WESTFÄLISCHE WILHELMS-UNIVERSITÄT MÜNSTER

BACHELORARBEIT

Studien zur Auswirkung hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz und das Rauschverhalten der Photokathode eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers

Autor:
David KOKE

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

Wissenschaftliche Arbeit
zur Erlangung des akademischen Grades
Bachelor of Science

in der

AG Kappes
Institut für Kernphysik
Fachbereich Physik

11. November 2019

Inhaltsverzeichnis

1 Einleitung und Motivation **1**

2 Neutrinos und deren Detektion **3**
2.1 Neutrinonachweis über tiefinelastische Streuung 3
2.2 Tscherenkow-Strahlung 4
2.3 IceCube Neutrino-Observatorium 5
2.4 Das multi-PMT digital optical module 6

3 Photomultiplier **9**
3.1 Grundlegender Aufbau und Funktion 9
3.2 Betriebsmodi 10
3.3 Photokathode und Quanteneffizienz 10
3.4 Dunkelstrom und Dunkelrate 12
3.5 Elektronenvervielfachung und Einzel-Photoelektronenspektrum 13
3.6 Photocathode Poisoning 14

4 Einfluss hoher elektrischer Felder auf Quanteneffizienz und Rauschverhalten eines PMTs **17**
4.1 Ortsaufgelöste Messung der Quanteneffizienz 17
4.1.1 Verfahren zur ortsaufgelösten Messung der Quanteneffizienz 17
4.1.2 Messungen der Quanteneffizienz am unbeschädigten Photomultiplier 19
Vollständiger Scan der Kathode des Photomultipliers 19
Scan entlang einer Linie auf der Kathode des Photomultipliers 21
4.1.3 Auswirkungen eines elektrischen Feldes mit geringer räumlicher Ausdehnung auf die Quanteneffizienz 23
4.1.4 Auswirkungen eines elektrischen Feldes mit größerer räumlicher Ausdehnung auf die Quanteneffizienz 26
4.2 Messung der Quanteneffizienz mit Licht unterschiedlicher Wellenlängen . . . 28
4.2.1 Verfahren zur wellenlängenabhängigen Messung der Quanteneffizienz 28
4.2.2 Wellenlängenabhängiges Verhalten der Quanteneffizienz nach Durchsetzung des Photomultipliers mit einem elektrischen Feld 30
4.2.3 Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Quanteneffizienz ohne äußeres elektrisches Feld 32
4.3 Untersuchung der Dunkelrate 34
4.3.1 Verfahren zur Messung der Dunkelrate 35
4.3.2 Charakterisierung des Einflusses eines äußeren elektrischen Feldes auf die Dunkelrate 35

5 Zusammenfassung und Ausblick **39**

Literatur **41**

Danksagung **43**

1 Einleitung und Motivation

In der Geschichte der Naturwissenschaften spielt die Astronomie zweifelsohne eine tragende Rolle, reichen ihre Anfänge doch bis zu denen der Menschheit selbst zurück. Bereits vor vielen Jahrtausenden beobachtete der Mensch interessiert die Gestirne, um anhand ihrer Positionen und Bewegungen Kalendersysteme zu entwickeln und zu navigieren. Durch technologische Fortschritte, wie etwa die Entwicklung des Fernrohres zu Beginn des 17. Jahrhunderts, wurden die Beobachtungsmöglichkeiten stetig verbessert, und fortlaufend neue Erkenntnisse über das Universum gewonnen. Heutzutage ist man dank modernster Teleskope und Gerätschaften in der Lage, präzise Aufnahmen der elektromagnetischen Strahlung, welche die Erde aus den Tiefen des Raums erreicht, anzufertigen, und anhand ihrer Einfallsrichtung und Wellenlänge Rückschlüsse über ihren Ursprung und die von ihr auf ihrem Weg zur Erde passierten Objekte zu ziehen. Da elektromagnetische Strahlung jedoch leicht von den Objekten auf ihrem Weg absorbiert wird, verbietet es diese Beobachtungsmethode, in astronomische Objekte hinein, oder durch sie hindurch zu sehen.

Abhilfe verschafft das Neutrino, welches nach dem Photon das häufigste im Universum anzutreffende Teilchen des Standardmodells ist. 1930 von Wolfgang Pauli postuliert und 1956 im Cowan-Reines-Neutrinoexperiment [1] zum ersten Mal direkt beobachtet, besitzt es die Eigenschaft, ausschließlich über die schwache Wechselwirkung mit seiner Umgebung zu interagieren[1]. Dadurch kann es Materie nahezu ungehindert durchdringen, und deutlich größere Strecken als elektromagnetische Strahlung zurücklegen. Diese Eigenschaft, und die Tatsache, dass Neutrinos bei vielen bedeutsamen kosmischen Prozessen, wie zum Beispiel bei Supernovae, entstehen, machen sie zu interessanten Forschungsobjekten und einem integralen Bestandteil der Multi-Messenger-Astronomie. Der extrem geringe Wirkungsquerschnitt der Neutrinos, welcher sie für die Astronomie so interessant macht, macht sie jedoch gleichermaßen schwer zu detektieren. Zum Erhalt statistisch signifikanter Ergebnisse müssen Neutrinodetektoren daher über eine außerordentlich hohe Targetmasse verfügen.

Der zum aktuellen Zeitpunkt größte Neutrinodetektor weltweit ist das IceCube Neutrino-Observatorium, welches 1 km^3 antarktischen Eises als Detektormedium verwendet. Mit 5160 optischen Sensoren wird dort das Tscherenkow-Licht geladener Sekundärteilchen gemessen, welche bei inelastischer Streuung von Neutrinos an Nukleonen entstehen. Für die nahe Zukunft ist eine Erweiterung des Detektors um neue Sensormodule (sog. mDOMs) unter dem Namen IceCube-Gen2 geplant, um das Spektrum beobachtbarer Neutrinoenergien sowohl nach oben als auch nach unten hin zu erweitern. Die wichtigste Eigenschaft der neuen Module ist dabei die effektive Erhöhung der Sensorfläche durch die Verwendung mehrerer Photomultiplier pro Modul, anstelle eines einzelnen Photomultipliers wie beim konventionellen Design.

Ziel der vorliegenden Bachelorarbeit ist die Untersuchung der Auswirkungen hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz und das Rauschverhalten der im mDOM verwendeten Photomultiplier. Dies ist im Kontext einer möglichen Beschädigung eines mDOMs relevant, durch welche derartige elektrische Felder erzeugt werden könnten.

[1] Die Masse des Neutrinos ist nach jetzigen Erkentnissen so gering, dass die gravitative Wechselwirkung vernachlässigt werden kann.

2 Neutrinos und deren Detektion

Neutrinos sind Elementarteilchen, die sich durch ihre extrem geringe Masse und die Eigenschaft, primär über die schwache Wechselwirkung mit anderer Materie zu interagieren, auszeichnen. Dies macht sie zu interessanten Forschungsobjekten, die jedoch gleichermaßen schwer zu detektieren und zu untersuchen sind. Im Folgenden soll auf die Nachweismöglichkeit von Neutrinos über die tiefinelastische Streuung an Nukleonen, und die Anwendung dieses Verfahrens im IceCube-Neutrino-Observatorium eingegangen werden.

2.1 Neutrinonachweis über tiefinelastische Streuung

Neutrinos gehören zur Gruppe der Leptonen. Da sie, anders als Elektronen, Myonen und Tauonen, nicht elektrisch geladen sind, können sie ausschließlich über die schwache Wechselwirkung mit anderer Materie interagieren[2]. Für Neutrinos mit Energien von mehr als 10 GeV, auf deren Detektion das IceCube-Neutrino-Observatorium ausgelegt ist [2], besteht der dominierende Wechselwirkungsprozess in der tiefinelastischen Streuung an Nukleonen. Diese kann als geladener oder als ungeladener Strom ablaufen [3]. Bei geladenen Strömen trifft ein (Anti-)Neutrino $\overset{(-)}{\nu}_l$ $(l = e, \mu, \tau)$ auf ein Nukleon N, und es werden, unter Austausch eines W^+- bzw. W^--Bosons, ein Lepton $l^\mp$ und ein Rest X aus einem oder mehreren hadronischen Partikeln erzeugt:

$$\overset{(-)}{\nu}_l N \rightarrow l^\mp X. \tag{2.1.1}$$

Bei ungeladenen Strömen findet die Streuung unter Austausch eines Z^0-Bosons statt, und es wird neben dem hadronischen Rest ein identisches Neutrino mit geringerer Energie erzeugt:

$$\overset{(-)}{\nu}_l N \rightarrow \overset{(-)}{\nu}_l X. \tag{2.1.2}$$

Die streuenden (Anti-)Neutrinos können selbst nicht detektiert werden. Jedoch hinterlassen die verschiedenen Streuprozesse, über die erzeugten Sekundärteilchen, charakteristische Signaturen im Detektormedium. Wird etwa ein Myon-(Anti-)Neutrino über einen geladenen Strom an einem Nukleon gestreut, entsteht gemäß Gleichung (2.1.1) ein (Anti-)Myon. Dieses erzeugt entlang seiner Trajektorie Tscherenkow-Strahlung (siehe 2.2), über welche die Richtung des streuenden Neutrinos (und die des Myons) rekonstruiert werden kann. Die anderen Streuprozesse (ungeladene Ströme und geladene Ströme mit Elektron- oder Tau-(Anti-) Neutrinos) hinterlassen Signaturen in Form von hadronischen und/oder elektromagnetischen Kaskaden. Bei diesen wird ebenfalls Tscherenkow-Strahlung emittiert.

[2] Obwohl zum jetzigen Zeitpunkt nicht exakt bekannt, können die Massen der Neutrinos als so gering angenommen werden, dass die gravitative Wechselwirkung für die im Kontext dieser Arbeit betrachteten Experimente vernachlässigt werden kann.

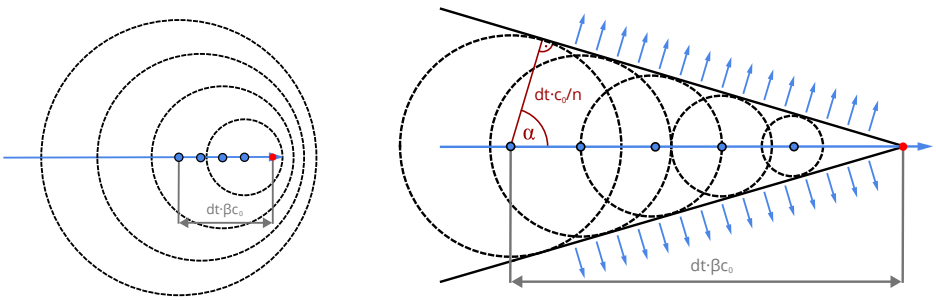
2.2 Tscherenkow-Strahlung

Bewegt sich ein elektrisch geladenes Teilchen durch ein Dielektrikum, so übt es eine Kraft auf die Elektronen der umgebenden Atome aus. In den Atomen, die dem Teilchen am nächsten sind, wird dadurch eine Ladungsverschiebung induziert. Durch die Änderung des elektrischen Dipolmomentes des Atoms beim Auf- und Abbau dieser Ladungsverschiebung wird elektromagnetische Strahlung emittiert, welche sich in Form einer Kugelwelle vom Atom ausbreitet [4]. Ist der Brechungsindex des Dielektrikums durch n, und die Lichtgeschwindigkeit im Vakuum durch c_0 gegeben, so beträgt die Ausbreitungsgeschwindigkeit solch einer Kugelwelle im Dielektrikum $\frac{c_0}{n}$ (Lichtgeschwindigkeit im Medium).

Ist die Geschwindigkeit v des elektrisch geladenen Teilchens geringer als die Lichtgeschwindigkeit im Medium $\left(v < \frac{c_0}{n}\right)$, interferieren die Wellen, welche von benachbarten Atomen ausgesandt werden, destruktiv, so dass aus makroskopischer Sicht keine Strahlung emittiert wird (vgl. Abbildung 2.2.1a) [4].

Ist die Geschwindigkeit des Teilchens jedoch höher als die Lichtgeschwindigkeit im Medium[3], überlagern sich die Kugelwellen unter einem Winkel α konstruktiv, und es entsteht eine kohärente Wellenfront (vgl. Abbildung 2.2.1b). Dieser Winkel α lässt sich mathematisch einfach herleiten. In einer Zeit dt legt das Teilchen mit der Geschwindigkeit v eine Strecke von d$t \cdot \beta c_0$ (mit $\beta = v/c_0$) zurück. Die Kugelwelle breitet sich mit der Lichtgeschwindigkeit im Medium aus, und legt in der selben Zeit lediglich eine Strecke von d$t \cdot c_0/n$ zurück. Der Winkel α ist somit gegeben durch

$$\cos(\alpha) = \frac{\mathrm{d}t \cdot c_0/n}{\mathrm{d}t \cdot \beta c_0} = \frac{1}{\beta n}[4]. \tag{2.2.1}$$



(A) Für $v < c_0/n$ interferieren die Wellen destruktiv. Es wird keine Tscherenkow-Strahlung erzeugt.

(B) Für $v > c_0/n$ entsteht unter einem Winkel α eine kohärente Wellenfront. Das emittierte Licht (blaue Pfeile) wird als Tscherenkow-Strahlung bezeichnet.

ABBILDUNG 2.2.1: Tscherenkow-Effekt (angelehnt an [5, 6])

Im dreidimensionalen Fall bilden die Wellenfronten einen Kegel (Tscherenkow-Kegel). Das emittierte Licht wird als Tscherenkow-Strahlung bezeichnet.

[3] Die Geschwindigkeit eines Teilchens ist durch die Vakuumlichtgeschwindigkeit c_0, nicht jedoch durch die Lichtgeschwindigkeit im Medium beschränkt.

2.3 IceCube Neutrino-Observatorium

Das IceCube South Pole Neutrino Observatory (kurz: IceCube) ist ein Neutrinodetektor in der Antarktis, welcher im Jahr 2010 fertiggestellt wurde [8]. Als Detektionsmedium wird rund ein Kubikkilometer antarktischen Eises verwendet - dies macht IceCube zum aktuell größten Neutrino-Observatorium weltweit.

Die Detektion von Neutrinos erfolgt über die Messung der Tscherenkowstrahlung, welche von den Sekundärteilchen der unter 2.1 beschriebenen tiefinelastischen Streuprozesse produziert wird. Wie bereits beschrieben, unterscheiden sich die Signaturen der verschiedenen Streuprozesse, und die daraus erlangbaren Informationen über die streuenden Neutrinos, deutlich voneinander. Myonenspuren etwa eignen sich sehr gut für die Rekonstruktion der Richtung der streuenden Neutrinos. Häufig übersteigt die Länge einer Spur jedoch die Dimensionen des Detektors, sodass für die Energie des Neutrinos nur eine untere Schranke bestimmt werden kann. Im Falle einer hadronischen oder elektromagnetischen Kaskade wird Tscherenkowstrahlung in einem annähernd sphärischen Bereich emittiert. In der Regel wird die Energie des Neutrinos dabei vollständig im Detektormedium deponiert und ist somit gut bestimmbar. Richtungsinformationen können jedoch nur sehr beschränkt erhalten werden [2].

Zur Messung der Tscherenkow-Strahlung werden sog. digitale optische Module (DOMs) verwendet. Diese enthalten jeweils einen 10 Zoll großen, nach unten gerichteten Photomultiplier (Gerät zur Umwandlung von Licht in elektrische Signale, ausführliche Erläuterung unter Abschnitt 3). Aktuell beinhaltet IceCube 5160 DOMs, welche sich, befestigt an 86 Strängen, in einer Tiefe zwischen 1450 m und 2450 m im Eis befinden (vgl. Abbildung 2.3.1) [9]. Durch die enormen Abmessungen und die große Zahl an Sensoren ermöglicht IceCube die Untersuchung von Neutrinos mit sehr hohen Energien zwischen 100 GeV und mehreren

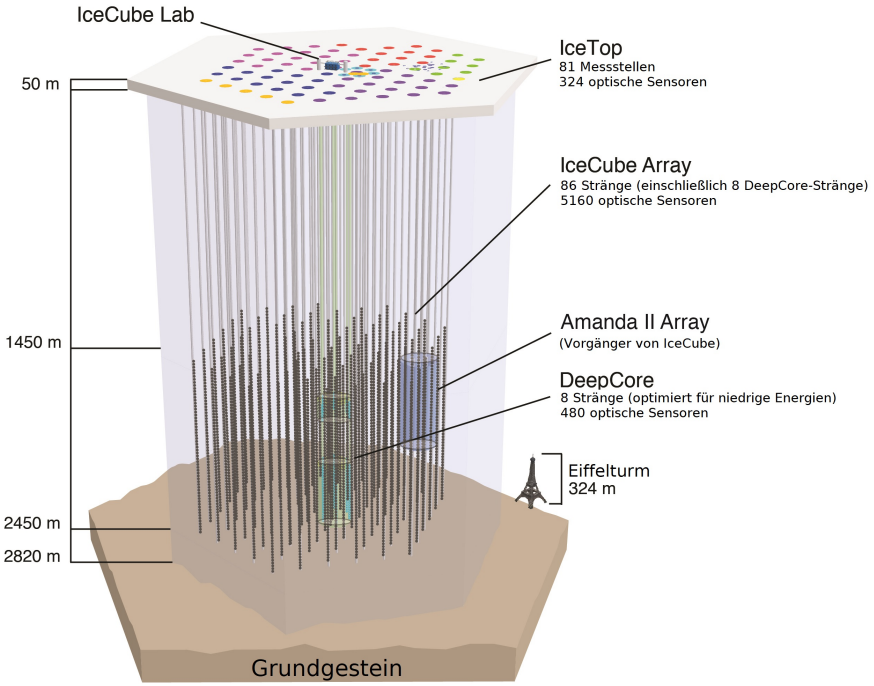


ABBILDUNG 2.3.1: Schematische Darstellung des Aufbaus des IceCube-Neutrino-Observatoriums. Entnommen aus [7], modifiziert.

PeV, welche einen sehr kleinen Wirkungsquerschnitt haben[4]. Um zusätzlich die Untersuchung von Neutrinos mit niedrigen Energien ab ca. 10 GeV zu ermöglichen, besitzt IceCube einen gesonderten Bereich mit einer höheren Dichte an DOMs, den sog. DeepCore (vgl. Abbildung 2.3.1). In diesem befinden sich acht zusätzliche Sensorstränge, an welchen DOMs in besonders geringen Abständen zueinander (Im DeepCore beträgt der minimale Abstand zwischen zwei DOMs 7 Meter, außerhalb des Deepcores 17 Meter) befestigt sind [10].

Um in Zukunft Neutrinos mit noch höheren bzw. niedrigeren Energien detektieren zu können, ist eine Erweiterung des Detektors unter dem Namen **IceCube-Gen2** geplant. Zum einen soll dabei ein größerer Bereich im Umkreis des aktuellen Detektors mit Sensorsträngen in höheren Abständen voneinander (250 m statt 125 m wie aktuell in IceCube) versehen werden, so dass das effektive Detektorvolumen von 1 km^3 auf 10 km^3 erhöht wird. Dies soll die Untersuchung von Neutrinos mit Energien im PeV bis EeV Bereich ermöglichen [11]. Weiterhin soll der DeepCore unter dem Namen **IceCube-Upgrade** um sieben zusätzliche Sensorstränge erweitert werden, an welchen DOMs in Abständen von lediglich 2,5 m zueinander befestigt sind. Dadurch soll die Beobachtung von Neutrinos mit sehr geringen Energien im GeV-Bereich ermöglicht werden [11, 9].

2.4 Das multi-PMT digital optical module

Wie unter 2.3 erwähnt, enthalten die in IceCube verwendeten DOMs jeweils einen 10 Zoll großen, nach unten gerichteten Photomultiplier. Für den Einsatz in IceCube Upgrade befinden sich aktuell neue Sensormodule, die sogenannten mDOMs (multi-PMT digital optical modules) in Entwicklung, welche mit 24 unterschiedlich ausgerichteten 3-Zoll-Photomultipliern ausgestattet sind. Dieses Design bietet gegenüber dem herkömmlichen DOM mehrere Vorteile [2]. Zum einen kann durch den Einsatz einer ausreichenden Zahl an 3-Zoll PMTs die Photokathodenfläche im Vergleich zu einem 10-Zoll PMT vergrößert werden. Weiterhin kann durch den Einsatz mehrerer PMTs ein größerer Raumwinkel abgedeckt werden, als durch ein einziges, nach unten ausgerichtetes PMT. Die Ausrichtung der PMTs enthält außerdem Informationen über die Richtung der einfallenden Photonen, welche für die Rekonstruktion von Ereignissen genutzt werden kann.

Das Design des mDOMs ist in der folgenden Abbildung 2.4.1 schematisch dargestellt. Das Gehäuse bilden zwei Hemisphären aus Borosilikatglas. In jeder Hemisphäre befindet sich eine isolierende Polyamid-Haltestruktur mit 12 Aussparungen, in denen 3-Zoll-Photomultiplier befestigt sind. Diese sind über ein Gel auf Silikonbasis mit dem Glas verbunden. Zur Modellierung der effektiven Fläche bzw. der Winkelakzeptanz der Photomultiplier werden konische Reflektoren aus beschichtetem Aluminium verwendet, welche über einen Draht mit dem Kathodenpotential verbunden sind, um die Erzeugung eines elektrischen Feldes zwischen Kathode und Reflektor zu verhindern. Die Ansteuerung der Photomultiplier erfolgt über eine Platine, welche zwischen den Hemisphären platziert wird. Über eine Öffnung in der oberen Hemisphäre wird ein Kabel zur Spannungsversorgnung und zum Datentransport nach außen geführt [2].

[4] Um hochenergetische Neutrinos zu untersuchen, sind große Detektoren erforderlich, da die Länge der Myonenspur mit der Energie des Neutrinos zunimmt. Weiterhin ermöglichen große Detektoren durch die Detektion von mehr Ereignissen eine bessere Statistik, was aufgrund der geringen Wirkungsquerschnitte wichtig ist.

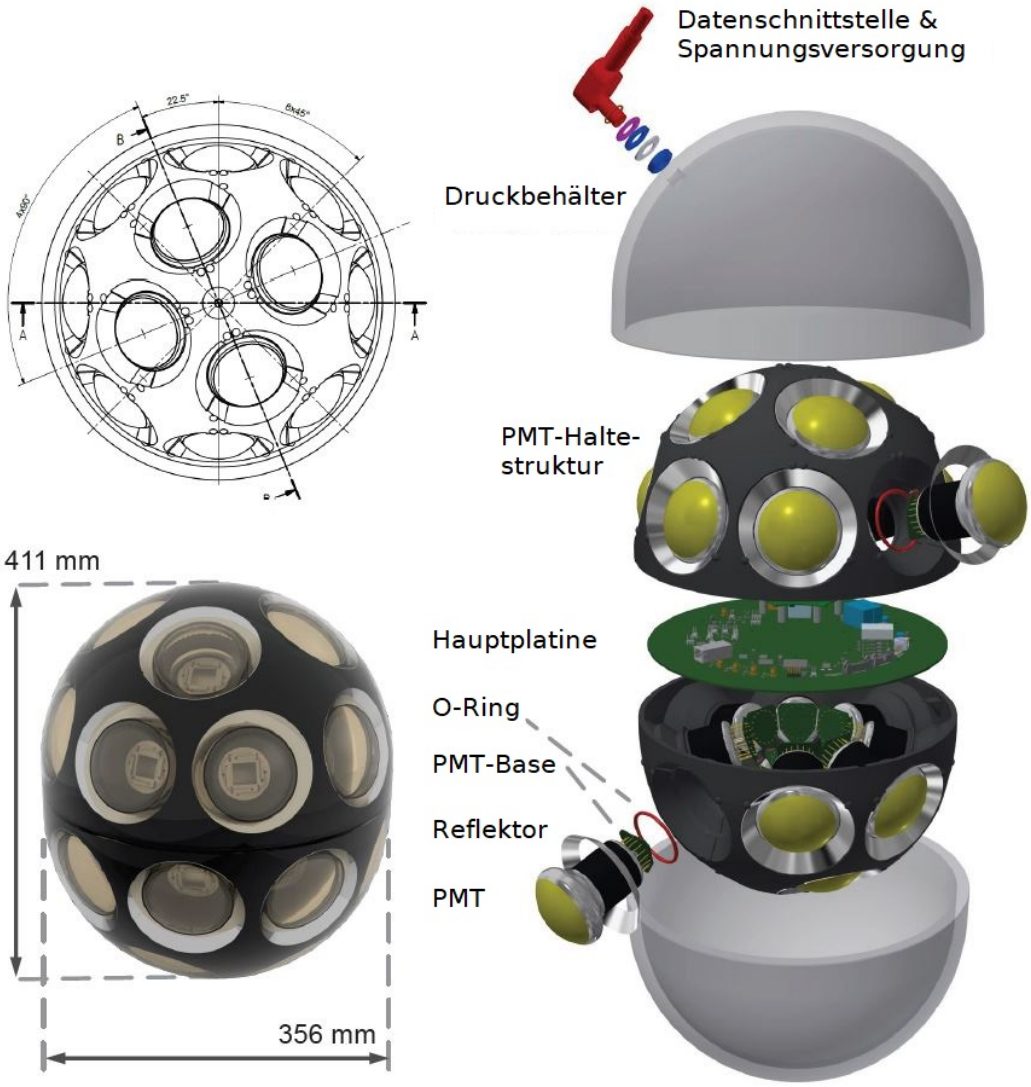


ABBILDUNG 2.4.1: Schematische Darstellung des mDOMs. Technische Zeichnung (**oben links**), Renderbild (**unten links**) und Explosionszeichnung mit den einzelnen Komponenten (**rechts**). Das Renderbild zeigt eine ältere Version des Prototypen. In der aktuellen Version des Designs sind die Photomultiplier der beiden Hemisphären nicht mehr gegeneinander versetzt. Entnommen aus [2], modifiziert.

3 Photomultiplier

Photomultiplier (Photomultiplier tubes, kurz PMTs) bilden die Basis der Sensormodule im IceCube Neutrino-Observatorium. Sie wandeln einfallende Photonen in elektrische Signale um, und werden zur Detektion der Tscherenkow-Strahlung eingesetzt. Im folgenden Abschnitt sollen neben der grundlegenden Funktionsweise eines PMTs auch seine Betriebsmodi und seine wichtigsten Eigenschaften erläutert werden.

3.1 Grundlegender Aufbau und Funktion

Der grundlegende Aufbau eines PMTs ist in Abbildung 3.1.1 dargestellt. Das Gehäuse des Photomultipliers bildet ein evakuierter Glaszylinder. Im vorderen Teil (oben in der Abbildung) befindet sich das gewölbte Eintrittsfenster, auf dessen Innenseite die Photokathode aufgedampft ist [12].

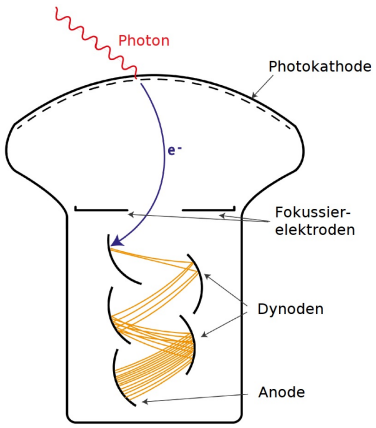


ABBILDUNG 3.1.1: Schematische Darstellung von Aufbau und Funktionsweise eines PMTs. Entnommen aus [13], modifiziert.

Trifft ein Photon mit ausreichender Energie auf die Photokathode, so löst es über den äußeren photoelektrischen Effekt ein Elektron aus dieser heraus (Details vgl. 3.3). Anschließend wird es durch ein elektrisches Feld durch die Fokussierelektroden beschleunigt, welche auf ein höheres elektrisches Potential geschaltet sind als die Photokathode. Durch die gewölbte Form des Eintrittsfensters wird sichergestellt, dass alle Photoelektronen, unabhängig vom Ort ihrer Emission, den gleichen Weg zu den Fokussierelektroden zurücklegen[5]. Dies ist wichtig, um die zeitliche Differenz zwischen dem Eintreffen des Photons und der Erzeugung des Ausgabesignals des PMTs möglichst konstant zu halten.

Hinter den Fokussierelektroden trifft das Photoelektron auf das Dynodensystem. Dieses besteht aus einer Reihe von hintereinandergeschalteten Elektroden, welche so an einen Spannungsteiler angebunden sind, dass die Dynoden von vorne nach hinten auf zunehmend positivem Potential liegen. Trifft das Photoelektron auf die erste Dynode, schlägt es mehrere Sekundärelektronen aus dieser heraus. Durch die Potentialdifferenz werden die Sekundärelektronen zur nächsten Dynode beschleunigt, wo sich der Prozess wiederholt. Die Gesamtzahl der freien Elektronen steigt somit exponentiell mit der Dynodenanzahl an. Hinter dem Dynodensystem treffen die Elektronen auf eine Anode, an welcher sie als, zur Zahl der einfallenden Photonen proportionaler, elektrischer Strom abgegriffen werden können (Details vgl. 3.2).

Der Spannungsteiler des PMTs befindet sich nicht im Glaszylinder, sondern auf einer externen Platine, der sog. *Base*. Diese wird mit mehreren Metalldrähten, welche an der Kathode, den Dynoden und der Anode des PMTs angebracht, und auf der Rückseite des Glaszylinders nach außen geführt sind, verbunden.

[5] Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte PMT (Hamamatsu R12199-02) besitzt ein gewölbtes Eintrittsfenster. Es existieren auch abweichende Bauformen mit flachem Eintrittsfenster.

3.2 Betriebsmodi

Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, werden in einem PMT durch ein einfallendes Photon Photoelektronen erzeugt, im Dynodensystem vervielfacht, und über die Anode abgeleitet. Zur elektrischen Beschaltung des PMTs existieren zwei Möglichkeiten. So kann die Kathode geerdet, und an die Anode eine positive Hochspannung angelegt werden. Dies hat jedoch den Nachteil, dass die Anode nicht direkt an die Messelektronik angeschlossen werden kann. Für viele Anwendungen ist es deshalb vorteilhaft, die Kathode auf negativer Hochspannung, und die Anode auf Erdpotential zu betreiben [2].

Zur Auswertung der so erzeugten, pulsförmigen Signale bestehen zwei Möglichkeiten. Im **Pulsmodus** werden die an der Anode des PMTs abfließenden Elektronen, zum Beispiel mit einem Oszilloskop, direkt gemessen. Der Elektronenstrom wird dabei über einen Widerstand in eine Spannung umgewandelt, so dass die Formen der einzelnen Pulse direkt untersucht werden können. Die Verwendung dieser Methode ist jedoch auf solche Fälle beschränkt, in denen einzelne Pulse, in ausreichendem zeitlichem Abstand zueinander, erzeugt werden, etwa durch Bestrahlung des PMTs mit einzelnen Photonen (vgl. Abb. 3.2.1 (a)).

Im **Strommodus** werden die Elektronen, die die Anode erreichen, direkt mit einem Strommessgerät abgegriffen. Die Ladung aller Pulse, welche in einem Zeitintervall Δt eintreffen, wird aufintegriert, so dass ein Wert für den fließenden Strom erhalten wird. Die Informationen über die Ladungen und Formen der einzelnen Pulse gehen dabei verloren (Abb. 3.2.1 (b), (c)).

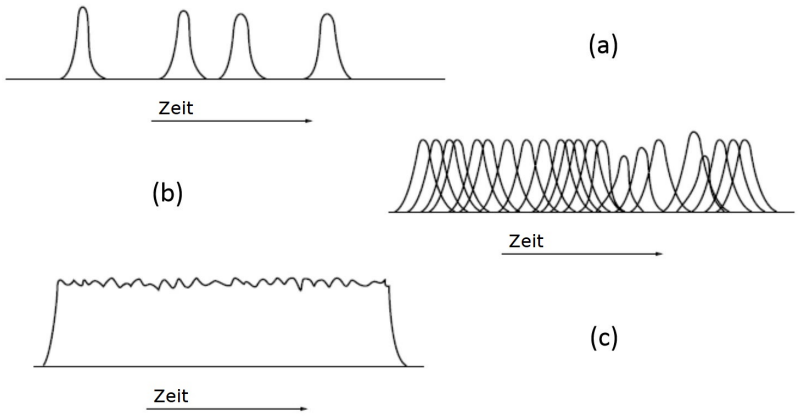


ABBILDUNG 3.2.1: Darstellung von möglichen PMT-Ausgangssignalen. **a**: Einzelne Pulse bei Messung im Pulsmodus, **b**: Überlappende Pulse, **c**: Ausgangssignal bei Messung im Strommodus. Entnommen aus [2], modifiziert.

3.3 Photokathode und Quanteneffizienz

Die Umwandlung der auf den PMT auftreffenden Photonen in Elektronen findet in der Photokathode statt. Diese ist eine dünne, semitransparente Schicht mit halbleitenden Eigenschaften, welche auf die Innenseite des Eintrittsfensters aufgedampft ist. Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte PMT verwendet eine Standard-Bialkali-Kathode aus Kalium, Caesium und Antimon (SbKCs) – eine der am häufigsten verwendeten Kathodenzusammensetzungen [14, 15].

Trifft ein Photon auf die Photokathode, so müssen drei Teilprozesse ablaufen, damit ein Photoelektron ins Innere des PMTs emittiert werden kann [2]. Diese sind in Abbildung 3.3.1 illustriert. Zu Beginn muss das Photon vom Kathodenmaterial absorbiert werden. Die Energie des Photons muss dabei ausreichen, um ein Elektron der Kathode anzuregen, und vom Valenzband ins Leitungsband zu befördern. Konkret muss die Energie $E = hf$ des Photons dafür die Summe der Energie der Bandlücke E_g und der Elektronenaffinität E_a übersteigen (vgl. Abb. 3.3.2). Im Anschluss muss das Elektron durch die Kathode bis zur Grenzschicht zum Vakuum diffundieren, wobei es kontinuierlich Energie verliert. Es darf dabei nicht vom Material absorbiert werden. Erreicht das Photoelektron die Grenzschicht, muss seine verbleibende Energie hoch genug sein, um die Potentialbarriere der Oberfläche zu überwinden (Verrichtung von Austrittsarbeit).

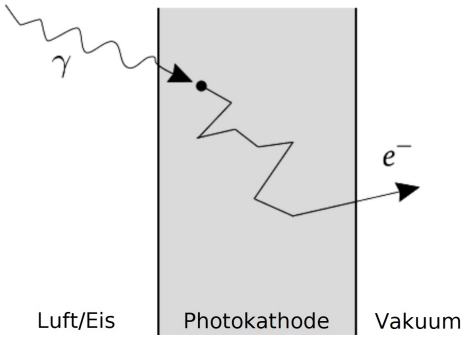


ABBILDUNG 3.3.1: Auslösung und Emission eines Photoelektrons aus der Photokathode. Entnommen aus [16], modifiziert.

Bedingt durch die Eigenschaften der drei Teilprozesse, löst ein einfallendes Photon nur mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit die Emission eines Photoelektrons ins Innere des PMTs aus. Diese Wahrscheinlichkeit wird als **Quanteneffizienz** η bezeichnet, und ist definiert durch die Zahl N_e der emittierten Photoelektronen, geteilt durch die Zahl N_γ der einfallenden Photonen. Die Quanteneffizienz kann als Produkt der Wahrscheinlichkeiten für das Stattfinden der einzelnen Teilprozesse ausgedrückt werden:

$$\eta(\lambda) = (1 - R) \cdot \frac{P_\lambda}{k} \cdot \left(\frac{1}{1 + 1/kL} \right) \cdot P_s. \tag{3.3.1}$$

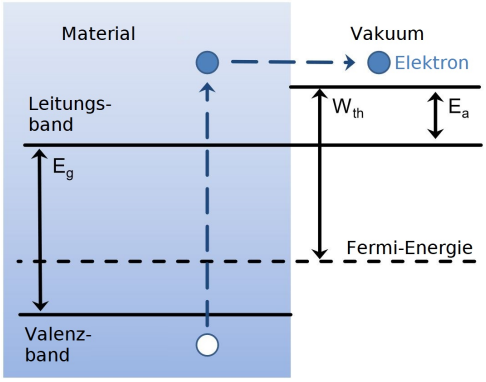


ABBILDUNG 3.3.2: Auslösung eines Photoelektrons und Emission ins Vakuum im Energiebändermodell. Entnommen aus [2], modifiziert.

Dabei ist R der Reflexionskoeffizient an der Kathodenoberfläche, P_λ die Wahrscheinlichkeit, dass durch Lichtabsorption ein Elektron in das Leitungsband angehoben wird, k der Absorptionskoeffizient des Kathodenmaterials für Photonen, L die mittlere Austrittsweglänge angeregter Elektronen und P_s die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photoelektron, welches die Oberfläche erreicht, ins Vakuum emittiert wird [17]. Man beachte, dass die erläuterten Faktoren von der Wellenlänge λ des einfallenden Lichtes abhängig sind. Die Quanteneffizienz ist deshalb stets für monochromatisches Licht einer bestimmten Wellenlänge definiert. In der Praxis hängen die Koeffizienten in Gleichung (3.3.1), und somit auch die Quanteneffizienz, von vielen verschiedenen Faktoren, wie etwa der Zusammensetzung des Kathodenmaterials, der Dicke der Kathodenschicht, aber auch der Beschaffenheit des Glases des Eintrittsfensters ab.

Der im Rahmen dieser Arbeit untersuchte PMT vom Typ Hamamatsu R12199-02 weist in einem Wellenlängenbereich zwischen 300 nm und 400 nm eine Quanteneffizienz von etwa 25% auf [2].

3.4 Dunkelstrom und Dunkelrate

Selbst dann, wenn ein Photomultiplier in völliger Dunkelheit, also abgeschirmt gegen jeglichen Photoneneinfall von außen, betrieben wird, produziert er ein messbares Signal. Dieses wird, je nach Betriebsmodus, als **Dunkelstrom** (bei Betrieb im Strommodus) oder als **Dunkelrate** (Anzahl der Pulse pro Zeiteinheit im Pulsmodus) bezeichnet. Dieser Untergrund setzt sich aus mehreren Komponenten zusammen, welche nun kurz erläutert werden sollen.

- Wird eine Hochspannung an die Photokathode und die Dynoden angelegt, fließt an der Anode stets ein kleiner, jedoch nicht zu vernachlässigender Strom ab. Ursache ist die Oberflächenleitung der Komponenten des PMTs, welche aufgrund nicht idealer Isolierung auftritt (in der Praxis ist keine ideale Isolierung erreichbar). Der abfließende Strom ist proportional zur angelegten Hochspannung, und wird als **Leckstrom** bezeichnet [15, 17].

- Eine weitere Komponente des Dunkelstroms ist die **Glühemission** von Elektronen aus der Photokathode (und zu einem geringeren Ausmaß aus der Beschichtung der Dynoden). Die auf diese Weise freigesetzten Elektronen gelangen ins Dynodensystem, und erzeugen so messbare Pulse. Die Stromdichte J der durch Glühemission freigesetzten Elektronen wird durch die Richardson-Gleichung

$$J = AT^2 e^{-\frac{W_e}{k_\mathrm{B} T}} \tag{3.4.1}$$

  mit der Richardson-Konstante $A \approx 6 \cdot 10^5\ \mathrm{Am^{-2}K^{-2}}$, der Austrittsarbeit W_e der Elektronen, der Temperatur T (in Kelvin) und der Boltzmann-Konstante k_B beschrieben. Der Beitrag der Glühemission zum Dunkelstrom ist entsprechend stark von der Umgebungstemperatur abhängig [15, 17].

- Wird ein elektrisches Feld an die Oberfläche einer negativ geladenen Elektrode angelegt, so wird die Potentialbarriere zwischen Elektrode und Oberfläche herabgesetzt. Daraus resultiert eine signifikante Erhöhung der Wahrscheinlichkeit, dass Elektronen durch den Tunneleffekt das Material verlassen. Dieses Phänomen wird als **Feldemission** bezeichnet. Bedingt durch die Rauheit der Elektroden kann Feldemission bei den Dynoden des PMTs auftreten [2]. Die freigesetzten Elektronen können im Dynodensystem vervielfacht werden und ein messbares Signal erzeugen. Der Beitrag der Feldemission zum Dunkelstrom hängt stark von der Betriebsspannung ab[6] [2, 15, 17].

- Für eine weitere Komponente des Dunkelstroms ist die vorhandene **Hintergrundstrahlung** verantwortlich. Diese wird zum einen durch im Glas enthaltene radioaktive Isotope wie etwa ^{40}K erzeugt, welche auf ihrem Zerfallsweg Beta- und Gammastrahlung erzeugen. Die ionisierende Strahlung kann auf die Photokathode treffen, oder aber Tscherenkow-Licht erzeugen, und somit den Dunkelstrom erhöhen. Zum anderen tragen auch radioaktive Zerfälle in der Umgebung des PMTs, und kosmische Strahlung (etwa durch hochenergetische Myonen, welche im PMT Tscherenkow-Strahlung erzeugen) zum Hintergrund bei [17].

- Weiterhin können Elektronen das Dynodensystem verlassen, und auf den Glaszylinder oder die Dynodenhaltestruktur treffen. Dort entstehen Photonen durch **Szintillation**, welche die Kathode erreichen und dort Photoelektronen produzieren können [17]. Dieser Effekt kann durch äußere elektrische Felder, besonders in der Umgebung des Dynodensystem, stark verstärkt werden [18].

[6] Die Betriebsspannung bestimmt die Stärke der elektrischen Felder im Dynodensystem.

- Neben den genannten Phänomenen kann der Hintergrund auch durch temporären, starken Lichteinfall erhöht werden. Dieser sorgt für eine **Anregung** der Atome und Moleküle im Glas. Bei ihrer Abregung, welche bis zu 48 Stunden dauern kann, werden detektierbare Photonen erzeugt [17].

Im Kontext dieser Arbeit ist es von besonderer Relevanz, dass die Dunkelrate auch durch die Durchsetzung des Glases des PMT-Eintrittsfensters mit elektrischen Feldern erhöht werden kann. In früheren Untersuchungen wird dies auf einen durch das Feld bedingten Transport von Natrium-Ionen aus dem Glas in die Photokathode zurückgeführt [18]. PMTs, welche mit negativer Hochspannung an der Photokathode betrieben werden (wie die PMTs im mDOM), zeigen sich besonders anfällig für diesen Effekt, da jeder Gegenstand auf Erdpotential in der Umgebung der Photokathode zu einer starken Erhöhung des elektrischen Feldgradienten im Glas, und somit der Dunkelrate führt. Der im mDOM verwendete Ringreflektor (vgl. 2.4) wird auf demselben Potential wie die Kathode betrieben, um die hierdurch bedingte Erhöhung der Dunkelrate zu vermeiden [2].

3.5 Elektronenvervielfachung und Einzel-Photoelektronenspektrum

Wird durch das Auftreffen eines Photons auf die Photokathode, oder durch einen der unter 3.4 beschriebenen Prozesse, ein Photoelektron erzeugt, wird dieses in das Dynodensystem beschleunigt. Trifft das Elektron mit ausreichender Geschwindigkeit auf eine der Dynoden, ionisiert es ein oder mehrere Atome des Dynodenmaterials, so dass Sekundärelektronen aus der Dynode herausgelöst werden. Die Zahl der Sekundärelektronen, die durch ein einzelnes Primärelektron aus der Dynode herausgelöst werden, wird als **Sekundäremissionskoeffizient** δ bezeichnet [19]. Der Sekundäremissionskoeffizient ist von der Wahl des Dynodenmaterials und der Energie des Primärelektrons (und somit von der Beschleunigungsspannung) abhängig. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein an einer Dynode emittiertes Elektron auf die nächste Dynode auftrifft, wird als **Sammeleffizienz** (CE, engl. *collection efficiency*) bezeichnet [19], und ist für jeden Zwischenraum zwischen zwei Dynoden definiert. Der ***Gain*** G beschreibt die durchschnittliche Gesamtzahl der von einem Dynodensystem aus N Dynoden erzeugten Elektronen bei Einfall eines einzelnen Photoelektrons, und ist gegeben durch

$$G = \prod_{i=1}^{N} \delta_i \cdot \mathrm{CE}_i. \tag{3.5.1}$$

Die Zahl der an der Anode des PMTs abfließenden Elektronen hängt von der Zahl der auf die Photokathode auftreffenden Photonen ab. Die genaue Form dieses Zusammenhangs wird durch das **Einzel-Photoelektronenspektrum** dargestellt. Zur Erstellung desselben wird der PMT mit einer gepulsten LED mit sehr geringer Intensität (deutlich weniger als ein Photon pro Puls) bestrahlt. Die vom PMT ausgegebenen Spannungspulse werden aufgezeichnet, und über einen festen Zeitraum, getriggert über die gepulste LED, integriert. Aus den Ladungen aller vermessenen Pulse wird ein Histogramm (Photoelektronenspektrum) erstellt.

Im Allgemeinen enthält ein solches Spektrum mehrere annähernd gaußförmige Peaks (vgl. Abbildung 3.5.1). Der erste Peak, welcher auch als *Pedestal* bezeichnet wird, resultiert aus der Integration der Nulllinie des Oszilloskops (0 phe). Die folgenden Peaks entsprechen den Messungen, in denen ein einzelnes (1 phe) oder mehrere (2 phe usw.) Photoelektronen

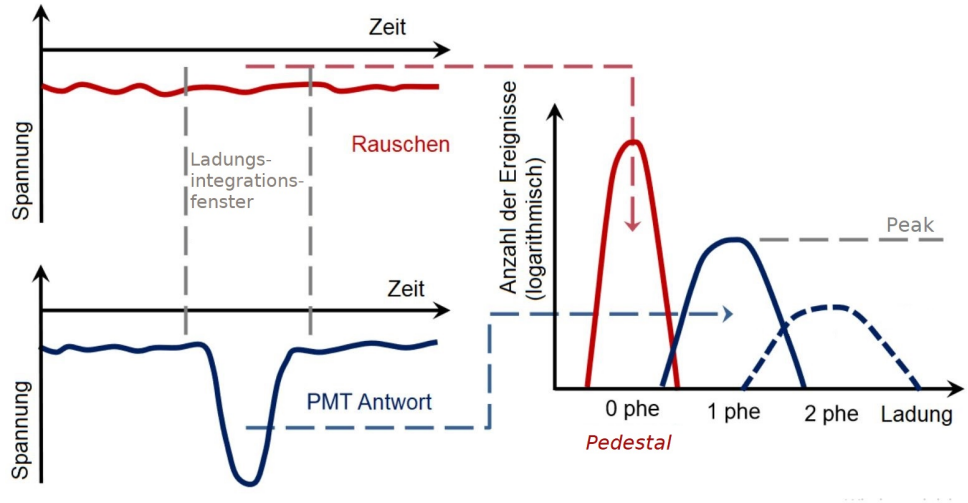


ABBILDUNG 3.5.1: Beispielhafte Darstellung eines Einzel-Photoelektronenspektrums. Quelle: [2], modifiziert.

erzeugt wurden. Die Form der Peaks (etwa die Breite) resultiert aus der Dynamik des Vervielfachungsprozesses im Dynodensystem. Die Zahl der erzeugten Sekundärelektronen ist statistisch verteilt [19].

Aus dem Einzel-Photelektronenspektrum lässt sich der *Gain* des Photomultipliers bestimmen. Dieser entspricht dem Abstand zwischen dem *Pedestal* und dem 1phe-Peak ($q_{1\text{phe}}$ und $q_{0\text{phe}}$), geteilt durch die Elementarladung e:

$$G = \left(\frac{q_{1\text{phe}} - q_{0\text{phe}}}{e} \right) . \tag{3.5.2}$$

3.6 Photocathode Poisoning

Frühere Studien zeigen, dass die in vielen Photomultipliern verwendeten Alkali-Photokathoden sehr anfällig für Beschädigungen durch Fremdatome sind. So wurde beispielsweise nachgewiesen, dass die Quanteneffizienz von Alkali-Photokathoden in Photoemissions-Elektronenkanonen, bedingt durch Rückstände von oxidativen Gasen wie H_2O, O_2 oder CO_2 in Kathodennähe, im zeitlichen Verlauf exponentiell abnimmt. Dieses Phänomen wird als Chemical Poisoning bezeichnet [20].

Ein weiteres Beispiel liefert eine Studie von L. Lavoie (1967). Im Rahmen der Studie wurden Photomultiplier mit ringförmigen, versilberten Elektroden um die Eintrittsfenster versehen. Die Photomultiplier wurden anschließend mit einer Spannung von $-1800\,\text{V}$ an der Kathode betrieben, während die Elektroden auf Erdpotential gehalten wurden. Bei allen getesteten Photomultipliern wurde mit der Zeit ein exponentieller Abfall der Quanteneffizienz (Lavoie: „Photocathode Response“) festgestellt. Konkret sank etwa die Quanteneffizienz eines 6810A Photomultipliers bei einer Temperatur von 25°C innerhalb von 500 Stunden um über 50% [21]. Für die Begründung des Phänomens beruft sich Lavoie auf vorherige Untersuchungen von H. Krall [21]. Dieser sieht den Rückgang der Quanteneffizienz in den elektrischen Eigenschaften des Silikatglases vor der Kathode begründet. Silikatglas besitzt frei bewegliche Natrium-Ionen [22]. Entsprechend stellt Krall die Hypothese auf, dass das elektrische Feld, welches das Glas durchsetzt, zu einer Migration von Natrium-Ionen vom Glas in die Kathodenschicht, und somit zu deren Beschädigung führt [21].

Das von Lavoie untersuchte Phänomen ist besonders im Hinblick auf den Aufbau des mDOMs interessant. Wie unter 2.4 diskutiert, sind die dort verbauten PMTs, zur Modellierung der Winkelakzeptanz, mit ringförmigen Reflektoren versehen. Im normalen Betrieb wird der Reflektor mit dem Kathodenpotential verbunden, so dass die Glasschicht vor der Kathode nicht von einem starken elektrischen Feld durchsetzt wird (vgl. Abbildung 3.6.1 o.r.). Wird der Reflektor jedoch mit dem Erdpotential verbunden, besteht eine zu Lavoies Versuchsaufbau analoge Situation, in der die Glasschicht vor der Photokathode von einem starken elektrischen Feld durchsetzt wird (vgl. Abbildung 3.6.1 u.r.). Das Ziel der vorliegenden Bachelorarbeit besteht in der Untersuchung der Auswirkungen hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz der Photokathode und das Rauschverhalten eines Photomultipliers.

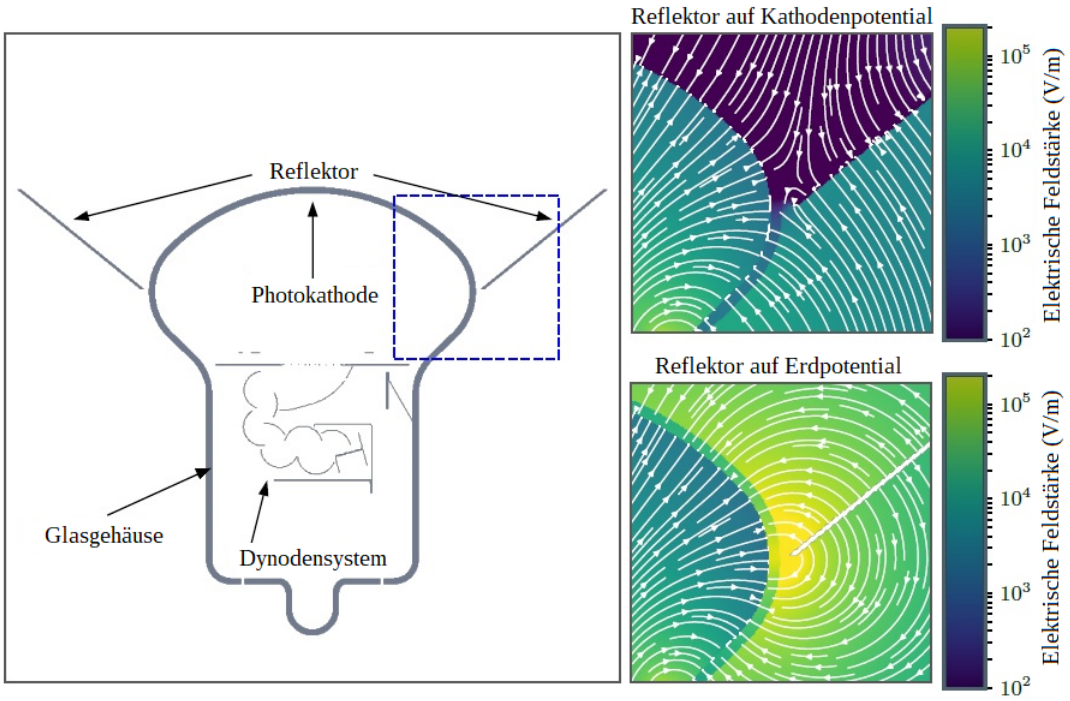


ABBILDUNG 3.6.1: **Links:** Querschnitt eines Photomultipliers. Die Bauform ist identisch zu der des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers. Das blaue Rechteck kennzeichnet die Position der auf der rechten Seite dargestellten Grafiken. **Oben rechts:** Simulation des elektrischen Feldes mit Reflektor auf Kathodenpotential. **Unten rechts:** Simulation des elektrischen Feldes mit Reflektor auf Erdpotential. Entnommen aus [18], modifiziert.

4 Einfluss hoher elektrischer Felder auf Quanteneffizienz und Rauschverhalten eines PMTs

Das Ziel der vorliegenden Bachelorarbeit besteht in der Untersuchung der Auswirkungen hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz und das Rauschverhalten eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers. Diese Untersuchungen sind besonders im Hinblick auf das Design des mDOMs interessant, in welchem 24 dieser Photomultiplier in Kombination mit ringförmigen, metallischen Reflektoren zur Erhöhung der Winkelakzeptanz verwendet werden. Bei vorgesehenem Betrieb werden die Ringreflektoren mit dem Kathodenpotential verbunden, um eine Durchsetzung des Photomultipliers mit einem elektrischen Feld zu vermeiden. Besteht jedoch eine Potentialdifferenz zwischen Photokathode und Reflektor, etwa aufgrund eines technischen oder mechanischen Defektes, wird das Glas des Eintrittsfenster von einem elektrischen Feld durchsetzt, was entsprechend früherer Studien negative Einflüsse auf die Funktion der Photokathode/des Photomultipliers haben kann [21, 17]. Im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit wurden drei Versuchsreihen durchgeführt, in denen das Verhalten eines Photomultipliers nach bzw. bei Durchsetzung des Glases des Eintrittsfensters mit einem elektrischen Feld untersucht wurde. Im ersten Versuchsteil wurden ortsaufgelöste Messungen der Quanteneffizienz in Abhängigkeit der Anwendungsdauer des Feldes durchgeführt. In einer zweiten Versuchsreihe wurden nach Anwendung des elektrischen Feldes Messungen der Quanteneffizienz mit Licht verschiedener Wellenlängen durchgeführt. Im dritten Versuchsteil wurde der Einfluss elektrischer Felder auf die Dunkelrate des Photomultipliers untersucht.

4.1 Ortsaufgelöste Messung der Quanteneffizienz

In einer ersten Versuchsreihe wurden die Auswirkungen lokaler elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz der Photokathode eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers[7] untersucht. Zur Erzeugung der Felder wurde ein Stück Aluminiumfolie auf dem Eintrittsfenster angebracht, und eine Potentialdifferenz zwischen Folie und Kathode erzeugt. In verschiedenen Teilversuchen wurde die Größe des vom Feld durchsetzten Oberflächenanteils des Photomultipliers variiert. Bei den Messungen wurde besonderer Fokus auf die räumliche Verteilung der Quanteneffizienz an unterschiedlichen Orten der Photokathode gelegt. Im Folgenden sollen der Versuchsaufbau, das Messverfahren und die Ergebnisse erläutert werden.

4.1.1 Verfahren zur ortsaufgelösten Messung der Quanteneffizienz

Zur Bestimmung der Quanteneffizienz des Photomultipliers in Abhängigkeit vom Einfallsort des Lichtes auf der Photokathode wurde der Photomultiplier in einer Dunkelkammer positioniert (vgl. Abbildung 4.1.1). Das Ausgangssignal des Photomultipliers wurde im Strommodus gemessen. Dazu wurde mit einem Hochspannungsnetzteil[8] eine Potentialdifferenz von

[7] SN.: NO. ZB6652

[8] HV-Netzteil: Iseg NHQ 224M. *Crate*: Wenzel Elektronik N-C (SN.: F 7608/4).

250 V zwischen der Photokathode und dem mit Hilfe einer speziellen *QE-Base* kurzgeschlossenen, geerdeten Dynodensystem aufgebaut. Der von der Kathode erzeugte, unverstärkte Photoelektronenstrom wurde am Dynodensystem mit einem Picoamperemeter[9] abgegriffen. Als Referenzdetektor wurde eine kalibrierte Photodiode[10] verwendet, welche ebenfalls in der Dunkelkammer positioniert und mit dem Picoamperemeter verbunden wurde. Über eine optische Faser wurde das Licht einer gepulsten LED[11] (Wellenlänge: 458 nm) in die Dunkelkammer geleitet. Das emittierende Ende der Faser wurde an einem eigens dazu angefertigten 3D-Motor, angetrieben von drei Schrittmotoren, angebracht, und die Strahlrichtung parallel zur Symmetrieachse des Photomultipliers ausgerichtet. Zwischen dem Ausgangspunkt des Strahls und dem vordersten Punkt des Photomultipliers wurde ein Abstand von 9 cm (entspricht der Fokuslänge des Strahls) gewählt.

Gemäß den Erläuterungen unter 3.3 entspricht die Quanteneffizienz $\mathrm{QE}_{\mathrm{PMT}}$ des Photomultipliers der Wahrscheinlichkeit, dass ein auf die Kathodenschicht treffendes Photon ein Photoelektron auslöst. Diese Definition ist analog auch für die Photodiode mit Quanteneffizienz $\mathrm{QE}_{\mathrm{Diode}}$[12] gültig. Werden Photomultiplier und Photodiode mit Licht gleicher Wellenlänge und gleicher Intensität bestrahlt, folgt somit

$$\frac{\mathrm{QE}_{\mathrm{PMT}}}{\mathrm{QE}_{\mathrm{Diode}}} = \frac{I_{\mathrm{PMT}}}{I_{\mathrm{Diode}}}, \tag{4.1.1}$$

wobei I_{PMT} und I_{Diode} die erzeugten Photoelektronenströme bezeichnen. Unter Berücksichtigung, dass in einem realen Versuchsaufbau stets auch Dunkelströme gemessen werden, lässt sich die Quanteneffizienz des Photomultipliers entsprechend

$$\mathrm{QE}_{\mathrm{PMT}} = \frac{I^*_{\mathrm{PMT}} - I_{\mathrm{PMT,\,dunkel}}}{I^*_{\mathrm{Diode}} - I_{\mathrm{Diode,\,dunkel}}} \cdot \mathrm{QE}_{\mathrm{Diode}} \tag{4.1.2}$$

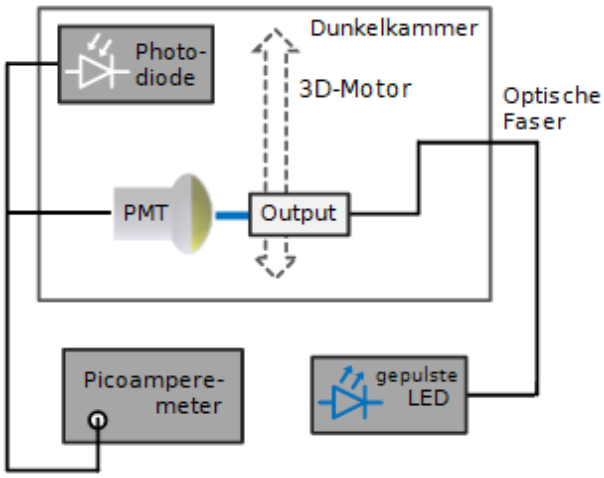


ABBILDUNG 4.1.1: Die Illustration zeigt den verwendeten Versuchsaufbau zur Messung der Quanteneffizienz eines Photomultipliers in Abhängigkeit des Einfallsortes des Lichtes auf der Photokathode. Entnommen aus [2], modifiziert.

[9] Keithley 6482
[10] Newport 818-UV
[11] PicoQuant PDL 800-B mit 458 nm LED
[12] Die Quanteneffizienz der Photodiode beträgt 66,5%±1,0% bei einer Wellenlänge von 458 nm.

bestimmen. Dabei sind I^*_{PMT} und I^*_{Diode} die Photoelektronenströme, welche bei Beleuchtung der Komponenten, z.B. durch eine gepulste LED, gemessen werden, und $I_{\text{PMT, dunkel}}$ respektive $I_{\text{Diode, dunkel}}$ die Ströme, welche bei ausgeschalteter Beleuchtung gemessen werden.

Zur Bestimmung der Quanteneffizienz an einem bestimmten Ort der Photokathode wird der Lichtstrahl mit dem 3D-Motor zu dieser Position bewegt, und der vom Photomultiplier erzeugte Photoelektronenstrom, I^*_{PMT}, gemessen. Simultan wird der Dunkelstrom der Photodiode, $I_{\text{Diode, dunkel}}$, gemessen, welcher zu diesem Zeitpunkt am anderen Eingang des Picoamperemeters abgegriffen werden kann. Anschließend wird der Lichtstrahl zur Photodiode bewegt, und der Ausgangsstrom der Photodiode, I^*_{Diode}, und simultan der Dunkelstrom des Photomultipliers, $I_{\text{PMT, dunkel}}$, gemessen. Aus den vier gemessenen Strömen kann entsprechend Gleichung 4.1.2 die Quanteneffizienz der Kathode des Photomultipliers bestimmt werden.

4.1.2 Messungen der Quanteneffizienz am unbeschädigten Photomultiplier

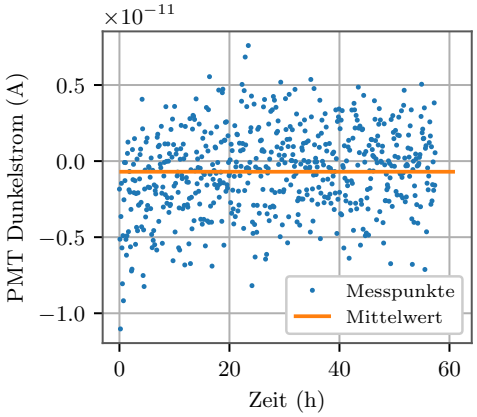
Bevor das Eintrittsfenster des Photomultipliers gezielt mit elektrischen Feldern durchsetzt wurde, wurde ein ortsaufgelöster Quanteneffizienzscan der Oberfläche durchgeführt, um eine Referenz zum Vergleich mit späteren Versuchsergebnissen zu erhalten. Dazu wurde der unter 4.1.1 beschriebene Versuchsaufbau verwendet.

Vollständiger Scan der Kathode des Photomultipliers

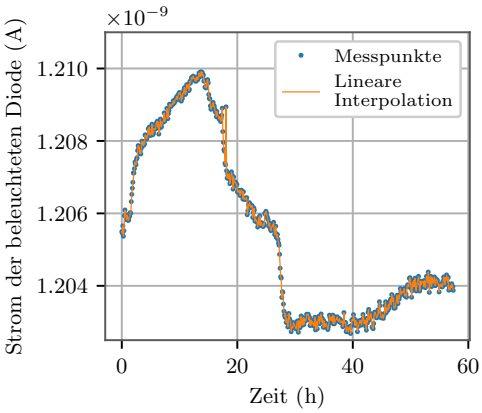
Die Oberfläche des Photomultipliers wurde in 0,75 mm Schritten in horizontaler und vertikaler Richtung mit dem Lichtstrahl abgetastet. An jedem Punkt des Rasters wurden 25 Einzelmessungen des Ausgangsstromes des Photomultipliers, einschließlich des Dunkelstroms der Diode, durchgeführt, um einen Mittelwert und eine Standardabweichung zu erhalten. Eine Einzelmessung des Stromes entspricht dabei einer Integrationszeit von 10 Perioden der Netzspannung (im verwendeten deutschen 50 Hz-Stromnetz entspricht das 0,2 s). Zwecks Verkürzung der Gesamtdauer des Scans wurden jeweils 25 Punkte auf der Photokathode abgetastet, bevor der Strahl zur Photodiode bewegt wurde, um die Variation der Lichtintensität der gepulsten LED und den Dunkelstrom des Photomultipliers zu messen. Die zeitliche Änderung dieser Messgrößen wurde auf Basis von Erfahrungen aus früheren Experimenten als so gering abgeschätzt, dass dieses Vorgehen sich nicht negativ auf die Ergebnisse auswirkt. Zur Bestimmung der Quanteneffizienz für jeden Punkt auf der Oberfläche wurden die Ströme der beleuchteten Diode linear interpoliert, und die Dunkelströme des Photomultipliers gemittelt (vgl. Abbildungen 4.1.2a u. 4.1.2b). Die Ergebnisse des Oberflächenscans sind in Abbildung 4.1.2c illustriert.

Abbildung 4.1.2a verdeutlicht, dass die gemessenen Dunkelströme des Photomultipliers statistisch verteilt sind. Der eingezeichnete Mittelwert kann demnach als hinreichend genaue Näherung verwendet werden. Auf den in Abbildung 4.1.2b dargestellten Strom der beleuchteten Photodiode trifft dies nicht zu. Hier ist ein klarer Verlauf erkennbar, welcher auf die gewöhnlichen zeitlichen Änderungen der Lichtintensität der gepulsten LED zurückgeführt werden kann. Die Abbildung verdeutlicht, dass die lineare Interpolation die Messwerte mit guter Genauigkeit beschreibt.

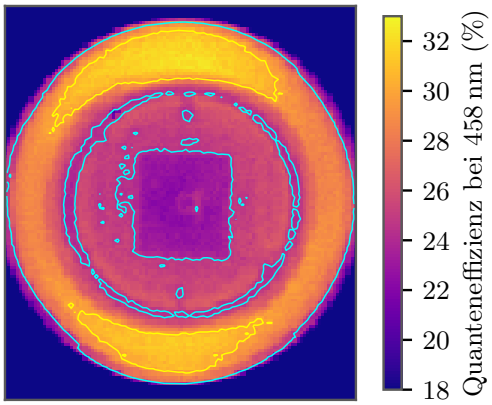
Der Vergleich des Quanteneffizienzscans (siehe Abbildung 4.1.2c) mit einem Foto der Vorderseite des verwendeten PMTs (siehe Abbildung 4.1.2d) verdeutlicht, dass die Quanteneffizienz stark von der inneren Struktur des Photomultipliers abhängt. Die zentralen Komponenten wie die erste Dynode, die metallische Verbindungsschicht zwischen Kathode und Elektronik, die Frontplatte, der Zwischenraum zwischen Frontplatte und Glas sowie die



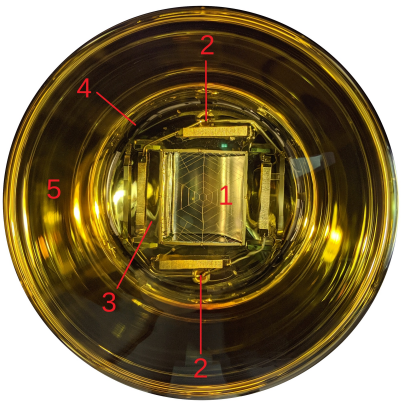
(A) Verteilung der Messwerte des Dunkelstroms des Photomultipliers. Ein Datenpunkt repräsentiert den Mittelwert aus 25 Einzelmessungen. Die orangefarbene Linie beschreibt den Mittelwert aller Messwerte. Fehlerbalken kleiner als Symbolgröße.



(B) Verteilung der Messwerte des Stromes der Photodiode bei Beleuchtung mit der gepulsten LED. Ein Datenpunkt repräsentiert den Mittelwert aus 25 Einzelmessungen. Die orangefarbene Linie beschreibt die lineare Interpolation zwischen den Datenpunkten. Fehlerbalken kleiner als Symbolgröße.



(C) Quanteneffizienzscan der Oberfläche des Photomultipliers. Die Konturlinien heben die Punkte mit einer Quanteneffizienz von 24,5% (hellblau) und 30% (gelb) hervor.



(D) Foto des verwendeten Hamamatsu R12199-02 PMTs. Gut erkennbar sind das Dynodenfenster/die erste Dynode (1), die Löcher in der Frontplatte zur Durchführung von Anschlussdrähten (2), die Frontplatte selbst (3), der Zwischenraum zwischen Frontplatte und Glaszylinder (4) und die metallische Verbindungsschicht zwischen Kathode und Elektronik (5).

ABBILDUNG 4.1.2: Ergebnisse des Quanteneffizienzscans der Oberfläche des PMTs. Die Abbildungen (A) und (B) zeigen den Dunkelstrom des PMTs und den Strom der mit der gepulsten LED beleuchteten Photodiode. Abbildung (C) zeigt die aus den Strömen errechnete Quanteneffizienz. Abbildung (D) enthält ein Foto der Vorderseite des verwendeten PMTs.

Löcher in der Frontplatte zur Durchführung von Anschlussdrähten sind im Quanteneffizienzscan gut erkennbar. Die Sichtbarkeit dieser Strukturen im Quanteneffizienzscan kann dadurch erklärt werden, dass Photonen, welche die Kathodenschicht passieren, ohne ein Photoelektron auszulösen, an den Komponenten im Inneren des PMTs reflektiert werden können, und somit eine neue Chance erhalten, die Kathodenschicht zu treffen und ein Photoelektron auszulösen. Die gemessene Quanteneffizienz ist im Bereich hoch reflektiver Komponenten folglich höher als die „echte“ Quanteneffizienz (Wahrscheinlichkeit, dass ein auf die Kathode treffendes Photon ein Photoelektron aus dieser auslöst). Zur Bestimmung der „echten“ Quanteneffizienz sind somit nur die Bereiche des Scans geeignet, welche am wenigsten durch Reflexionen beeinflusst werden. Dies trifft auf die Region um das Dynodenfenster und die ringförmige Lücke zwischen Frontplatte und Glas zu (vgl. Abbildung 4.1.2c). Es ist jedoch zu berücksichtigen, dass auch in diesen Bereichen die Quanteneffizienz durch Reflexion von Licht an der Oberfläche des Eintrittsfensters, Inhomogenitäten der Kathodenschichtdicke und weitere Effekte verfälscht werden kann [2].

Gemittelt über alle Punkte[13] des durchgeführten Oberflächenscans beträgt die Quanteneffizienz $(24,44 \pm 0,08)\%$. Dieses Ergebnis stimmt mit dem einer früheren Untersuchung von S. Aiello *et al* [23] überein, bei dem 56 PMTs des im Rahmen dieser Bachelorarbeit verwendeten Typs charakterisiert wurden. Bei großflächiger Beleuchtung der Photokathode mit Licht mit einer Wellenlänge von ≈ 458 nm wurden dort Quanteneffizienzen zwischen 22% und 25% (1σ-Konfidenzintervall des Mittelwertes der 56 Messungen) gemessen.

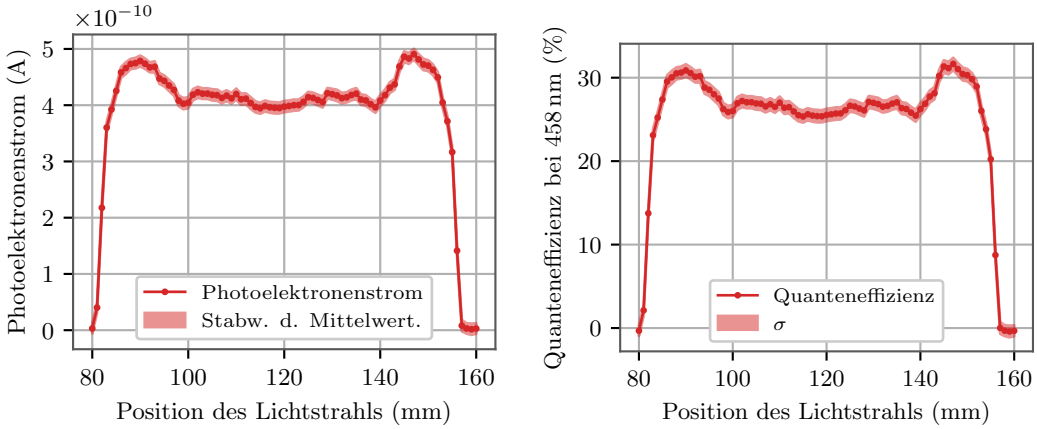
Scan entlang einer Linie auf der Kathode des Photomultipliers

Zur weiteren Analyse der räumlichen Verteilung der Quanteneffizienz wurde mit dem Lichtstrahl eine Linie auf der Oberfläche des PMTs in 1 mm Schritten abgetastet (Position der Linie siehe Abbildung 4.1.5). Für jeden Punkt auf der Linie wurden 20 Einzelmessungen des Ausgangsstroms des PMTs und des Dunkelstroms der Photodiode durchgeführt. Nach jeweils 15 abgetasteten Punkten wurde der Lichtstrahl zur Photodiode bewegt, wo 20 Einzelmessungen des Ausgangsstroms der Photodiode und 20 Einzelmessungen des Dunkelstroms des Photomultipliers durchgeführt wurden. Anschließend wurde die Quanteneffizienz für jeden Punkt auf der Linie entsprechend Gleichung 4.1.2 berechnet, wobei, analog zum Vorgehen beim zweidimensionalen Oberflächenscan, die gemessenen Ströme der beleuchteten Diode linear interpoliert, und die Dunkelströme des Photomultipliers gemittelt wurden. Der gemessene Ausgangsstrom des Photomultipliers und die daraus ermittelte Quanteneffizienz sind in Abbildung 4.1.3 in Abhängigkeit von der Position des Lichtstrahls dargestellt.

Gemäß der vorhergegangenen Annahme, dass die zeitliche Änderung der Hintergrundhelligkeit und der Lichtintensität der gepulsten LED sehr gering ist, ähneln sich die Form des Ausgangsstroms des Photomultipliers und die der daraus errechneten Quanteneffizienz stark. Das Ergebnis des Linienscans stimmt qualitativ mit dem des Oberflächenscans überein: Im Bereich der Verbindung zwischen Kathode und Elektronik (bei ca. 90 mm bzw. 145 mm) ist die Quanteneffizienz aufgrund der Reflexionen deutlich höher als im Bereich der Frontplatte und des Dynodenfensters. Es ist jedoch erkennbar, dass die Messwerte des Linienscans leicht nach oben von denen des Oberflächenscans abweichen. Als mögliche Ursache kommt in Frage, dass die Symmetrieachse des PMTs bei der Durchführung des Oberflächenscans nicht exakt parallel zur Strahlrichtung ausgerichtet war, weshalb ein höherer Anteil des Lichtes vom Glas des Eintrittsfensters reflektiert wurde.

Bei näherer Betrachtung der Quanteneffizienz in Abbildung 4.1.3b fällt auf, dass die Unsicherheitsbereiche sehr groß scheinen. Auf den zugehörigen Ausgangsstrom des PMTs (vgl. Abbildung 4.1.3a) trifft dies ebenfalls zu. Zur Untersuchung dieses Phänomens wurde

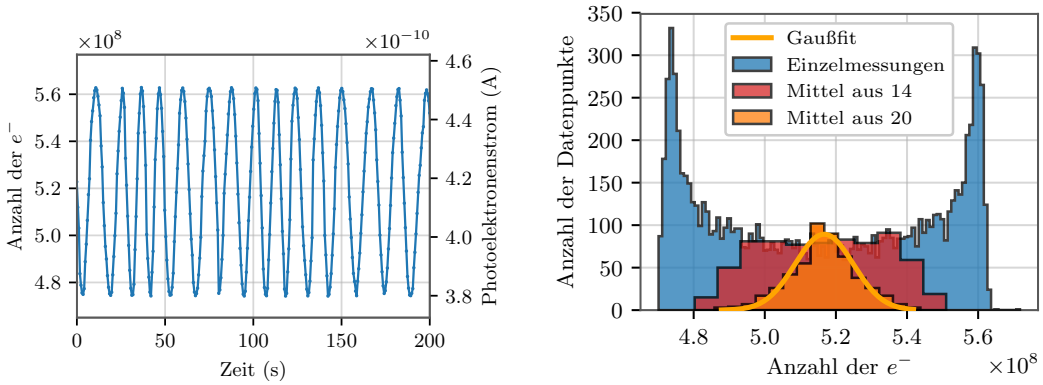
[13] Alle Punkte mit einem PMT-Ausgangsstrom höher als dem Dunkelstrom



(A) Ausgangsstrom des Photomultipliers

(B) Errechnete Quanteneffizienz

ABBILDUNG 4.1.3: Ausgangsstrom des Photomultipliers (A) und daraus errechnete Quanteneffizienz (B). Der Bereich σ wurde per Fehlerfortpflanzung nach Gleichung 4.1.2 berechnet. Als Basis für die Fehlerfortpflanzung wurden die Standardabweichungen der Mittelwerte der gemessenen Ströme verwendet. Aufgrund der periodischen Modulation der gemessenen Ströme entspricht σ nicht dem tatsächlichen Unsicherheitsbereich der Quanteneffizienz (vgl. folgende Erläuterungen unter Abschnitt 4.1.2). Die Werte auf der Abszisse geben die Position des 3D-Motors bzw. des Lichtstrahls in Relation zum Nullpunkt des Motors an.



(A) Die ersten $\sim$ 330 Messungen im zeitlichen Verlauf. Angegeben sind sowohl der gemessene Strom als auch die berechnete Zahl der Elementarladungen. Die Verbindungslinie zwischen den Messdaten repräsentiert keine bestimmte Funktion und dient lediglich der Orientierung. Fehlerbalken kleiner als Symbolgröße.

(B) Histogrammdarstellung aller 10.000 Einzelmessungen. Für die Erstellung des rotes bzw. des orangefarbenen Histogramms wurden jeweils 14 respektive 20 aufeinander folgende Messwerte der in (A) dargestellten 10.000 Einzelmessungen zu einem Mittelwert/Datum zusammengefasst. An die Daten des Histogramms zu jeweils 20 Mittelungen wurde eine Gaußfunktion ($\mu = 5,17 \cdot 10^8$, $\sigma = 8,20 \cdot 10^6$) angepasst.

ABBILDUNG 4.1.4: 10.000 Einzlemessungen, dargestellt im zeitlichen Verlauf (erste $\sim$ 330 Messungen) und in Histogrammform.

der Lichtstrahl auf einen festen Punkt im Zentrum des PMTs gerichtet, und 10.000 Einzelmessungen des am kurzgeschlossenen Dynodensystem abgreifbaren Photoelektronenstroms des PMTs durchgeführt. Aus den gemessenen Strömen wurde durch Multiplikation mit der Dauer einer Einzelmessung (0,2 s) und Division durch die Elementarladung die Anzahl der jeweils abgeflossenen Elektronen bestimmt. Ein Ausschnitt des Ergebnisses, welcher die ersten ≈ 330 durchgeführten Einzelmessungen umfasst, ist in Abbildung 4.1.4a illustriert (von der Darstellung der Ergebnisse weiterer Einzelmessungen wurde abgesehen, da diese die selbe Form annehmen).

In der Darstellung der gemessenen Ströme ist deutlich ein periodisches Signal erkennbar. Diese Beobachtung stimmt nicht mit den theoretischen Erwartungen überein, entsprechend derer eine Poissonverteilung der pro Zeiteinheit aus der Photokathode ausgelösten Elementarladungen (eine rein statistische Schwankung) zu erwarten wäre. Dass eine Poissonverteilung nicht vorliegt, verdeutlicht auch die Histogrammdarstellung der 10.000 durchgeführten Einzelmessungen. Der Einfluss der periodischen Modulation auf die Messergebnisse lässt sich reduzieren, wenn anstelle von einzelnen Messungen mehrere Messungen in Folge durchgeführt werden, aus denen der Mittelwert gebildet wird. Mit steigender Anzahl an Einzelmessungen, die über die Mittelung „zusammengefasst“ werden, geht die Verteilung der Messwerte dann in eine Gaußverteilung über. Der Gaußfit in Abbildung 4.1.4b zeigt, dass dies bei einer Zusammenfassung von jeweils 20 Einzelmessungen bereits in guter Näherung der Fall ist. Die Standardabweichung der Verteilung ist jedoch deutlich höher, als die der zu erwartenden Poissonverteilung. So besitzt der dargestellte Gaußfit einen Mittelwert von $N_{20} = 5,17 \cdot 10^{18}$ (Elementarladungen) und eine Standardabweichung von $8,20 \cdot 10^6$. Die zu erwartende Poissonverteilung um denselben Mittelwert besäße eine Standardabweichung von lediglich $\frac{\sqrt{N_{20}}}{\sqrt{20}} = 5,08 \cdot 10^3$. Das ist ein Unterschied von drei Größenordnungen. Dieser Vergleich zeigt, dass die in Abbildung 4.1.3a eingetragene Standardabweichung des Mittelwertes kein korrektes Maß für dessen tatsächliche Unsicherheit, sondern lediglich eine obere Schranke und ein Indikator für den Einfluss der periodischen Störung ist. Der gleiche Schluss muss folglich für den per Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der Mittelwerte der Ströme errechneten „Unsicherheitsbereich“ σ der Quanteneffizienz (vgl. Abbildung 4.1.3b) gezogen werden, welcher ebenfalls nur als Indikator für den Einfluss der Störung und als obere Schranke für den tatsächlichen, unbekannten Unsicherheitsbereich dienen kann.

Als Ursache der periodischen Störung konnte das Picoamperemeter identifiziert werden. Dieses zeichnete auch ohne an den Eingängen angeschlossene Geräte ein periodisches Signal auf. Bei weiteren Messungen wurde festgestellt, dass Amplitude und Periode der Störung mit der Zeit, aber auch mit Veränderungen am Versuchsaufbau (z.B. Änderung der Positionen der Kabel) variierten. Eine Bereinigung der Messdaten und der Unsicherheiten um den systematischen Fehler kann somit nicht erfolgen. In den folgenden Darstellungen der Ergebnisse wurden die aus der Standardabweichung des Mittelwertes berechneten Unsicherheiten trotzdem eingetragen, da sie, wie bereits erläutert, als Indikator für den Einfluss der Störung nutzbar sind.

4.1.3 Auswirkungen eines elektrischen Feldes mit geringer räumlicher Ausdehnung auf die Quanteneffizienz

Im folgenden Versuchsteil wurden die Auswirkungen hoher lokaler elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz der Photokathode untersucht. Zur Erzeugung der Felder wurde ein Aluminiumstreifen verwendet, welcher auf dem Eintrittsfenster angebracht und auf hohes elektrisches Potential gehoben wurde. Das genaue Vorgehen und die erhaltenen Ergebnisse sollen nun erläutert werden.

Zur Erzeugung eines elektrischen Feldes wurde auf dem Eintrittsfenster des Photomultipliers ein Streifen aus Aluminiumfolie mit einer Breite von ca. 2 cm angebracht (Position des Streifens vgl. Abbildung 4.1.5). Der Streifen und die Photokathode wurden leitend mit den Ausgängen einer Hochspannungsquelle[14] verbunden. Durch Anlegen einer variablen positiven Hochspannung an den Aluminiumstreifen und einer negativen Hochspannung von -250 V an die Kathode wurde ein lokales elektrisches Feld mit zur Differenz beider Spannungen proportionaler Feldstärke erzeugt, welches das Glas des Eintrittsfensters durchsetzte. Während der Anwendung des Feldes befand sich der Photomultiplier stets in der Dunkelkammer, um eine Anregung durch Umgebungslicht zu vermeiden.

In einer Versuchsreihe wurden die Auswirkungen verschieden starker Felder auf die Quanteneffizienz der Photokathode untersucht. Dazu wurde ein Feld einer bestimmten Stärke erzeugt und für eine bestimmte Zeit aufrechterhalten (z.B. vor der ersten Messung mit einer Spannung von +750 V am Aluminiumstreifen für eine Dauer von 30 Minuten). Nach Abschaltung des Feldes wurde der Aluminiumstreifen entfernt, die Oberfläche des Eintrittsfensters mit Ethanol gereinigt und ein Quanteneffizienzscan entlang einer Linie auf der Oberfläche des Photomultipliers (Position der Linie siehe Abbildung 4.1.5) durchgeführt. Zur Durchführung des Linienscans wurden dieselben Parameter wie im vorherigen Versuchsteil verwendet. Zur Spannungsversorgung des Photomultipliers während des Messvorgangs wurde eine andere Spannungsquelle[15] als zur Erzeugung des Feldes verwendet, da diese eine sauberere Nulllinie besitzt. Nach der Durchführung des Linienscans wurde der Aluminiumstreifen an derselben Position wieder angebracht und ein neues Feld aufgebaut. Dieses Verfahren wurde mehrfach wiederholt, wobei die Stärke und die Anwendungsdauer des Feldes kontinuierlich gesteigert wurden. Die Linienscans, welche in der Versuchsreihe aufgezeichnet wurden, sind in Abbildung 4.1.6 enthalten.

Die Abbildung zeigt, dass die Ergebnisse der fünf Linienscans, die nach der Durchsetzung des Glases mit Feldern verschiedener Stärken durchgeführt wurden, unter Berücksichtigung der Streuung der Werte und der unbekannten Unsicherheiten, allesamt mit der Referenzmessung (aus Messung am unbeschädigten Photomultiplier, selbe Daten wie in Abbildung 4.1.3b) übereinstimmen. Alle Scans weisen die gleichen charakteristischen Maxima der Quanteneffizienz bei Strahlpositionen von ≈ 90 mm und ≈ 145 mm, sowie eine Quanteneffizienz von ca. 25% im Bereich der Frontplatte und des Dynodenfensters auf. Ein sichtbarer Rückgang der Quanteneffizienz in dem Bereich der Photokathode, welcher vom Aluminiumstreifen bedeckt und somit vom Feld durchsetzt wurde, kann nicht nachgewiesen werden. Es muss jedoch berücksichtigt werden, dass zwischen der Abschaltung des Feldes und der

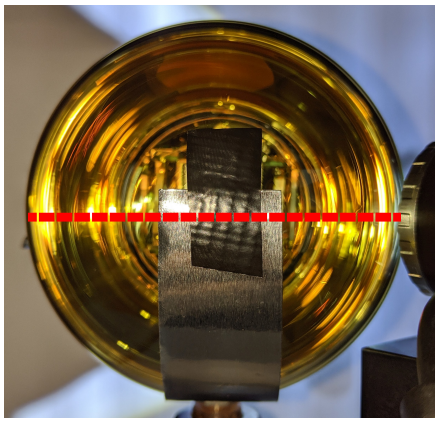
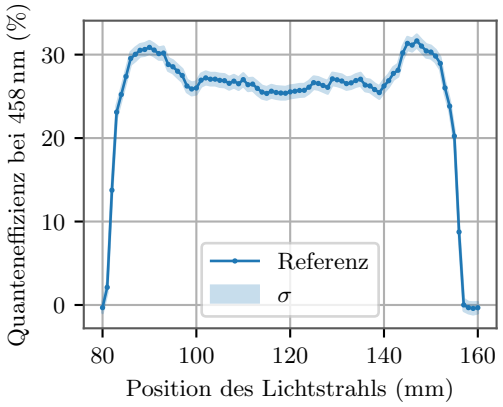


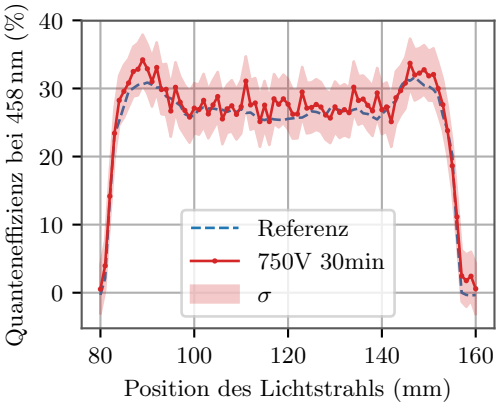
ABBILDUNG 4.1.5: Foto des PMTs, auf dessen Eintrittsfenster ein ca. 2 cm breiter Streifen aus Aluminiumfolie befestigt wurde. Die gestrichelte Linie gibt den Pfad an, entlang dem die Linienscans durchgeführt wurden. Für die Durchführung der Scans wurde die Aluminiumfolie temporär entfernt. Die Ausrichtung des PMTs wurde im Vergleich zum in Abbildung 4.1.2d enthaltenen Foto nicht verändert.

[14] CAEN DT1470ET

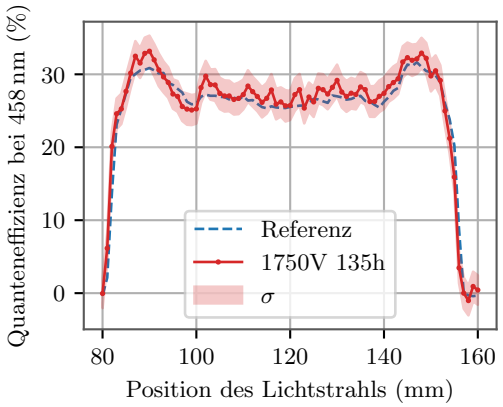
[15] HV-Netzteil: Iseg NHQ 224M. *Crate*: Wenzel Elektronik N-C (SN.: F 7608/4).



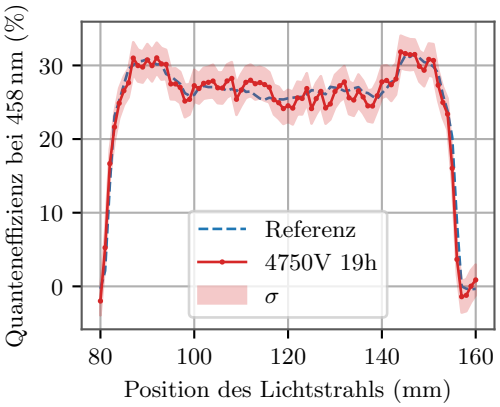
(A) Referenzmessung



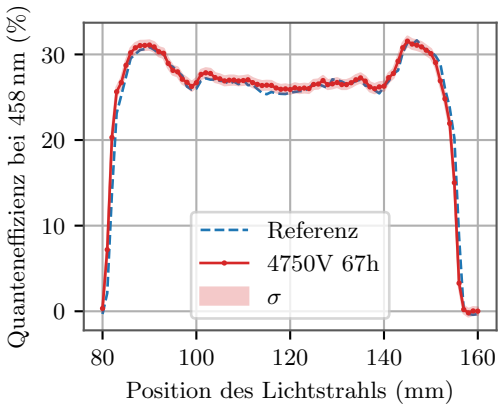
(B) 750 V für 30 min



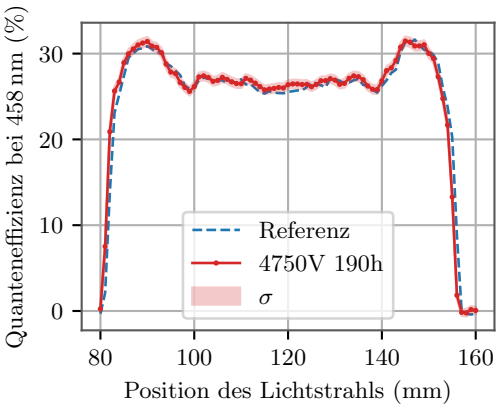
(C) 1750 V für 135 h



(D) 4750 V für 19 h



(E) 4750 V für 67 h



(F) 4750 V für 190 h

ABBILDUNG 4.1.6: Ergebnisse der durchgeführten Linienscans. Die Linie zwischen den Messpunkten stellt keinen Fit dar und dient lediglich der Orientierung. Referenzmessung wie in 4.1.3b. In den Legenden angegeben ist das Potential der Aluminiumfolie. Die eingezeichneten Bereiche σ wurden aus den Standardabweichungen der Mittelwerte der gemessenen Ströme per Fehlerfortpflanzung berechnet. Wie unter 4.1.2 erläutert, dient σ nur als Indikator für den Einfluss der periodischen Modulation auf die Ströme, und entspricht nicht dem echten Unsicherheitsbereich, welcher nicht bekannt ist.

Durchführung des Linienscans jeweils ca. fünf Minuten vergingen. Es ist deswegen nicht auszuschließen, dass durch die elektrischen Felder eine Verringerung der Quanteneffizienz verursacht wurde, welche innerhalb des besagten Zeitfensters durch einen Erholungseffekt rückgängig gemacht wurde. Dies widerspräche allerdings den Beobachtungen von L. Lavoie, welcher auch nach mehreren Wochen keine Erholung der Quanteneffizienz beobachten konnte [21].

Auffällig ist, dass drei der Linienscans (750 V für 30 min in Abbildung 4.1.6b, 1750 V für 135 h in Abbildung 4.1.6c und 4750 V für 19 h in Abbildung 4.1.6d) im Vergleich zu den anderen Linienscans eine besonders hohe Fluktuation der Messwerte aufweisen. Bei Wiederholung der Messungen konnten diese Ergebnisse jedoch nicht eindeutig reproduziert werden: Es wurde beobachtet, dass die Stärke der Fluktuationen in Abhängigkeit von der Zeit, der Position der verwendeten Kabel und der Position eines USB-Hubs, welcher aus logistischen Gründen nicht aus dem Versuchsaufbau entfernt werden konnte, stark schwankte. Als Ursache kommt die im vorherigen Versuchsteil diskutierte periodische Störung im vom Picoamperemeter aufgezeichneten Signal in Frage, welche durch diese Faktoren oder durch Einflüsse externer elektromagnetischer Felder verstärkt worden sein könnte. Für einen Zusammenhang zwischen der Stärke des vor dem Scan eingeschalteten Feldes und der Stärke der Fluktuation der Messwerte konnten keine Indizien gefunden werden.

4.1.4 Auswirkungen eines elektrischen Feldes mit größerer räumlicher Ausdehnung auf die Quanteneffizienz

Wie unter 4.1.3 diskutiert, konnte durch die vorherige Versuchsreihe kein Nachweis der Verringerung der Quanteneffizienz der Photokathode als Folge der Durchsetzung des Eintrittsfensters mit einem elektrischen Feld (L. Lavoie: *Photocathode Poisoning* [21]) erbracht werden. Für einen weiteren Nachweisversuch wurde das Eintrittsfenster des Photomultipliers zur Hälfte mit Aluminiumfolie bedeckt (vgl. Abbildung 4.1.7). Für einen Zeitraum von drei Wochen wurde die Aluminiumfolie bei einem Potential von +4750 V, und die Photokathode bei einem Potential von -250 V betrieben. Unmittelbar nach Abschaltung des Feldes wurde die Aluminiumfolie entfernt und ein Quanteneffizienzscan entlang einer Linie auf der Oberfläche des Photomultipliers durchgeführt (Position der Linie siehe Abbildung 4.1.7). Nach drei Tagen wurde der Linienscan zum Erhalt von Vergleichswerten wiederholt, und anschließend ein Quanteneffizienzscan der kompletten Oberfläche durchgeführt. Zur Durchführung der Quanteneffizienzscans wurde derselbe Versuchsaufbau wie in den vorherigen Versuchsteilen verwendet. Die Parameter des Linienscans, einschließlich der Position der Linie, wurden, mit Ausnahme der Anzahl der Einzelmessungen (100 statt der vorherigen 20, da der Einfluss der periodischen Störung stärker ausfiel als bei den vorherigen Messungen), nicht verändert. Der vollständige Oberflächenscan wurde mit denselben Parametern wie unter 4.1.2 durchgeführt.

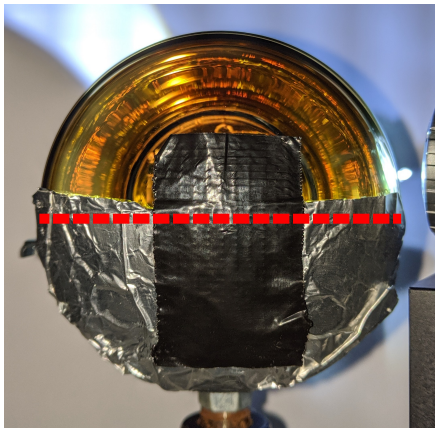
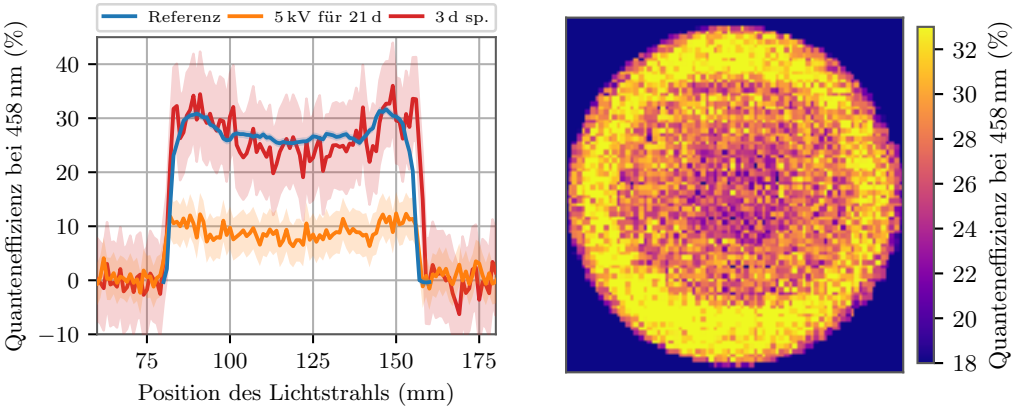


ABBILDUNG 4.1.7: Foto des PMTs, dessen Eintrittsfenster zur Hälfte mit Aluminiumfolie verkleidet wurde. Die gestrichelte Linie gibt den Pfad an, entlang dem die Linienscans durchgeführt wurden. Für die Durchführung der Scans wurde die Aluminiumfolie temporär entfernt. Die Ausrichtung des PMTs wurde im Vergleich zum in Abbildung 4.1.2d enthaltenen Foto nicht verändert.

Lediglich die Auflösung wurde zwecks Verkürzung der Messdauer von 0,75 mm auf 1 mm reduziert. Die Ergebnisse der Quanteneffizienzmessungen sind in Abbildung 4.1.8 illustriert.



(A) Dargestellt ist das Ergebnis zweier Linienscans direkt nach Abschaltung des Feldes (orange) sowie drei Tage später (rot), im Vergleich zur Referenzmessung (blau, selbe Daten wie in Abbildung 4.1.3b), welche vor Beeinflussung des Photomultipliers durch ein äußeres elektrisches Feld durchgeführt wurde. Die Linie zwischen den einzelnen Messpunkten repräsentiert keine bestimmte Funktion und dient lediglich der Orientierung. Die farblich markierten Bereiche um die Messwerte wurden per Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der Ströme berechnet. Wie unter 4.1.2 erläutert, geben diese nicht die echten Messunsicherheiten an, sondern dienen lediglich als obere Schranke bzw. als Indikator für den Einfluss der periodischen Störung.

(B) Dargestellt ist das Ergebnis des 2D-Scans, welcher unmittelbar nach der Aufnahme des Linienscans, welcher drei Tage nach Abschaltung des Feldes durchgeführt wurde (vgl. (A), rote Linie), durchgeführt wurde. Die Ausrichtung des Photomultipliers wurde gegenüber dem ersten Oberflächenscan in Abbildung 4.1.2c nicht verändert.

ABBILDUNG 4.1.8: Messergebnisse der Quanteneffizienz nach dreiwöchiger Durchsetzung des Eintrittsfensters des Photomultipliers mit einem elektrischen Feld.

Abbildung 4.1.8a zeigt, dass die Quanteneffizienz des Photomultipliers nach dreiwöchiger Beeinflussung der Photokathode durch das elektrische Feld im Vergleich zur Referenzmessung deutlich gesunken ist. Die Kurve besitzt dieselben qualitativen Merkmale wie die der vorherigen Scans (etwa die charakteristischen Erhöhungen der Quanteneffizienz im rechten und linken Randbereich), wobei die Messwerte mit ca. 11% im Bereich bei 90 mm bzw. 145 mm und unter 10% im Plateau dazwischen, im Vergleich zur Referenzmessung um über 40% geringer ausfallen. Die Verschiebung der rechten Flanke der Referenzmessung gegenüber den „neueren“ Linienscans ist durch unbeabsichtigte Änderung der Ausrichtung des Photomultipliers zu begründen. Weiterhin ist erkennbar, dass die Quanteneffizienz innerhalb von drei Tagen nach Abschaltung des Feldes wieder auf ein ähnliches Niveau wie vor der Beeinflussung durch das Feld angestiegen ist. Ein genauer Vergleich mit der Referenzmessung kann jedoch nicht durchgeführt werden, da die durch die periodische Störung bedingte Fluktuation der Messwerte im Vergleich zu den vorherigen Messungen deutlich erhöht ist. Über einen möglichen Zusammenhang zwischen der Stärke der Fluktuation der Messwerte und der Beeinflussung der Photokathode durch das elektrische Feld kann keine Aussage getroffen werden, da die Fluktuationen bereits in den vorherigen Messungen mit unterschiedlicher Stärke auftraten, deren Ursprung jedoch nicht bestimmt werden konnte (vgl. 4.1.2).

Im Ergebnis des vollständigen Oberflächenscans (vgl. Abbildung 4.1.8b) sind keine Unterschiede zwischen der durch das Feld beeinflussten unteren Hälfte des Photomultipliers, und der nicht beeinflussten oberen Hälfte erkennbar. Ein genauer Vergleich der beiden Seiten wird jedoch durch das starke Rauschen erschwert, welches sichtbar stärker ausfällt als beim vorherigen Oberflächenscan (vgl. Abbildung 4.1.2c). Dass in der Quanteneffizienz kein Unterschied zwischen der vom Feld durchsetzten und der nicht vom Feld durchsetzten Hälfte des Photomultipliers erkennbar ist, ist mit dem nach drei Tagen durchgeführten Linienscan vereinbar, welcher auf der vom Feld durchsetzten Seite des des Photomultiplier durchgeführt wurde (vgl. Abbildung 4.1.7), und deutlich eine Regeneration der Quanteneffizienz zeigt.

Abschließend kann festgehalten werden, dass, nach Beeinflussung des Photomultipliers durch ein elektrisches Feld mit großer räumlicher Ausdehnung (Hälfte des Eintrittsfensters) und hoher Feldstärke, ein signifikanter Rückgang der Quanteneffizienz um über 40% beobachtet wurde. Diese Beobachtung ist mit den Versuchsergebnissen von L. Lavoie/H. Krall und deren Hypothese, dass der Rückgang der Quanteneffizienz durch einen Drift von Natrium-Ionen vom Glas des Eintrittsfensters in die Photokathode erklärt werden kann, kompatibel (vgl. 3.6) [21]. Es ist vorstellbar, dass die Stärke des Drifts von der Beweglichkeit und der Konzentration der Ionen im Glas abhängig ist. Demnach würde die Stärke des Drifts mit der vom Feld durchsetzten Oberfläche und der Anwendungsdauer des Feldes skalieren, was erklären würde, weshalb im vorherigen Versuchsteil, wo beide Parameter geringer waren, kein Rückgang der Quanteneffizienz nachgewiesen wurde. Die festgestellte Regeneration der Quanteneffizienz konnte von Lavoie jedoch nicht beobachtet werden [21]. Dies kann durch mögliche Unterschiede in der Kathodenzusammensetzung zwischen dem von Lavoie verwendeten Photomultiplier und dem in dieser Arbeit untersuchten Hamamatsu R12199-02 begründet werden. Allerdings kann nicht ausgeschlossen werden, dass der in dieser Arbeit beobachtete Rückgang der Quanteneffizienz durch ein anderes, nicht näher bekanntes Phänomen, verursacht wurde, durch welches die Quanteneffizienz nicht permanent, sondern nur temporär beeinträchtigt wird.

4.2 Messung der Quanteneffizienz mit Licht unterschiedlicher-Wellenlängen

Im vorherigen Versuchsteil wurde der Einfluss äußerer elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz der Photokathode eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers untersucht. Es konnten Indizien dafür gefunden werden, dass eine Durchsetzung des Eintrittsfensters mit einem elektrischen Feld ausreichend hoher Stärke zu einer Reduktion der Quanteneffizienz führt. Bei allen Messungen wurde jedoch ausschließlich Licht mit einer Wellenlänge von 458 nm verwendet. Zur weiteren Untersuchung des Effektes wurde eine neue Messreihe durchgeführt, in welcher, im Gegensatz zur vorherigen Messreihe, ein besonderer Fokus auf die Wellenlänge des verwendeten Lichtes gelegt wurde. Das genaue Vorgehen und die erhaltenen Ergebnisse sollen nun erläutert werden.

4.2.1 Verfahren zur wellenlängenabhängigen Messung der Quanteneffizienz

Zur Bestimmung der Quanteneffizienz der Photokathode in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes wurde der Photomultiplier des Typs Hamamatsu R12199-02[16] in

[16] SN.: NO. ZB6171

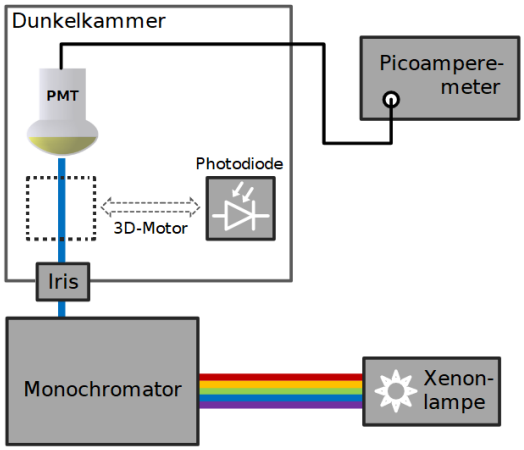


ABBILDUNG 4.2.1: Die Illustration zeigt den verwendeten Versuchsaufbau zur Messung der Quanteneffizienz eines Photomultipliers für Licht verschiedener Wellenlängen. Entnommen aus [2], modifiziert.

einer Dunkelkammer positioniert (vgl. Abbildung 4.2.1). Als Lichtquelle wurde eine Xenonlampe[17] verwendet, aus deren Spektrum mit einem Monochromator[18] ein Wellenlängenbereich mit einer Breite von unter 2 nm selektiert wurde. Die selektierte Lichtkomponente wurde durch eine verstellbare Iris in die Dunkelkammer geleitet. Der Öffnungswinkel des Lichtstrahls wurde dabei, durch Justierung der Iris, so gewählt, dass eine größtmögliche Fläche des Photomultipliers beleuchtet wurde, ohne dass Teile des Strahls das Eintrittsfenster des Photomultipliers verfehlen. Wie im vorherigen Versuchsteil wurde der unverstärkte Ausgangsstrom des Photomultipliers mit einem Picoamperemeter[19] an einer kurzgeschlossenen *QE-Base* abgegriffen (vgl. 4.1.1). Als Betriebsspannung[20] wurden erneut 250 V zwischen Kathode und geerdetem Dynodensystem gewählt. Als Referenzdetektor wurde eine kalibrierte Photodiode[21] mit bekannter Quanteneffizienz verwendet. Diese wurde an einem 3D-Motor befestigt, so dass sie bei Bedarf per Fernsteuerung in den Strahlengang gefahren werden konnte.

Zur Durchführung einer Quanteneffizienzmessung wurde mit dem Monochromator der gewünschte Wellenlängenbereich selektiert, mit welchem der Photomultiplier beleuchtet wurde. Der Ausgangsstrom des Photomultipliers, I^*_{PMT}, wurde mit dem Picoamperemeter abgegriffen, während sich die Photodiode nicht im Strahlengang befand (rechte Position in Abbildung 4.2.1). Zum Erhalt von Referenzwerten wurde die Photodiode in den Strahlengang gefahren (linke Position in Abbildung 4.2.1), und ihr Ausgangsstrom I^*_{Diode} gemessen. Zur Messung des Dunkelstroms $I_{\mathrm{PMT,\,dunkel}}$ des Photomultipliers wurde der Monochromator auf eine Wellenlänge von 1200 nm eingestellt, da der Photomultiplier in diesem Wellenlängenbereich nicht sensitiv ist. Während der Messung wurde die Photodiode in den Strahlengang gefahren, um mögliches Restlicht, welches durch die Iris gelangen könnte, vom Photomultiplier abzuschirmen. Für die Messung des Dunkelstroms $I_{\mathrm{Diode,\,dunkel}}$ der Photodiode wurde die Diode aus dem Strahlengang herausgefahren, um bestmöglich von Restlicht abgeschirmt zu sein. Der Monochromator war dabei weiterhin auf eine Wellenlänge von 1200 nm eingestellt, um eine unnötige Anregung des Photomultipliers während der Messung zu vermeiden. Aus den gemessenen Strömen wurde die Quanteneffizienz entsprechend Gleichung 4.1.2 bestimmt.

[17] LOT LSE140 / 160.25C
[18] LOT MSH-300
[19] Keithley 6482
[20] HV-Netzteil: EG&G ORTEC 478. *Crate*: Wenzel Elektronik N-C (SN.: F 7608/4).
[21] Newport 818-UV

4.2.2 Wellenlängenabhängiges Verhalten der Quanteneffizienz nach Durchsetzung des Photomultipliers mit einem elektrischen Feld

Zur Untersuchung des Einflusses äußerer elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz, in Abhängigkeit von der Wellenlänge des einfallenden Lichtes, wurde das Eintrittsfenster des untersuchten Photomultipliers, analog zum vorherigen Versuchsteil, zur Hälfte mit Aluminiumfolie bedeckt (vgl. Abbildung 4.1.7). Mit einem Hochspannungsnetzteil[22] wurde eine Potentialdifferenz von 4 kV zwischen der geerdeten Kathode und der Aluminiumfolie aufgebaut, um ein elektrisches Feld zu erzeugen. Während der Anwendung des elektrischen Feldes wurde der Photomultiplier in der Dunkelkammer positioniert, um eine Anregung durch Umgebungslicht zu vermeiden. In unregelmäßigen zeitlichen Abständen wurden die Aluminiumfolie entfernt und die Spannungsquelle gewechselt, um mit dem unter 4.2.1 erläuterten, in Abbildung 4.2.1 dargestellten Versuchsaufbau die Quanteneffizienz für unterschiedliche Wellenlängen zu messen.

Zur Messung der Quanteneffizienz wurden zuerst die Ausgangsströme der Photodiode für Licht einer Wellenlänge zwischen 250 nm und 750 nm gemessen. Die Wellenlänge wurde in 10 nm-Schritten gesteigert. Für jede Wellenlänge wurden zehn Einzelmessungen des Ausgangstroms der Photodiode durchgeführt, um einen Mittelwert und eine Standardabweichung zu erhalten. Anschließend wurde der Dunkelstrom des Photomultipliers gemessen (50 Einzelmessungen). Im Anschluss wurden die Ausgangsströme des beleuchteten Photomultipliers gemessen. Die Wellenlänge des Lichtes wurde dabei von 250 nm bis 750 nm in 10 nm-Schritten gesteigert. Für jede Wellenlänge wurden 50 Einzelmessungen des Stromes durchgeführt. Für die Bestimmung der Quanteneffizienz des Photomultipliers gemäß Gleichung 4.1.2 wurden die gemessenen Ströme gemittelt, und die Dunkelströme der Photodiode zu Null abgeschätzt. Auf die Messung des Dunkelstromes der Diode wurde bewusst verzichtet, da dieser um mehrere Größenordnungen kleiner ist als die anderen Ströme, und somit zur Verkürzung der Messdauer ignoriert werden kann. Die Gesamtdauer einer Messung inklusive Wechsel der Spannungsquelle und Entfernung/Wiederanbringung der Aluminiumfolie betrug ca. 30 Minuten. Die Ergebnisse der Quanteneffizienzmessungen sind in den Abbildungen 4.2.2 und 4.2.3 illustriert. Es ist zu beachten, dass die gemessenen Ströme, wie unter 4.1.2 ausführlich diskutiert, durch eine periodische Modulation variierender Amplitude und Periodendauer beeinflusst sind, welche nicht aus den Messwerten herausgerechnet werden kann. Die echten Unsicherheitsbereiche der Quanteneffizienz sind deshalb, wie diskutiert, nicht bekannt.

In der ersten Quanteneffizienzmessung, welche vor Beeinflussung des Photomultipliers durch ein äußeres elektrisches Feld durchgeführt wurde, wurde eine maximale Quanteneffizienz von 26,1%[23] bei einer Wellenlänge von 370 nm ermittelt. Für größere bzw. kleinere Wellenlängen fällt die Quanteneffizienz steil ab (vgl. Abbildung 4.2.2). Das erhaltene Ergebnis stimmt gut mit dem Ergebnis einer Versuchsreihe von S. Aiello *et al* überein, in welcher die Quanteneffizienz von 56 verschiedenen Photomultipliern des im Rahmen dieser Arbeit verwendeten Typs ermittelt wurde [23]. Mit 21,8% ist die Quanteneffizienz bei 458 nm um 2,6% geringer als die des im vorherigen Versuchsteil untersuchten Photomultipliers (vgl. 4.1.2, Mittelung der Quanteneffizienz über alle abgetasteten Punkte der Oberfläche des Photomultipliers bei einer Wellenlänge von 458 nm). Nach den Untersuchungen von S. Aiello *et al* sind Abweichungen von mehreren Prozent in der Quanteneffizienz bei Photomultipliern des selben Typs aber durchaus zu erwarten [23].

[22] CAEN DT1470ET

[23] Wie unter 4.1.2 erläutert, sind die Unsicherheiten der ermittelten Quanteneffizienzen, bedingt durch die periodische Modulation der gemessenen Ströme, nicht bekannt.

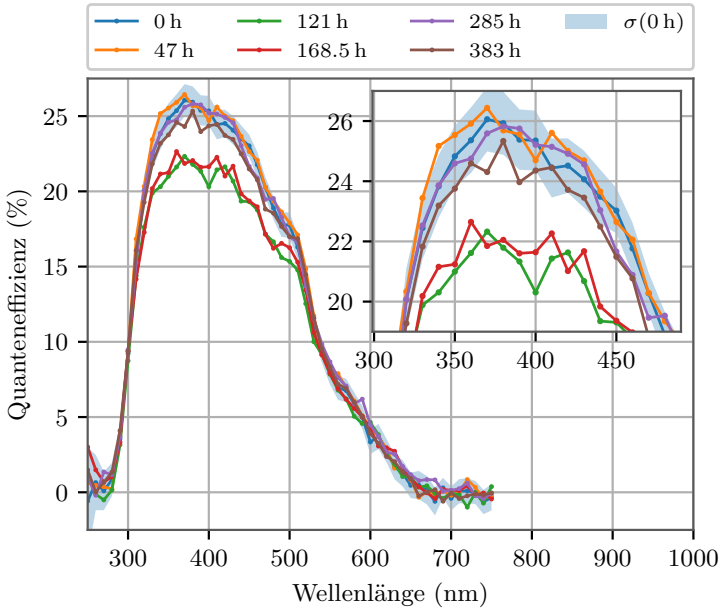
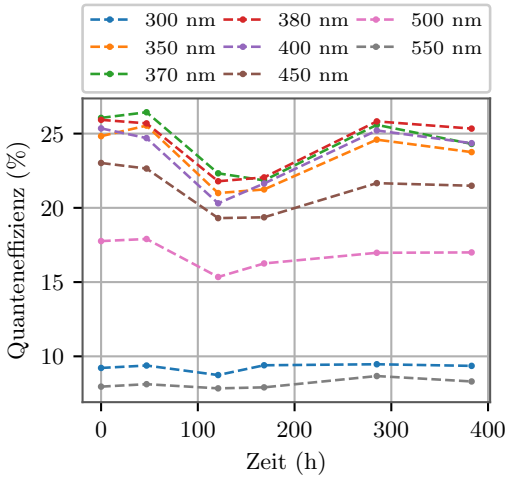
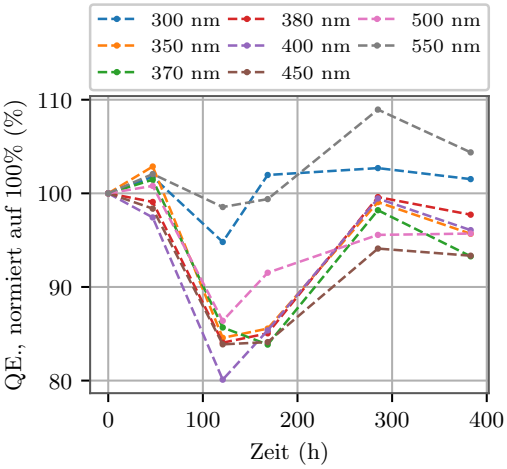


ABBILDUNG 4.2.2: Quanteneffizienz des PMTs in Abhängigkeit der Anwendungsdauer des elektrischen Feldes. Die Linien zwischen den Messpunkten repräsentieren keine bestimmte Funktion und dienen nur der Orientierung. σ ist ein nach Gleichung 4.1.2 per Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der Mittelwerte der Ströme berechneter Bereich, welcher ein Indikator für den Einfluss der unter 4.1.2 beschriebenen periodischen Modulation der Ströme, jedoch nur eine obere Schranke für den echten, unbekannten Unsicherheitsbereich ist. Der Übersichtlichkeit halber nur für 0 h dargestellt.



(A) Zeitlicher Verlauf der Quanteneffizienz für ausgewählte Wellenlängen



(B) Zeitlicher Verlauf der Quanteneffizienz für ausgewählte Wellenlängen, normiert auf die erste durchgeführte Messung

ABBILDUNG 4.2.3: Zeitlicher Verlauf der Quanteneffizienz für ausgewählte Wellenlängen, im Betrag (A) sowie normiert auf die erste durchgeführte Messung (B). Die Linien zwischen den Messpunkten repräsentieren keine bestimmte Funktion und dienen ausschließlich der Orientierung. Da die gemessenen Ströme durch die unter 4.1.2 analysierte periodische Modulation beeinflusst werden, sind genauen Unsicherheitsbereiche der Werte nicht bekannt.

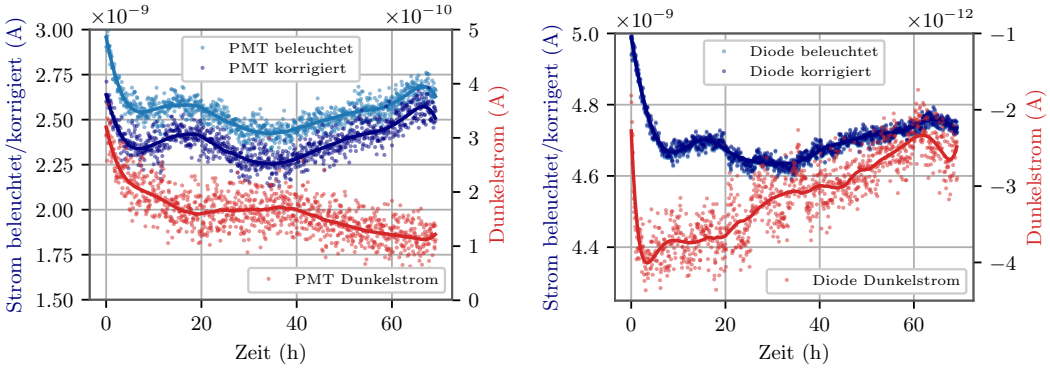
Nach 47-stündiger Beeinflussung des Photomultipliers durch ein elektrisches Feld sind in der Quanteneffizienz keine merkbaren Unterschiede zur vorherigen Messung erkennbar.

Eine deutliche Änderung tritt erst nach 121 Stunden auf. Dort beträgt die Quanteneffizienz im Maximum nur noch 22,3% (bei 370 nm), was einem Rückgang von 14,6% bezüglich der ersten Messung entspricht. Abbildung 4.2.3 verdeutlicht, dass vom Rückgang der Quanteneffizienz besonders die Wellenlängen betroffen sind, welche in der Nähe des Maximums liegen. Bei Wellenlängen von 350 nm und 450 nm sinkt die Quanteneffizienz nach 121 Stunden um 15,4% respektive 16,1% relativ zur ersten Messung. Bei einer Wellenlänge von 400 nm wird mit 19,9% der stärkste Rückgang beobachtet. In den Randbereichen, etwa bei 300 nm und 550 nm, fällt der Rückgang mit 5,2% bzw. 1,5% deutlich geringer aus. Nach einer Anwendungsdauer des Feldes von insgesamt 168,5 Stunden ist, mit Ausnahme einzelner Wellenlängen, kein Unterschied in der Quanteneffizienz zu der vorherigen Messung nach 121 Stunden erkennbar. Nach 285-stündiger Beeinflussung durch das elektrische Feld werden höhere Quanteneffizienzen gemessen, welche sich nur im einstelligen Prozentbereich von denen der ersten Messung unterscheiden (25,6% bei 370 nm). Nach insgesamt 383 Stunden fällt die Quanteneffizienz wieder leicht geringer aus (24,3% bei 370 nm).

Abschließend kann festgehalten werden, dass nach 121-stündiger Durchsetzung des Eintrittsfensters mit einem elektrischen Feld eine Reduktion der Quanteneffizienz beobachtet wurde, welche mit den Ergebnissen des vorherigen Versuchsteils (vgl. 4.1.4) und der Hypothese von L. Lavoie und H. Krall, nach welcher die Reduktion der Quanteneffizienz durch eine Migration von Natrium-Ionen vom Glas des Eintrittsfensters in die Photokathode hervorgerufen wird, vereinbar ist [21]. Die Reduktion der Quanteneffizienz fällt für die Wellenlängen, welche sich in der Nähe des Maximums befinden, sowohl absolut als auch relativ gesehen am stärksten aus. Ein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Quanteneffizienz und der Dauer der Beeinflussung des Photomultipliers durch das elektrische Feld kann jedoch nicht festgestellt werden, wie Abbildung 4.2.3 verdeutlicht. Besonders auffällig ist der Anstieg der Quanteneffizienz zwischen den Messungen nach 168,5-stündiger und 383-stündiger Belastung des Photomultipliers durch das Feld. Diese Beobachtung steht im Widerspruch zu den Ergebnissen des vorherigen Versuchsteils, in welchem eine Regeneration der Quanteneffizienz beobachtet wurde, jedoch erst nach längerer Abschaltung des Feldes (vgl. 4.1.4). Dieses Verhalten könnte möglicherweise durch einen Defekt der Spannungsquelle begründet werden, durch welchen nach Abschluss der vierten Messung (durchgeführt nach 168,5 h) kein elektrisches Feld mehr aufgebaut wurde.

4.2.3 Untersuchung des zeitlichen Verlaufs der Quanteneffizienz ohne äußeres elektrisches Feld

Da im vorherigen Versuchsteil kein eindeutiger Zusammenhang zwischen der Reduktion der Quanteneffizienz und der Anwendungsdauer des elektrischen Feldes festgestellt werden konnte, wurde unmittelbar nach Beendigung der letzten Quanteneffizienzmessung (nach 383-stündiger Belastung des Photomultipliers durch das elektrische Feld) eine weitere Messreihe angeschlossen. In dieser wurde der zeitliche Verlauf der Quanteneffizienz bei Beleuchtung des Photomultipliers mit Licht einer Wellenlänge von 380 nm beobachtet. Dazu wurde der Monochromator auf die entsprechende Wellenlänge eingestellt, und über einen Zeitraum von ca. 69,2 Stunden in einer Dauerschleife Messungen vom Ausgangsstrom des beleuchteten Photomultipliers, des Dunkelstroms der Photodiode, des Dunkelstroms des Photomultipliers und des Ausgangsstroms der beleuchteten Photodiode in genau dieser Reihenfolge durchgeführt. Zum Erhalt eines Mittelwertes und einer Standardabweichung wurden jeweils 50 Einzelmessungen des Stromes durchgeführt. Die aufgezeichneten Ströme und die daraus gemäß Gleichung 4.1.2 ermittelte Quanteneffizienz sind in den Abbildungen 4.2.4 respektive 4.2.5 illustriert.



(A) Verlauf des Ausgangsstroms, des Dunkelstroms und des um den Dunkelstrom korrigierten Ausgangsstroms des Photomultipliers

(B) Verlauf des Ausgangsstroms, des Dunkelstroms und des um den Dunkelstrom korrigierten Ausgangsstroms der Photodiode (Ausgangsstrom und korrigierter Strom sind aufgrund der geringen Größe des Dunkelstroms schwer unterscheidbar)

ABBILDUNG 4.2.4: Jeder Punkt repräsentiert den Mittelwert aus 50 Einzelmessungen. Die Standardabweichungen der Mittelwerte wurden der Übersichtlichkeit halber nicht eingezeichnet. Die Linien repräsentieren an die Daten angepasste Savitzky-Golay-Filter (Fensterlänge 311 Datenpunkte, Regressionspolynom siebter Ordnung).

Die Ausgangsströme des beleuchteten Photomultipliers und der beleuchteten Photodiode weisen qualitativ einen sehr ähnlichen zeitlichen Verlauf auf. Als Ursache wird die zeitliche Änderung der Intensität des Lichtes der Xenonlampe vermutet - diese konnte bereits in vorherigen Experimenten in ähnlicher Form beobachtet werden [24]. Im zeitlichen Verlauf des Dunkelstroms der Diode ist bei genauem Hinsehen eine periodische Modulation erkennbar. Es liegt die Vermutung nahe, dass es sich um die gleiche periodische Störung handelt, welche unter 4.1.2 näher betrachtet wurde, jedoch mit unterschiedlicher Amplitude und Periode. Aufgrund der geringen Größe des Dunkelstroms der Photodiode beeinflusst die Störung jedoch nicht die Ergebnisse der Quanteneffizienz.

Abbildung 4.2.5 zeigt, dass sich die aus den Strömen ermittelte Quanteneffizienz innerhalb von ca. 70 Stunden um mehrere Prozent ändert (Schwankung zwischen ca. 20,8% und ca. 25,6%). Auffällig ist, dass der zeitliche Verlauf der Quanteneffizienz qualitativ eine starke Ähnlichkeit zum zeitlichen Verlauf der Ausgangsströme von Photomultiplier und Photodiode aufweist. Dies widerspricht den theoretischen Erwartungen, entsprechend derer die zeitlichen Änderungen der Intensität der Lichtquelle durch die Normierung der Ströme des Photomultipliers auf die Ströme der Photodiode aus der Quanteneffizienz eliminiert werden sollten (vgl. Gleichung 4.1.2). Als möglicher Grund für dieses Verhalten wird in Betracht gezogen, dass für einen der Ströme permanent zu hohe oder zu niedrige Werte aufgezeichnet worden sein könnten. Wären etwa die Ausgangsströme des beleuchteten oder des unbeleuchteten Photomultipliers mit einer Verschiebung des Betrages um einen Wert I_Δ gemessen worden, ergäbe sich die Quanteneffizienz zu

$$\begin{aligned} \mathrm{QE}_{\mathrm{PMT}} &= \frac{I^*_{\mathrm{PMT}} - I_{\mathrm{PMT,\,dunkel}} + I_\Delta}{I^*_{\mathrm{Diode}} - I_{\mathrm{Diode,\,dunkel}}} \cdot \mathrm{QE}_{\mathrm{Diode}} \\ &= \frac{I^*_{\mathrm{PMT}} - I_{\mathrm{PMT,\,dunkel}}}{I^*_{\mathrm{Diode}} - I_{\mathrm{Diode,\,dunkel}}} \cdot \mathrm{QE}_{\mathrm{Diode}} + \frac{I_\Delta}{I^*_{\mathrm{Diode}} - I_{\mathrm{Diode,\,dunkel}}} \cdot \mathrm{QE}_{\mathrm{Diode}}. \end{aligned} \tag{4.2.1}$$

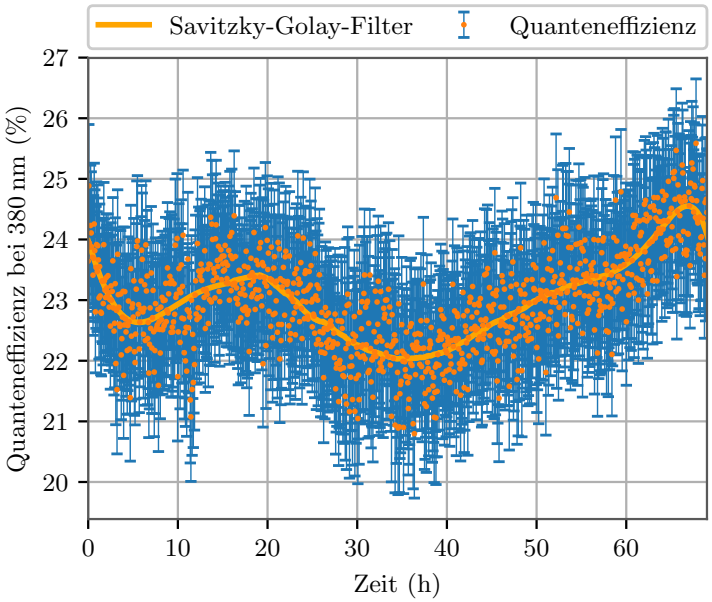


ABBILDUNG 4.2.5: Zeitlicher Verlauf der Quanteneffizienz. Die Fehlerbalken wurden per Fehlerfortpflanzung aus den Standardabweichungen der Mittelwerte der Ströme errechnet und entsprechen, wie unter 4.1.2 erläutert, nur einer oberen Schranke der tatsächlichen, unbekannten Unsicherheiten. Die Linie repräsentiert einen an die Daten angepassten Savitzky-Golay-Filter (Fensterlänge 311 Datenpunkte, Regressionspolynom siebter Ordnung).

In dieser Darstellung wird leicht ersichtlich, dass der zeitliche Verlauf der Quanteneffizienz über den zweiten Summanden durch den zeitlichen Verlauf des Ausgangsstroms der Diode moduliert wird. Denkbar wäre etwa, dass der Dunkelstrom des Photomultipliers permanent zu hoch aufgezeichnet wurde. Im Rahmen dieser Arbeit konnte jedoch keine Ursache für eine solche Verschiebung gefunden werden.

Weiterhin ist zu berücksichtigen, dass durch den Monochromator Beugungslicht höherer Ordnungen in die Dunkelkammer gelangen kann. Die Wellenlängen dieser Komponenten entsprechen dabei nicht der vom Monochromator selektierten Wellenlänge. In früheren Experimenten wurde beobachtet, dass sich die spektrale Zusammensetzung des Lichtes der Xenonlampe im zeitlichen Verlauf ändern kann [24]. Ändern sich die Intensitäten der verschiedenen Komponenten im zeitlichen Verlauf unterschiedlich stark, so ändert sich auch das Verhältnis zwischen den Größen I^*_{PMT} und I^*_{Diode}, da beide Komponenten unterschiedliche Quanteneffizienzen besitzen. Abhängig vom genauen zeitlichen Verlauf der höheren Ordnungen kann auf diese Weise ebenfalls eine Modulation der ermittelten Quanteneffizienz durch die Intensität der Xenonlampe begründet werden.

Insgesamt fällt die Beurteilung des erhaltenen Ergebnisses für den zeitlichen Verlauf der Quanteneffizienz schwer, da aus den vorhandenen Daten keine Rückschlüsse darüber gezogen werden können, welche genaue Ursache die Modulation durch die Intensität der Xenonlampe hat, und zu welchem Teil sie die Ergebnisse quantitativ beeinflusst. Weiterhin kann keine Aussage darüber getroffen werden, wie stark die Modulation für andere Wellenlängen als die verwendeten 380 nm ausfällt. Somit kann auch keine Aussage darüber getroffen werden, ob bzw. zu welchem Teil der unter 4.2.2 beobachtete Rückgang der Quanteneffizienz tatsächlich durch die Auswirkungen des elektrischen Feldes, und nicht durch die Modulation der Quanteneffizienz durch die Intensität des Lichtes der Xenonlampe zu begründen ist.

4.3 Untersuchung der Dunkelrate

Im dritten Versuchsteil wurden die Auswirkungen hoher elektrischer Felder auf die Dunkelrate eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers[24] untersucht. Dazu wurde, analog zu

[24] SN.: NO. ZC1292

den vorherigen Versuchsteilen, das Eintrittsfenster des Photomultipliers zur Erzeugung eines elektrischen Feldes mit Aluminiumfolie verkleidet. In Abhängigkeit der Anwendungsdauer und der Stärke des Feldes wurden Messungen der Dunkelrate durchgeführt. Das genaue Vorgehen und die erhaltenen Ergebnisse sollen nun erläutert werden.

4.3.1 Verfahren zur Messung der Dunkelrate

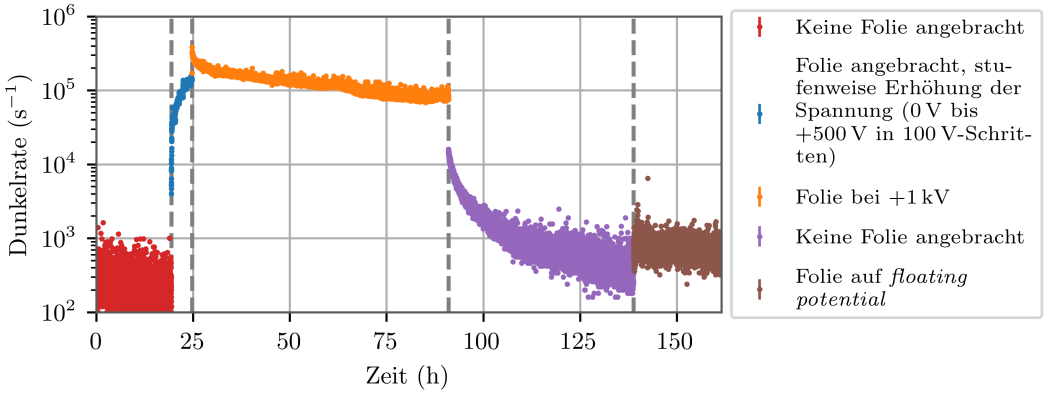
Zur Messung der Dunkelrate wurde der Photomultiplier in einer Dunkelkammer positioniert. Die Ausgangssignale wurden mit einem Oszilloskop[25] im Pulsmodus erfasst. Über ein Hochspannungsnetzteil[26] und eine *Base* mit Spannungsteiler zwischen den einzelnen Dynoden wurde der Photomultiplier mit einer negativen Betriebsspannung von 1000 V (typischer *Gain*: $5,0 \cdot 10^6$ [14]) zwischen Kathode und geerdeter Anode versorgt. Die Messung der Dunkelrate erfolgte durch Zählung aller Spannungspulse, welche eine Amplitude von 2,5 mV überschritten. Die Wahl dieses Trigger-Levels erfolgte empirisch durch Beobachtung der Nulllinie des Oszilloskops. Der Messzeitraum zur Zählung der Pulse betrug jeweils 50 ms. Durch Multiplikation mit einem Faktor 20 wurde die Dunkelrate in Pulsen pro Sekunde errechnet. Bedingt durch diese Art der Berechnung beträgt die Auflösung der Messwerte ± 20 Pulse/s. Bezüglich der Messunsicherheiten wird von einer Poissonverteilung der Zahl der gemessenen Pulse ausgegangen.

4.3.2 Charakterisierung des Einflusses eines äußeren elektrischen Feldes auf die Dunkelrate

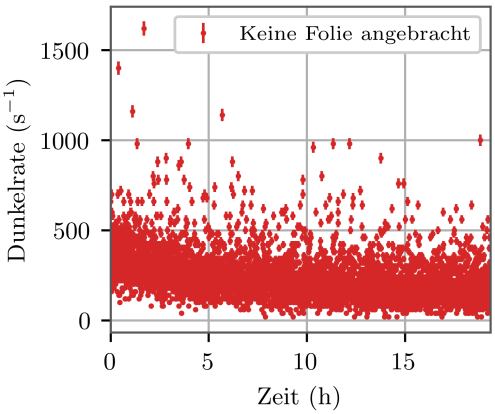
Zur Untersuchung des Einflusses eines äußeren elektrischen Feldes auf die Dunkelrate wurde eine Messreihe durchgeführt, in welcher kontinuierlich die Dunkelrate des Photomultipliers gemessen wurde. Das Eintrittsfenster des Photomultipliers wurde dabei mit Aluminiumfolie verkleidet, deren elektrisches Potential zu unterschiedlichen Zeiten verändert wurde, um elektrische Felder verschiedener Stärke zu erzeugen.

Zwölf Stunden vor Durchführung der ersten Messung wurde der Photomultiplier (ohne Aluminiumfolie) in der Dunkelkammer positioniert, um die Beeinflussung der Messergebnisse durch eine eventuelle vorherige Anregung des Photomultipliers durch das Umgebungslicht zu reduzieren. Anschließend wurde über einen Zeitraum von ca. 20 Stunden die Dunkelrate gemessen. Nach Beendigung der Messung wurde die Dunkelkammer (bei abgedunkelter Umgebung) für ca. eine Minute geöffnet, um die untere Hälfte des Eintrittsfensters des Photomultipliers mit Aluminiumfolie zu versehen (vgl. Abbildung 4.1.7). Die Folie wurde über ein Hochspannungsnetzteil[27] mit dem Erdpotential verbunden[28]. Nach Verschluss der Dunkelkammer wurde die Messung der Dunkelrate fortgesetzt. Das Potential der Aluminiumfolie wurde während der Messung stündlich in 100 V-Schritten von 0 V (Erdpotential) auf +500 V erhöht (+500 V wurden für lediglich 20 Minuten aufrechterhalten). Anschließend wurde das Potential der Aluminiumfolie für ca. 66 Stunden auf +1000 V erhöht. Hiernach wurde die Messung der Dunkelrate für ca. eine Minute unterbrochen, um die Dunkelkammer (bei abgedunkelter Umgebung) zu öffnen und die Aluminiumfolie vom Photomultiplier zu entfernen. Die Messung der Dunkelrate wurde anschließend für weitere 48 Stunden fortgeführt. Abschließend wurde die Folie wieder angebracht, jedoch nicht mit einer Spannungsquelle verbunden (*floating potential*). Die Dunkelrate wurde für weitere ca. 23 Stunden aufgezeichnet. Die Ergebnisse der Dunkelratenmessungen sind in Abbildung 4.3.1 illustriert.

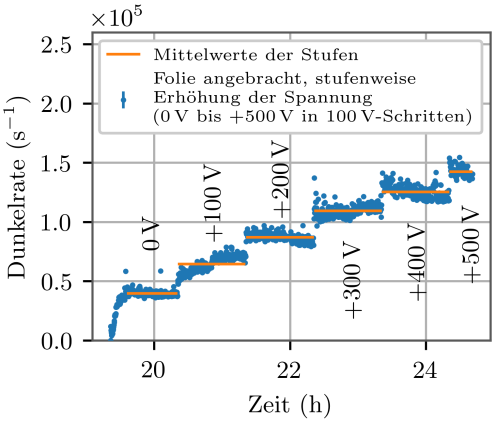
[25] PicoScope 6404C
[26] HV-Netzteil: iseg NHQ 224M. *Crate*: Wiener UEN 03 (SN.: 2000675/93).
[27] CAEN DT1470ET
[28] Ist die Folie mit dem Erdpotential verbunden, besteht eine Potentialdifferenz von 1000 V zur Kathode.



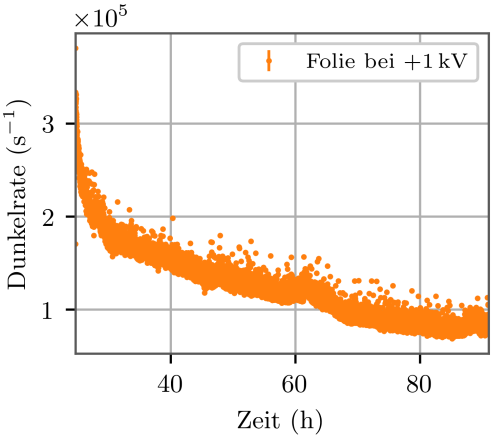
(A) Alle Dunkelratenmessungen im zeitlichen Verlauf (Fehlerbalken kleiner als Symbolgröße)



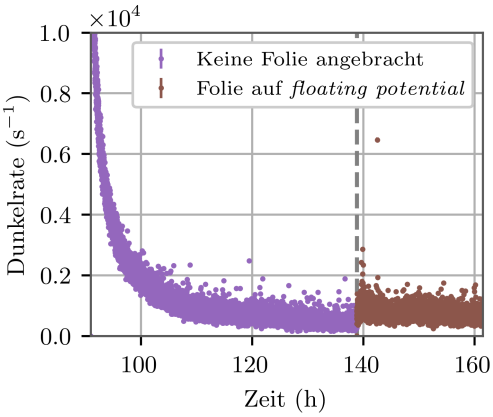
(B) Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate ohne Aluminiumfolie



(C) Verlauf der Dunkelrate bei stufenweiser Erhöhung des Potentials der Aluminiumfolie (eingetragen)



(D) Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate mit Potential der Aluminiumfolie auf +1000 V



(E) Zeitlicher Verlauf der Dunkelrate ohne Aluminiumfolie bzw. mit Folie auf *floating potential*

ABBILDUNG 4.3.1: Darstellung des zeitlichen Verlaufs der Dunkelrate (Fehlerbalken teilweise kleiner als Symbolgröße).

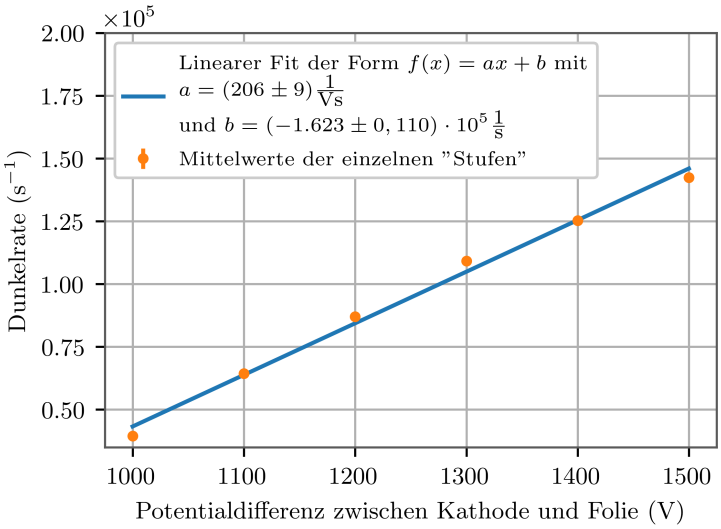


ABBILDUNG 4.3.2: Mittelwerte der Dunkelrate der einzelnen „Stufen“ in Abbildung 4.3.1c, aufgetragen gegen die Potentialdifferenz zwischen Aluminiumfolie und Photokathode (Photokathode bei −1000 V), inklusive linearem Funktionsfit. Fehlerbalken (Standardabweichungen der Mittelwerte der „Stufen“) kleiner als Symbolgröße.

Ohne Beeinflussung des Photomultipliers durch ein äußeres elektrisches Feld beträgt die Dunkelrate nach ca. 20 Stunden etwa 200 s^{-1}. Dieser Wert stimmt mit den Ergebnissen aus früheren Untersuchungen von Photomultipliern desselben Typs überein [25]. Der erkennbare Abfall der Dunkelrate vom Beginn bis zum Ende der Messung kann dadurch erklärt werden, dass der Photomultiplier vor Beginn der Messung von Umgebungslicht angeregt wurde.

Wird eine Hälfte des Eintrittsfensters des Photomultipliers mit Aluminiumfolie bedeckt, und diese mit dem Erdpotential verbunden (die Potentialdifferenz zwischen Photokathode und Folie beträgt dann 1000 V), steigt die Dunkelrate innerhalb von etwa 20 Minuten auf einen Wert von ca. 40.000 s^{-1} an. Dieser Anstieg der Dunkelrate ist mit der von L. Lavoie und H. Krall geäußerten Vermutung vereinbar, nach welcher ein elektrisches Feld eine Driftbewegung von Natriumionen aus dem Glas des Eintrittsfenster in die Photokathode verursacht, wodurch letztere geschädigt wird und ihr Verhalten ändert [18, 21]. Die Tatsache, dass sich die Dunkelrate nach kurzer Zeit auf einem stabilen Niveau einpendelt, kann möglicherweise dadurch begründet werden, dass die zur Kathode driftenden Ionen ein elektrisches Feld in entgegengesetzte Richtung aufbauen. Bei stufenweiser Erhöhung des Potentials der Aluminiumfolie steigt die Dunkelrate weiter bis auf ca. 142.000 s^{-1} bei +500 V (Potentialdifferenz von 1500 V) an. Der Anstieg kann dadurch begründet werden, dass mit zunehmender Stärke des äußeren Feldes die Anzahl der Ionen, welche zur Kathode transportiert werden muss, bis das dadurch erzeugte Gegenfeld zu einem Kräftegleichgewicht führt, steigt. Der Fit einer linearen Funktion in Abbildung 4.3.2 verdeutlicht, dass dieser Anstieg der Dunkelrate mit der Potentialdifferenz zwischen Kathode und Folie im untersuchten Spannungsbereich in grober Näherung als linear angesehen werden kann.

Wird das Potential der Aluminiumfolie auf +1000 V erhöht (Potentialdifferenz von 2000 V zwischen Folie und Kathode), steigt die Dunkelrate erst auf ca. 380.000 s^{-1} an, und fällt innerhalb der nächsten ca. 63 Stunden auf einen Wert von ca. 80.000 s^{-1} ab (vgl. Abbildung 4.3.1d). Für dieses Verhalten kann keine eindeutige Erklärung gefunden werden. Als mögliche Ursache kommt in Frage, dass durch eine Fehlfunktion der Spannungsquelle das Potential der Aluminiumfolie nur sehr kurzzeitig auf +1000 V angehoben wurde. Dies würde den Abfall der Dunkelrate auf ein Niveau unterhalb der bei +500 V gemessenen 142.000 s^{-1} begründen.

Wird die Aluminiumfolie vom Eintrittsfenster entfernt, sinkt die Dunkelrate innerhalb von ca. 48 Stunden in einem annähernd exponentiellen Verlauf auf einen Wert von ca. 450 s^{-1} ab (vgl. Abbildung 4.3.1e). Dies entspricht etwa dem 2,25-fachen der Dunkelrate, welche

vor Beeinflussung des Photomultipliers durch ein äußeres elektrisches Feld gemessen wurde. Aufgrund der begrenzten Messdauer kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob die Dunkelrate im zeitlichen Verlauf noch weiter in Richtung des ursprünglichen Niveaus gesunken wäre. Aufgrund des exponentiellen Verlaufs der Dunkelrate wird dies jedoch für wahrscheinlich befunden.

Wird die Aluminiumfolie wieder auf dem Eintrittsfenster des Photomultipliers angebracht, jedoch nicht mit einer Spannungsquelle verbunden und auf *floating potential* belassen, stabilisiert sich die Dunkelrate, nach einer anfänglichen Erhöhung auf ca. $800\,\mathrm{s}^{-1}$, welche durch die Anregung des Photomultipliers bei der Öffnung der Dunkelkammer erklärt werden kann, auf einem Niveau von ca. $650\,\mathrm{s}^{-1}$ (vgl. Abbildung 4.3.1e). Diese Erhöhung der Dunkelrate könnte dadurch verursacht werden, dass die Potentialdifferenz zwischen der Photokathode und der Aluminiumfolie auf *floating potential* ausreichend ist, um einen Transport von Natrium-Ionen zur Photokathode zu verursachen, welcher zu einer messbaren Erhöhung der Dunkelrate führt.

Abschließend ist festzustellen, dass elektrische Felder in der Nähe der Photokathode zur Erhöhung der Dunkelrate um mehrere Größenordnungen führen. Als Grund für die Erhöhung der Dunkelrate wird eine durch das elektrische Feld bedingte Migration von Natrium-Ionen aus dem Glas des Eintrittsfensters in die Photokathode angenommen. In den erhaltenen Versuchsergebnissen konnten keine Anzeichen dafür gefunden werden, dass die Dunkelrate des Photomultipliers nach Beeinflussung durch das elektrische Feld permanent erhöht bleibt. Der Effekt scheint, zumindest für die in diesem Experiment verwendeten Feldstärken und Anwendungsdauern, reversibel zu sein.

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Bachelorarbeit wurden die Auswirkungen hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz der Photokathode und das Rauschverhalten eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers untersucht. Dazu wurden drei Versuchsreihen durchgeführt, deren wichtigste Ergebnisse nun zusammengefasst werden sollen.

Im der ersten Versuchsreihe wurden ortsaufgelöste Messungen der Quanteneffizienz nach Durchsetzung des Eintrittsfensters des Photomultipliers mit einem elektrischen Feld durchgeführt. Bei geringer räumlicher Ausdehnung des elektrischen Feldes (ca. 2 cm breites Rechteck) konnten nach 190 Stunden keine Auswirkungen auf die Quanteneffizienz festgestellt werden. Nach Erhöhung des vom Feld durchsetzten Oberflächenanteils (Hälfte des Eintrittsfensters) und Steigerung der Anwendungsdauer auf 500 h konnte ein Rückgang der Quanteneffizienz um über 40% beobachtet werden. Diese Beobachtung ist mit der Hypothese von L. Lavoie und H. Krall vereinbar, nach welcher der Rückgang der Quanteneffizienz durch einen Transport von Natrium-Ionen vom Glas des Eintrittsfensters in die Photokathode erklärt werden kann (*photocathode poisoning*) [21]. Innerhalb von drei Tagen nach Abschaltung des Feldes wurde eine Regeneration der Quanteneffizienz auf das Niveau vor Durchsetzung mit dem Feld beobachtet. Dieses Verhalten widerspricht den Beobachtungen von Lavoie.

In einer zweiten Versuchsreihe wurde der Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Quanteneffizienz mit Licht verschiedener Wellenlängen untersucht. Nach 121-stündiger Anwendung des Feldes wurde ein Rückgang der Quanteneffizienz festgestellt, welcher für Wellenlängen in der Nähe des Quanteneffizienzmaximums stärker ausfiel als für Wellenlängen weiter abseits des Maximums. Im weiteren zeitlichen Verlauf wurde jedoch, trotz Anwendung des elektrischen Feldes, eine Regeneration der Quanteneffizienz beobachtet, was im Widerspruch zu den Ergebnissen des vorherigen Versuchsteils steht. Als Ursache kommt ein Defekt der Hochpannungsquelle in Frage, welcher den Aufbau des elektrischen Feldes verhinderte. In einer weiteren Messung wurde beobachtet, dass der zeitliche Verlauf der Quanteneffizienz bei fester Wellenlänge von 380 nm durch die Intensität der Xenonlampe moduliert war. Als mögliche Erklärung kommt in Frage, dass sich die spektrale Zusammensetzung der Xenonlampe im zeitlichen Verlauf ändert, und Beugungslicht höherer Ordnungen durch den Monochromator in die Dunkelkammer gelangt. Dies würde eine zeitliche Änderung des Verhältnisses der Ausgangsströme von Photomultiplier und Diode verursachen, was die Modulation der Quanteneffizienz begründen würde. Da kein eindeutiger Grund für die Modulation gefunden wurde, kann keine Aussage darüber getroffen werden, ob das zuvor beobachtete, wellenlängenabhängige Verhalten der Quanteneffizienz ebenfalls durch die Modulation, oder durch das elektrische Feld und einen Defekt der Spannungsquelle verursacht wurde. Zur Klärung des Sachverhaltes sollten in zukünftigen Experimenten die Spannungsquelle auf Fehler überprüft, und die zeitliche Änderung der spektralen Zusammensetzung des Lichtes der Xenonlampe untersucht werden.

In einer dritten Messreihe wurde der Einfluss eines elektrischen Feldes auf die Dunkelrate des Photomultipliers untersucht. Es konnte gezeigt werden, dass die Anwendung des elektrischen Feldes zu einer Erhöhung der Dunkelrate um mehrere Größenordnungen führt. Diese Ergebnisse sind ebenfalls mit der Hypothese des *photocathode poisoning* kompatibel

(siehe auch [18]). Weiterhin wurde beobachtet, dass die Dunkelrate nach Abschaltung des Feldes innerhalb mehrerer Stunden wieder auf das ursprüngliche Niveau abfällt.

Aufgrund einer periodischen Modulation der gemessenen Ausgangsströme von Photomultiplier und Photodiode konnten die Unsicherheitsbereiche der ermittelten Quanteneffizienzen nicht bestimmt werden. Es scheint demnach sinnvoll, die durchgeführten Messungen mit anderen Messgeräten zu wiederholen, um die Reproduzierbarkeit zu prüfen und die Unsicherheitsbereiche zu bestimmen.

Auf Basis der erhaltenen Versuchsergebnisse wäre eine Untersuchung des beobachteten Verhaltens der Quanteneffizienz bei Anwendung eines elektrischen Feldes aus materialphysikalischer Sicht zielführend, um die Korrektheit der Hypothese des *photocathode poisoning* von L. Lavoie und H. Krall zu überprüfen. Ferner wäre auch eine Untersuchung des beobachteten Regenerationsverhaltens der Quanteneffizienz nach Anwendung eines elektrischen Feldes interessant. Dafür empfiehlt sich die Verwendung einer monochromatischen Lichtquelle (wie etwa einer gepulsten LED), um die Möglichkeit der Modulation der Quanteneffizienz durch die Intensität der Lichtquelle von vornherein auszuschließen.

Bezüglicher der Verwendung metallischer Reflektoren im mDOM, welche in Nähe der Kathoden der Photomultiplier angebracht werden, kann die Schlussfolgerung gezogen werden, dass keine negativen Einflüsse auf die Quanteneffizienz zu erwarten sind, solange die Reflektoren auf Kathodenpotential betrieben werden. Wird durch einen mechanischen Defekt die Verbindung eines Reflektors zum Kathodenpotential getrennt, befindet sich dieser zunächst auf *floating potential*, sodass sein Potential über einen längeren Zeitraum durch elektrostatische Entladungen an das Potential der Umgebung, etwa an das der Kathode oder das eines benachbarten Reflektors, angeglichen wird. Da die verschiedenen PMTs im mDOM mit Spannungen zwischen 900 V und 1500 V betrieben werden, kann die Potentialdifferenz des betroffenen Reflektors zur „eigenen“ Photokathode, nach diesem Ausgleich, höchstens 600 V betragen. Muss ein PMT aufgrund eines Defektes abgeschaltet werden, liegt der zugehörige Reflektor auf Erdpotential, wodurch die Potentialdifferenz zur Photokathode des nächsten Photomultipliers bis zu 1500 V (maximale Betriebsspannung) betragen kann. Diese Potentialdifferenz ist deutlich geringer als jene, bei welcher eine Reduktion der Quanteneffizienz beobachtet wurde ($\approx 5\,\mathrm{kV}$). Unter Berücksichtigung, dass das Feld zwischen Reflektor und Kathode einen deutlich geringeren Feldgradienten im Glas des Eintrittsfensters verursacht, als das im Rahmen der vorliegenden Bachelorarbeit verwendete Feld (Aluminiumfolie direkt und großflächig auf Eintrittsfenster aufgebracht), kann eine funktionseinschränkende Verringerung der Quanteneffizienz als sehr unwahrscheinlich angenommen werden. Lediglich die zu erwartende Erhöhung der Dunkelrate um mehrere Größenordnungen kann zu Problemen führen, da die Bandbreite der Datenverbindung zwischen PMT und Kontrolleinheit beschränkt ist.

Literatur

[1] C. L. Cowan u. a. „Detection of the Free Neutrino: a Confirmation“. In: *Science* 124.3212 (Juli 1956), S. 103–104. DOI: 10.1126/science.124.3212.103. URL: https://doi.org/10.1126/science.124.3212.103.

[2] Lew Classen. „The mDOM – a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope“. Diss. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg, 2017.

[3] U.F. Katz und Ch. Spiering. „High-energy neutrino astrophysics: Status and perspectives“. In: *Progress in Particle and Nuclear Physics* 67.3 (Juli 2012), S. 651–704. DOI: 10.1016/j.ppnp.2011.12.001.

[4] John V. Jelley. „Cherenkov Radiation: Its Properties, Occurrence, and Uses“. In: *Photochemical and Photobiological Reviews*. Springer US, 1983, S. 275–318. DOI: 10.1007/978-1-4684-4505-3_6.

[5] *Machscher Kegel (schematisch)*. Gemeinfreie Datei aus Wikipedia Commons, veröffentlicht unter GNU-Lizenz für freie Dokumentation, abgerufen am 08.11.2019, 14:56 Uhr. URL: de.wikipedia.org/wiki/Datei:Mach.svg.

[6] *Grafik: „The schematic of Cherenkov radiation for a particle moving at velocity u“*. Abgerufen am 08.11.2019., 14:56 Uhr. URL: large.stanford.edu/courses/2014/ph241/alaeian2/.

[7] Grafik: Schematische Darstellung des IceCube Neutrino Observatoriums, abgerufen am 08.11.2019, 15:00 Uhr. URL: http://gallery.icecube.wisc.edu/web/var/albums/Press-Root-Album/Detector/ArrayWSeasonsLabelsAmanda.jpg.

[8] M.G. Aartsen u. a. „The IceCube Neutrino Observatory: instrumentation and online systems“. In: *Journal of Instrumentation* 12.03 (März 2017), P03012–P03012. DOI: 10.1088/1748-0221/12/03/p03012. URL: https://doi.org/10.1088/1748-0221/12/03/p03012.

[9] University of Wisconsin–Madison. *IceCube South Pole Neutrino Observatory Detector*. Abgerufen am 08.11.19, 15:19 Uhr. URL: https://icecube.wisc.edu/science/icecube/detector.

[10] R. Abbasi Et al. „The design and performance of IceCube DeepCore“. In: *Astroparticle Physics* 35.10 (Mai 2012), S. 615–624. DOI: 10.1016/j.astropartphys.2012.01.004.

[11] M.G. Aartsen u. a. „IceCube-Gen2: A Vision for the Future of Neutrino Astronomy in Antarctica“. In: *arXiv:1412.5106* (Dez. 2014).

[12] Hermann Kolanoski und Norbert Wermes. *Teilchendetektoren*. Springer Berlin Heidelberg, 2016. DOI: 10.1007/978-3-662-45350-6.

[13] Martin Antonio Unland Elorrieta. *Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions*. Masterarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2017.

[14] Hamamatsu Photonics K.K. *Photomultiplier tube R12199*. Abgerufen am 08.11.19, 15:23 Uhr. URL: https://www.hamamatsu.com/eu/en/product/type/R12199/index.html.

[15] Carole Marmonier S-O Flyckt. *PHOTOMULTIPLIER TUBES principles & applications*. Re-edited September 2002, Photonis, Brive, France.

[16] Raffaela Busse. *Setup and commissioning of a test stand for detailed investigations of quantum efficiency characteristics of photomultiplier tubes, and initial studies for IceCube-Gen2*. Masterarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2017.

[17] Hamamatsu Photonics K.K. *PHOTOMULTIPLIER TUBES Basics and Applications*. 2007.

[18] M.A. Unland Elorrieta u. a. „Characterisation of the Hamamatsu R12199-01 HA MOD photomultiplier tube for low temperature applications“. In: *Journal of Instrumentation* 14.03 (März 2019), P03015–P03015. DOI: 10.1088/1748-0221/14/03/p03015.

[19] William R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Berlin Heidelberg, 1994. DOI: 10.1007/978-3-642-57920-2.

[20] Charles K. Sinclair. „DC photoemission electron guns as ERL sources“. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment* 557.1 (Feb. 2006), S. 69–74. DOI: 10.1016/j.nima.2005.10.053.

[21] Louis Lavoie. „Photomultiplier Cathode Poisoning“. In: *Review of Scientific Instruments* 38.6 (Juni 1967), S. 833–834. DOI: 10.1063/1.1720903.

[22] R.H. Doremus N.P. Bansal. *Handbook of Glass Properties*. Elsevier, 1986. DOI: 10.1016/c2009-0-21785-5.

[23] S. Aiello u. a. „Characterisation of the Hamamatsu photomultipliers for the KM3NeT Neutrino Telescope“. In: *Journal of Instrumentation* 13.05 (2018), P05035–P05035. DOI: 10.1088/1748-0221/13/05/p05035. URL: https://doi.org/10.1088%2F1748-0221%2F13%2F05%2Fp05035.

[24] Dr. Lew Classen. persönliche Kommunikation.

[25] Markus Dittmer. *Charakterisierung von Photomultipliern mit hoher Quanteneffizienz vom Typ Hamamatsu R12199 HQE*. Bachelorarbeit, Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2017.

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich allen Personen danken, die mich im Rahmen dieser wissenschaftlichen Arbeit unterstützt haben:
Ich danke

- Prof. Dr. Alexander Kappes, welcher mir durch die Aufnahme in seine herzliche Arbeitsgruppe die Möglichkeit gegeben hat, einen detaillierten Einblick in das IceCube-Forschungsprojekt zu erhalten, und einen eigenen Beitrag dazu leisten zu können.

- Dr. Volker Hannen, welcher sich freundlicherweise zur Zweitkorrektur meiner Arbeit bereit erklärt hat.

- Martin Unland und Dr. Lew Classen, die meine Arbeit hervorragend betreut, mich stets unterstützt und mir alle meine Fragen, unabhängig von Uhrzeit und Sinnhaftigkeit, beantwortet haben.

- Markus für die Hilfe im Labor, beim Schleppen von *Crates*, bei der Reanimation alter Skripte und eigentlich sowieso bei allem, was ich als unerfahrener Bachelorstudent nicht von alleine auf die Reihe bekommen habe.

- natürlich Daniel und Raffi, die immer Zeit hatten, um mir mit ihrem Rat und ihrer Lebenserfahrung zur Seite zu stehen.

- der kompletten AG Kappes, welche mich herzlich bei sich aufgenommen hat, und durch das angenehme, humorvolle Arbeitsklima das letzte Dreivierteljahr zum bis jetzt besten Teil meiner Studienzeit gemacht hat. Ich werde die spannenden Group Meetings, aber auch die Kaffeepausen und die Diskussionen darüber, ob die Worte „Korpus“ und „Tubus“ für die Beschreibung eines PMT-Gehäuses zu hochgestochen sind, echt vermissen ;)

- meinen Freunden für die moralische Unterstützung, und meiner Familie, die mir das Studium, dessen ersten Abschnitt ich mit dieser Arbeit abschließe, überhaupt erst ermöglicht hat.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit über „Studien zur Auswirkung hoher elektrischer Felder auf die Quanteneffizienz und das Rauschverhalten der Photokathode eines Hamamatsu R12199-02 Photomultipliers“ selbstständig verfasst worden ist, dass keine anderen Quellen und Hilfsmittel als die angegebenen benutzt worden sind und dass die Stellen der Arbeit, die anderen Werken - auch elektronischen Medien - dem Wortlaut oder Sinn nach entnommen wurden, auf jeden Fall unter Angabe der Quelle als Entlehnung kenntlich gemacht worden sind.

Unterschrift: _____

Datum: _____

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

Unterschrift: _____

Datum: _____