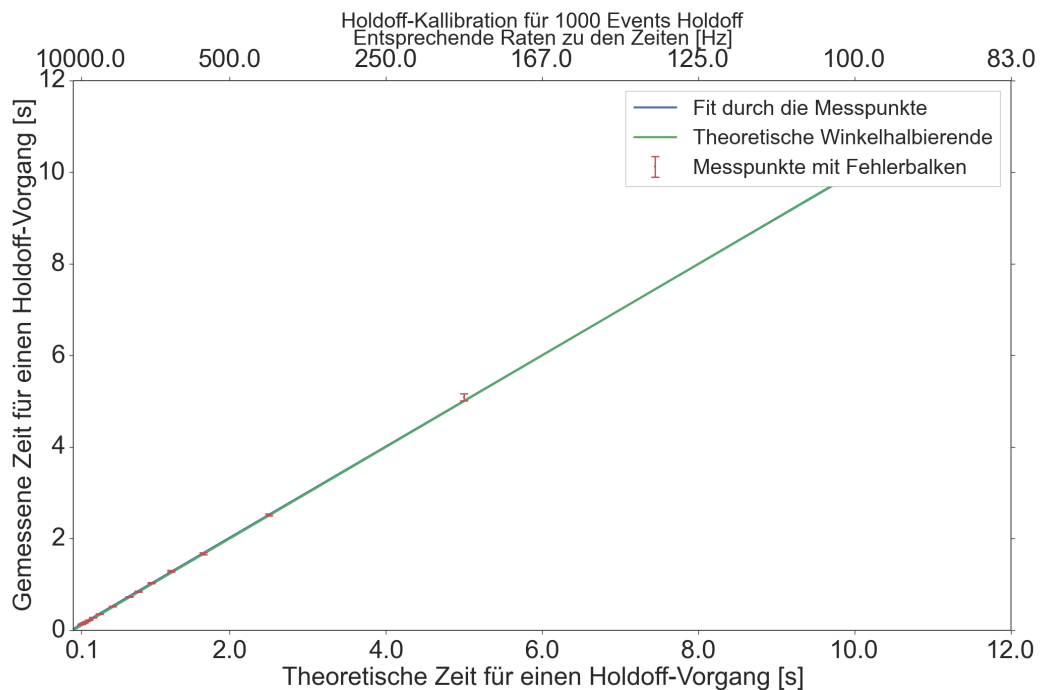


Abbildung 17: Gemessene Zeit für einen Holdoff-Vorgang für 1000 Events aufgetragen gegen die theoretisch erwartete Zeit.

ferenz für einen Holdoff von 500 aufgrund des größeren Achsenabschnitts größer sind. Betrachtet man die Fehler der einzelnen Messpunkte, werden diese für kleine Frequenzen jedoch größer.

Diese Messung dient vor allem der Diskussion für die später gemessenen Dunkelraten. Da diese jedoch im Allgemeinen Frequenzen ≈ 500 Hz aufweisen, scheint die Messung der Zeit zwischen zwei Triggerevents keine grundlegende Fehlerquelle zu sein, bis auf den normalen statistischen Fehler der Messung.

Zusammenfassung Bevor das Kapitel mit den Dunkelratenmessungen startet, sollen die bisherigen Ergebnisse kurz zusammengefasst werden.

Zuerst wurde die Verstärkung in Abhängigkeit von der Betriebsspannung U_{PMT} mit und ohne Verstärker bestimmt. Danach wurde die Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen in Abhängigkeit von der Triggerschwelle mit und ohne Verstärker bestimmt. Diese Ergebnisse sind in Tabelle (1) dargestellt. Aus dem Vergleich der Verstärkungen ergibt sich

Messung	G	pe
ohne Verstärker	$(4,24 \pm 0,03) \cdot 10^6$	0,65
mit Verstärker	$(2,26 \pm 0,02) \cdot 10^7$	0,35

Tabelle 1: Verstärkungen für $U_{\text{PMT}} = 910$ V und Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen für $U_{\text{thr}} = -2$ mV.

eine Verstärkung des Verstärkers von $\approx 5,3$. Bezüglich der Anzahl der Photoelektronen ergibt sich ein Faktor von $\approx 1,9$, diese skaliert also nicht mit der Verstärkung. Vergleicht man die gemessene Verstärkung ohne Verstärker mit den Angaben des Herstellers ($3 \cdot 10^6$), ist die gemessene um $\approx 1,4$ größer. Nach der Untersuchung des PMTs bezüglich der genannten Punkte wurde mit Blick auf die Dunkelratenmessungen die Holdoff-Funktion des Oszilloskops überprüft. Das Ergebnis hieraus war, dass bei Frequenzen ≈ 500 Hz die Holdoff-Funktion einen vernachlässigbaren Fehler auf die Dunkelratenmessung hat.

3.3 Messung der Dunkelrate des PMTs R12199-02

Der Messaufbau für die Messung der Dunkelrate ist in Abb. 18 schematisch dargestellt. Der

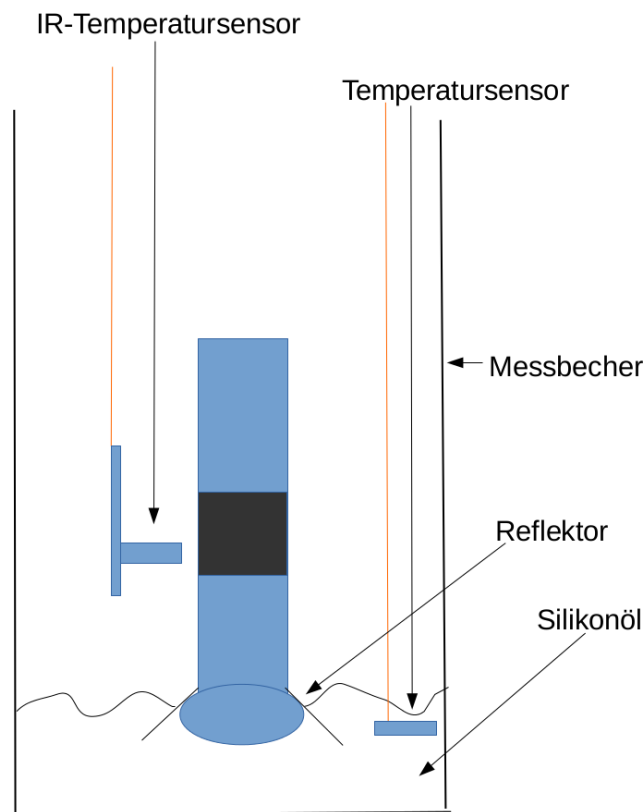


Abbildung 18: Schematischer Versuchsaufbau zur Messung der Dunkelrate.

PMT wird kopfüber in einen haushaltsüblichen Messbecher gehängt. Dabei ist das Glas des PMTs von einer schwarzen kreisförmigen Halterung umgeben, auf welcher ein Reflektor fixiert werden kann. Durch den Reflektor wird die effektive Fläche des PMTs vergrößert, da Photonen, die den PMT eigentlich nicht treffen würden, auf diesen reflektiert werden und so insgesamt mehr Photonen detektiert werden können. Diese entstehen beispielsweise aus radioaktiven Zerfällen im Glas des PMTs und innerhalb der Box. Der Messbecher wird mit dem Silikonöl befüllt, sodass sich das Glas des PMTs in diesem befindet. Während der Messung wird die Temperatur des Silikonöls durch einen normalen Thermowiderstand PT 100 gemessen. Zusätzlich wird die Temperatur des PMTs mit einem Infrarot-Temperatursensor gemessen. Dazu wird dieser auf das um den PMT gewickelte Gaffa Tape gerichtet, welches den PMT in der Halterung hält. Es wird angenommen, dass das Gaffa Tape mit der Temperatur des PMTs übereinstimmt, also die gleiche Infrarotstrahlung emittiert, welche der Infrarot-Temperatursensor detektiert. Der Messbecher befindet sich wieder in der selbigen dunklen Box. Getriggert wird auch hier auf das PMT-Signal. Dabei wird der Holdoff auf 500 Events gestellt bei einer Triggerschwelle von -4 mV, was einer Anzahl von circa 0,35 Photoelektronen entspricht.

In der Theorie ist der Beitrag der thermischen Emission von Elektronen auf die Dunkelrate des PMTs diskutiert worden. Diese ist abhängig von der Temperatur, bei der gemessen wird. Deshalb wurde diese Messung in einer Klimakammer der Geophysik WWU Münster durchgeführt. Hier werden erstens tiefe Temperaturen von $\approx -25^{\circ}\text{C}$ gewährleistet und zweitens geringe Temperaturschwankungen erwartet. Die geringen Temperaturschwankungen könnten wichtig sein, da die Abhängigkeit der Dunkelrate von der Öldicke eine viel schwächere sein könnte als die damit überlagerten Fluktuationen der Dunkelrate aufgrund der Temperaturschwankungen. So

könnte es sein, dass dieser Effekt sonst nicht beobachtbar wird.

Neben den Messungen mit Reflektor und Silikonöl wurde welche ohne diese Komponenten als Referenzmessungen durchgeführt, um die Beiträge der einzelnen Komponenten beurteilen zu können. Bevor die Messungen in der Klimakammer durchgeführt worden sind, wurden Vergleichsmessungen im Labor bei Raumtemperatur unternommen. Beides soll im Folgenden getrennt vorgestellt und diskutiert werden.

3.3.1 Messung der Dunkelraten bei Raumtemperatur

1. PMT mit schwarzer Kappe auf dem Glas des PMTs

In der ersten Messung wurde eine schwarze Kappe auf das Glas des PMTs gesteckt und die Dunkelrate ohne Öl gemessen. Dabei wurde zunächst nur die Lufttemperatur um den PMT herum gemessen, da die Messkomponenten für die Infrarot-Temperaturmessung noch nicht zur Verfügung standen. In Abb. 19 ist der zeitliche Verlauf der Dunkelrate (blau) mit

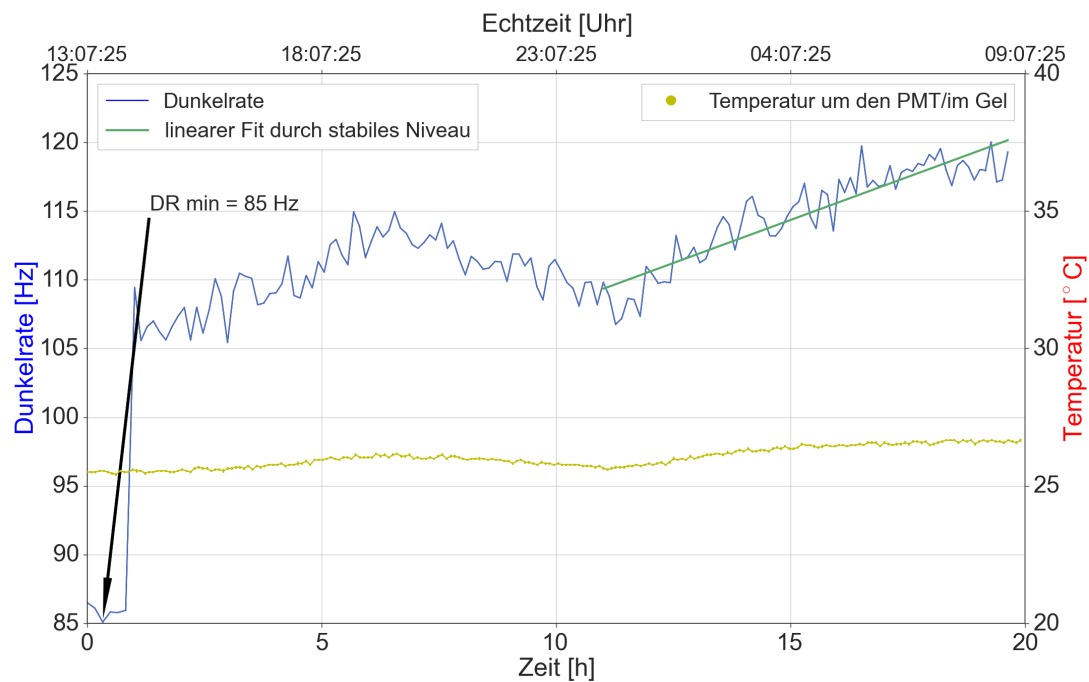


Abbildung 19: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit schwarzer Kappe auf dem Glas des PMTs.

schwarzer Kappe auf dem Glas des PMTs abgebildet. Zusätzlich ist der zeitliche Verlauf der Lufttemperatur (gelb) um den PMT dargestellt. Diese wurde in diesem Fall mit dem Sensor, welcher sonst im Öl schwimmen würde (siehe Abb. 18), gemessen. Hier ist entsprechend den Erwartungen eine Abhängigkeit der Dunkelrate von der Außentemperatur zu erkennen. Bei steigender Temperatur beginnt auch die Dunkelrate zu steigen und andersrum. Die mittlere Dunkelrate beträgt $\bar{d} = (114,83 \pm 0,03) \text{ Hz}$. Diese wurde ermittelt, indem durch das bis auf den Temperaturen folgende stabile Niveau ein linearer Fit gemacht worden ist und die beinhalteten Datenpunkte gemittelt worden sind. Der Fit liefert folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$y = (1,25 \pm 0,01) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (95,6 \pm 1,1) \text{ Hz}.$$

Die Steigung der Gerade ist hier kein direktes Maß für die Stabilität der Dunkelrate. Diesbezüglich können jedoch Vergleiche zwischen dieser und den folgenden Messungen

angestellt werden, wenn die Änderung der Temperatur bis auf ihr Vorzeichen als konstant angenommen wird. Schwankungen in der Steigung der Geraden resultieren dann aus zusätzlichen Effekten, wodurch sich die Dunkelrate ändert. Weiter ist eine geringere Dunkelrate von 85 Hz am Anfang der Messung zu beobachten. Dies wird möglicherweise ein Artefakt sein, oder die Hochspannung des PMTs war zu der Zeit noch nicht auf ihrem Sollwert.

2. PMT ohne Reflektor

Nun wurde die Dunkelrate des PMTs in der bloßen Haltestruktur ohne Reflektor gemessen. Der zeitliche Verlauf ist in Abb. 20 dargestellt. Zu Anfang der Messung ist ein exponenti-

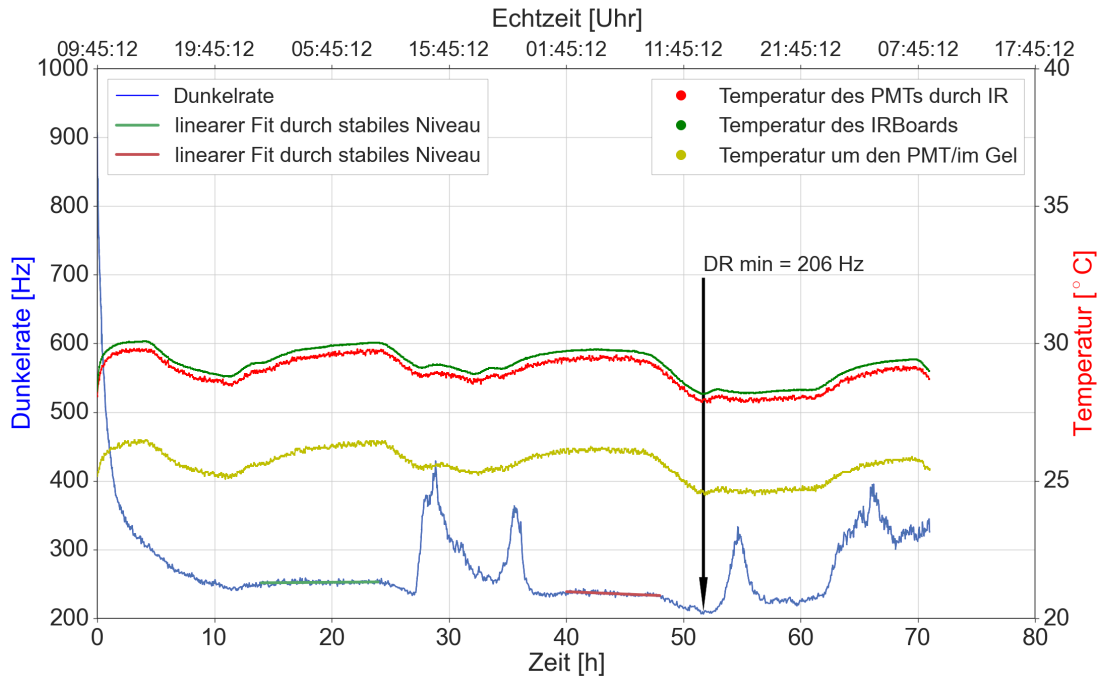


Abbildung 20: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur ohne Reflektor.

eller Abfall der Dunkelrate (blau) zu registrieren. Dieser lässt sich auf die Belichtung des PMTs zurückführen, da durch einfallendes Tageslicht während des Aufbaus der Messung Atome im PMT angeregt werden, welche sich durch Emission von Lichtquanten wieder abregen. Dieses Licht löst Elektronen aus der Photokathode, wodurch die Dunkelrate erhöht wird. Nach circa 12 h ist ein konstantes Niveau der Dunkelrate zu beobachten, welches primär nur noch durch Temperaturschwankungen variiert wird. Aufgrund der kleinen Fehler der Datenpunkte (≈ 3 Hz) sind die Fehlerbalken in keinem der Abbildungen zu sehen. In dieser Messung wurde erstmals eine Infrarot-Temperaturmessung mit aufgezeichnet, wobei die gemessene Temperatur die des schwarzen Klebebands um den PMT ist (rot). Zusätzlich wird die Temperatur des Boards des Infrarot-Sensors unter dem IR-Sensor selber gemessen (grün), welche um circa $0,5^\circ\text{C}$ größer ist als die durch den IR-Sensor gemessene, da das Board Datenverarbeitung betreibt, wodurch es sich leicht erwärmt. Die Lufttemperatur (gelb) erscheint zunächst um circa 4°C geringer als die des PMTs. Dies ließ sich zunächst nicht erklären, da sich der PMT im Betriebsmodus nicht derart erwärmen sollte. Deshalb wurde eine Kreuzkalibration der beiden Sensoren durchgeführt, bei der die Lufttemperatur mit dem normalen Sensor gemessen wurde und der IR-Sensor die Temperatur des normalen Sensors maß. Dort wurde ebenfalls eine Differenz in der gleichen Größenordnung festgestellt, sodass sich die unterschiedlichen Temperaturen erklären lassen. Zusätzlich kann

beim IR-Sensor ein Parameter, die sogenannte Emissivität, entsprechend der zu messenden Oberfläche eingestellt werden. Der Standardwert beträgt 1, für das hier gemessene Material sollte er aber kleiner als 1 sein, wodurch sich die eigentlich gemessene Temperatur verringern sollte [8].

Insgesamt lässt sich bezüglich der Temperatur ein periodischer Verlauf feststellen, welcher sich alle 24 h wiederholt. Die Dunkelrate folgt bis auf wenigen Ausnahmen diesem Verlauf. Diese Messung wurde morgens um 9:45 Uhr gestartet. Es sind erstmals enorme Anstiege in der Dunkelrate nach ungefähr 28 h zu beobachten, was einer Ortszeit von 11:45 Uhr entspricht. Gefolgt von einem weiteren Ausschlag circa 8 h danach, ist ein ähnliches Bild genau 24 h nach dem ersten Anstieg zu erkennen. Dies deutet auf periodische Störungen der Messung hin, zumal die Temperatur zeitgleich nur geringe Anstiege verzeichnet. Außerdem könnten die Temperaturmessungen in gleicher Weise periodisch gestört worden sein. Zwischen diesen Peaks in der Dunkelrate ist wieder ein konstantes Niveau den Temperaturschwankungen folgend zu beobachten.

Hier wurden zwei lineare Fits durch die stabilen Niveaus gemacht. Daraus ergeben sich die mittleren Dunkelraten $\bar{d}_{\text{links}} = (252,21 \pm 0,04) \text{ Hz}$ und $\bar{d}_{\text{rechts}} = (235,94 \pm 0,05) \text{ Hz}$. Die Fits lieferten dabei folgende funktionale Zusammenhänge:

$$y_{\text{links}} = (0,063 \pm 0,003) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (251,0 \pm 1,2) \text{ Hz}$$

$$y_{\text{rechts}} = (-0,709 \pm 0,006) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (267,1 \pm 12,4) \text{ Hz}.$$

Bei dieser Messung ergibt sich insgesamt eine minimale Dunkelrate von 206 Hz. Die mittleren Dunkelraten unterscheiden sich von der aus der Messung mit schwarzer Kappe auf dem Glas des PMTs um circa 130 Hz. Dies lässt sich durch das Wirken mehrerer Effekte begründen. Zum einen schirmt die schwarze Kappe jegliche von außen kommende Photonen ab. Diese entstehen beispielsweise aus radioaktiven Zerfällen der Haltestruktur, der Dunkelbox oder des Messzylinders, in dem sich die Haltestruktur befindet. Außerdem könnten die entstehenden geladenen Teilchen nach einem radioaktiven Zerfall Cherenkov-Licht erzeugen, wodurch zusätzliche Photonen die Photokathode treffen würden. Weiter können sich ohne schwarze Kappe Staubpartikel auf die Glasoberfläche des PMTs anlagern, wodurch die Dunkelrate erhöht werden würde. Ein eher weniger stark beitragender Grund ist, dass die Dunkelbox undicht ist, also Photonen aus dem Labor in die Dunkelbox eindringen könnten.

3. PMT mit Reflektor

Als nächstes wird der Reflektor in die dafür vorgesehene Halterung fixiert und die Dunkelrate gemessen. Der zeitliche Verlauf ist in Abb. 21 zu sehen. Auch hier ist zunächst ein exponentieller Abfall der Dunkelrate mit der Zeit zu beobachten, welcher wieder auf die Belichtung des PMTs zurückzuführen ist. Die anfängliche Dunkelrate beträgt hier aber nur circa 500 Hz, was lediglich mit einer zeitlich kürzeren Belichtung zusammenhängt. Nach circa 10 h beginnt die Dunkelrate der Temperatur zu folgen, das sonst weitgehend konstante Niveau ist also erreicht. Es ergibt sich eine minimale Dunkelrate von 274 Hz. Der funktionale Zusammenhang des linearen Fits durch das den Temperaturschwankungen folgende stabile Niveau ist

$$y = (1,89 \pm 0,01) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (259,9 \pm 6,5) \text{ Hz}.$$

Die mittlere Dunkelrate in diesem Bereich beträgt $\bar{d} = (293,98 \pm 0,06) \text{ Hz}$. Diese ist um circa 40 Hz größer als bei der Messung ohne Reflektor in dem Bereich, wo die Temperatur ebenfalls anstieg. Dies liegt daran, dass Photonen jeglicher Ursprungsquellen vom Reflektor

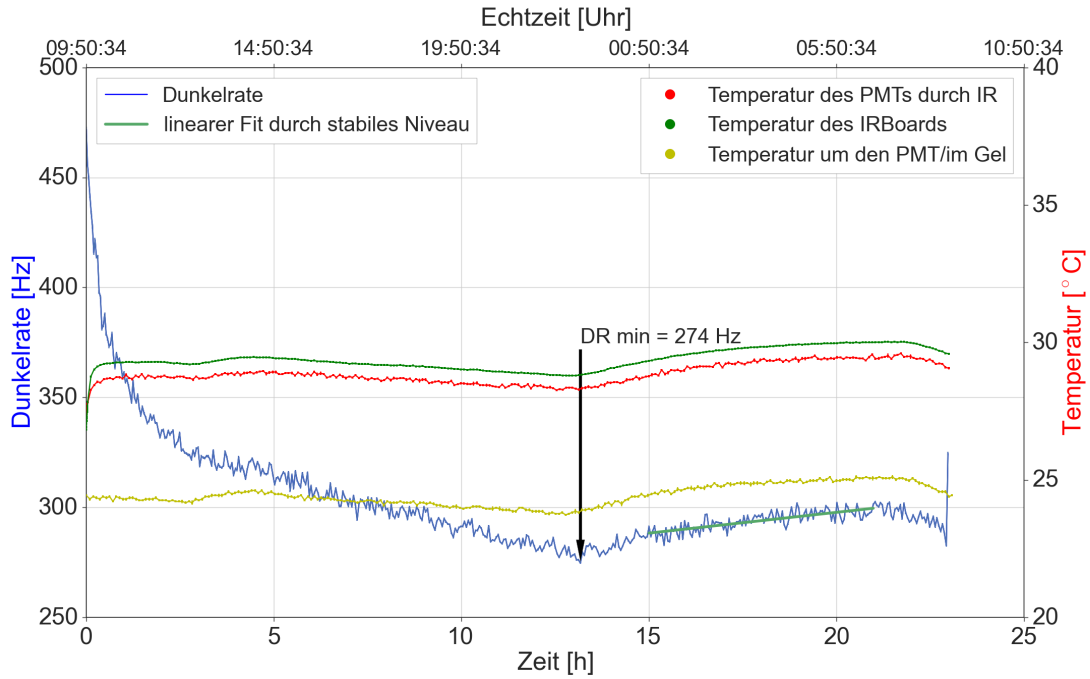


Abbildung 21: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor.

auf die Photokathode reflektiert werden können, sich also die effektive Detektionsfläche vergrößert. Zusätzlich können Photonen, entstanden aus dem Cherenkov-Licht geladener Teilchen aufgrund radioaktiver Zerfälle im Glas des PMTs, welche sich sonst vom PMT wegbewegen würden, zurück reflektiert werden.

Im Gegensatz zur vorherigen Messung sind hier keine Peaks in der Dunkelrate zu erkennen. Dies liegt daran, dass die Messzeit hier nur circa 23 h beträgt. Diese Messung wurde um 9:50 Uhr morgens gestartet und die Anstiege in der vorherigen Messung traten nach circa 28 h Messzeit auf, welche hier nicht erreicht wird. Bezüglich der Temperatur sind die gleichen Zusammenhänge zwischen den jeweils gemessenen Temperaturen wie in der vorherigen Messung zu beobachten.

4. PMT mit Reflektor im Silikonöl

Nun wird in den vorhandenen Messaufbau das Silikonöl der Firma Wacker eingefüllt und die Dunkelrate gemessen. Der zeitliche Verlauf ist in Abb. 22 dargestellt. Auch hier beginnt der zeitliche Verlauf der Dunkelrate mit dem exponentiellen Abfall bedingt durch die Belichtung. Nach circa 7 h sind Ausbrüche der Dunkelrate zu beobachten, welche bis circa 13 h dauern. Dann ist die Dunkelrate wieder annähernd stabil, bis nach circa 15 h ein weiterer Ausbruch zu sehen ist. Hiernach ist die Dunkelrate wieder stabil und folgt der Temperatur. Die minimale Dunkelrate beträgt 439 Hz. Der funktionale Zusammenhang des linearen Fits durch das den Temperaturschwankungen folgende stabile Niveau ist

$$y = (2,15 \pm 0,02) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (411,0 \pm 7,8) \text{ Hz}.$$

Die mittlere Dunkelrate in diesem Bereich beträgt $\bar{d} = (453,99 \pm 0,08) \text{ Hz}$. Diese ist um circa 165 Hz größer als in der Messung ohne Silikonöl, wo die Temperatur ebenfalls anstieg. Eine konstant höhere Dunkelrate kann damit erklärt werden, dass im Silikonöl selber radioaktive Zerfälle stattfinden. Zusätzlich werden Photonen aus radioaktiven Zerfällen der Haltestruktur und weiteren Umgebung auf die Photokathode zurückreflektiert. Die Ausbrüche in der Dunkelrate lassen sich wie folgt erklären: Das Silikonöl zwischen Reflektor

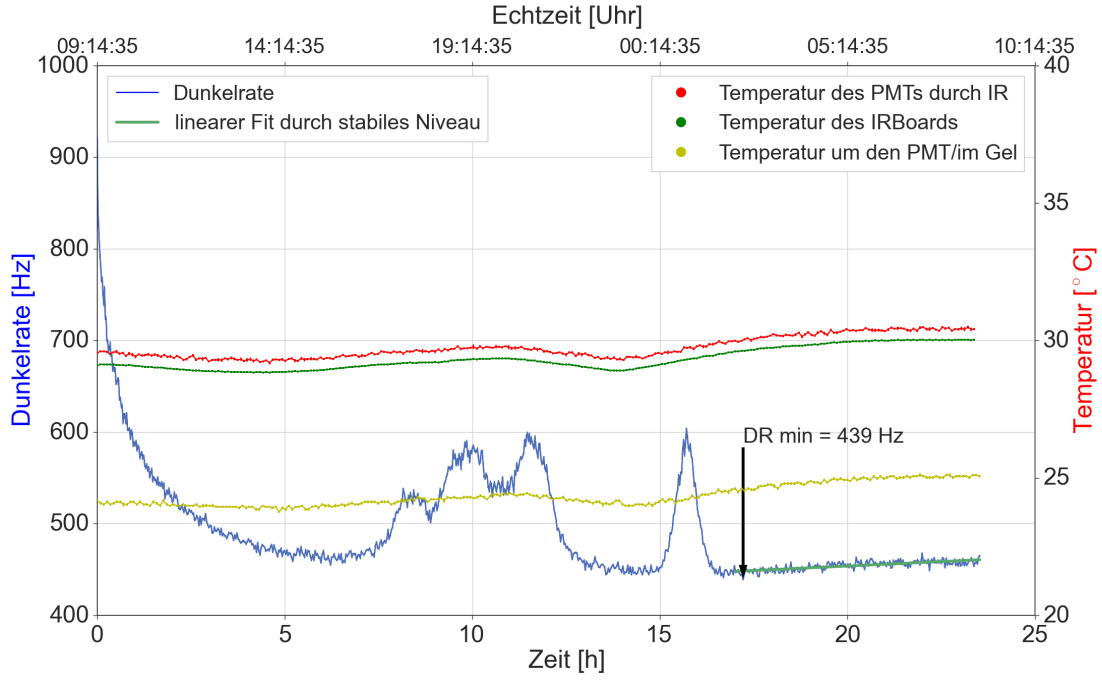


Abbildung 22: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor im Silikonöl.

und PMT sollte als Isolator wirken. Dabei liegt der Reflektor auf Floating-Potential und der PMT auf -910 V . Die isolierende Eigenschaft des Öls beruht darauf, dass im Öl ein zum externen elektrischen Feld \vec{D} entgegengerichtetes Feld entsteht, wodurch sich ein abgeschwächtes Feld \vec{E} ergibt [9]:

$$\vec{E} = \frac{\vec{D}}{\epsilon_0 \epsilon_r}. \quad (17)$$

Dabei ist ϵ_0 die Permittivität des Vakuums und ϵ_r die Permittivität des isolierenden Materials. Wird das System aus Reflektor und PMT vereinfacht als Plattenkondensator betrachtet, gilt für das elektrische Feld $D = \frac{U}{d}$, wobei U die Potentialdifferenz zwischen Reflektor und PMT ist und d der Abstand dieser zueinander. Durch den im Versuch vorliegenden geringen Abstand von $\approx 1\text{ mm}$ entsteht ein großes elektrisches Feld \vec{D} , wodurch ein nicht verschwindendes effektives elektrisches Feld \vec{E} übrig bleibt. Anfänglich ist zusätzlich die Potentialdifferenz, wie oben bereits erwähnt, in der Größenordnung von 900 V . Dadurch, dass sich im Silikonöl Verunreinigungen befinden, welche sich frei bewegen können und leitend sind, wird die Permittivität des Silikonöls zeitabhängig. So können sich Verunreinigungen so positionieren, dass die Leitfähigkeit des Öls besser wird, sodass es zu einem Stromfluss zwischen PMT und Reflektor kommen kann. Dieser Stromfluss wird auch über die Photokathode fließen, sodass Photonen erzeugt werden können, was die Dunkelrate ansteigen lässt. Mit der Zeit nähert sich also das Potential des Reflektors dem des PMTs an, wodurch das Feld kleiner und die Dunkelrate stabiler wird.

Auch diese Messung wurde morgens um 9:15 Uhr gestartet, sodass die Peaks theoretisch nicht den gleichen Ursprung haben können wie die Peaks aus den Messungen zuvor, da dies zeitlich nicht konsistent ist. Natürlich lässt sich dies nicht ausschließen, zumal der Peak bei 15 h ähnlich wie Peaks aus den vorherigen Messungen alleine auftritt. Festzuhalten ist an dieser Stelle jedoch die erhöhte mittlere Dunkelrate von $\bar{d} = (453,99 \pm 0,08)\text{ Hz}$ aufgrund von Aktivitäten im Gel, welche Photonen auf die Photokathode leiten, was die Dunkelrate erhöht.

Beim Blick auf die Temperaturen fällt auf, dass die gemessene Temperatur des PMTs durch den IR-Sensor gestiegen ist, die Boardtemperatur des IR-Sensors jedoch nicht. Warum die Temperatur des PMTs gestiegen ist, lässt sich nicht exakt begründen. Der PMT sollte im thermischen Gleichgewicht mit dem Öl sein, jedoch ist die Öltemperatur nicht höher als die Lufttemperatur aus der Messung vorher. So lässt sich dies dadurch nur schwer begründen. Eventuell befand sich der IR-Sensor bedingt durch den Messumbau in einer nicht optimalen Position zur Temperaturmessung, wodurch eine konstant höhere Temperatur gemessen worden ist.

Zusammenfassung Um die bisherigen Ergebnisse bezüglich der Dunkelratenmessungen bei Raumtemperatur zusammenzufassen, wurden die Dunkelraten der linearen Fits an die stabilen Niveaus in Histogramme eingetragen, um eine Verteilung der Dunkelrate um einen häufigsten Wert zu erhalten. An die Histogramme kann jeweils ein Gauß-Fit gemäß (9) gemacht werden, dessen Breite mit der Stabilität der Dunkelrate korreliert. In Abb. 23 sind die Histogramme mit den Fits dargestellt.

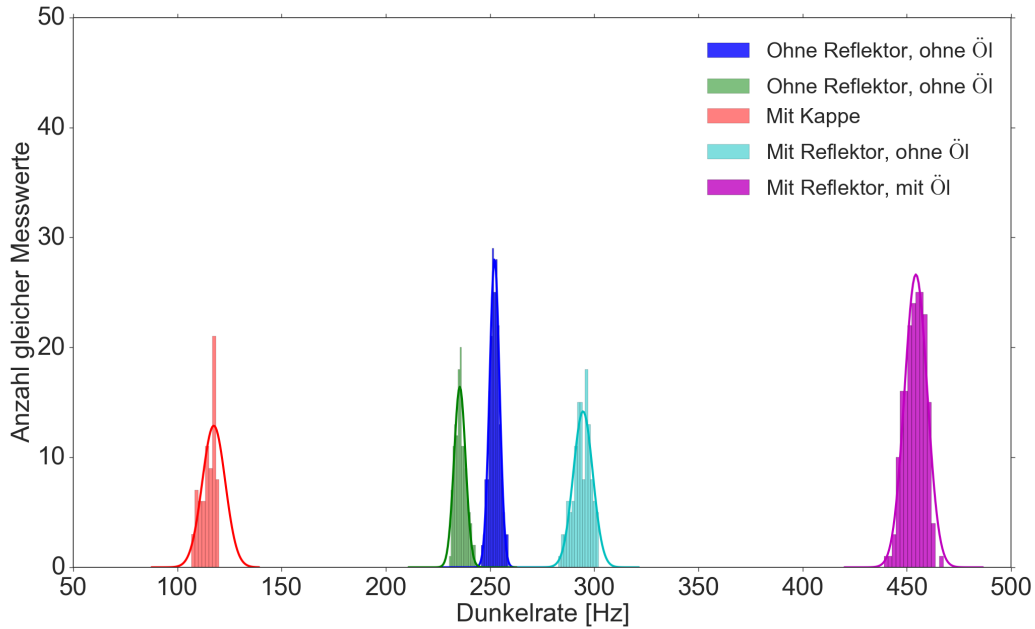


Abbildung 23: Histogramme der Werte der Dunkelrate durch die der lineare Fit gemacht worden ist. Hier sind alle Messungen, bei denen ein stabiles Niveau gemessen worden ist, enthalten. Zusätzlich sind Gauß-Fits der Histogramme beinhaltet.

In Tabelle (2) sind die Fitparameter aufgelistet. Vergleicht man die x - Koordinaten der Peaks mit

Messung	a	b [Hz]	mittlere Dunkelraten [Hz]	c [Hz]
1.	$28,1 \pm 1,0$	$252,9 \pm 0,1$	$252,21 \pm 0,04$	$2,36 \pm 0,10$
2.	$16,4 \pm 1,2$	$235,5 \pm 0,2$	$235,94 \pm 0,05$	$2,77 \pm 0,24$
3.	$12,9 \pm 2,7$	$117,4 \pm 3,6$	$114,83 \pm 0,03$	$5,50 \pm 3,25$
4.	$14,2 \pm 1,3$	$294,6 \pm 0,5$	$293,98 \pm 0,06$	$4,68 \pm 0,57$
5.	$26,6 \pm 1,5$	$454,4 \pm 0,4$	$453,99 \pm 0,08$	$5,42 \pm 0,37$

Tabelle 2: Fit-Parameter der Gauß-Fits der Histogramme; Reihenfolge wie in Legende aus Abb. 23.

den mittleren Dunkelraten, fällt auf, dass diese in etwa übereinstimmen. Der Fehler der Peakstelle des Gauß-Fits der Messung mit Kappe ist im Gegensatz zu den anderen eine Größenordnung größer. Dies liegt zum Teil daran, dass insgesamt weniger Statistik für diese Messung vorhanden ist, weshalb sich das Histogramm, wie in Abb. 23 zu sehen, nicht gaußförmig ausbildet. Gleiches gilt für den Fehler der Varianz c^2 bezüglich dieser Messung. Die Breite des Histogramms, also der Wert der Varianz, ist korreliert mit der Stabilität der Dunkelrate. Dabei setzt sich dieser Wert aus den statistischen Fluktuationen der Dunkelrate sowie deren Änderung aufgrund von Temperaturschwankungen zusammen. Um ein sichereres Ergebnis für die mittleren Dunkelraten sich ergebend aus den Peakstellen des Gaußfits zu erhalten, werden im Folgenden nicht die direkten Werte des Intervalls der Dunkelrate, zu dem der lineare Fit gemacht wurde, in ein Histogramm gezeichnet. Es wird der Anfangswert der Dunkelrate y_{off} des Intervalls addiert mit der Abweichung Δy des Fit-Werts der Dunkelrate von der tatsächlichen Dunkelrate an jeder Stelle des Intervalls in ein Histogramm gezeichnet:

$$y_{\text{korrigiert}} = y_{\text{off}} + (y_{\text{Dunkelrate}} - y_{\text{Fit Dunkelrate}}) = y_{\text{off}} + \Delta y.$$

Dies ist eine einfache Methode, die Abhängigkeit der Dunkelrate von der Temperatur aus den gemessenen Dunkelraten raus zu rechnen. Daraus wird eine resultierende geringere Breite des Histogramms (also ein kleinerer Wert für $c = \sqrt{\text{Varianz}}$) erwartet. Die Histogramme inklusive Gauß-Fits sind in Abb. 24 dargestellt. Die Parameter der Gauß-Fits sind in Tabelle (3) aufge-

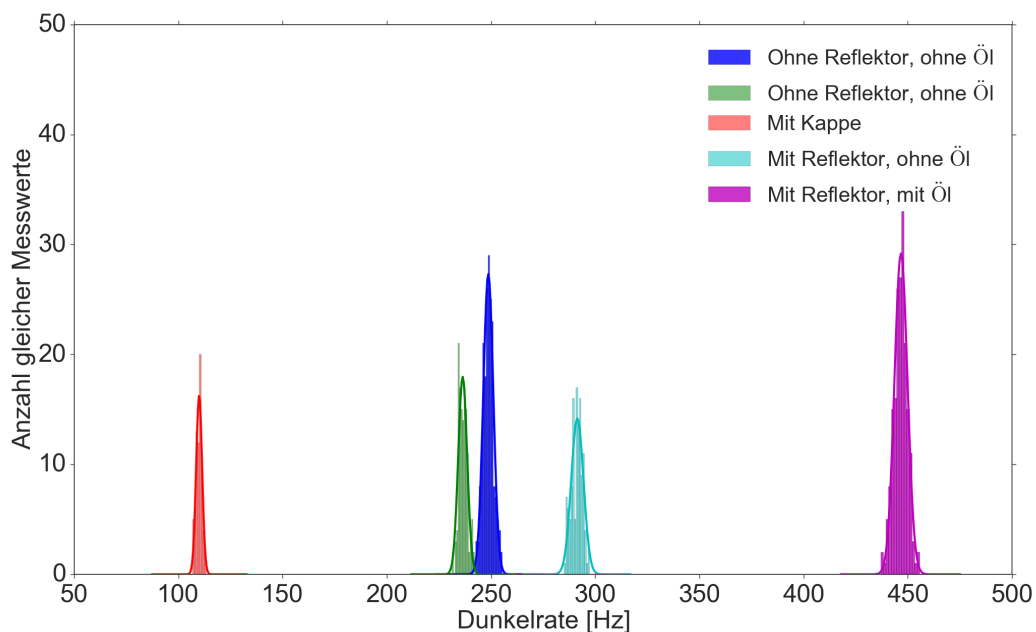


Abbildung 24: Histogramme der korrigierten Werte der Dunkelrate durch die der lineare Fit gemacht worden ist. Hier sind alle Messungen, bei denen ein stabiles Niveau gemessen worden ist, enthalten. Zusätzlich sind Gauß-Fits der Histogramme beinhaltet.

listet. Vergleicht man die korrigierten Breiten mit den alten Breiten der Histogramme, ist eine Verkleinerung dieser zu beobachten. Die Veränderung der Breiten aufgrund der Temperaturkorrektur hängen mit den Steigungen der linearen Fits, welche aus dem Ansteigen/Absinken der Dunkelrate mit der Temperatur resultieren, zusammen. Beispielsweise weist der lineare Fit bei der Messung ohne Reflektor und ohne Öl mit $(0,063 \pm 0,003) \frac{\text{Hz}}{\text{h}}$ die geringste Steigung und auch die geringste Veränderung der Breite des Histogramms auf. Dies ist plausibel, da bei insgesamt

Messung	a	b [Hz]	mittlere Dunkelraten [Hz]	c_{neu} [Hz]	c_{alt} [Hz]
1.	$27,3 \pm 1,5$	$248,7 \pm 0,2$	$252,21 \pm 0,04$	$2,41 \pm 0,16$	$2,36 \pm 0,10$
2.	$18,0 \pm 2,0$	$236,4 \pm 0,3$	$235,94 \pm 0,05$	$2,14 \pm 0,28$	$2,77 \pm 0,24$
3.	$16,3 \pm 2,2$	$109,9 \pm 0,2$	$114,83 \pm 0,03$	$1,43 \pm 0,23$	$5,50 \pm 3,25$
4.	$14,2 \pm 1,8$	$291,4 \pm 0,4$	$293,98 \pm 0,06$	$2,96 \pm 0,46$	$4,68 \pm 0,57$
5.	$29,2 \pm 1,4$	$446,7 \pm 0,2$	$453,99 \pm 0,08$	$3,14 \pm 0,17$	$5,42 \pm 0,37$

Tabelle 3: Fit-Parameter der Gauß-Fits der Histogramme mit Temperaturkorrektur; Reihenfolge wie in Legende aus Abb. 24.

geringen Schwankungen der Dunkelrate mit der Temperatur eine Temperaturkorrektur keinen großen Effekt liefert. Ein weiteres Beispiel hierzu ist die Messung mit Reflektor im Gel, bei der der lineare Fit mit $(2,15 \pm 0,02) \frac{\text{Hz}}{\text{h}}$ die größte Steigung aufweist und auch die größte Veränderung der Breite des Histogramms.

3.3.2 Dunkelrate in Abhängigkeit von der Reflektorspannung bei Raumtemperatur

Eine wichtige Messung, die sich während der Bachelorarbeitszeit ergeben hat, ist die Idee, den Reflektor auf das gleiche negative Potential wie die Photokathode zu legen. Die Dunkelrate ist stark von elektrischen Feldgradienten in der der Nähe der Photokathode abhängig, weshalb dieser Zusammenhang nun genauer untersucht werden soll [10]. Das PMT-Gehäuse befindet sich ebenfalls bauartbedingt auf dem gleichen Potential wie die Photokathode. Ausschlaggebend für diese Messung waren neben den vorangegangenen Messungen die Ergebnisse der Firma ET Enterprises, die die Dunkelrate in Abhängigkeit von der angelegten PMT-Gehäusespannung gemessen hat. Dies ist in Abb. 25 dargestellt. Hier ist zu erkennen, dass die Dunkelrate ein Minimum er-

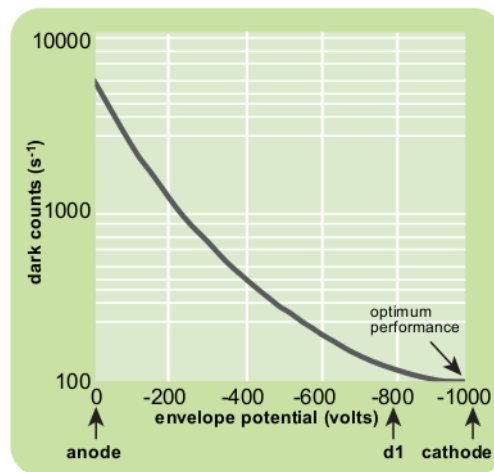


Abbildung 25: Dunkelrate in Abhängigkeit von der PMT-Gehäusespannung. Entnommen aus [10].

reicht, falls die PMT-Gehäusespannung auf dem gleichen Potential wie die Photokathode liegt. In dieser Messung jedoch ist die PMT-Gehäusespannung fest auf dem Wert der Spannung der Photokathode und es soll die Dunkelrate in Abhängigkeit von der Reflektorspannung überprüft werden. Dazu wurde ein Kabel an den Reflektor gelötet, welches mit der gleichen Spannungsversorgung, mit der der PMT betrieben wird, verbunden werden konnte. Zunächst wird mit geerdetem Reflektor gemessen ($U_R = 0 \text{ V}$). Dabei wird der Holdoff auf 500 Events gestellt bei einer Triggerschwelle von -4 mV , was einer Anzahl von circa 0,35 Photoelektronen entspricht. Dies ist in Abb. 26 abgebildet. Nach einem kurzen exponentiellen Abfall der Dunkelrate ist ein

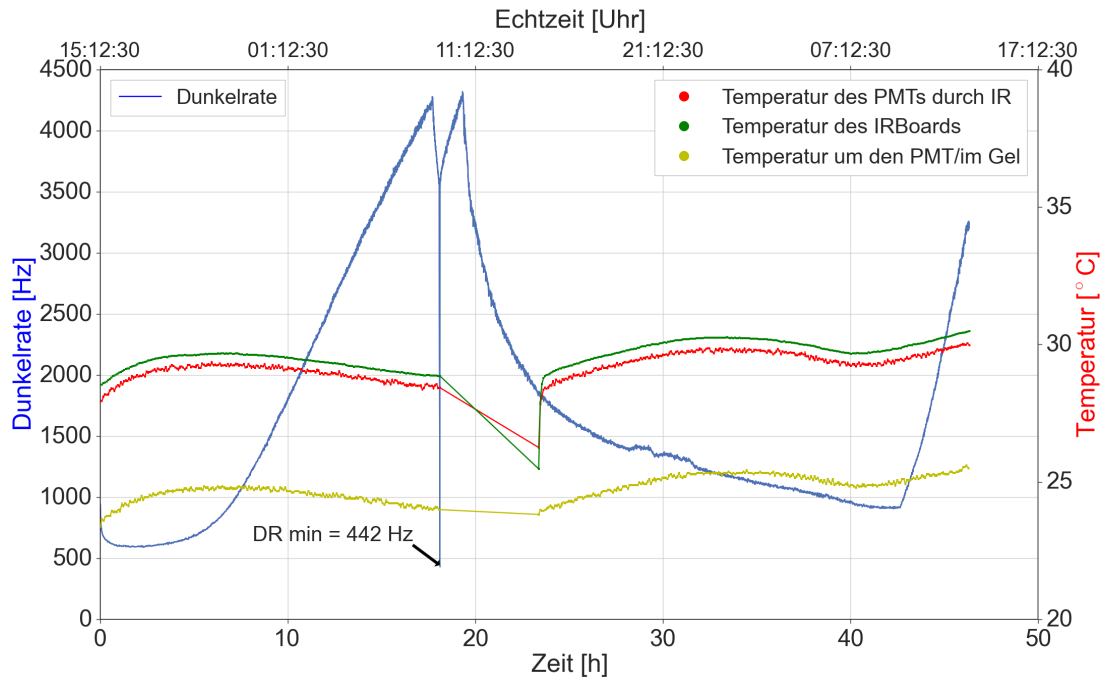


Abbildung 26: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor im Silikonöl; HV des Reflektors wurde zwischenzeitlich eingeschaltet.

näherungsweise linearer Anstieg der Dunkelrate mit der Zeit zu verzeichnen, solange der Reflektor geerdet ist. Nach circa 17 h Messzeit, wo der erste Abfall der Dunkelrate gemessen worden ist, wurde die Hochspannung des Reflektors angeschaltet auf -900 V. Nach 18 h Messzeit wurde die Hochspannung von PMT und Reflektor abgeschaltet und zusätzlich die Temperaturmessung unterbrochen. Eine Überlegung war, dass die Temperatursensoren Rauschen produziert haben könnten, wodurch die Dunkelrate so stark ansteigt. Weil die Hochspannung des PMTs abgeschaltet worden ist, ist die Dunkelrate zwischenzeitlich auf einen Wert von 442 Hz gesunken. Danach wurde die Hochspannung des PMTs wieder angeschaltet, um die Dunkelrate ohne gleichzeitige Temperaturmessung beobachten zu können. Es wurde jedoch das gleiche Verhalten beobachtet. Nach circa 20 h Messzeit wurde dann wieder die Hochspannung des Reflektors auf -900 V gestellt. Daraufhin fiel die Dunkelrate nach dem gleichen Muster wie zuvor. Die Dunkelrate hat also mit und ohne Temperaturmessung gleiches Verhalten gezeigt, weshalb die Temperatursensoren als Rauschquelle vernachlässigt werden können. Insbesondere lässt sich das Verhalten der Dunkelrate in Abhängigkeit von der Reflektorspannung reproduzieren. Nach circa 42 h wurde die Reflektorspannung wieder abgeschaltet und die Dunkelrate fängt wieder an zu steigen.

Die während der Messung aufgezeichnete Temperatur lässt sich mit dem Verhalten der Dunkelrate nicht in Verbindung bringen. Auffällig ist, dass die Temperatur des PMTs gemessen durch den IR-Sensor wieder unterhalb der des IR-Boards liegt.

Vergleicht man diese Messung mit dem Ergebnis von ET Enterprises, sind Übereinstimmungen zu erkennen. Wenn sich die Messung von ET Enterprises bezüglich des Potentials des PMT-Gehäuses auf die erwarteten Ergebnisse für das Potential des Reflektors übertragen lässt, wird bei einem Potential des Reflektors von 0 V (geerdet) eine Dunkelrate von einigen Kilohertz erwartet. Dieser Trend ist Abb. 26 deutlich zu erkennen. Liegen Reflektor und PMT auf dem gleichen Potential, wird eine Dunkelrate von nur einigen hundert Hertz erwartet. Auch dieser Trend ist zu beobachten. Rein theoretisch sollte die Dunkelrate bei gleichem Potential der beiden Komponenten unter die in der vorherigen Messung minimalen Rate von 439 Hz sinken, da sich das Floating-Potential des Reflektors nur dem des PMTs annähert und nicht komplett annimmt.

Im Folgenden wurde der Messaufbau mit Isopropanol gereinigt und das Öl durch neues Öl ausgetauscht. So sollte der optische Hintergrund bedingt durch Verunreinigungen im Öl verringert werden. Zunächst wurde dann die Dunkelrate für den gleichen Messaufbau (mit Reflektor, mit Öl, Reflektor zunächst geerdet) gemessen. Hat die Dunkelrate nach dem näherungsweise linearen Anstieg ein stabiles Niveau erreicht, wurde die Hochspannung des Reflektors eingeschaltet und gewartet, bis die Dunkelrate wiederum ein stabiles Niveau erreicht. In Abb. 27 ist der zeitliche Verlauf der Dunkelrate und Temperatur dargestellt. Durch das Reinigen und die damit

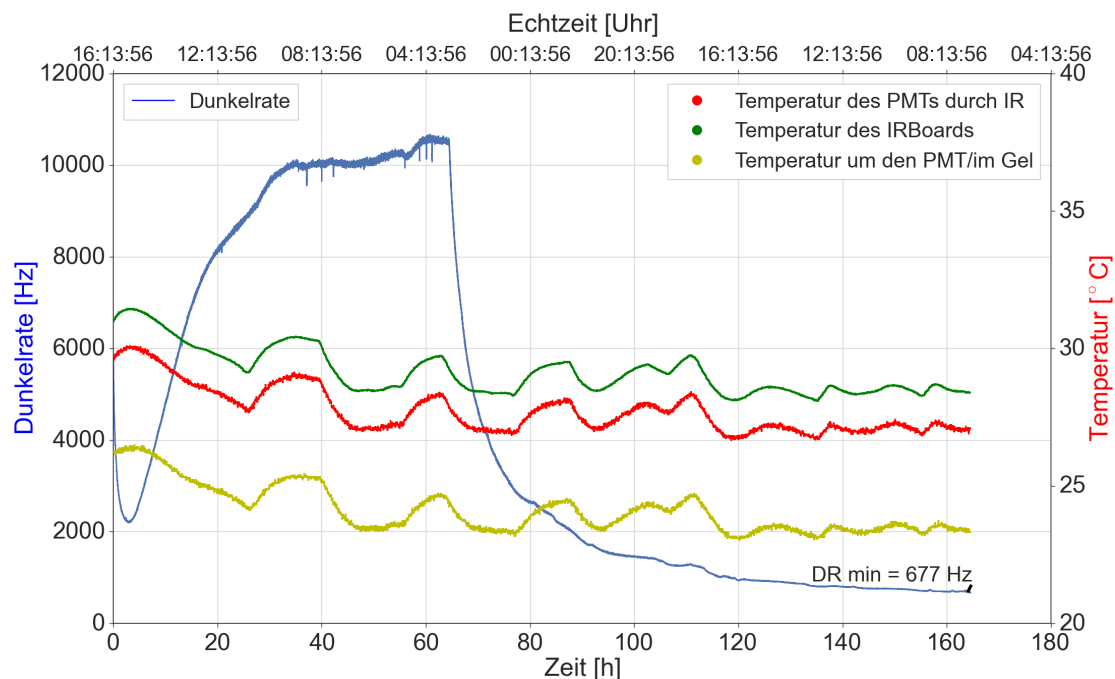


Abbildung 27: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor auf Ground und HV im Silikonöl.

verbundene hohe Belichtungszeit, beträgt die anfängliche Dunkelrate circa 6000 Hz. Nach dem exponentiellen Abfall beginnt wie in der Messung zuvor die Dunkelrate näherungsweise linear zu steigen. Im Bereich von 30 h bis 65 h, wo sie ein relativ stabilen Verlauf bei Werten um die 10000 Hz zeigt, sind Korrelationen mit dem Temperaturverlauf zu beobachten. Dies scheint plausibel, da der Effekt, welcher für den Anstieg der Dunkelrate verantwortlich ist, dem Beitrag der thermischen Emission zur Dunkelrate unterliegt, sobald das annähernd stabile Niveau erreicht worden ist. Bei circa 65 h wurde die Hochspannung des Reflektors auf -908 V eingeschaltet. Hier wurde sich klar gegen eine Einstellung auf -910 V entschieden, da die HV-Anschlüsse von PMT und Reflektor zwar zur selben Hochspannungsversorgung gehören, jedoch jeder der einzelnen Ausgänge eigene Schwankungen aufweist. So soll sichergestellt werden, dass das Potential des Reflektors zu keiner Zeit negativer ist als das des PMTs.

Nach Anschalten der Hochspannung des Reflektors ist ein deutlicher Abfall der Dunkelrate zu beobachten, wie bereits in der Messung zuvor. Die Messung wurde nach circa 165 h Messzeit abgebrochen, da sich die Dunkelrate ab dann nicht mehr maßgeblich ändern würde. Erwartungsgemäß würde sich noch wenige hundert Hertz sinken, dies würde jedoch noch einige Tage dauern. Auch hier sind Korrelationen mit der Temperatur im Bereich des stabilen Niveaus zu sehen. Der grobe Verlauf der Dunkelrate entspricht dem erwarteten Verlauf.

Auch wenn der grobe Verlauf der Dunkelrate plausibel zu erklären ist, gibt es dennoch Auffälligkeiten im detaillierteren Verlauf. Zum einen sind im Bereich von 35 h und 60 h Messzeit Abfälle der Dunkelrate zu beobachten. Diese sollen kurz in Abb. 28 betrachtet werden. Der

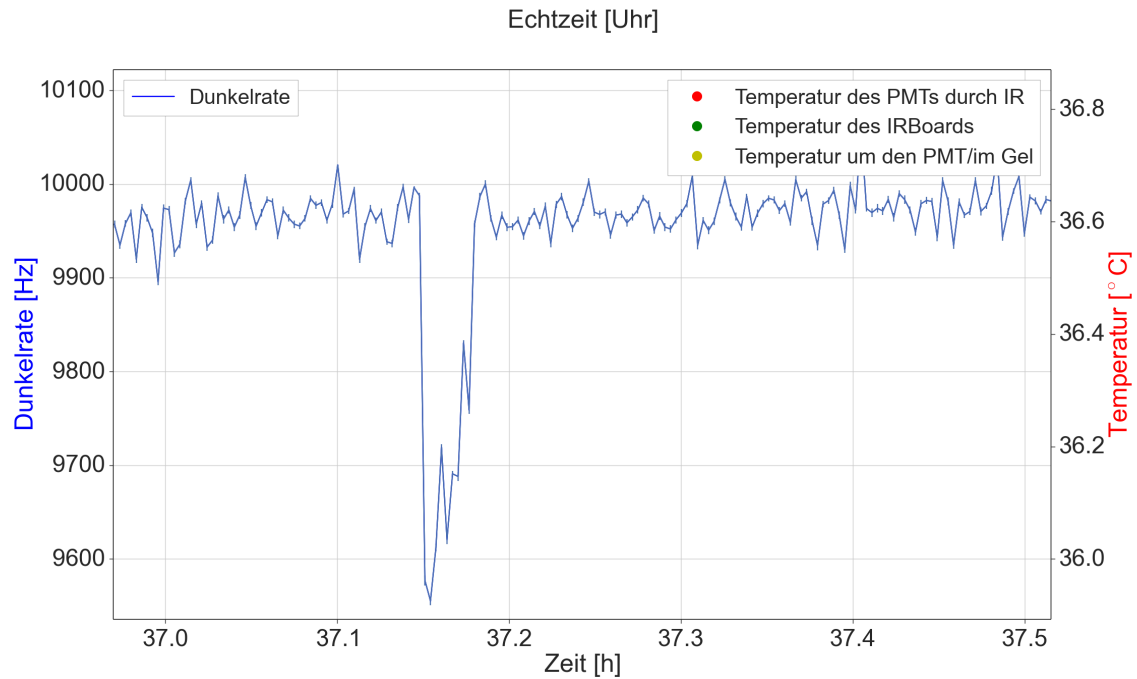


Abbildung 28: Ausschnitt aus 'Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor auf Ground und HV im Silikonöl'.

Abfall der Dunkelrate besitzt eine zeitliche Breite von circa $0,04 \text{ h} \approx 2,4 \text{ min}$, in dem die Dunkelrate zeitweise um circa 400 Hz sinkt. Aufgrund dessen kann vermutet werden, dass es sich nicht unbedingt um ein Artefakt handeln muss, sondern durch einen anderen Grund, der nichts mit systemeigenen oder messaufbaubedingten Eigenschaften zu tun hat. An dieser Stelle sei deshalb nur auf die Existenz der Abfälle in der Dunkelrate hingewiesen, ohne ihren Grund zu kennen, zumal sie nicht mit Temperaturschwankungen in Verbindung gebracht werden können.

Weiter ist der exponentielle Abfall der Dunkelrate mit der Zeit nach Anschalten der Reflektorhochspannung zu beobachten. Dieser erstreckt sich über eine Zeitspanne von circa 100 h , bis das annähernd und hier noch nicht einmal erreichte stabile Niveau der Dunkelrate erreicht wird. Vermutet wurde zunächst ein näherungsweise instantanes Absinken der Dunkelrate, wenn man argumentiert, dass der Anstieg der Dunkelrate durch fließende Ströme vom PMT und/oder der Photokathode zum Reflektor bedingt ist. Dadurch könnten innerhalb der Photokathode, welche nichts anderes als ein Halbleiter ist, Energieniveaushiftungen stattfinden, wodurch mehr Elektronen emittiert und die Dynodenanordnung erreichen könnten. Eine mögliche Ursache für das zeitlich lange Absinken der Dunkelrate könnte sein, dass sich durch das vorherige Erden des Reflektors Oberflächenladungen am Glas des PMTs angesammelt haben, welche abtransportiert werden müssen.

Insgesamt lässt sich festhalten, dass sich die erwarteten Trends der Dunkelrate in Abhängigkeit von dem Potential des Reflektors auf Grundlage der Ergebnisse der Firma ET Enterprises mit den Messergebnissen in Einklang bringen lassen. Die Dunkelrate hängt also stark von elektrischen Feldgradienten in der Nähe der Photokathode beziehungsweise allgemein in der Nähe des PMTs ab. Um nun jedoch einen konkreten Wert für eine stabile Dunkelrate für diesen Messaufbau (mit Reflektor, mit Öl, Reflektor geerdet) zu erhalten, wurde die obige Messung gestoppt, der PMT kurz belichtet und die Potentiale des PMTs und des Reflektors mit einem T-Stück angeglichen. Der Verlauf der Dunkelrate und Temperatur ist in Abb. 29 zu sehen. Nachdem die Dunkelrate von ihren anfänglichen 1000 Hz nach 5 h Messzeit auf ungefähr 650 Hz gesunken ist, ist ein sehr langsamer Abfall der Dunkelrate zu beobachten. Dieser zeigt insgesamt leichte

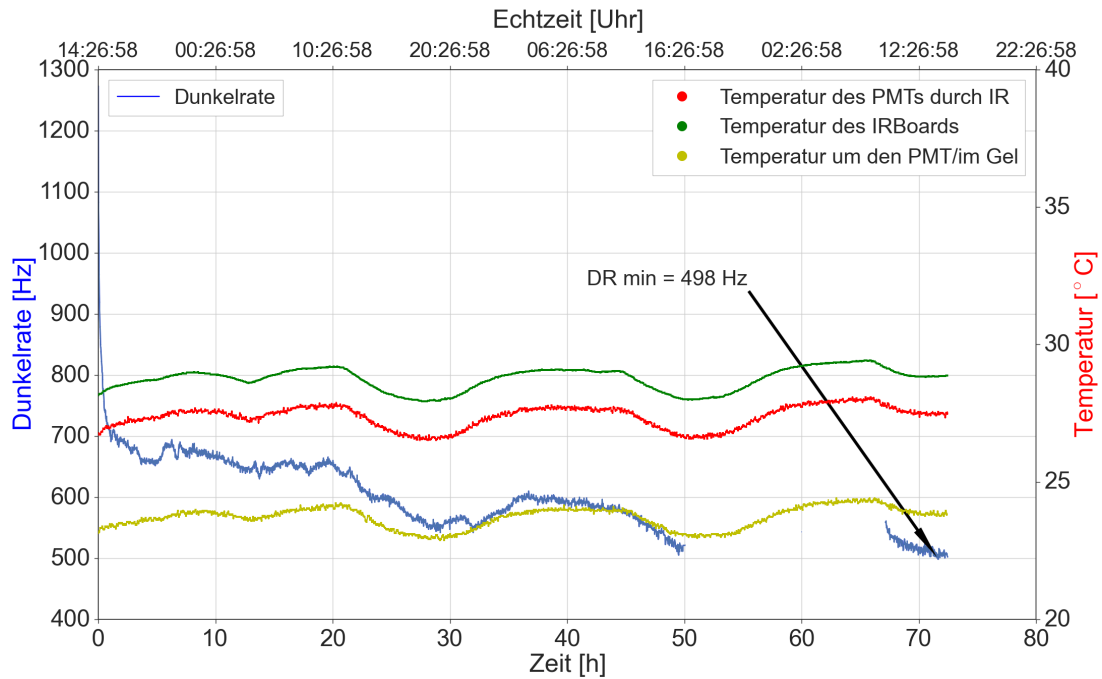


Abbildung 29: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor auf dem gleichen Potential wie das des PMTs (-910 V) im Silikonöl (a).

Temperaturkorrelationen, wobei diese von anderen Effekten überlagert werden, wodurch eine unruhige Dunkelrate entsteht. Nach circa 50 h Messzeit ist das Programm zum Aufnehmen der Messwerte der Dunkelrate abgestürzt, weshalb von 50 h bis 68 h Messzeit keine Messwerte für die Dunkelrate zu sehen sind. Zwar geht somit die Information über die Dunkelrate für dieses Zeitintervall verloren, trotzdem scheint sie insgesamt weiter gesunken zu sein, wodurch sich eine minimale Dunkelrate von 498 Hz ergibt. Die Temperatur zeigt einen gewohnten periodischen Verlauf.

Dies war die erste Messung, bei der die Dunkelrate einen so unruhigen Verlauf aufwies. Außerdem ist der langwierige Abfall der Dunkelrate auf das hier noch nicht zusehende stabile Niveau diskutierbedürftig. Dieser wurde jedoch schon in der vorherigen Messung beobachtet. Aufgrund von Erfahrungen von vorherigen Messungen, die vor dem Beginnen dieser Arbeit angestellt worden sind, wurde die Hochspannung beider Komponenten abgeschaltet und der PMT kurz belichtet. Daraus erhoffte man sich einen darauf folgenden schnelleren Abfall der Dunkelrate auf ein stabiles Niveau. Mit Blick auf Abb. 29 lässt sich jedoch beobachten, dass das Sinken der Dunkelrate an dem der vorherigen Messung ansetzt. Dieser langwierige Abfall könnte auf Ansammlungen von Ladungen an der Glasoberfläche des PMTs zurückgeführt werden, welche abgebaut werden müssen. Andererseits würde das Abbauen von Ladungen einem Fließen von Strom entsprechen, wodurch die Dunkelrate erhöht werden würde. Jedoch könnte die Photokathode dabei unbeeinträchtigt sein, weshalb nur ein Sinken dieser gemessen worden ist. Um die Unruhen im Verlauf der Dunkelrate ansatzweise zu erklären, genügt ein Blick auf einen Ausschnitt aus der vorherigen Messung. Dies ist in Abb. 30 dargestellt. Im Bereich niedriger Dunkelraten sind auch in dieser Messung Fluktuationen in der Dunkelrate zu sehen. Diese setzten sich bis in die andere Messung fort. Der Grund hierfür kann nicht plausibel erklärt werden, jedoch liegt ein Zusammenhang mit der vorherigen Messung, wo der Reflektor geerdet war, nahe. Zudem stimmen die Werte der Dunkelrate am Ende der vorherigen Messung (circa 677 Hz) mit den Werten dieser am Anfang der späteren Messung (circa 650 Hz nach Abklingen der Belichtung) überein.

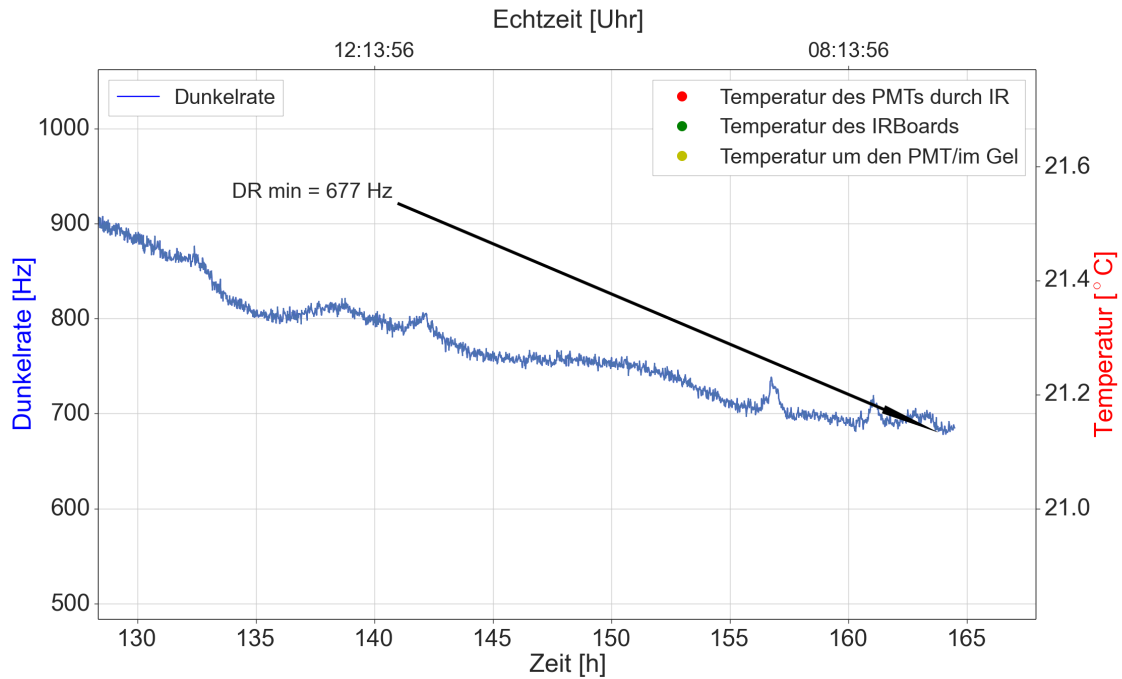


Abbildung 30: Ausschnitt aus 'Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor auf Ground und HV im Silikonöl'.

Im Folgenden wurde der PMT wieder neu belichtet und die Hochspannung für einige Minuten ausgeschaltet. Die Dunkelrate ist in Abb. 31 zu sehen. Auch hier hat die Dunkelrate nach Abklingen der Belichtung Werte, die dem Ende der vorherigen Messung entsprechen (circa 520 Hz). Der weitere Verlauf der Dunkelrate zeigt Anstiege dieser innerhalb kleiner Zeitintervalle um circa 40 Hz bei 6 h und 15 h Messzeit. Nach beiden Anstiegen sinkt die Dunkelrate wieder. Ab 32 h Messzeit ist ein weiterer, jedoch zeitlich länger andauernder aber flacherer Anstieg der Dunkelrate um insgesamt circa 80 Hz zu beobachten. Auch danach sinkt die Dunkelrate wieder. Der zweite und dritte Anstieg der Dunkelrate fanden zu ähnlichen Echtzeiten (morgens gegen 5 Uhr) statt. Deshalb könnte diesen eine gewisse Periodizität zugeordnet werden, jedoch unterscheiden sie sich in ihrer Form so stark, dass diese Annahme fragwürdig erscheint. Weiter könnten diese Anstiege durch die gleichzeitigen Gewitter verursacht worden sein.

Außerdem sind bei 18 h, 20 h und 23 h Anstiege der Dunkelrate von mehr als 100 Hz zu beobachten. Diese sind jedoch darauf zurückzuführen, dass zu diesen Zeiten eine kurze Laborführung mit einem Praktikanten gemacht worden ist, bei der unter anderem die Decke, welche auf der Dunkelbox liegt, angehoben worden ist. Dadurch ist Licht durch nicht benutzte Kabelanschlüsse in die Dunkelbox gekommen.

Die Temperatur zeigt auch hier den gewohnten Verlauf. Schwankungen der Dunkelrate können hier nicht hinreichend durch Temperaturschwankungen erklärt werden. Insgesamt ergibt sich bezüglich allen Messungen mit Reflektor auf dem Potential des PMTs eine minimale Dunkelrate von 421 Hz. Diese ist um circa 20 Hz kleiner als die gemessene minimale Dunkelrate von 439 Hz, als der Reflektor auf Floating-Potential war.

Zusammenfassung Ausgangspunkt waren Messungen der Firma ET Enterprises, bei der die Dunkelrate in Abhängigkeit vom Potential des PMT-Gehäuses gemessen worden ist. Dabei wurde festgestellt, dass die Dunkelrate einige Kilohertz beträgt, falls das Gehäuse auf Ground liegt und einige hundert Hertz, falls das Gehäuse auf dem gleichen Potential wie das des PMTs liegt. Diese Messergebnisse wurden versucht auf unseren Messaufbau, genauer auf das Potential des Reflektors, zu übertragen. Am Ende diesbezüglicher Messungen steht das Ergebnis,

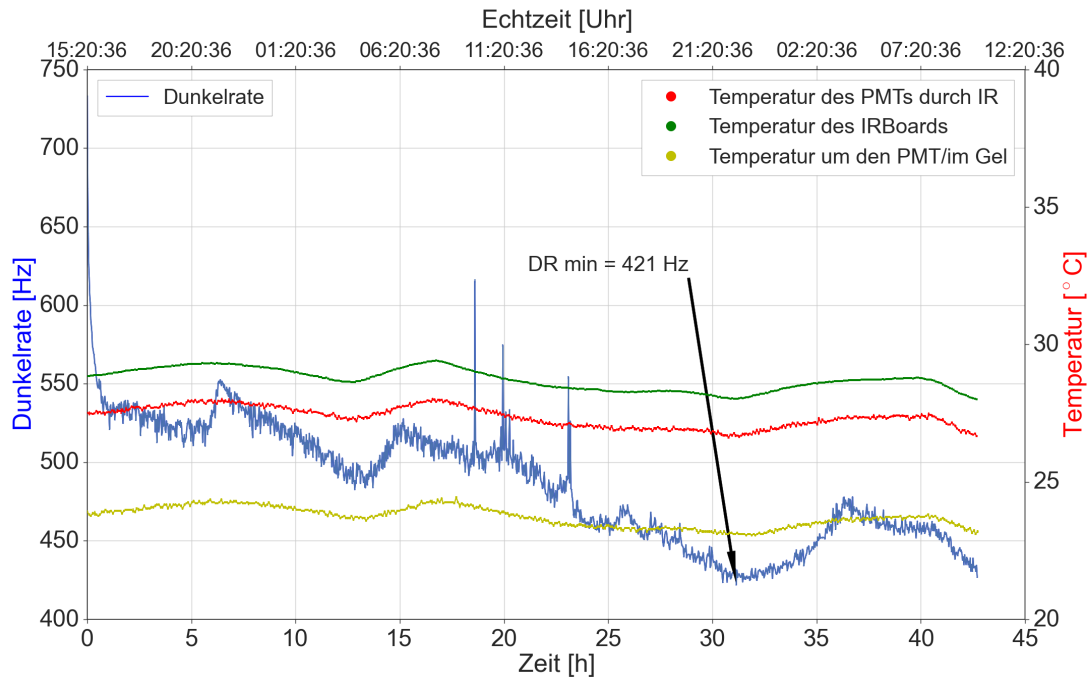


Abbildung 31: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und der Temperatur mit Reflektor auf dem gleichen Potential wie das des PMTs (-910 V) im Silikonöl (b).

dass die Dunkelrate stark abhängig vom Potential des Reflektors ist. Auch mit Blick auf die Größenordnung der Dunkelrate wurden Werte gemessen, welche dem der Messung von ET Enterprises entsprechen. Hier sollte erwähnt werden, dass zwar nur eine um circa 20 Hz geringere Dunkelrate im Gegensatz zum Floating-Potential gemessen worden ist, jedoch ist in Abb. 31 eine Tendenz zu geringeren Dunkelraten mit Reflektor auf dem Potential des PMTs zu beobachten. So sollte also, um die Dunkelrate insgesamt gering und unempfindlicher auf äußere Einflüsse zu machen, der im fertigen mDOM verbaute Reflektor auf das gleiche Potential wie der PMT gelegt werden, auch wenn zeitlich bedingt kein konkreter Wert für eine stabile, den Temperaturverläufen folgende Dunkelrate angegeben werden kann.

Nachdem die Messungen bei Raumtemperatur abgeschlossen waren, wurde der Messaufbau zur Dunkelratenmessung in die Klimakammer der Geophysik gebracht, um realistischere Temperaturen zu simulieren und die Dunkelrate in Abhängigkeit von der Öldicke zu messen. Dies soll im kommenden Kapitel behandelt werden.

3.3.3 Messung der Dunkelraten in Abhängigkeit von der Öldicke in der Klimakammer

Nun wurde der Messaufbau in die Klimakammer der Geophysik gebracht, um dort die Dunkelrate in Abhängigkeit von der Öldicke zu messen. Dabei wurde der Reflektor aufgrund voriger Messergebnisse durchgehend auf das Potential des PMTs gelegt, um insgesamt geringe Dunkelraten zu erhalten. Die Klimakammer besteht aus einem circa 5 m^2 großen Raum, in dem die Dunkelbox auf einem Tisch positioniert ist. Alle an die Dunkelbox angeschlossenen und in diese durch das Labyrinth hereinführenden Kabel können durch ein kleines Loch in der Klimakammer nach draußen geführt werden, sodass natürlich außer der Temperatursensoren keine Messgeräte den tiefen Temperaturen ausgesetzt worden waren. Der restliche Messaufbau ist sonst zu dem vorherigen zur Dunkelratenmessung identisch.

Die Dunkelrate wurde für die Abstände $[0\text{ mm}, 2,5\text{ mm}, 5\text{ mm}, 10\text{ mm}]$ des PMTs zum Messzylinder gemessen. Die Abstände entsprechen den Öldicken. In Abb.32 ist die Dunkelrate für

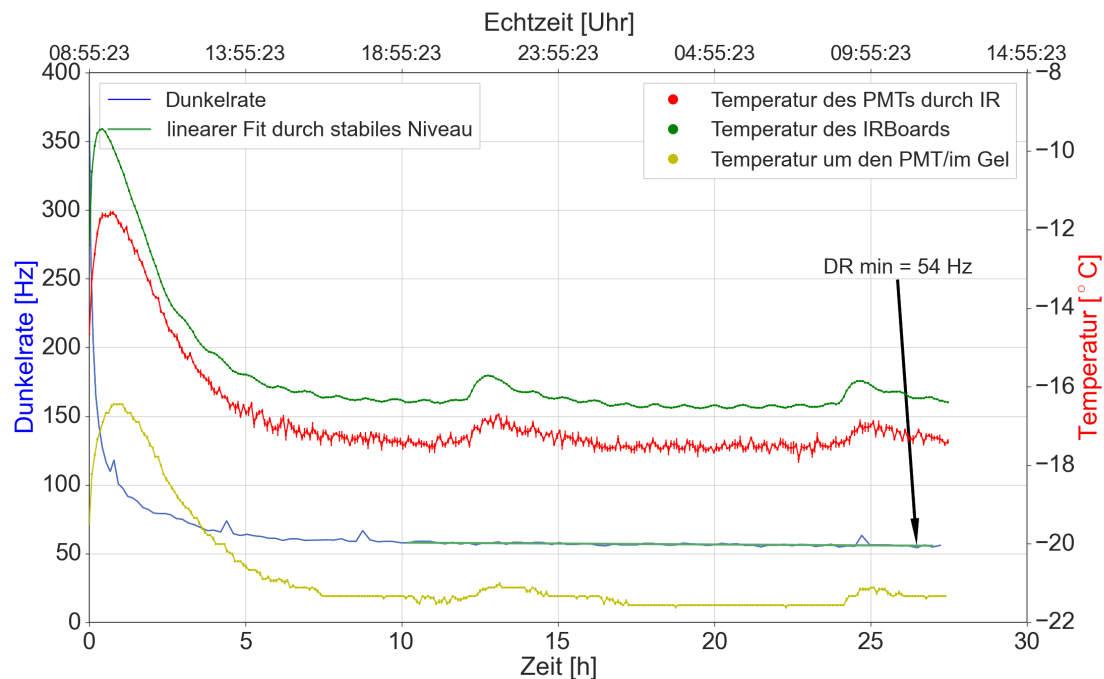


Abbildung 32: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und Temperatur bei einer Öldicke von 0,0 mm.

eine Öldicke von 0,0 mm dargestellt. Diese fällt zu Anfang der Messzeit exponentiell ab. Dies ist einerseits durch die Belichtung bedingt, andererseits hat sich die Klimakammer während des Messaufbaus erwärmt, da die Tür aus Sicherheitsgründen immer offen gehalten werden muss, wenn sich Personen darin befinden. Das anschließende Sinken der Temperatur auf Betriebstemperatur trägt also ebenfalls zum exponentiellen Abfall der Dunkelrate bei. Ab einer Messzeit von circa 10 h hat die Dunkelrate ein stabiles Niveau erreicht, welches geringe bis fast keine Korrelationen mit der Temperatur zeigt. Dies liegt daran, dass die Temperatur insgesamt nur um 1°C schwankt und zusätzlich so klein ist, dass der Anteil der thermischen Emission von Elektronen aus der Photokathode zur Dunkelrate stark abnimmt. Die durch den Infrarot-Sensor gemessene Temperatur des PMTs liegt bei circa -18°C . Die Öltemperatur gemessen durch den einfachen Temperatursensor liegt bei $-21,5^\circ\text{C}$. Wie oben ist der Temperaturunterschied durch den Offset der beiden Sensoren zueinander bestimmt. Die Temperatur ist wie gewünscht stabiler als die Temperatur im Labor bei den Raumtemperaturmessungen. Jedoch sind auch hier periodische Anstiege dieser um circa 1°C alle 12 h und periodische Schwankungen auf einer kleineren Zeitskala von 1 h um circa $0,2^\circ\text{C}$ zu beobachten. Beide Periodizitäten der Temperatur lassen sich

auf den Kühlkreislauf der Klimakammer zurückführen, da diese bei Raumtemperatur nicht aufgetreten sind und alle Temperatursensoren das gleiche Bild zeigen. Die Dunkelrate ändert sich währenddessen jedoch nicht. Unabhängig von den normalen Schwankungen der Temperatur haben also aufgrund der insgesamt tiefen Temperatur Anstiege dieser keinen signifikanten Einfluss auf die Dunkelrate.

Der Fit durch das stabile Niveau liefert folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$y_{0,0} = (-0,099 \pm 0,002) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (58,65 \pm 0,80) \text{ Hz}.$$

Die mittlere Dunkelrate beträgt für dieses Niveau $\bar{d}_{0,0} = (56,72 \pm 0,03) \text{ Hz}$. An der geringen Steigung und dessen kleinen Fehlers der Geraden ist zu erkennen, dass die Dunkelrate im Gegensatz zu den Messungen bei Raumtemperatur stabiler ist. Zu erwähnen sind die 4 kurzzeitigen Anstiege der Dunkelrate um gute 10 Hz bei den Zeiten 1 h, 4,5 h, 8 h und 24,5 h. Diese können erstmal nicht erklärt werden und sind aufgrund ihres nur kleinen Anstiegs durch statistische Prozesse bedingt. Weiteres folgt in der Zusammenfassung.

In Abb. 33 ist die Dunkelrate für eine Öldicke von 2,5 mm abgebildet. Der Verlauf zeigt das gleiche Bild aus den gleichen Gründen wie bei der Messung zuvor. Hier sind jedoch weniger kurzzeitige Anstiege als in der Messung zuvor zu verzeichnen. Dafür auffällig ist aber der Anstieg bei einer Messzeit von 24 h um fast 50 Hz. Dieser fand zur ähnlichen Echtzeit wie der zweite Peak in der Messung zuvor statt, weshalb dies auf Effekte innerhalb des Stromnetzes des Hauses oder ähnlichem zurückzuführen sind. Insgesamt zeigen sich auch hier keine signifikanten Korrelationen der Dunkelrate mit der Temperatur. Der lineare Fit durch das stabile Niveau liefert folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$y_{2,5} = (0,2 \pm 0,1) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (53,9 \pm 19,9) \text{ Hz}.$$

Die mittlere Dunkelrate für dieses Niveau beträgt $\bar{d}_{2,5} = (57,45 \pm 0,03) \text{ Hz}$. Diese ist um circa 1 Hz größer als die mittlere Dunkelrate aus der Messung zuvor.

Abbildung 34 zeigt den zeitlichen Verlauf der Dunkelrate für eine Öldicke von 5,0 mm. Diese Messung ist circa drei mal so lang wie die vorigen Messungen gelaufen, weshalb mehrere periodische Anstiege der Temperatur zu beobachten sind. Die zeitlichen Abstände zwischen diesen entsprechen denen von der Messung zuvor. Insgesamt verhält sich die Dunkelrate so stabil wie in den Messungen davor, jedoch sind Unstabilitäten für eine Zeitspanne von ungefähr 8 h bei einer Messzeit ab 10 h und wiederholt ab 35 h zu erkennen. Nach weiteren 25 h Messzeit (also ab circa 60 h) sind diese Unstabilitäten jedoch nicht zu beobachten. Diese scheinen zudem unabhängig von Temperaturschwankungen zu sein. Der lineare Fit durch das stabile Niveau liefert folgenden funktionalen Zusammenhang:

$$y_{5,0} = (-0,003) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (50,2 \pm 0,2) \text{ Hz}.$$

Der Fehler für die Steigung ist so gering, dass er vernachlässigt werden kann. Die mittlere Dunkelrate beträgt hier $\bar{d}_{5,0} = (49,15 \pm 0,01) \text{ Hz}$. Diese ist um circa 8 Hz geringer als die mittleren Dunkelraten aus den Messungen zuvor. Die Öldicke scheint erst ab Öldicken, welche im mDOM nicht realisierbar sind, einen Einfluss auf die Dunkelrate zu haben.

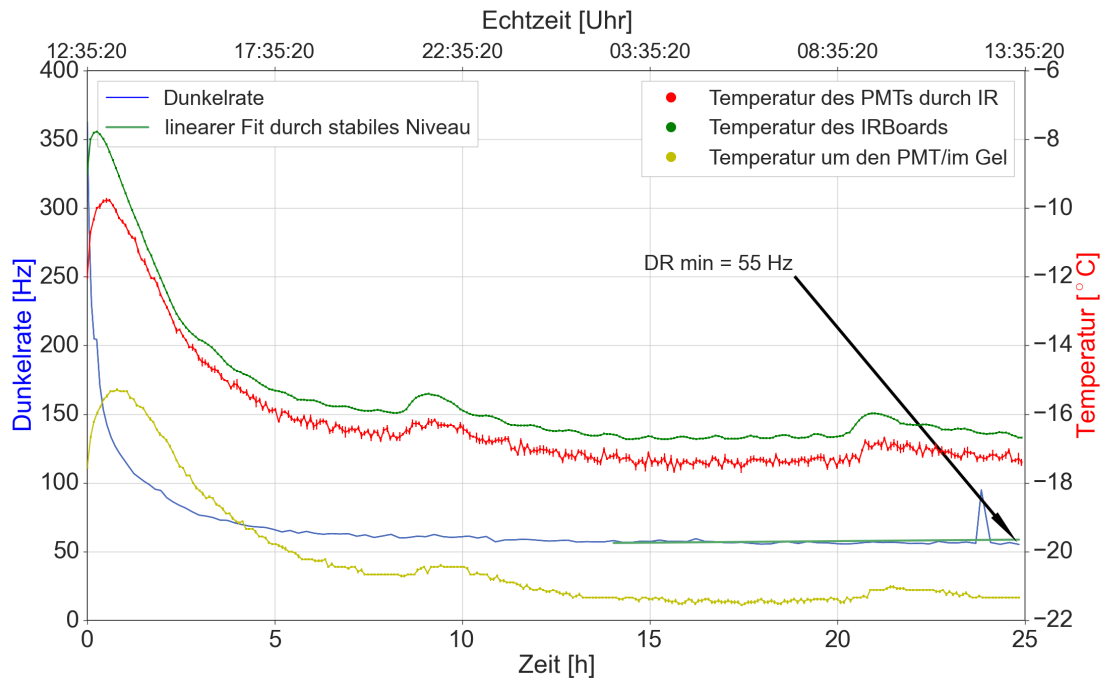


Abbildung 33: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und Temperatur bei einer Öldicke von 2,5 mm.

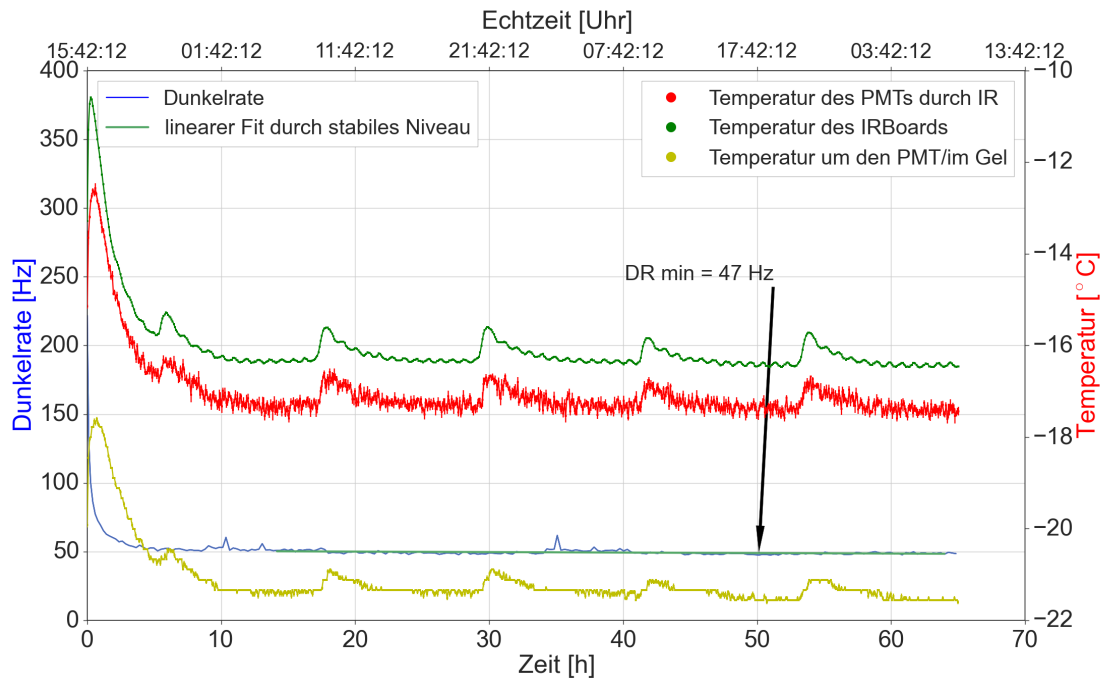


Abbildung 34: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und Temperatur bei einer Öldicke von 5,0 mm.

In Abb. 35 ist der zeitliche Verlauf der Dunkelrate für eine Öldicke von 10,0 mm abgebildet. Diese Messung wurde gestartet, nachdem der Klimaraum auf Betriebstemperatur gekühlt war und ebenfalls die Belichtung abgeklungen war. Das Programm der Temperaturmessung ist hier leider nach circa 7 h abgestürzt, sodass ab da nur noch die Dunkelrate aufgenommen wurde. Diese weist im Gegensatz zur vorherigen Messung weniger Unstabilitäten auf. Es ist lediglich ein kleiner Anstieg bei 25 h zu beobachten. Der funktionale Zusammenhang des linearen Fits durch das stabile Niveau ist

$$y_{10,0} = (0,0035 \pm 0,0002) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (50,1 \pm 0,1) \text{ Hz}.$$

Die mittlere Dunkelrate für dieses Niveau ist $\bar{d}_{10,0} = (50,59 \pm 0,02) \text{ Hz}$ und ähnelt damit dem Wert aus der Messung zuvor.

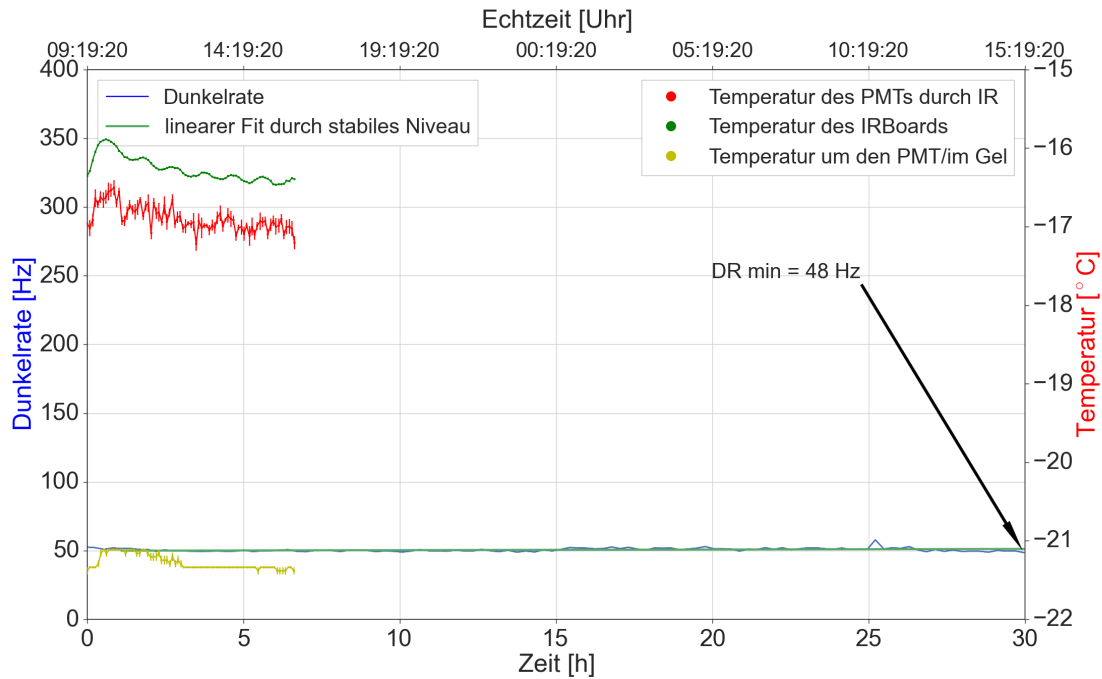


Abbildung 35: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und Temperatur bei einer Öldicke von 10,0 mm.

Zusammenfassung Die Dunkelrate wurde für Öldicken von [0 mm, 2,5 mm, 5 mm, 10 mm] gemessen. Die dabei zu realisierende Öldicke im mDOM liegt bei $\approx 2 \text{ mm}$. Aufgrund der geringen Korrelation der Dunkelrate mit der Temperatur und der im Gegensatz zur bei Raumtemperatur stabileren Dunkelraten, begründet durch die geringen Steigungen der linearen Fits, ist die Angabe von mittleren Dunkelraten sinnvoll. In Tabelle (4) sind diese noch einmal zusammengefasst.

Öldicke [mm]	mittlere Dunkelrate [Hz]	Steigung linearer Fit $[\frac{\text{Hz}}{\text{h}}]$
0,0	$(56,72 \pm 0,03)$	$(-0,099 \pm 0,002)$
2,5	$(57,45 \pm 0,03)$	$(0,2 \pm 0,1)$
5,0	$(49,15 \pm 0,01)$	$(-0,003)$
10,0	$(50,59 \pm 0,02)$	$(0,0035 \pm 0,0002)$

Tabelle 4: Mittlere Dunkelraten der stabilen Niveaus und Steigung der linearen Fits dieser.

Der Vergleich der Dunkelrate mit Hilfe der Darstellung als Histogramme ist hier nicht sinnvoll, da sich die Dunkelraten nicht genug unterscheiden, um einen Verlauf der Histogramme zu größeren oder kleinen Dunkelraten hin veranschaulichen zu können.

Beim Vergleich der mittleren Dunkelraten fällt auf, dass die Variation der Öldicke erstens einen nur sehr geringen Effekt auf die Dunkelrate hat, da sie nur um circa 8 Hz sinkt, sobald eine Dicke von 5 mm erreicht worden ist. Dies liegt daran, dass mit größerer Öldicke mehr Isolation zur Umgebung gegeben ist, wodurch sich die Dunkelrate verringert. Zweitens tritt dieser Effekt erst bei Öldicken auf, welche im mDOM nicht realisierbar sind. Deshalb lässt sich schließen, dass bei der Planung und beim Bau des mDOMs keine Rücksicht auf die Öldicke beziehungsweise Geldicke genommen werden muss, falls sie sowieso im Bereich von 1 mm bis 3 mm bauartbedingt bleiben muss.

3.3.4 Dunkelrate mit Reflektor auf Floating-Potential in der Klimakammer

Die bisherigen Messungen in der Klimakammer wurden mit Reflektor auf dem Potential des PMTs durchgeführt, da dadurch die Dunkelrate geringer werden sollte. Dies wurde durch die Ergebnisse aus Kapitel 3.3.2 begründet. Dennoch ist es interessant, die Dunkelrate zu messen, wenn der Reflektor auf Floating-Potential ist, da nach längerer Messzeit die Dunkelrate ähnliche Werte aufwies, als der Reflektor auf Floating-Potential war. Nun wird untersucht, ob es bei tiefen Temperaturen signifikante Unterschiede in der Dunkelrate abhängig vom Potential des Reflektors gibt. Abbildung 36 zeigt den zeitlichen Verlauf der Dunkelrate. Die Öldicke betrug hierbei 5,0 mm. Es lässt sich ein sehr langsames Sinken der Dunkelrate über einen Zeitraum

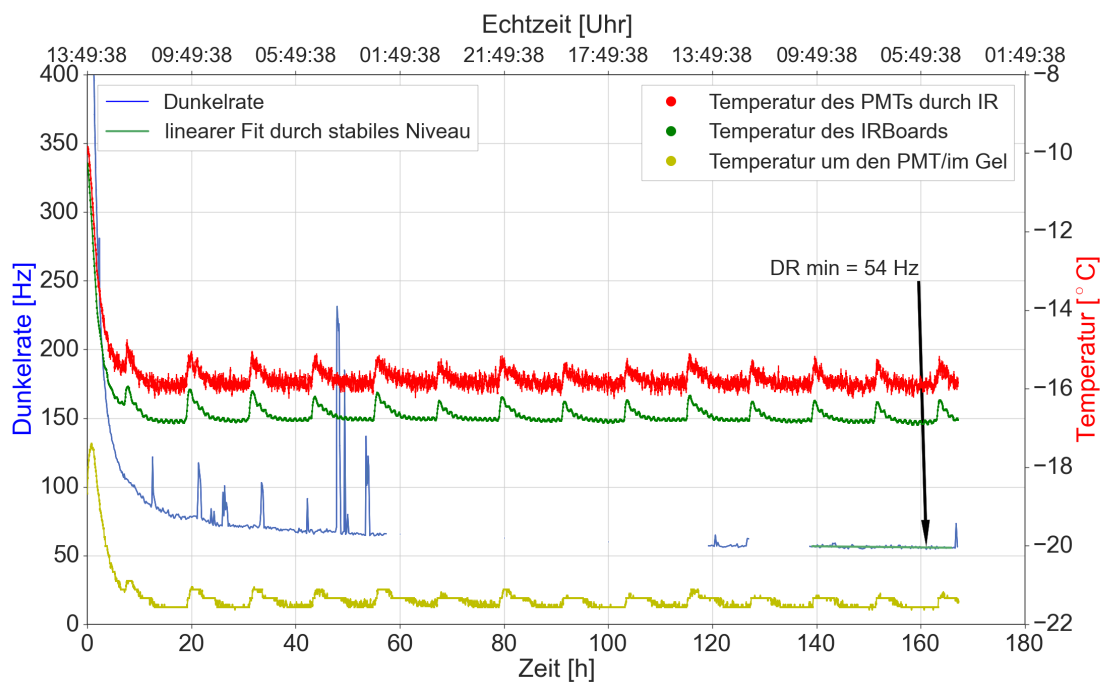


Abbildung 36: Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate und Temperatur bei einer Öldicke von 5,0 mm mit Reflektor auf Floating-Potential.

von circa 140 h Messzeit beobachten. Beispielsweise beträgt die Dunkelrate nach 60 h Messzeit 65 Hz, nach 140 h Messzeit 55 Hz. Des Weiteren sind Ausbrüche der Dunkelrate im Zeitraum bis 60 h Messzeit zu erkennen. Diese treten mehr oder weniger periodisch auf, was bei der Messung bei Raumtemperatur mit Reflektor auf Floating-Potential im Öl ebenfalls beobachtet werden konnte. Neben den periodischen Anstiegen um circa 40 Hz ist ein auffälliger Anstieg nach circa

50 h Messzeit um fast 150 Hz erkennbar. Die Temperatur zeigt wie in den Messungen zuvor den gleichen Verlauf. Während der Messung ist das Programm zur Datenaufnahme der Dunkelrate zwei mal abgestürzt (bei 60 h und 125 h Messzeit), weshalb für diese Bereiche keine Dunkelrate aufgezeichnet worden ist.

Der langsame Abfall der Dunkelrate lässt sich so erklären, dass sich das Potential des Reflektors dem des PMTs annähert. Da die Dunkelrate stark abhängig ist vom Potential des Reflektors, lässt sich die zeitliche Dauer des Sinkens mit der zeitlichen Veränderung des Potentials des Reflektors in Zusammenhang bringen. Ist das maximal annehmbare Potential erreicht, ist ebenfalls ein stabiles Niveau der Dunkelrate erreicht, was ab einer Messzeit von circa 140 h zu beobachten ist.

Die Ausbrüche der Dunkelrate lassen sich mit einer ähnlichen Argumentationsstruktur wie in Kapitel 3.3.1 erklären. Zusätzlich kommen Störfaktoren hinzu, wie sie in den Messungen davor in der Klimakammer ebenfalls aufgetreten sind. Ein großer Unterschied zur Messung bei Raumtemperatur ist die Zeit, ab der das stabile Niveau der Dunkelrate erreicht worden ist. Diese ist bei tiefen Temperaturen um einen Faktor 10 größer als bei Raumtemperatur. Dies könnte eventuell mit den geringeren Energien der Teilchen bei geringen Temperaturen zu tun haben, wodurch die Wahrscheinlichkeit, dass kurzzeitig ein Ladungsaustausch stattfindet, drastisch sinkt.

Festzuhalten ist der Wert der mittleren Dunkelrate für das stabile Niveau. Der lineare Zusammenhang durch dieses lautet

$$y_{\text{floating, 5 mm}} = (0,04 \pm 0,01) \frac{\text{Hz}}{\text{h}} \cdot x + (62,4 \pm 1,5) \text{ Hz}.$$

Die mittlere Dunkelrate für dieses Niveau ist $\bar{d}_{\text{floating, 5 mm}} = (56,26 \pm 0,02) \text{ Hz}$. Zum Vergleich war die mittlere Dunkelrate bei gleichem Messaufbau und Reflektor auf dem Potential des PMTs $\bar{d}_{5,0} = (49,15 \pm 0,01) \text{ Hz}$. Es ergibt sich bei Temperaturen von circa -20°C also eine geringere Dunkelrate, falls der Reflektor auf dem Potential des PMTs ist. Hier ist sie um $\approx 14\%$ geringer. Auch bei Raumtemperatur konnte dieses Resultat beobachtet werden, auch wenn dort kein Wert für eine stabile Dunkelrate mit Reflektor auf dem Potential des PMTs angegeben werden kann. Eine Tendenz war jedoch zu beobachten.

4 Zusammenfassung und Ausblick

Das Ziel dieser Arbeit war neben der Untersuchung eines PMTs vom Typ R12199-02 HA bezüglich der diskutierten Punkte die Abhängigkeit der Dunkelrate von der Geldicke zwischen PMT und Glas des mDOMs, realisiert durch Silikonöl und einen Messzylinder, und von dem Potential des Reflektors zu bestimmen. So ergab sich bei der Untersuchung beispielsweise eine um einen Faktor 1,4 höhere Verstärkung des PMTs bei einer Betriebsspannung von $U_{\text{PMT}} = 910 \text{ V}$ als der Hersteller angab. Die Charakterisierung beinhaltete neben der Abhängigkeit der Verstärkung von der Betriebsspannung die Abhängigkeit der Ladungsschwelle in Einheiten der Anzahl von Photoelektronen von der Schwellspannung U_{thr} . Hier konnte mit Hilfe eines Verstärkers und einer Schwellspannung von -4 mV eine Anzahl von $\approx 0,35$ Photoelektronen während der Dunkelratenmessungen erreicht werden.

Des Weiteren wurde die Holdoff-Funktion, welche eine potentielle Fehlerquelle bezüglich der Dunkelratenmessungen darstellen könnte, überprüft. Dabei handelt es sich um die vom Oszilloskop gemessene Zeit zwischen zwei Triggervorgängen, wobei eine Anzahl von Triggerevents zwischen den Triggervorgängen eingestellt werden konnte. So ließ sich die Dunkelrate bequem berechnen. Es zeigte sich jedoch, dass für die auftretenden Frequenzen von $\approx 500 \text{ Hz}$ die Holdoff-Funktion keine signifikante Fehlerquelle darstellte. Erst bei den Messungen der Dunkelrate in der Klimakammer wurde der Fehler der Holdoff-Funktion größer, da dort Dunkelraten $< 100 \text{ Hz}$ gemessen worden sind.

Bei den Dunkelratenmessungen bei Raumtemperatur konnte beobachtet werden, dass sich die Dunkelrate nach dem Einbringen der Komponenten Reflektor und Silikonöl in den Messaufbau von ungefähr 250 Hz auf 450 Hz erhöht hat. Hier war der Reflektor jeweils auf Floating-Potential.

Bei den Messungen, wo der Einfluss des Potentials des Reflektors auf die Dunkelrate untersucht worden ist, konnten ähnliche Ergebnisse wie die Firma ET Enterprises erzielt werden. War der Reflektor geerdet, wurden Dunkelraten im Bereich von einigen Kilohertz gemessen. War der Reflektor auf dem gleichen Potential wie der PMT, wurden Dunkelraten im Bereich von einigen hundert Hertz gemessen. Interessant war weiterhin der Vergleich der Dunkelraten zwischen Floating-Potential und Potential des Reflektors auf dem des PMTs, da sich das Floating-Potential des Reflektors nach einiger Zeit dem des PMTs nähert, wodurch ähnliche Dunkelraten erwartet und gemessen worden sind. Jedoch ist die Dunkelrate bei Raumtemperatur und Temperaturen von -20°C jeweils geringer gewesen, als der Reflektor auf das gleiche Potential des PMTs gelegt worden ist. Dieser Effekt muss mit dem Kostenaufwand, jeden Reflektor des PMTs auf das gleiche Potential des PMTs zu legen, abgewägt werden, da es eine annehmbar größere Dunkelrate gibt, falls der Reflektor nur auf Floating-Potential liegt.

Bei den Messungen in der Klimakammer wurde zusätzlich der Einfluss der Öldicke auf die Dunkelrate untersucht. Hier war das Ergebnis, dass diese einen erstens vernachlässigbaren und zweitens erst ab im mDOM unrealisierbaren Öldicken Effekt hat. Dementsprechend muss für die Planung des mDOMs keine Rücksicht auf die Geldicke genommen werden.

Jedes der aus dieser Arbeit erhaltenen Ergebnisse sind jedoch mit Vorsicht zu genießen, da nur Messungen an einem einzigen PMT gemacht worden sind. Jeder PMT wird bauartbedingt leicht unterschiedliche Ergebnisse liefern. Neben den Messungen, welche in dieser Arbeit gemacht worden sind, können im nächsten Schritt Ähnliche in der Glaskugel des mDOMs gemacht werden, um einen realitätsgetreueren Messaufbau zu erhalten. Zudem sollten folgende Messungen in einer Klimakammer durchgeführt werden, da hier stabilere Dunkelraten beobachtet worden sind, sodass die Messungen insgesamt genauer werden.

Abbildungsverzeichnis

1	Cherenkov Lichtkegel	3
2	Aufbau PMT	4
3	QE in Abhängigkeit von λ für verschiedene Kathodenmaterialien	5
4	Dunkelrate in Abhängigkeit von Temperatur für zwei Kathodenmaterialien	7
5	Anteile zur Dunkelrate in Abhängigkeit von U_{PMT}	8
6	Aufbau Verstärkungsmessung	9
7	Entstehung Ladungshistogramm	10
8	Ladungshistogramm für $U_{\text{PMT}} = 910 \text{ V}$	11
9	$\ln(G)$ in Abhängigkeit von U_{PMT}	12
10	Ladungshistogramm in Abhängigkeit von U_{thr}	12
11	Aufbau Ladungsschwelle in Abhängigkeit von U_{thr}	13
12	Beispiel Bestimmung des Cut-Offs	14
13	Kalibration Ladungsstelle und Anzahl Photoelektronen	14
14	Photoelektronen in Abhängigkeit von U_{thr}	15
15	Photoelektronen in Abhängigkeit von U_{thr} mit Verstärker	16
16	500 Holdoff	17
17	1000 Holdoff	17
18	Aufbau Dunkelrate	19
19	Dunkelrate mit schwarzer Kappe auf der Photokathode	20
20	Dunkelrate ohne Reflektor	21
21	Dunkelrate mit Reflektor	23
22	Dunkelrate mit Reflektor im Öl	24
23	Dunkelraten-Histogramme Zusammenfassung	25
24	Dunkelrate-Histogramme Zusammenfassung temperaturkorrigiert	26
25	Dunkelrate in Abhängigkeit der PMT-Gehäusespannung	27
26	Dunkelrate im Öl und Variation des Reflektorpotentials	28
27	Dunkelrate im Öl und Reflektorpotential auf Ground und PMT-Potential	29
28	Ausschnitt aus 'Dunkelrate im Öl und Reflektorpotential auf Ground und PMT-Potential'	30
29	Dunkelrate im Öl und Reflektorpotential auf PMT-Potential (a)	31
30	Ausschnitt aus 'Dunkelrate im Öl und Reflektorpotential auf Ground und PMT-Potential'	32
31	Dunkelrate im Öl und Reflektorpotential auf PMT-Potential (b)	33
32	Dunkelrate 0,0 mm Öldicke	34
33	Dunkelrate 2,5 mm Öldicke	36
34	Dunkelrate 5,0 mm Öldicke	36
35	Dunkelrate 10,0 mm Öldicke	37
36	Dunkelrate mit Reflektor auf Floating-Potential, Öldicke 5,0 mm	38

Literatur

- [1] Francis Halzen and Spencer R. Klein. IceCube: An Instrument for Neutrino Astronomy. *Rev. Sci. Instrum.*, 81:081101, 2010.
- [2] M. G. Aartsen et al. IceCube-Gen2 - The Next Generation Neutrino Observatory at the South Pole: Contributions to ICRC 2015. 2015.
- [3] Johannes Wessels. Kern- und Teilchenphysik 1. Vorlesungsskript, WS 14/15. WWU Münster.
- [4] Carole Marmonier S-O Flyckt. PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications. 9 2002. http://www2.pv.infn.it/~debari/doc/Flyckt_Marmonier.pdf.
- [5] W. R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1987.
- [6] HAMAMATSU. <http://www.hamamatsu.com/jp/en/technology/innovation/photocathode/index.html>.
- [7] Lew Classen. Doktorarbeit. in Bearbeitung, 7 2016.
- [8] Phidgets. 1045 User Guide. 2015. http://www.phidgets.com/docs/1045_User_Guide.
- [9] Universität Würzburg. Feldstärke im Dielektrikum. <http://www.physik.uni-wuerzburg.de/einfuehrung/SS06/09%20Dielektrika%20im%20E-Feld.pdf>.
- [10] ET Enterprises. UNDERSTANDING Photomultipliers. 2011. <http://www.et-enterprises.com/files/file/Understanding-photomultipliers.pdf>.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich meinen Dank an die Personen aussprechen, die mir während der kompletten Bachelorarbeitszeit zur Seite gestanden und mich unterstützt haben.

Dazu gehört *Prof. Dr. Alexander Kappes*, der mir durch die Vergabe der Arbeit und die ständige Bereitschaft, Fragen zu beantworten, enorm geholfen hat.

Dazu gehört auch vor allem *Lew Classen*, der mich durch seine sehr motivierte Betreuung durch die Arbeit geführt hat, sowie *Raffaela Busse*.

Desweiteren möchte ich *meiner Familie* für die große Unterstützung danken.

Eidesstattliche Erklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit 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.

Die Arbeit wurde bisher in gleicher oder ähnlicher Form keiner anderen Prüfungsbehörde vorgelegt und auch nicht veröffentlicht.

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.

Münster, 3. August 2016

Unterschrift