



Westfälische Wilhelms-Universität Münster

Bachelorarbeit

Aufbau und Inbetriebnahme eines Messstandes zur Untersuchung der wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften von Komponenten des mDOM-Sensors

Autor:

Ines Bahloul (i_bahl02@wwu.de)

Gutachter:

Prof. Dr. Alexander Kappes
Dr. Volker Hannen

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

AG Kappes
Institut für Kernphysik

08.09.2021

Inhaltsverzeichnis

1	Einleitung	2
2	Neutrinos	3
2.1	Eigenschaften	3
2.2	Neutrinoquellen	3
2.2.1	Lokale Neutrinoquellen	3
2.2.2	Kosmische Neutrinoquellen	4
2.3	Detektion	4
2.3.1	Cherenkov-Strahlung	4
2.3.2	PMT und mDOM	4
2.3.3	IceCube	6
3	Ulbrichtkugel	10
3.1	Funktionsweise der Ulbrichtkugel	10
3.2	Kugelkonstanten und -korrekturen	12
3.3	Mehrfachreflexion in der Probe und Absorptionslänge	13
4	Messung optischer Eigenschaften von mDOM Komponenten	15
4.1	Messaufbau	15
4.1.1	Flächenberechnung	16
4.1.2	Einstellung und Kalibration des Spektrometers	17
4.2	Transmissionsmessung	18
4.2.1	PMT-Glas und Glas des Druckbehälters eines mDOMs	23
4.2.2	Gel	30
5	Zusammenfassung und Ausblick	34
6	Anhang	36
6.1	Nebenrechnung mittlere freie Weglänge	36
6.2	Datenblatt Ulbrichtkugel	37
	Literatur	38

1 Einleitung

Das Teleskop – eines der wichtigsten Instrumente bei der Erforschung des Weltalls. 1609 entwickelte Galileo Galilei aus einem Fernrohr das erste Teleskop. Mithilfe dieses Teleskops entdeckte er die Flecken der Sonne und zudem die unebene Oberfläche des Mondes. Unter anderem entdeckte er vier Jupitermonde. Ebenso entwickelte Johannes Kepler 1611 ein Teleskop, mit dem er feststellte, dass sich die Planeten um die Sonne bewegen. Diese beiden Beispiele sind optische Teleskope, die über Linsen und Photonen funktionieren. Diese wurden mit der Zeit weiter optimiert und verfeinert. Das Sichtfeld wurde vergrößert, das Bild schärfer dargestellt und Linsenfehler wie die chromatische Aberration wurden möglichst gut korrigiert. Zusätzlich zu Linsen wurden mit der Zeit ebenso Spiegel verwendet und das Spiegelteleskop entstand. Diese Art der Teleskope wurde weiterentwickelt und wird heute immer noch verwendet. Jedoch gibt es einen Nachteil an der Beobachtung von optischen Photonen: Lediglich die Oberfläche von Objekten kann beobachtet werden und durch Staubwolken dringen sie nicht hindurch. Darüber hinaus werden geladene Teilchen, aus der die kosmische Strahlung besteht, durch elektrische und magnetische Felder abgelenkt. Somit kann der Ursprungsort der Strahlung nicht genau bestimmt werden.

Teil der Lösung des Problems ist das 1930 von Wolfgang Pauli postulierte Neutrino [1]. Es gehört mit dem Photon zu den häufigsten Teilchen im Universum und hat den Vorteil, dass es keine Ladung und einen kleinen Wirkungsquerschnitt besitzt. Somit ist die Flugbahn eines Neutrinos, bis auf einen vernachlässigbaren Einfluss der Gravitation, unbeeinflusst. Das Neutrino liefert Informationen von Objekten im Weltall über die Energie, die es trägt, über die Richtung, aus der es kommt, und über die Art des Neutrinos. Es kann aber nicht wie ein Photon direkt detektiert werden und erzeugt zudem kein optisches Bild. Dadurch entsteht eine andere Art von Teleskop, das Neutrino-teleskop. Diese Art Teleskop funktioniert über ein großes Detektorvolumen, in dem Neutrinos reagieren sollen und über Sekundärteilchen Cherenkov-Strahlung produziert wird. Das IceCube-Experiment ist ein solches Neutrino-teleskop am Südpol. Es besitzt ein Detektorvolumen von ca. einem Kubikkilometer Eis, das in IceCube-Gen2 auf ca. 8 km^3 erweitert wird [2]. An 86 Strängen sind 5160 Digitale Optische Module (engl. *digital optical modules*, DOM) mit jeweils einem, nach unten gerichteten Photomultiplier (engl. *photomultiplier tube*, PMT) befestigt [2]. Im IceCube Upgrade werden zusätzlich 7 Stränge mit 700 unterschiedlich konstruierten DOMs, unter anderem das *multi-PMT digital optical module* (mDOM), im Zentrum von IceCube installiert [2]. In IceCube-Gen2 ist geplant 120 weitere Stränge mit 12.000 Modulen ins Eis zu bringen [2]. Die mDOMs haben die PMTs in verschiedene Richtungen angeordnet, anders als im DOM, wo nur ein PMT zum Erdboden hin gerichtet ist.

Ein mDOM besteht aus verschiedenen optischen Komponenten, durch die die Cherenkov-Strahlung dringen muss, bevor sie detektiert werden kann. Dazu gehören die Gläser der PMTs und der gläserne Druckbehälter der mDOMs. Als optische Kopplungskomponente ist ein Gel zwischen die Bauteile gefüllt, das ebenso wie die Gläser eine möglichst gute Transmission aufweisen sollte. Zudem sollte das Gel die Brechung an den Grenzflächen zwischen Druckbehälter, Gel und PMT möglichst gering halten. Um die PMTs liegt ein Reflektor, der die auftreffenden Photonen in den PMT lenken soll. Dieser sollte eine möglichst gute Reflexion aufweisen.

Ziel der vorliegenden Bachelorarbeit ist es, mithilfe einer hochreflektierenden Ulbrichtkugel einen Messaufbau zu gestalten, der es ermöglicht, Transmissionsmessungen durchzuführen. Die zu messenden Materialien sind sowohl Gläser der Detektoren aus dem IceCube-Experiment als auch das verwendete Chiba-Gel zwischen den Bauteilen. Die optischen Eigenschaften der Bauteile werden vermessen, da die Erkenntnisse der Messung eine verbesserte Rekonstruktion der Neutrinoevents ermöglichen. Zu den hier vermessenen optischen Eigenschaften zählen der Transmissionskoeffizient und die Absorptionslänge.

2 Neutrinos

Die elementaren Wechselwirkungs- und Propagationseigenschaften sind grundlegend, um die Herkunft eines Neutrinos bestimmen zu können. Die Erforschung von Neutrinos basiert ebenso auf diesen Eigenschaften, durch die in Folge von Wechselwirkung detektierbare Cherenkov-Strahlung entsteht. Daraus entwickelt sich die Neutrinoastronomie und das Neutrinoobservatorium IceCube am Südpol.

2.1 Eigenschaften

Neutrinos sind neutrale Elementarteilchen mit sehr geringer Masse, die sich nur durch eine obere Schranke von $m_\nu < 1,1 \text{ eV}/c^2$ angeben lässt [3]. Zudem sind sie Fermionen und gehören zu den Leptonen [4]. Dabei besitzen jeweils das Elektron e , Myon μ und Tauon τ ein zugehöriges Neutrino, das Elektron-Neutrino ν_e , das Myon-Neutrino ν_μ und das Tau-Neutrino ν_τ . Für jedes dieser Neutrinos gilt die obere Schranke der Masse.

Aufgrund der geringen Masse der Neutrinos propagieren diese mit nahezu Lichtgeschwindigkeit [4]. Ihre neutrale Ladung macht sie unempfindlich gegenüber elektrischen und magnetischen Feldern. Zudem unterliegen Neutrinos, wie alle Leptonen, der schwachen Wechselwirkung und der Gravitation. Durch die schwache Wechselwirkung reagieren Neutrinos kaum mit Materie, die sie somit nahezu unbeeinflusst passieren können. Die Gravitation hat einen noch geringeren Einfluss auf die Flugbahn. Somit fliegen Neutrinos praktisch ungehindert durch das Universum, während Photonen von Materiewolken aufgehalten werden und geladene Teilchen, wie zum Beispiel Elektronen, auf ihrer Reise durch elektrische und magnetische Felder abgelenkt werden [4].

Dieses Verhalten macht Neutrinos zu hervorragenden Informationsquellen im Weltall. Jedoch macht es dies genauso schwierig, sie zu detektieren. Die mittlere freie Weglänge ist die Länge, nach der etwa $2/3$ aller Teilchen mit der Materie interagiert haben. Diese Länge ist abhängig von der Energie der Neutrinos [5]. Je hochenergetischer ein Neutrino ist, desto kleiner ist die mittlere freie Weglänge. Planeten wie die Erde werden mit zunehmender Energie der Neutrinos undurchsichtiger, das heißt undurchlässiger für diese Neutrinos. Für die Fortbewegung in Blei gilt für ein Neutrino der Energie 1 MeV eine mittlere freie Weglänge von 3207 ly, für eine Energie von 1 GeV hingegen eine mittlere freie Weglänge von 3,207 ly, siehe Nebenrechnung Abschnitt 6.1 [5, 6]. Um folglich die Wahrscheinlichkeit zu erhöhen, dass ein Neutrino in einem Detektor wechselwirkt, kann der Detektor vergrößert werden.

2.2 Neutrinoquellen

Die Quellen für Neutrinos sind vielfältig, sie entstehen in Reaktoren und Beschleunigerexperimenten sowie bei radioaktiven Zerfällen im Erdinneren [7]. Darüber hinaus entstehen sie in der Atmosphäre in Luftschauern, die durch hochenergetische Teilchen aus dem Weltall erzeugt werden [1]. In der Sonne werden Neutrinos durch Kernfusion produziert. Die kosmischen Neutrinos entstehen im Weltall, zum Beispiel in Supernovae, Neutronensternen, Pulsaren oder aber ferner in aktiven galaktischen Kernen [1, 8].

2.2.1 Lokale Neutrinoquellen

Zu den lokalen Neutrinoquellen, im Energiebereich von 0,1 MeV bis 100 MeV [5], zählen die in Reaktoren produzierten Antineutrinos, über die der erste Nachweis für Neutrinos erbracht werden konnte [1]. Bei der Kollision von hochenergetischen Protonen werden Neutrinos erzeugt, die sich somit ebenfalls in Beschleunigerexperimenten finden lassen [9]. Geoneutrinos sind Neutrinos, die durch radioaktive Zerfälle im Erdinneren produziert

werden [7]. Durch solare Neutrinos lassen sich über ihre Energie und Anzahl Rückschlüsse über die Fusionsprozesse im Inneren der Sonne treffen [1]. Ebenso wurde die Neutrinooszillation über solare Neutrinos postuliert, die hier jedoch nicht behandelt werden soll. Atmosphärische Neutrinos entstehen in Luftschauern, die wiederum im hier behandelten IceCube-Neutrino-teleskop messbar sind [1].

2.2.2 Kosmische Neutrinoquellen

Kosmische Neutrinos entstehen zum Beispiel in Supernovae oder ebenso in aktiven galaktischen Kernen. Nachgewiesen werden konnte eine kosmische Quelle 2018, die sich als ein schwarzes Loch in einem aktiven galaktischen Kern herausstellte [8].

Aus der Entstehung des Universums sind noch viele Neutrinos im Universum zu finden, die eine Neutrino-Hintergrundstrahlung bilden, analog zur Mikrowellen-Hintergrundstrahlung [9]. Jünger sind die bei der Entstehung, der Kollision oder dem Tod von Sternen produzierten Neutrinos. Neutrinos entstehen ebenso überall dort, wo hochenergetische Protonen erzeugt werden, da aus der Kollision der Protonen Neutrinos entstehen. Aus diesem Grund sind Neutrinos zu finden, wo kosmische Strahlung auftritt [9].

2.3 Detektion

Neutrinos werden über Sekundärteilchen detektiert, die entstehen, wenn ein Neutrino mit Materie interagiert. Diese Sekundärteilchen bewegen sich praktisch mit Lichtgeschwindigkeit und produzieren in einem dielektrischen Medium Cherenkov-Strahlung, die schlussendlich durch PMTs detektiert wird [1].

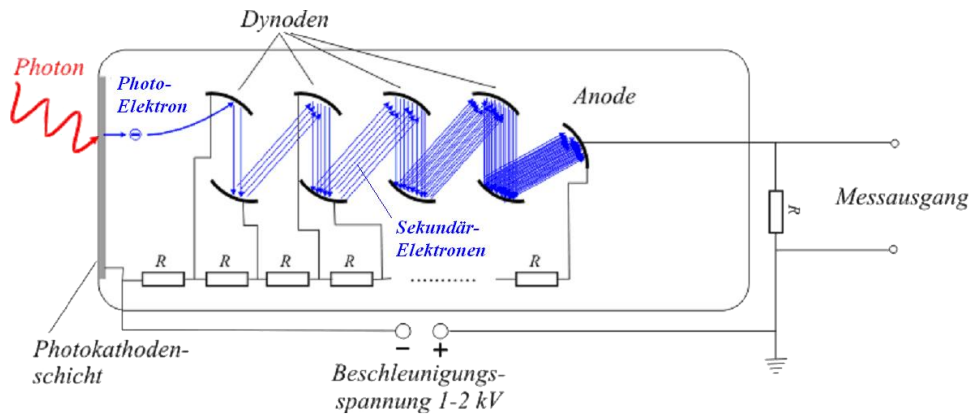
2.3.1 Cherenkov-Strahlung

Cherenkov-Strahlung ist elektromagnetische Strahlung, die entsteht, wenn relativistische, geladene Teilchen, welche schneller als das Licht im Medium sind, ein lichtdurchlässiges Dielektrikum passieren [1]. Durch die Ladung der Teilchen werden Atome in der Flugbahn kurzzeitig polarisiert und erzeugen daraufhin elektromagnetische Strahlungen. Die Strahlungen der einzelnen Atome interferieren nun konstruktiv oder destruktiv. Nur unter konstruktiver Interferenz tritt die Cherenkov-Strahlung auf, da sich unter destruktiver Interferenz die elektromagnetische Strahlung sofort wieder auslöscht. Konstruktive Interferenz tritt auf, wenn die Geschwindigkeit des Teilchens v größer ist als die Lichtgeschwindigkeit im Medium c_n . Damit gilt $v > c_n = c_0/n$ mit der Lichtgeschwindigkeit im Vakuum c_0 und dem Brechungsindex n des Mediums. Dies ist analog zu einem Überschallkegel, der entsteht, wenn sich ein Objekt in Luft schneller bewegt als der Schall [1].

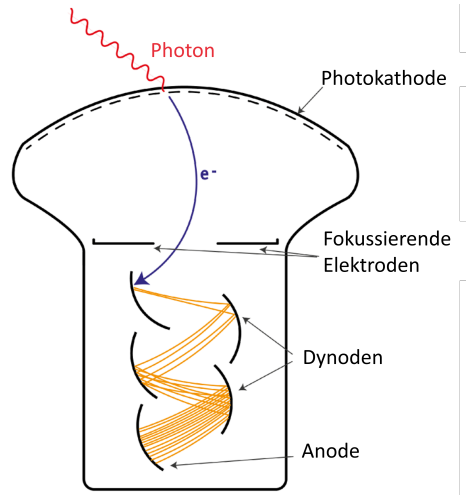
2.3.2 PMT und mDOM

Das Licht der Cherenkov-Strahlung kann über PMTs detektiert werden. Trifft ein Photon auf die im Inneren des Glases aufgebrachte Photokathode eines wie in Abb. 1a gezeigten Photomultipliers, so löst es über den photoelektrischen Effekt ein Elektron aus der Kathode [10]. Über eine angelegte Spannung zwischen der Kathode und einer Dynode wird das Elektron in Richtung Dynode beschleunigt. Dort trifft es mit ausreichend Energie auf die Oberfläche, um weitere Elektronen auszulösen. Die Menge an herausgelösten Elektronen ist abhängig von der angelegten Spannung. In einem PMT sind mehrere der Dynoden verbaut, zwischen denen jeweils eine Spannung anliegt, um die herausgelösten Elektronen zu beschleunigen. Dafür muss der PMT im Inneren evakuiert sein, damit die Elektronen nicht mit Atomen der Luft zusammenstoßen. So bahnen sich die Elektronen ihren Weg von Dynode zu Dynode und lösen stetig mehr Elektronen aus deren Oberfläche aus. Am

Ende des Photomultipliers sind genügend freie Elektronen entstanden, um an einer Anode einen messbaren Strom zu erzeugen.



(a) Schematischer Aufbau eines PMTs. Entnommen aus [11].



(b) Schematischer Aufbau eines PMTs verwendet im mDOM. Entnommen aus [12] und modifiziert.

Abbildung 1: Schematischer Aufbau eines Photomultipliers (a) und seine schematische Bauweise im mDOM (b).

Die schematische Bauweise der im mDOM verwendeten PMTs ist in Abb. 1b zu sehen. Das Glas eines solchen PMTs, siehe Abb. 2a, soll auf seine optischen Eigenschaften untersucht werden.

24 PMTs¹ sind in einem mDOM eingebaut, siehe Abb. 2b. Jeder der PMTs ist dabei in eine andere Richtung gedreht [13]. Diese Bauweisen bedingte Richtungsinformation ermöglicht eine genauere Richtungsrekonstruktion im Vergleich zu einem einzelnen PMT. Zusätzlich kann der Untergrund unterdrückt werden, da die lokalen Koinzidenzen aus den PMTs eines mDOMs verwendet werden können [13].

Das Glas des mDOMs ist der Druckbehälter, indem sich die gesamte Elektronik und die PMTs befinden. Zur optischen Kopplung ist hier ein Zweikomponenten-Gel eingefüllt. Dieses befindet sich zwischen den PMTs, den Reflektoren um die PMTs, die das Licht in den PMT leiten sollen, und dem gläsernen Druckbehälter. Die Messung der optischen Eigenschaften von dem Glas des Druckbehälters, sowie das Glas des PMTs als auch das Gel

¹Modell Hamamatsu R15458-02 Photomultiplier

war Gegenstand dieser Arbeit. Auf diese Weise wird der Weg eines Photons untersucht, den es durch das mDOM zurücklegen muss, bevor es an der Photokathode ein Elektron auslösen kann.



(a) Foto eines drei-Zoll PMTs.
Entnommen aus [14].

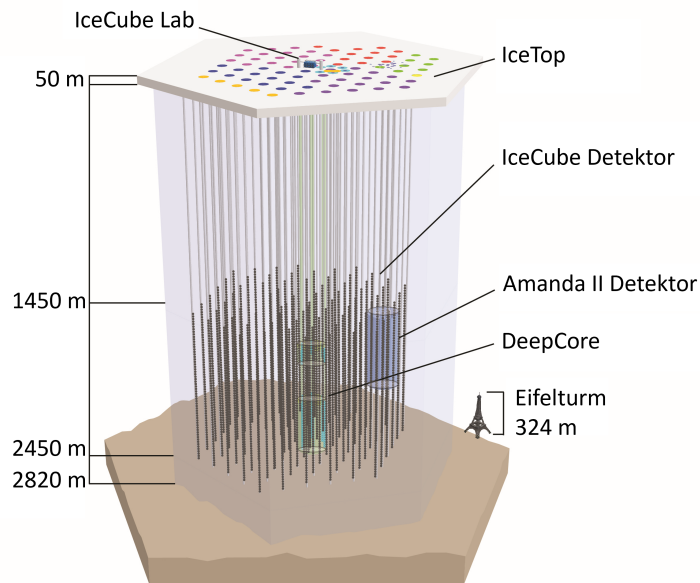


(b) Foto eines mDOMs. Entnommen aus [13].

Abbildung 2: Ein drei-Zoll PMT (a), wie er im mDOM (b) verbaut ist, mit der goldfarbenen Photokathode, die für die Transmissionsmessung entfernt wird. Der Druckbehälter des mDOMs besteht aus zwei Hälften, in denen sich die schwarze Haltestruktur befindet.

2.3.3 IceCube

Das IceCube-Neutrino-teleskop, siehe Abb. 3a, ist ein spezielles Teleskop, das am Südpol liegt und das dortige Eis als Detektormedium nutzt. Die Sensoren sind die DOMs, siehe Abb. 3b, die in regelmäßigen Abständen ins Eis gelassen wurden. Falls ein Neutrino mit dem Eis interagiert, so erzeugt es Sekundärteilchen, die sich bei hinreichend großer Energie, die vom Teilchen abhängig ist [15], schneller durch das Eis bewegen als das Licht. Daraufhin wird Cherenkov-Strahlung erzeugt, die von den in den DOMs befindlichen PMTs detektiert wird und anschließend als Signal mit einem Zeitstempel an die Oberfläche geleitet wird.



(a) Aufbau des IceCube-Neutrinoobservatoriums mit dem Vorgängerdetektor Amanda. Entnommen aus [16] und modifiziert.



(b) Ein DOM, wie es im IceCube-Detektor verbaut ist. Entnommen aus [17].

Abbildung 3: Das Neutrinoobservatorium IceCube (a) und die dort verbauten DOMs (b).

IceTop An der Oberfläche befindet sich das IceTop, bei dem sich über jedem Strang ins Eis zwei Tanks mit je zwei DOMs darin befinden [18], in denen atmosphärische Schauer mit einer Energie von 300 TeV bis 1 EeV detektiert werden können. Außerdem kann über das IceTop ein Veto zu den Messdaten im IceCube eingelegt und so die Selektion von tatsächlich galaktischen Neutrinos vereinfacht werden. Der IceCube-Detektor kann zudem mit dem IceTop kalibriert werden, der zwischen Ende 2003 und Anfang 2011 gebaut wurde [18].

IceCube-Detektor Mit seinen 86 Strängen und insgesamt 5160 DOMs, die sich in einer Tiefe von 1450 m bis 2450 m befinden, ist IceCube ein 1 km^3 großes Neutrinoobservatorium [2], dessen DOMs je aus einem großen PMT bestehen, der nach unten gerichtet ist [18], siehe Abb. 3b. Mit diesem Detektor lassen sich 100.000 Neutrinos mit einem Energiespektrum von 100 TeV bis 10 PeV pro Jahr detektieren [2, 19]. Neben Neutrinos produzieren ebenso relativistische atmosphärische Myonen Cherenkov-Strahlung im Detektor [18]. Je nach Teilchenart variiert sowohl die zeitliche Ausbreitung als auch die Intensität des Cherenkov-Lichts und die Events können demzufolge zugeordnet werden. Diese Lichtsi-

gnatur innerhalb des Detektors gibt Rückschlüsse darauf, welches Teilchen der Ursprung dieser Signatur ist. Zudem ist IceTop mit seinem Veto hilfreich, da darüber erkannt werden kann, ob eine Detektion durch einen kosmischen Schauer entstanden ist, falls IceTop dabei ein Ereignis detektiert. Die einzelnen optischen Module des IceCubes wurden zwischen Anfang 2005 und Anfang 2011 ins Eis gebracht und bereits im April 2005 wurde mit den ersten, im Eis befindlichen DOMs die Messungen gestartet, die seitdem stetig laufen und um weitere Stränge ergänzt werden [18].

DeepCore DeepCore besteht aus 8 Strängen des IceCubes im Zentrum des Detektors, welche dichter zusammen stehen und an denen die angebrachten DOMs näher beieinander sind [18]. Dadurch wird die Schwelle der Neutrinoenergie, ab der der Detektor messen kann, auf 10 GeV gesenkt und durch die dichtere Bauweise kann Neutrinooszillation untersucht werden. Im Januar 2010 sind die Stränge des DeepCore installiert worden.

IceCube Upgrade Das IceCube Upgrade wird aus 7 Strängen und 700 weiterentwickelten, unterschiedlichen DOMs bestehen [2], siehe Abb. 4.

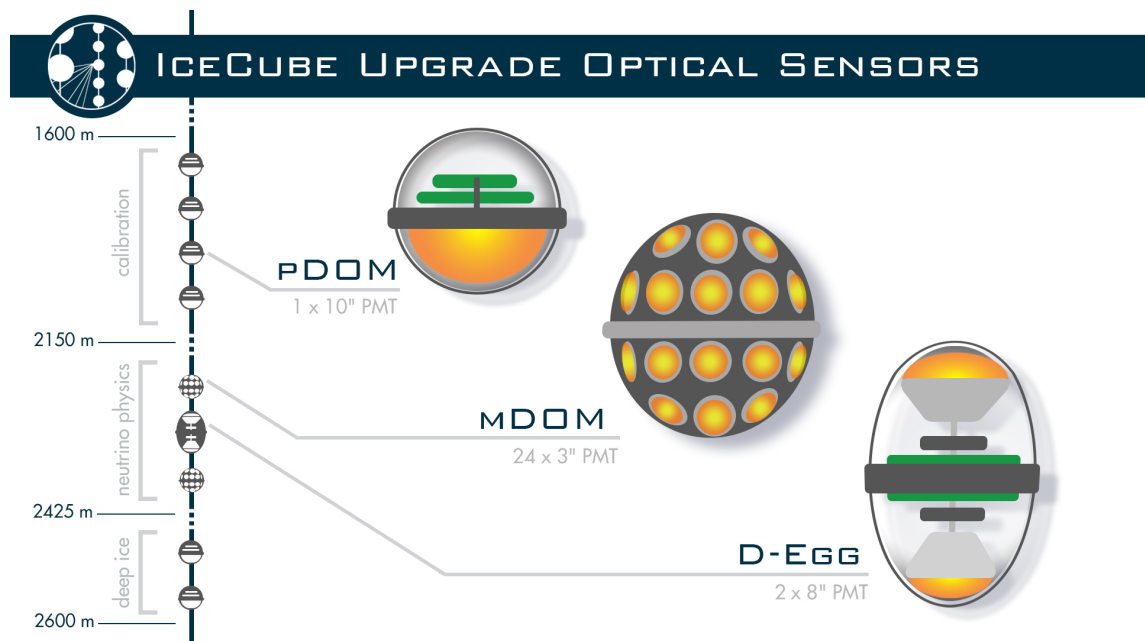


Abbildung 4: Die im IceCube Upgrade verwendeten DOMs und eine mögliche Konfiguration eines Stranges. Es wird ein leicht variiertes IceCube-DOM, hier pDOM genannt, verwendet. Zusätzlich die neu entwickelten mDOMs und das D-Egg. Der pDOM besitzt einen PMT, das D-Egg zwei und der mDOM 24 PMTs. Entnommen aus [20].

Diese werden zusätzlich zum DeepCore im Zentrum des Detektors platziert und erhöhen die Auflösung und die Empfindlichkeit des Detektors in diesem Bereich [2]. Die Energieschwelle des Detektors wird auf 1 GeV gesenkt [21] und es soll die Neutrinooszillation von in atmosphärischen Schauern produzierten Neutrinos aufgelöst werden können [22]. Aktuell befindet sich IceCube Upgrade noch im Bau und soll 2024 fertiggestellt werden [2].

IceCube-Gen2 IceCube-Gen2 wird den Detektor auf ein Gesamtvolumen von 8 km³ an instrumentiertem Eis erweitern. Dieser soll 120 Stränge, die einen vergrößerten Abstand aufweisen sollen [22], und 12.000 Module hinzufügen, die in IceCube Upgrade getestet

werden [2]. Durch die Vergrößerung des Detektorvolumens sollen eine Million Neutrinos pro Jahr detektiert werden können, insbesondere hochenergetische Neutrinos [21], da sich aktuell aufgrund der Detektorgröße nicht die vollständige Lichtsignatur eines solchen Neutrinos innerhalb des Detektors befindet. Wie schon zum IceCube Upgrade wird die Empfindlichkeit des Detektors erneut zunehmen. IceCube-Gen2 befindet sich noch in der Entwicklungsphase und soll voraussichtlich 2032 fertiggestellt werden [2].

Der Weg, den ein Photon im IceCube-Detektor zurücklegen muss, bevor es detektiert werden kann, führt durch das Eis, in dem es entsteht, durch das Glas des Druckbehälters eines Moduls, durch die optisch koppelnde Gelschicht und schließlich durch das Glas des PMTs auf die Photokathode. In jedem dieser Materialien kann das Photon interagieren und dadurch nicht bis zur Photokathode gelangen, um ein Signal auszulösen. Um nun zu verstehen, wie viele Photonen das DOM tatsächlich erreicht haben, ohne dabei zwingend ein Signal ausgelöst zu haben, werden die Gläser und das Gel auf ihre optischen Eigenschaften untersucht, hier hervorgehoben ist die Transmissionsmessung, die über eine Ulbrichtkugel durchgeführt wird.

3 Ulbrichtkugel

Eine Ulbrichtkugel (engl. *integrating sphere*) ist eine Kugel mit einer Lambert'schen Oberfläche auf der Innenseite. Dadurch wird das auftreffende Licht homogen in jede Richtung reflektiert. Durch in diesem Fall vier Öffnungen in der Kugel kann Licht eingestrahlt, gemessen oder eine zu messende Probe platziert werden. Die nicht benötigten Öffnungen haben einen Verschluss, der die Lambert'sche Oberfläche weiterführt [23].

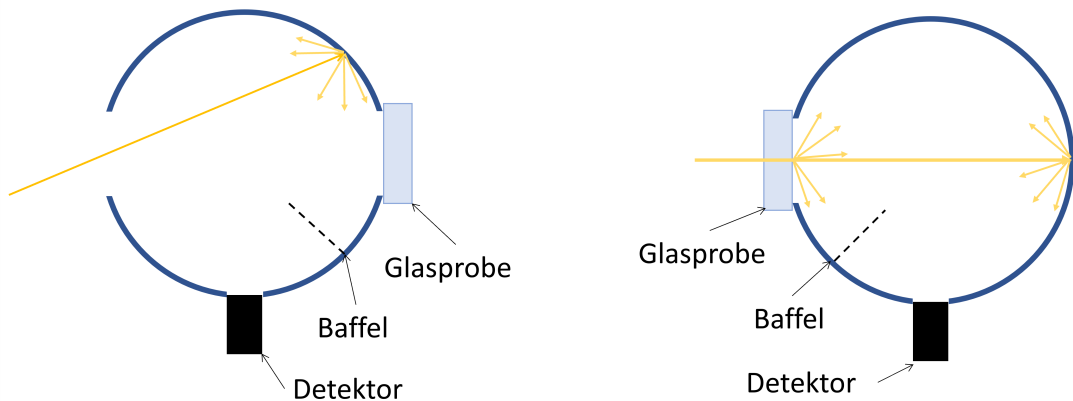
Durch die homogene, diffuse Reflexion im Inneren der Kugel kann theoretisch an jeder beliebigen Stelle der Kugeloberfläche ein identischer, proportionaler Anteil zum einfallenden Licht gemessen werden [24].

3.1 Funktionsweise der Ulbrichtkugel

Scheint ein Lichtstrahl in die Ulbrichtkugel und trifft auf die diffus reflektierende Oberfläche, so werden die reflektierten Lichtstrahlen wieder auf dieselbe Oberfläche treffen und erneut reflektiert [24]. Dies passiert so häufig, dass der gesamte Innenraum der Kugel gleichmäßig mit Licht durchflutet ist. Bei jeder Reflexion muss beachtet werden, dass die Kugel nicht ausschließlich aus der Lambert'schen Oberfläche besteht, sondern ein Teil der Fläche der Detektor, die Probe und die Öffnung für das einfallende Licht ist [24].

Zur Verdeutlichung der Funktionsweise wird das Beispiel einer Reflexionsmessung mit kollimiertem Licht (Abb. 5a) verwendet [25]. Die Reflexionsmessung kann jedoch mit nur wenigen Schritten auf eine Transmissionsmessung (Abb. 5b) übertragen werden.

Bei der Reflexionsmessung wird durch die Lambert'sche Oberfläche der Kugel aus kollimiertem Licht diffuses Licht erzeugt. Somit wird verhindert, dass ein Großteil der Intensität des einfallenden Lichts durch die Probe ungehindert wieder austritt. Bei der Transmissionsmessung ist eben dies erwünscht. Der einfallende Strahl wird durch die Probe teilweise gestreut. Der restliche Teil des Strahls wird an der Rückwand der Ulbrichtkugel gestreut, wodurch der Eindruck entsteht, es gäbe zwei Quellen.



(a) Schematischer Aufbau für eine Reflexionsmessung.

(b) Schematischer Aufbau für eine Transmissionsmessung.

Abbildung 5: Abgebildet ist die schematische Darstellung der Reflexions- (a) und Transmissionsmessung (b), bei denen sich eine Trennwand, der Baffel, zwischen der Probe und dem Detektor befindet.

Das einfallende Licht der Leistung P trifft das erste Mal auf die Oberfläche der Ulbrichtkugel, die einen Koeffizienten m für das Reflexionsvermögen der Wand hat, und wird dort reflektiert [24]. Die nach diesem Schritt theoretisch messbare Gesamtintensität in der Kugel ist somit mP . Dieser Anteil verteilt sich nun homogen in der gesamten Kugel und trifft anschließend auf jeden Teil der Kugeloberfläche. Die zweite Reflexion ist somit in verschiedene Bestandteile gegliedert. Der Detektor hat eine Fläche δ , die ein Reflexionsvermögen r besitzt. Die Probe hat eine Fläche s und einen Koeffizienten R_d für das Reflexionsvermögen, wobei hier der Index „d“ für diffus auftreffendes Licht steht. Alle Flächen der Kugel, die Öffnungen sind, werden zusammen in der Fläche h angegeben. Die einzelnen Beiträge werden zum Verhältnis der gesamten Kugeloberfläche A angegeben. Die Lambert'schen Wände haben somit einen Flächenanteil $\alpha = 1 - (\delta/A + s/A + h/A)$. Die messbare Leistung nach der zweiten Reflexion setzt sich nun wie folgt zusammen [24]

$$mPF = r \frac{\delta}{A} mP + m\alpha mP + R_d \frac{s}{A} mP, \quad (1)$$

mP ist hier die Intensität nach der ersten Reflexion, $r\delta/A$ der Anteil des Detektors, $m\alpha$ der Anteil der Wand und $R_d s/A$ der Anteil der Probe. Der Anteil der Öffnungen h/A ist in der Gleichung nicht zu finden, da es sich um einen Verlust in der Intensität handelt und kann mit einem Reflexionsfaktor von 0 betrachtet werden. F ist ein Faktor, der durch ausklammern von mP gefunden wird und beinhaltet alle Anteile der Reflexionen.

Die dritte Reflexion an dem Detektor, der Probe und der Wand verläuft analog [24]:

$$mPF^2 = r \frac{\delta}{A} mPF + m\alpha mPF + R_d \frac{s}{A} mPF. \quad (2)$$

Der Anteil, der nach der dritten Reflexion gemessen wird, ist abhängig von der Größe des Detektors. Die messbare Leistung ist somit $\delta/A \cdot mPF^2$, der Anteil, der auf den Detektor trifft. Wird diese Vorgehensweise weitergeführt, so lässt sich nach der n -ten Reflexion einen Anteil von $\delta/A \cdot mPF^{n-1}$ messen [24].

In einer Messung werden jedoch nicht die einzelnen Schritte der Reflexionen gemessen, sondern alle zeitgleich mit einer Intensität von P_d , die Leistung im Detektor. Somit muss über $n = 1 \cdots \infty$ summiert werden. Außerdem wird angenommen, dass $F < 1$ ist [24]:

$$P_d = \frac{\delta}{A} mP (1 + F + F^2 + \cdots + F^{n-1} + \cdots) \underset{F < 1}{=} \frac{\delta}{A} \frac{m}{1 - F} P. \quad (3)$$

Weiterführung auf Transmission Die Transmissionsmessung mit kollimiertem Licht kann analog hergeleitet werden, mit dem Unterschied, dass anstelle von nur einer Lichtquelle zwei betrachtet werden [24], siehe Abb. 5b. Dieser Umstand entsteht durch den gestreuten Teil des Lichts an der Probe und den ungestreuten Teil, der auf die gegenüberliegende Wand der Kugel trifft und dort gestreut wird. Somit wird der diffus gestreute Anteil der Probe mit $T_{cd}P$ betrachtet und der weiterhin kollimierte Anteil mT_cP , der an der Kugelwand diffus gestreut wird. Hierbei ist T_{cd} der Transmissionskoeffizient des diffus gestreuten Lichts und T_c der Transmissionskoeffizient für den weiterhin kollimierten Teil des Lichts. Daraus ergibt sich Gleichung (4) [24]:

$$P_d = \frac{\delta}{A} \frac{T_{cd} + mT_c}{1 - F} P. \quad (4)$$

Für diffuses Licht muss eine weitere Anpassung vorgenommen werden. Dafür wird wieder nur eine Quelle betrachtet, da es keinen kollimierten Anteil geben kann, der die Probe ungehindert passiert. Damit fällt der T_c -Term weg und es wird der Transmissionskoeffizient für diffuses Licht T_d eingeführt [24]:

$$P_d = \frac{\delta}{A} \frac{T_d}{1 - F} P. \quad (5)$$

In der Ulbrichtkugel befindet sich ein Baffel, der dafür sorgt, dass keine spiegelnden Reflexionen der Probe direkt in den Detektor gelangt [24]. Aus diesem Grund ist beim Messaufbau stets darauf zu achten, dass sich der Baffel zwischen Probe und Detektor befindet. Zusätzlich wird nun der reflektierte Anteil des Detektors $r\delta/A$ vernachlässigt. Der Detektor ist darauf ausgelegt, möglichst viel Licht aufzunehmen und wenig zu reflektieren. Für eine Reflexionsmessung ändert sich somit Gleichung (1). Da kein Licht von der Probe in den Detektor fällt, fällt somit der Beitrag von $R_d s/A$ weg. Der Detektor erfasst nach der zweiten Reflexion nur $\delta/A \cdot m\alpha mP$ der Intensität. Bei der dritten Reflexion muss wieder der Anteil, der an der Probe reflektiert wird, berücksichtigt werden und es folgt nach n Reflexionen [24]:

$$P^{(n)} = \frac{\delta}{A} m\alpha mP \left(m\alpha + R_d \frac{s}{A} \right)^{n-2}. \quad (6)$$

Wird nun jede Reflexion aufsummiert, so wird einen zusätzlichen Term für den Einfluss des Baffels erhalten [24]:

$$P_d = \frac{\delta}{A} \frac{(1 - R_d s/A) m}{1 - m\alpha - R_d s/A} P. \quad (7)$$

Bei einer Transmissionsmessung entsteht aufgrund des Baffels einen zusätzlichen Multiplikator von $m\alpha$. Für die praktische Messung wird mit $1 - R_d$ außerdem berücksichtigt, dass ein Teil des einfallenden Lichts die Kugel gar nicht erreicht und an der Probe bereits reflektiert wird. Daraus ergibt sich Gleichung (8) [24]:

$$P_d = \frac{\delta}{A} \frac{m\alpha T_d}{1 - m\alpha - \frac{s}{A} R_d} P \cdot (1 - R_d). \quad (8)$$

3.2 Kugelkonstanten und -korrekturen

Für einen bestimmten Aufbau der Ulbrichtkugel können die sogenannte Kugelkonstanten eingeführt werden [25]. Diese beinhalten die Flächenkorrektur und die Reflektivität der Wand. Zu den Flächenkorrekturen gehören die Öffnungen in der Wand h , die Größe des Detektors δ und die Probe s . Durch Ausklammern können aus Gleichung (8) die Kugelkonstanten b_1 und b_2 gewonnen werden [25]:

$$b_1 = \frac{\delta}{A} \frac{m}{1 - m\alpha}, \quad b_2 = \frac{s}{A} \frac{1}{1 - m\alpha}. \quad (9)$$

Gleichung (8) wird dementsprechend umgeschrieben [25]:

$$P_d = \frac{b_1 \alpha T_d}{1 - b_2 R_d} (1 - R_d) P. \quad (10)$$

Um nun den Transmissionskoeffizienten T_d zu bestimmen, muss die einfallende Leistung P eliminiert werden, da diese in dem hier verwendeten Versuchsaufbau nicht gemessen werden kann. In Gleichung (10) wird angenommen, dass sich eine Probe im Strahlengang befindet. Die einfallende Leistung P_d^0 wird durch den Versuchsaufbau ohne Probe im Strahlengang gemessen. Somit ist der Transmissionskoeffizient in diesem Fall $T_d^0 = 1$ und der Reflexionskoeffizient $R_d^0 = 0$. Die Gleichung vereinfacht sich dadurch auf

$$P_d^0 = b_1 \alpha P. \quad (11)$$

Aus Gleichung (10) und Gleichung (11) kann nun über messbare Größen der Transmissionskoeffizient T_d für die Probe bestimmt werden, indem P_d durch P_d^0 geteilt wird:

$$T_d = \frac{(1 - b_2 R_d) P_d}{1 - R_d} \frac{P_d}{P_d^0}. \quad (12)$$

Mit dem Faktor $1 - R_d$ wird die Reflexion an der äußeren Oberfläche der Probe berücksichtigt, der Faktor $1 - b_2 R_d$ hingegen beachtet die Reflexion an der inneren Seite [26].

3.3 Mehrfachreflexion in der Probe und Absorptionslänge

Ein lichtdurchlässiges Medium, durch das ein Lichtstrahl fällt, besitzt zwei Grenzflächen, an denen das Licht reflektiert werden kann. Zunächst geschieht dies beim Eindringen in das Medium sowie beim Austritt aus dem Medium. Zwischen den beiden Grenzflächen entsteht Mehrfachreflexion. Ein Teil des Lichtstrahls wird an der zweiten Grenzfläche reflektiert, trifft auf die erste Grenzfläche und wird dort teilweise erneut reflektiert. So bewegt sich ein Teil des Strahls stetig abschwächend im Medium. Dabei tritt bei jeder Reflexion ein Teil wieder aus dem Medium aus, siehe Abb. 6.

Die Anfangsintensität I_0 wird beim Eintritt in die Probe bereits um R verringert, nur der Anteil $1 - R$ gelangt in die Probe. Über die Dicke x der Probe wird ein Anteil A transmittiert. An der zweiten Grenzfläche der Probe wird der Anteil R reflektiert und $1 - R$ transmittiert und verlässt damit die Probe. Der reflektierte Anteil hingegen wird innerhalb der Probe mehrfach zwischen den Grenzflächen reflektiert und gibt bei jeder Reflexion den Anteil $1 - R$ nach Außen ab. Die Faktoren des zu durchlaufenden Weges müssen multipliziert werden und anschließend alle Wege, die die Probe passieren, aufsummiert.

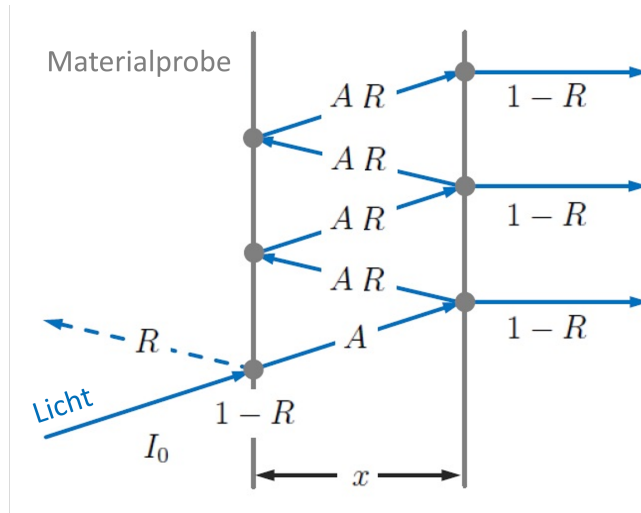


Abbildung 6: Anschauliche Darstellung der Mehrfachreflexion innerhalb einer Probe der Dicke x . Entnommen aus [27] und modifiziert.

Unter Berücksichtigung der Mehrfachreflexion im Glas kann eine Formel für den Transmissionskoeffizienten T aufgestellt werden [27]:

$$T = \frac{(1 - R)^2}{R^2 A} \left(\frac{1}{1 - (RA)^2} - 1 \right) = (1 - R)^2 \frac{A}{1 - (RA)^2}. \quad (13)$$

Der Reflexionskoeffizient R der Probe wird hier aus der Sellmeier-Gleichung berechnet. Der Faktor $A = e^{-x/a}$ ist der Anteil, der durch das Glas transmittiert wird, in Abhängigkeit

der Dicke x und der gesuchten Absorptionslänge a . Die Gleichung (13) wird nun nach A umgestellt [27]:

$$A = \frac{-1 + 2R - R^2 + \sqrt{1 - 4R - 4R^3 + R^4 + R^2(6 + 4T^2)}}{2R^2T} \quad (14)$$

$$= \frac{-1 + 2R - R^2 + \sqrt{4R^2T^2 + (R - 1)^4}}{2R^2T} . \quad (15)$$

Somit kann die Absorptionslänge a der Proben bestimmt werden:

$$a = \frac{-x}{\ln A} . \quad (16)$$

4 Messung optischer Eigenschaften von mDOM Komponenten

Mit dem Wissen aus der Theorie, wie die Ulbrichtkugel und die Reflexionen innerhalb der Probe funktionieren, ist es nun möglich, sich mit der Messung von optischen Eigenschaften der mDOM Komponenten zu befassen. Dazu werden Transmissionsmessungen für das Glas eines PMT, eines Druckbehälters des mDOMs und für das Gel durchgeführt.

4.1 Messaufbau

Für die Messungen mit dem Versuchsaufbau aus Abb. 7 werden eine Xenonlampe², eine Ulbrichtkugel³, eine Glasfaser im benötigten Wellenlängenbereich und ein Spektrometer⁴ mit einem CCD-Sensor⁵ verwendet. Die Kugel besitzt im Inneren eine hochreflektierende Spectralon-Beschichtung aus PTFE (Polytetrafluorethylen).

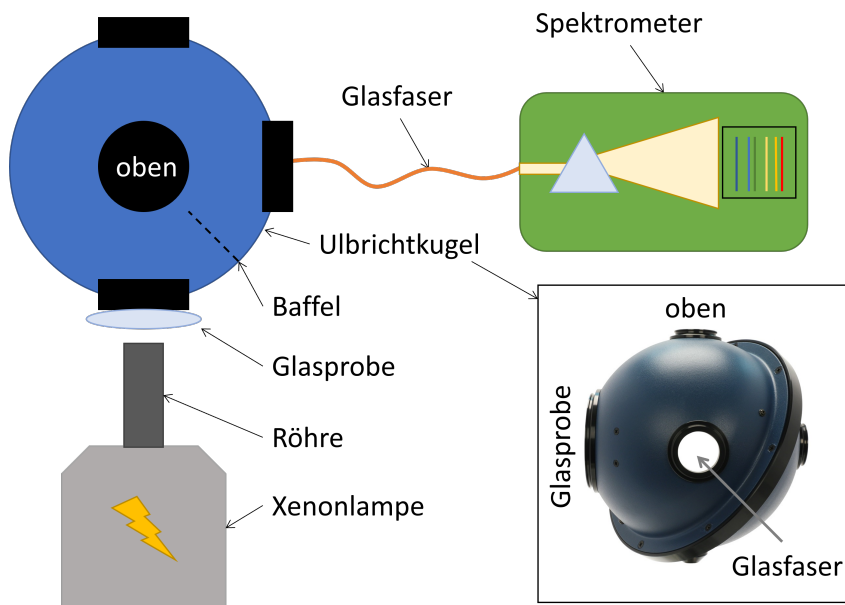


Abbildung 7: Schematischer Versuchsaufbau von oben mit einem Foto der Ulbrichtkugel. Die Öffnungen der Ulbrichtkugel sind in Schwarz dargestellt. Der Baffle befindet sich zwischen Probe und Detektor. Das Foto ist entnommen aus [23].

Die Xenonlampe strahlt Licht in die Ulbrichtkugel ein und dieses durchquert für eine Transmissionsmessung die Probe. Über eine Glasfaser wird ein Teil der Intensität aus der Ulbrichtkugel in ein Spektrometer geleitet, in dem die Intensitäten der einzelnen Wellenlängen zeitgleich ausgewertet werden. Diese treffen dafür auf den CCD-Sensor, der 1024×255 Pixel besitzt [31]. Gemessen wird im Wellenlängenbereich von 200 nm bis 520 nm, beziehungsweise 290 nm bis 610 nm, begrenzt durch die Größe des Sensors. Der höhere Wellenlängenbereich wird gewählt, da die für das IceCube-Experiment relevante Strahlung die Cherenkov-Strahlung ist und Borosilikatglas erst ab 270 nm bis 300 nm transparent wird [28]. Im Bereich niedriger Wellenlängen des Sensors ist die Intensität des Spektrums der Xenonlampe am kleinsten, weswegen dort bei einer Berechnung mit dem Untergrund, der

²Das Modell LOT LSE140 / 160.25.C von QunatumDesign [28]

³Das Modell 819C-IS-5.3 von Newport [23]

⁴Die Andor Solis Kymera 193i-B1 [29]

⁵Der Andor Solis Newton CCD DU920P-OE [30]

Transmissionsmessung und der Intensitätsmessung die Unsicherheit ansteigt. Der niedrigere Wellenlängenbereich wurde gewählt, da die Ulbrichtkugel erst ab 250 nm in ihrem Arbeitsbereich liegt und das Glas zwischen 270 nm und 300 nm transparent wird und dadurch der Bereich größerer Unsicherheiten außerhalb des zu verwertenden Messbereichs liegt [23, 28].

Der Sensor wird auf -80 °C gekühlt, dennoch kommt es durch das Auslesen der Werte zu einer einseitigen Temperaturdifferenz am Sensor, was jedoch in den Untergrundmessungen berücksichtigt ist und damit kompensiert wird. Siehe Abb. 8 für eine Messung des Rauschens, bei der ab etwa 560 nm der Einfluss der Temperatur über einen Anstieg des Rauschens von $(8 \pm 0,6)\%$ erkennbar ist.

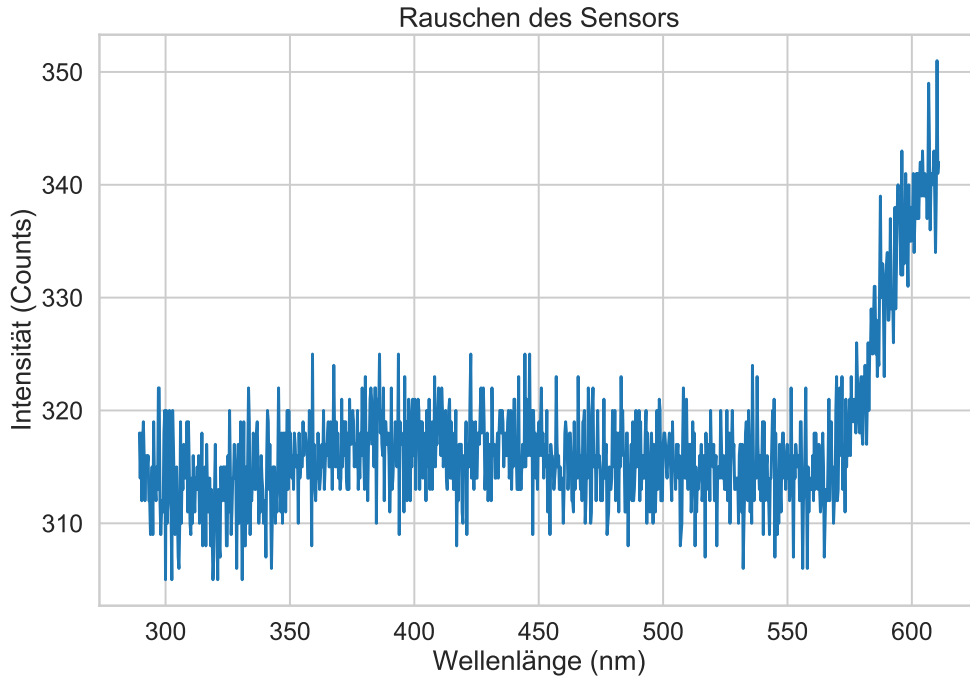


Abbildung 8: Eine Messung des Rauschens des Sensors über eine Belichtungszeit von 0,2 s ist bei verschlossener Ulbrichtkugel aufgenommen.

4.1.1 Flächenberechnung

Die Flächen für die Kugelkonstante b_2 und die Kugelkonstante selbst werden für die unterschiedlichen Messaufbauten berechnet, siehe Gleichung (9). Diese unterscheiden sich dabei lediglich darin, welche Flächen von welchen Bauteilen eingenommen werden. Die Kugelkonstante b_1 wird nicht berechnet, da sich der Wert in Gleichung (12) herauskürzt und damit nicht benötigt wird. In den hier behandelten Aufbauten bleibt die Größe der gesamten Kugel A stets identisch (Das Datenblatt der Ulbrichtkugel kann im Anhang, Abb. 25, gefunden werden) ebenso wie die Fläche des Detektors δ , hier die Fläche einer Glasfaser mit dem Radius $r_\delta = (300 \pm 6)\mu\text{m}$. Variiert wird die Größe der Probe s und damit verbunden die nicht reflektierenden Flächen h .

Für die Vermessung der Gläser des PMTs und des Druckbehälters des mDOMs werden die Probenflächen s näherungsweise durch eine Kugelkappe beschrieben, für die der Durchmesser aus dem Datenblatt entnommen wird, da die Probe plan mit der Öffnung der Kugel abschließen soll. Ebenso der Detektor und dessen Blindfläche b_δ , die durch den Adapter

und die Fassung der Glasfaser zustande kommt, sind durch Kugelkappen berechnet. Die Fläche des Gels wird als ebene Flächen angenommen. Durch die Halterung des Gels kommt jedoch noch eine weitere, nicht reflektierende Blindfläche b_s hinzu. Die berechneten Flächen und die Kugelkonstante b_2 sind in Tabelle 1 dargestellt. Da b_2 von der Wellenlänge abhängt, sind hier exemplarisch die Werte für 290 nm und 610 nm angegeben.

Tabelle 1: Angegeben sind die Werte der Flächenberechnungen und die verwendete, wellenlängenabhängige Kugelkonstante $b_2(\lambda)$. Die Spaltenüberschriften beziehen sich auf die Größe der Eingangsöffnung, an der die Probe liegt. Der große Port hat einen Durchmesser von 63,5 mm, der kleine Port 25 mm und das breite Gel eine Öffnung von 25 mm \times 11 mm. (Signifikante Stellen der Fehler nach DIN 1333.)

	großer Port	kleiner Port	breites Gel
A in mm^2	$58\,965 \pm 86$		
δ in mm^2	$0,28 \pm 0,01$		
b_δ in mm^2	495 ± 4		
s in mm^2	3358 ± 11	495 ± 4	$275,00 \pm 0,25$
b_s in mm^2	-	-	220 ± 4
α	$0,93465 \pm 0,00022$	$0,9832 \pm 0,0001$	$0,9832 \pm 0,0001$
$b_2(610\text{ nm})$	$0,776 \pm 0,004$	$0,333 \pm 0,003$	$0,185 \pm 0,001$
$b_2(290\text{ nm})$	$0,654 \pm 0,003$	$0,2127 \pm 0,0018$	$0,118 \pm 0,001$

4.1.2 Einstellung und Kalibration des Spektrometers

Bevor eine Messung aufgenommen werden kann, muss das Spektrometer richtig eingestellt und kalibriert werden. Über das zur CCD Kamera gehörende Programm werden zunächst die Einstellungen der Aufnahme getroffen [32]. Es wird im Erfassungsmodus „single“ gemessen mit einem vollständig vertikalen Binning (engl. *full vertical binning*, FVB). Über den Erfassungsmodus wird eingestellt, wie der CCD-Sensor ausgelesen werden soll. Im Fall „single“ wird der Sensor einmal nach einer vorgegebenen Zeit ausgelesen. Hier wird FVB verwendet, was statt eines ortsauflösenden Bilds des Sensors eine Summation der Werte über die Höhe des Sensors ausgibt. Es entsteht somit lediglich ein zweidimensionales Bild, das die typischen Spektrallinien als Peaks darstellt [32].

Das Auslesen des CCD-Sensors wird mit einer vertikalen Pixel Verschiebung, dem Binning, von 25,7 μs und einer Ausleserate, der horizontalen Pixel Verschiebung, von 3 MHz und 16 bit bewerkstelligt. Die Belichtungszeit wird je nach Messung separat erneut eingestellt, damit die Ausbeute der Intensität möglichst maximal ist, ohne dass der Sensor ausbrennt. Bei jedem Start des Programms befindet sich der Sensor in seiner Ruheposition, von der aus er erneut auf den gewünschten Wellenlängenbereich gefahren werden muss. Dies erfordert im Anschluss eine Kalibration des Sensors. Zuvor wird noch der Fokus über das Programm ausgeführt, der charakteristische Linien im Spektrum somit möglichst scharf darstellt. Zudem muss das im Spektrometer verbaute Blazegitter, das die nullte Beugungsordnung eines Wellenlängenbereichs minimiert, in den Bereich eingestellt werden, in dem gemessen werden soll. Im Bereich 200 nm bis 520 nm wird das „Grating 1“ der Blazewellenlänge 250 nm gewählt. Für den Bereich 290 nm bis 610 nm wird das „Grating 2“ der Blazewellenlänge 550 nm verwendet.

Zur Kalibration wird eine Quecksilber-Argon-Lampe verwendet. Die charakteristischen Linien der Lampe helfen so die Wellenlängenskala auf 0,2 nm genau einzustellen, wie unten beschrieben und in Abb. 9 gezeigt. Im Programm kann eine manuelle x-Kalibration, eine Wellenlängenkalkulation, durchgeführt werden. So ist zu jedem Peak die zugehörige Wel-

lenlänge manuell einzugeben. Zur Kalibration wird für den höchsten Grad des Polynoms „kubisch“, sprich zur dritten Ordnung, ausgewählt. Dies erzeugt die beste Kalibration für ein über den Sensor verteiltes Spektrum [32].

Die Genauigkeit der Kalibration wird über die zu den Gauß-Fits berechneten Standardabweichungen σ bestimmt, dargestellt in Abb. 9. Die Gauß-Fits werden an die Peaks des Spektrums der Kalibrationslampe angepasst. Aus der Abweichung der Fits zu den tatsächlichen Werten wird ermittelt, welche σ -Umgebung des Fits die tatsächlichen Werte erfasst. Bei einer 1σ -Unsicherheit – 68 % der wahren Werte liegen in dem Bereich – entspricht dies einem Fehler von $\pm 0,1$ nm. Eine 2σ -Unsicherheit – 95 % der wahren Werte liegen in dem Bereich – bringt einen Fehler von $\pm 0,2$ nm. Im Folgenden wird mit der 2σ -Unsicherheit gerechnet, da der tatsächliche Wert der Kalibrationslampe (rot) mit der größten Abweichung zum Fit noch im 2σ -Bereich liegt, der in Grün um das Maximum des Gauß-Fits eingezeichnet ist.

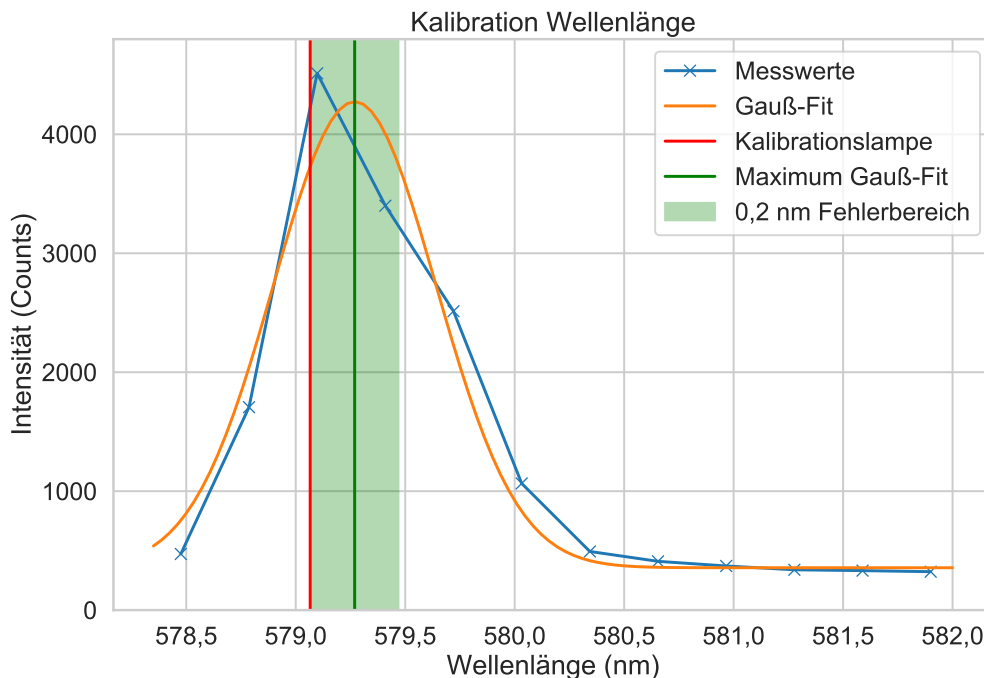


Abbildung 9: Dargestellt ist ein Beispiel der Kalibration des Spektrometers, gemessen mit einer Belichtungszeit von 0,2s. Hier ist der Wert mit der größten Abweichung zur vorgegebenen Wellenlänge der Kalibrationslampe gewählt. Um das Maximum des Gauß-Fits wurde die 2σ -Unsicherheit gezeichnet, die hier $\pm 0,2$ nm ist.

4.2 Transmissionsmessung

Die für die Transmissionsmessung verwendete Lichtquelle ist eine Xenonlampe mit einem in Abb. 10 zu sehenden Spektrum. Dieses Spektrum hat an einigen erwähnten Stellen sichtbaren Einfluss auf die Messergebnisse und kann darin enthaltene Besonderheiten erklären.

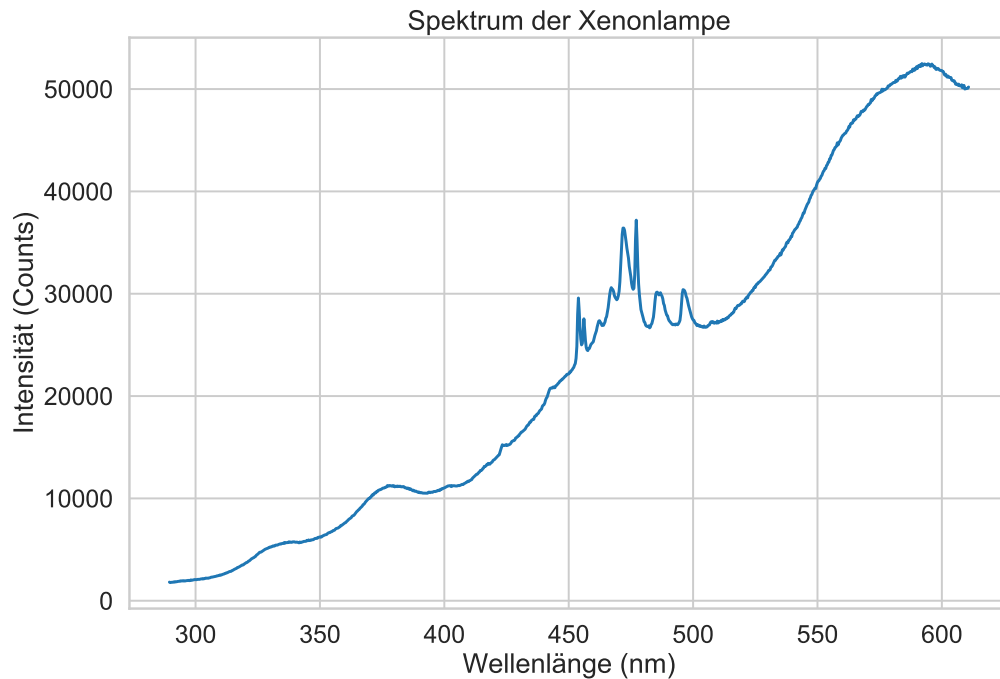


Abbildung 10: Das Spektrum der Xenonlampe aufgenommen durch die Ulbrichtkugel nach 3,5 h Aufwärmzeit. Der Untergrund ist in dieser Messung noch beinhaltet.

Untersuchung Xenonlampe Die Xenonlampe hat eine Aufwärmphase, in der sich die Intensität weiterhin verändert. Um dies zu untersuchen, wird nach unterschiedlich langen Aufwärmphasen über 40 min die Intensität der Lampe 900-mal gemessen mit einer Belichtungszeit von 0,9 s. Aus den gewonnenen Daten lässt sich der zeitliche Verlauf der Intensität für jede Wellenlänge darstellen. Der Verlauf wird mittels einer Gerade angepasst und von dieser Geraden die Steigung bestimmt, die sich in Counts pro Sekunde angeben lässt, siehe Abb. 11. Um daraus die relative Steigung zu bestimmen, wird eine Referenz gewählt, die hier der Startpunkt der Messung ist, der durch den Mittelwert der ersten 100 s bestimmt wird. Somit sind die Daten in Prozent pro Sekunde für jede Wellenlänge umgerechnet und es lässt sich eine Aussage über die Stabilität der Lampe nach unterschiedlichen Aufwärmphasen treffen, siehe Abb. 12.

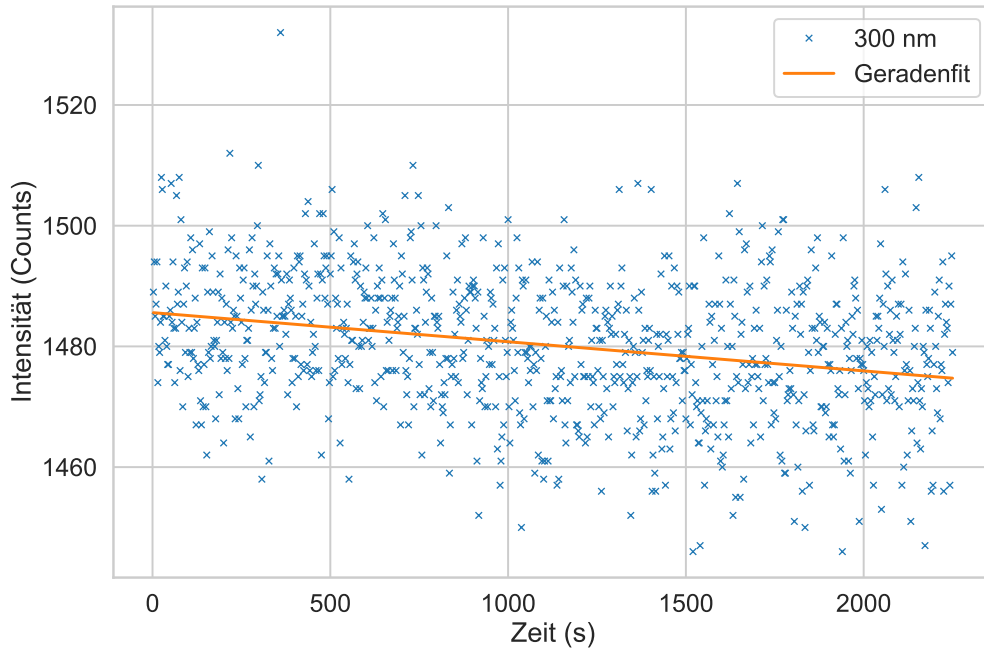


Abbildung 11: Nach 3,5 h Aufwärmzeit für 300 nm exemplarisch die zu den Daten angepasste Gerade. Hier noch ohne Unsicherheit angegeben, da aus dieser Messung später der statistische Fehler (relative Unsicherheit der Residuen) bestimmt wird. Die Steigung der Geraden hat hierbei einen Fehler von 12 %.

Die Untersuchung des Zeitverhaltens der Xenonlampe für Aufwärmzeiten von 30 min und 3,5 h zeigt deutliche Unterschiede auf. Nach einer Aufwärmphase von 30 min schwankt die Intensität der Lampe über einen Zeitraum von 40 min um $(14 \pm 2) \%$, wohin gegen sie nach 3,5 h Aufwärmzeit in derselben Zeitspanne nur noch eine Änderung von maximal 2 % aufweist und somit wesentlich stabiler ist, siehe Abb. 12. Die Schwankungen im Graphen für 30 min Aufwärmzeit sind auf das Spektrum der Xenonlampe zurückzuführen, siehe Abb. 10. Es existieren Peaks im Spektrum bei etwa 470 nm, was den sprunghaften Anstieg erklärt. Die beiden lokalen Maxima bei 330 nm und 370 nm zeigen die Ableitung und damit die Steigung des Spektrums auf. Dieser Verlauf ist ebenso im Graphen für 3,5 h Aufwärmzeit zu erwarten, ist hier jedoch nicht ausgeprägt, da sich die Änderung der Intensität bereits deutlich verringert hat und die Steigung somit nahe Null ist. Demnach wird die Lampe stets für 3,5 h eingebrannt, um die Schwankung so gering wie möglich zu halten.

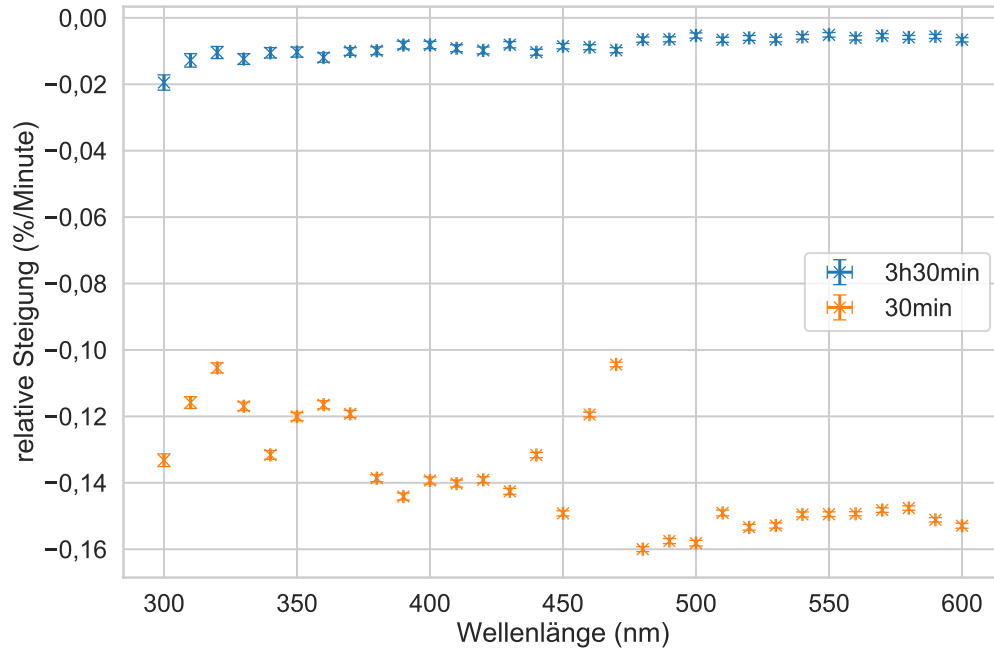


Abbildung 12: Gezeigt ist das Zeitverhalten der Xenonlampe für eine Aufwärmzeit von 30 min und 3,5 h, angegeben als relative Steigung der Intensität über die Zeit.

Unsicherheiten der Wellenlänge aus der Zeitmessung der Lampe Die Unsicherheit der gemessenen Intensitäten wird aus dem zeitlichen Verlauf der Intensität der Xenonlampe für jede Wellenlänge bestimmt, siehe Abb. 11 für 300 nm. Dazu werden die zugehörigen Residuen ermittelt, indem die Daten von der Geraden abgezogen werden. Diese werden in einem Histogramm dargestellt und es wird eine Gauß-Funktion gefittet, siehe Abb. 13. Jede Wellenlänge erhält somit einen zugehörigen Gauß-Fit. Über die 1σ -Unsicherheit der Gauß-Fits jeder Wellenlänge wird die relative Unsicherheit wellenlängenabhängig berechnet.

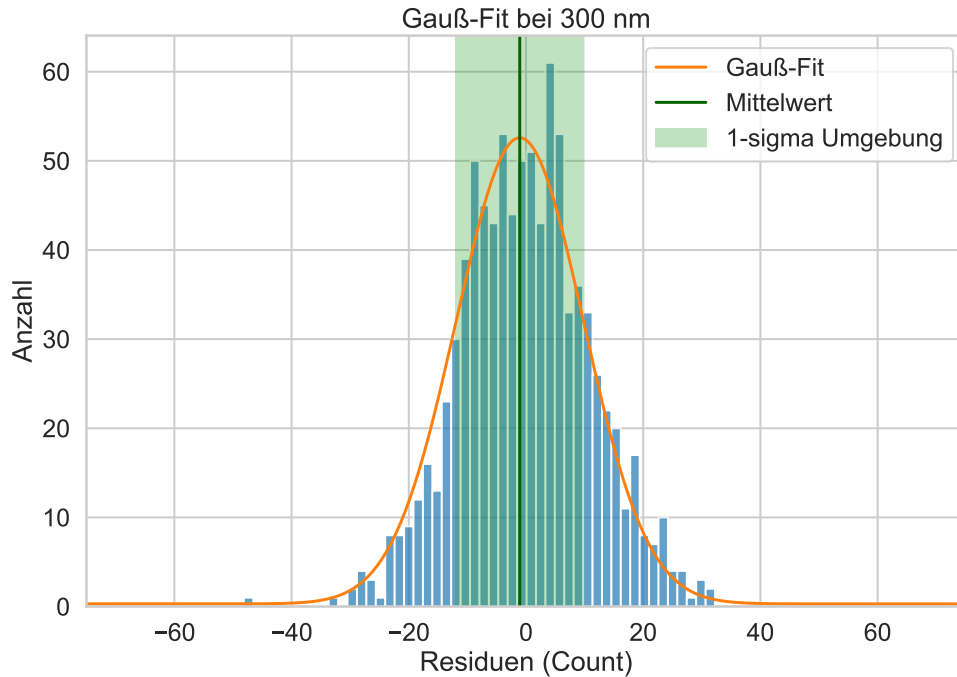


Abbildung 13: Histogramm der Residuen zur Steigung des zeitlichen Verlaufs der Intensität am Beispiel von 300 nm aus Abb. 11. Der Gauß-Fit ist mit seiner 1σ -Unsicherheit und dem Mittelwert dargestellt.

In Abb. 14 sind die relativen Unsicherheiten zu sehen. Diese sind die 1σ -Unsicherheiten der Gauß-Fits in Relation zum Start- beziehungsweise Endpunkt der Messung. Hierbei ist deutlich zu erkennen, dass nach einer Aufwärmzeit von 3,5 h kein wesentlicher Unterschied mehr zum Referenzzeitpunkt besteht. Hingegen ist nach 30 min Aufwärmzeit noch eine Diskrepanz zu erkennen. Um diesen Fehler auf sämtliche Wellenlängen anwenden zu können, wird eine Exponentialfunktion an die Messpunkte mit der Startzeit als Referenz angepasst. Zu bemerken ist hier, dass der Fehler nach 3,5 h Aufwärmzeit höher ist als nach 30 min. Da es sich dabei lediglich um maximal 0,1 % handelt, wird dennoch eine Dauer von 3,5 h bevorzugt, da somit eine Verschiebung des Spektrums ausgeschlossen werden kann, wie Abb. 12 deutlich macht.

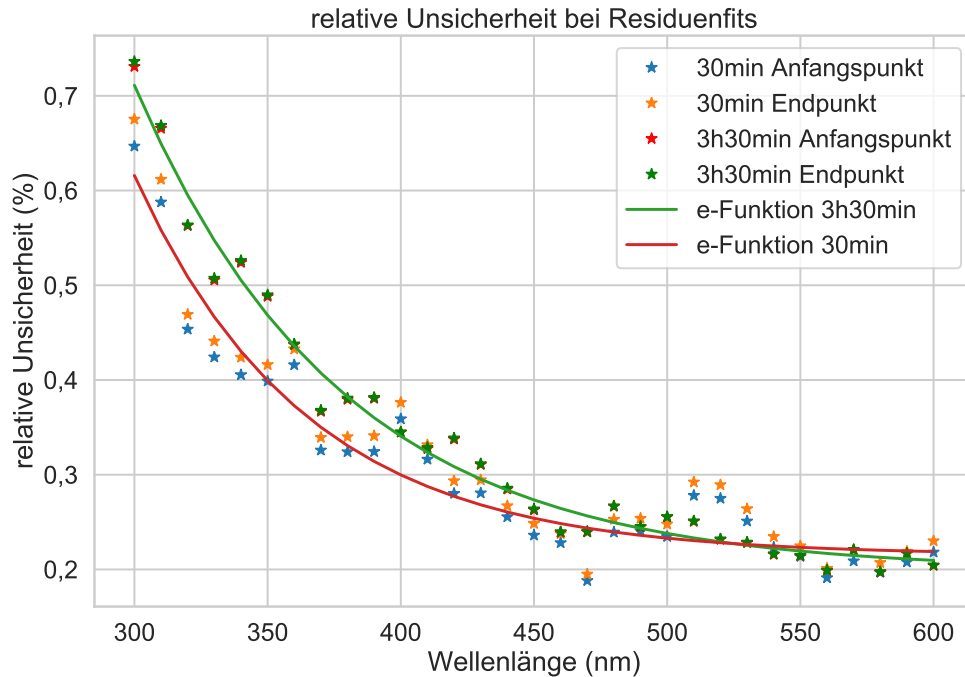


Abbildung 14: Vergleich der relativen Unsicherheiten der Aufwärmphasen der Xenonlampe zu einem Referenzzeitpunkt.

Der Durchmesser des Lichtstrahls der Xenonlampe wird durch eine Röhre so verkleinert, dass das Licht lediglich ins Innere der Kugel gelangen kann, um eventuell auftretende Randeffekte an der Probe zu umgehen. Der Detektor wird an den Port, d.h. die Öffnung, der Ulbrichtkugel gesetzt, bei dem der Baffel zwischen Detektor und einfallendem Licht ist. Wie in Abschnitt 3.1 bereits erwähnt, muss sich der Baffel zwischen Probe und Detektor befinden, um spiegelnde Reflexionen an der Probe nicht direkt in den Detektor gelangen zu lassen. Alle weiteren Ports sind mit Verschlusskappen aus demselben Material wie die Kugellinnenseite zu verschließen.

Messung Es werden drei Messreihen benötigt, um den Transmissionskoeffizienten und damit die Absorptionslänge zu bestimmen. Zunächst wird die Intensität der Xenonlampe durch die Ulbrichtkugel gemessen. Mithilfe dieser Messung kann die Messzeit so gewählt werden, dass möglichst viel Licht aufgenommen wird, ohne dass der Sensor überbelichtet wird. Der Untergrund wird gemessen, indem die Xenonlampe abgedeckt wird. In dem Untergrund ist das Rauschen des Sensors der Newton CCD enthalten. Anschließend wird die Probe zwischen Xenonlampe und Ulbrichtkugel platziert. Dabei bedeckt die Probe die gesamte Öffnung der Ulbrichtkugel. Aufgrund der Stabilität der Xenonlampe können mehrere Messreihen hintereinander durchgeführt werden. Dabei können der Untergrund und die Intensität der Lampe einmal gemessen und für die gesamte Messreihe verwendet werden.

4.2.1 PMT-Glas und Glas des Druckbehälters eines mDOMs

Für die Messung vom PMT-Glas, siehe Abb. 15a, wird das Glas zwischen der Xenonlampe und der Ulbrichtkugel platziert, sodass das Glas direkt an der Öffnung der Ulbrichtkugel anliegt. Um das Glas des Druckbehälters zu messen, das wesentlich größer ist als ein

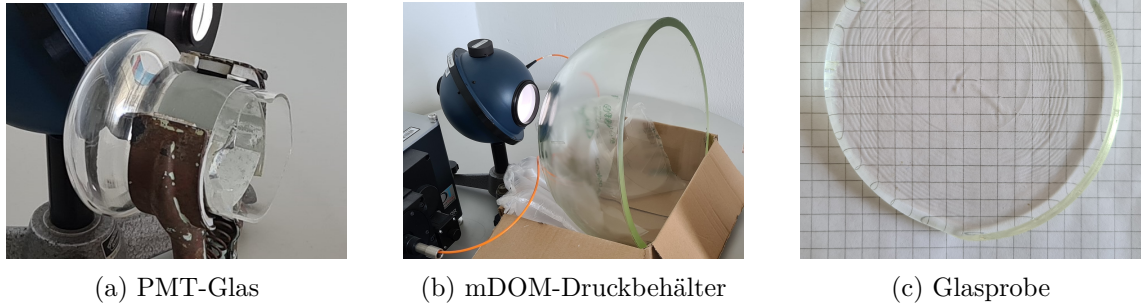


Abbildung 15: Abgebildet sind die drei vermessenen Gläser, in (a) das Glas eines PMTs, in (b) der Druckbehälter des mDOMs und in (c) die Glasprobe aus demselben Glas wie der Druckbehälter

PMT, muss dieses so aufgestellt werden, dass das Licht das Glas senkrecht passiert und es sich möglichst nah an der Ulbrichtkugel befindet, siehe Abb. 15b. Zusätzlich wird eine Probe des Glases verwendet, die keine homogene Oberfläche aufweist, siehe Abb. 15c. Eine homogene, zum Strahlengang parallel ausgerichtete Oberfläche bricht das Licht nicht an der Ulbrichtkugel vorbei. Es ist somit bei der Probe darauf zu achten, eine möglichst homogene Stelle zu wählen, hier etwa die Mitte der Probe. Die Gläser des PMTs und des Druckbehälters sowie die Probe sind aus Borosilikatglas. Das Glas des Druckbehälters ist von „Vitrovex“⁶ und das PMT-Glas von „Hamamatsu“. Über die Sellmeier-Gleichung und die Sellmeier-Koeffizienten wird der wellenlängenabhängige Brechungsindex $n(\lambda)$ für Borosilikatglas berechnet [34]. Über $R(\lambda) = [n(\lambda) - 1] / [n(\lambda) + 1]^2$ wird der Reflexionsindex $R(\lambda)$ für senkrechten Einfall berechnet, der für die weitere Berechnung des Transmissionsgrades benötigt wird. Der Reflexionsgrad ist für transparentes Glas naturgemäß gering bei unter 5 %, wie in Abb. 16 dargestellt. Zudem ist hier die Wellenlängenabhängigkeit zu erkennen. Die Sellmeier-Gleichung divergiert bei (233 ± 5) nm. Dies erzeugt somit unrealistisch hohe und niedrige Werte bei kleinen Abweichungen von dieser Wellenlänge. Unterhalb von 290 nm wird der Reflexionsgrad bei $R = 0,048 \pm 0,01$ gewählt.

⁶Von NAUTILUS Marine Service GmbH [33]

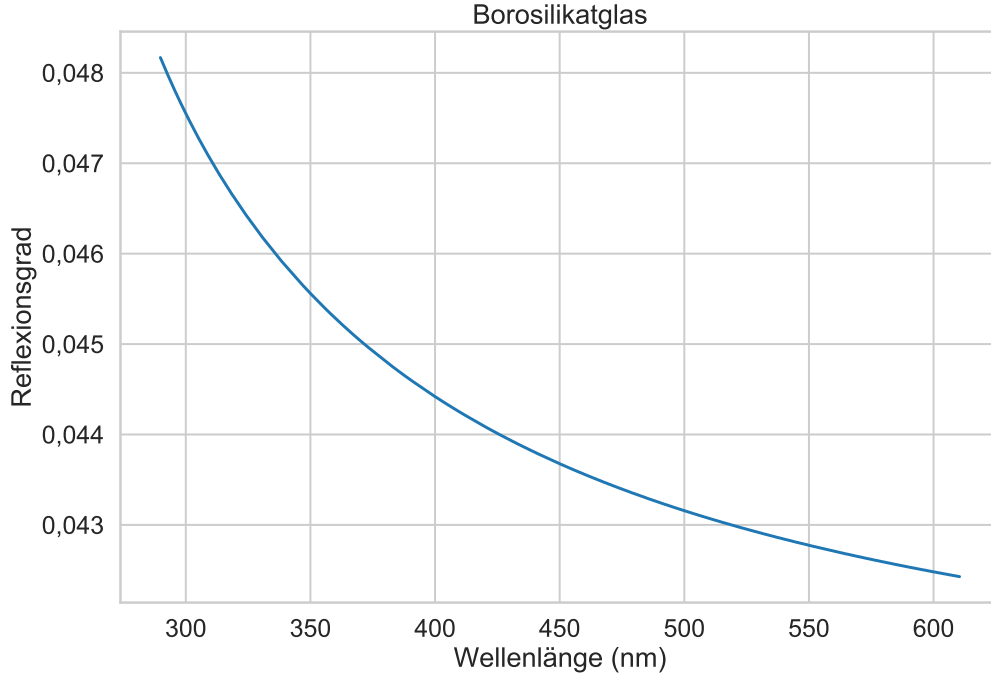


Abbildung 16: Aus dem Brechungsindex berechneter Reflexionsgrad für Borosilikatglas.

Zunächst wird der Transmissionsgrad ideal berechnet, aus dem im Anschluss der korrigierte, an die Kugel angepasste Transmissionsgrad berechnet werden kann, für den der Reflexionsgrad von Bedeutung ist. Der ideale Transmissionsgrad T ist gegeben durch das Verhältnis der Intensitäten des durch die Probe transmittierten Lichts I_t zur Leistung des Lichts ohne Probe, dem einfallenden Licht I_e :

$$T = \frac{I_t}{I_e}. \quad (17)$$

Wie in Abschnitt 3.2 gezeigt, wird jedoch Gleichung (12) verwendet, die die Kugelkonstanten beinhaltet und die Kugelkorrekturen mitberechnet:

$$T_d = \frac{(1 - b_2 R_d)}{1 - R_d} \frac{I_t - I_U}{I_e - I_U}.$$

Der Reflexionsgrad R_d des Glases wird hierbei aus der Literatur berechnet [34], siehe Abb. 16. Der Wert b_2 ist eine Konstante, die je nach Aufbau der Ulbrichtkugel variiert, wie in Abschnitt 4.1.1 erwähnt. Die Leistungen P_d und P_d^0 aus Gleichung (12) sind hier aus der Messung $I_{e,t}$ und dem Untergrund I_U berechnet.

Bei den Messungen wird der Untergrund von dem einfallenden und dem transmittierten Licht abgezogen. Dies filtert sowohl das Grundrauschen des Sensors als auch die Hintergrundstrahlung der Messumgebung heraus.

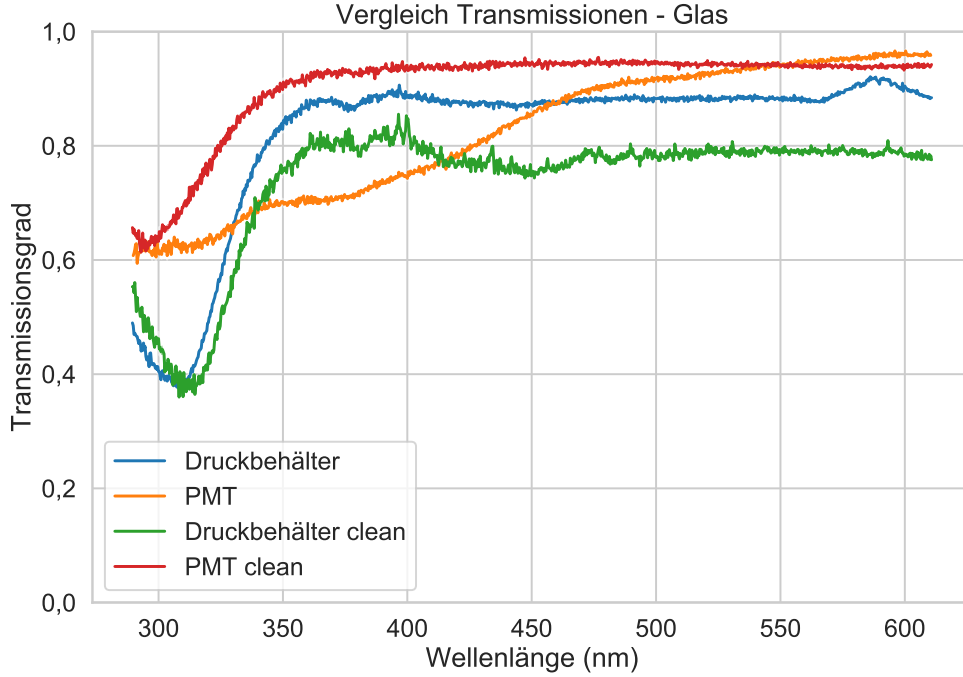


Abbildung 17: Ein Vergleich des Transmissionsgrades für das Glas des Druckbehälters und das PMT-Glas in gereinigtem Zustand („clean“) und ohne Reinigung. Die Unsicherheiten haben hier eine Größenordnung von 0,5 % bis 1 %. Bei der Berechnung des Transmissionsgrades wird der Reflexionsgrad von Borosilikatglas verwendet.

Das Glas des Druckbehälters, gemessen mit einer Belichtungszeit von 7 s, hat ab einer Wellenlänge von 350 nm einen Transmissionsgrad von über 80 %. Bei kleiner werdenden Wellenlängen gibt es einen Abfall bei 310 nm auf $(38 \pm 1) \%$, siehe Abb. 17. Der Transmissionsgrad des PMT-Glases, gemessen mit einer Belichtungszeit von 8 s, steigt allmählich von $(62 \pm 2) \%$ auf 90 % bei $(575 \pm 0,2) \text{ nm}$, bevor es sich bis $(610 \pm 0,2) \text{ nm}$ einem Transmissionsgrad von $(96 \pm 0,5) \%$ nähert.

Die Gläser des Druckbehälters und des PMTs werden vor einer erneuten Messung mit einem Mikrofasertuch, Zitrusreiniger und Aceton gereinigt, um möglichst alle Rückstände zu entfernen, sei es Fett und Staub oder Reste der Photokathode auf dem PMT-Glas. Die Transmission ist beim PMT-Glas deutlich gestiegen, während beim Druckbehälter nicht dasselbe Glas verwendet werden konnte. Das neue Glas hat nicht die Transparenz, wie das zuerst verwendete Druckbehälter-Glas. Die Reinigung des PMT-Glases hat zu einer erheblichen Verbesserung der Transmission geführt. Bei 350 nm ist die Transmission im Vergleich zum ungereinigten Glas um 20 % höher und steigt deutlich schneller auf einen Wert von $(94 \pm 0,5) \%$.

Um aus dem Transmissionsgrad T ideal die Absorptionslänge a bestimmen zu können, wird die Dicke x der Probe benötigt:

$$a = -\frac{x}{\ln T}. \quad (18)$$

Dabei werden die Mehrfachreflexionen im Glas noch nicht berücksichtigt. Um diese mit einzuberechnen, werden nach Abschnitt 3.3 zur Bestimmung Gleichung (15) und Gleichung (16) verwendet.

Für die Dicke des Druckbehälter-Glases ist $x_{\text{mDOM}} = (1,35 \pm 0,03) \text{ cm}$ [28] angegeben und

für das PMT-Glas $x_{\text{PMT}} = (0,6 \pm 0,3)$ cm gemessen worden.

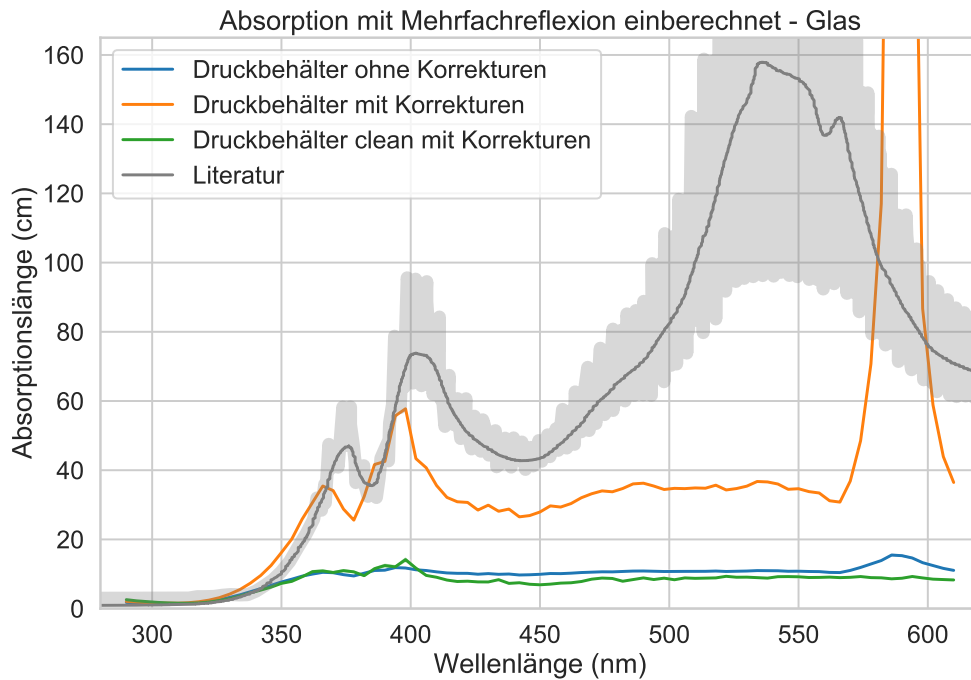


Abbildung 18: Die Absorptionslänge für das Glas des Druckbehälters ohne Korrekturen nach Gleichung (18) und korrigiert nach Gleichung (15) und Gleichung (16) gegenübergestellt zu den Literaturwerten aus [27]. Die Messdaten und die zugehörigen Fehler sind gebünnt, um die statistische Schwankung zu unterdrücken.

Die in Abb. 18 gezeigte Absorptionslänge für das Glas des Druckbehälters mit Korrekturen ist nicht so groß, wie frühere Messungen [27, S. 162, Vitrovex glass] erwarten lassen. Die Form der Messdaten stimmt jedoch überein, bis auf eine Verschiebung in der Wellenlänge und die fehlerhaften Daten der Messung im höheren Wellenlängenbereich bei (589 ± 5) nm, die durch das Ausschöpfen des Sensors entstanden sind. Der erste Peak bei (365 ± 5) nm liegt in der oben gezeigten Messung bei (35 ± 5) cm, wohingegen der Wert aus der Literatur bei (376 ± 3) nm etwa 50 cm liegt. Der Fehlerbereich dieses Wertes ist nicht so groß, dass die hier gezeigten Werte darin liegen würden. Nach dem Anstieg sollte sich die Absorptionslänge bei etwa (60 ± 10) cm bis (80 ± 20) cm wiederfinden. Hier hingegen ist dies bei (35 ± 5) cm und zeigt keinen erneuten Anstieg zu 540 nm. Allgemein ist festzustellen, dass diese Messreihe Optimierungsbedarf hat, zum Beispiel durch erneute Messung einer gereinigten Probe. Zudem könnten mehrere unterschiedliche Proben vermessen werden. Eine dickere Probe würde das Ergebnis ebenfalls verbessern. Es fällt jedoch auf, dass die Fehlerwerte in diesem Versuchsaufbau deutlich kleiner sind als in genannter Arbeit.

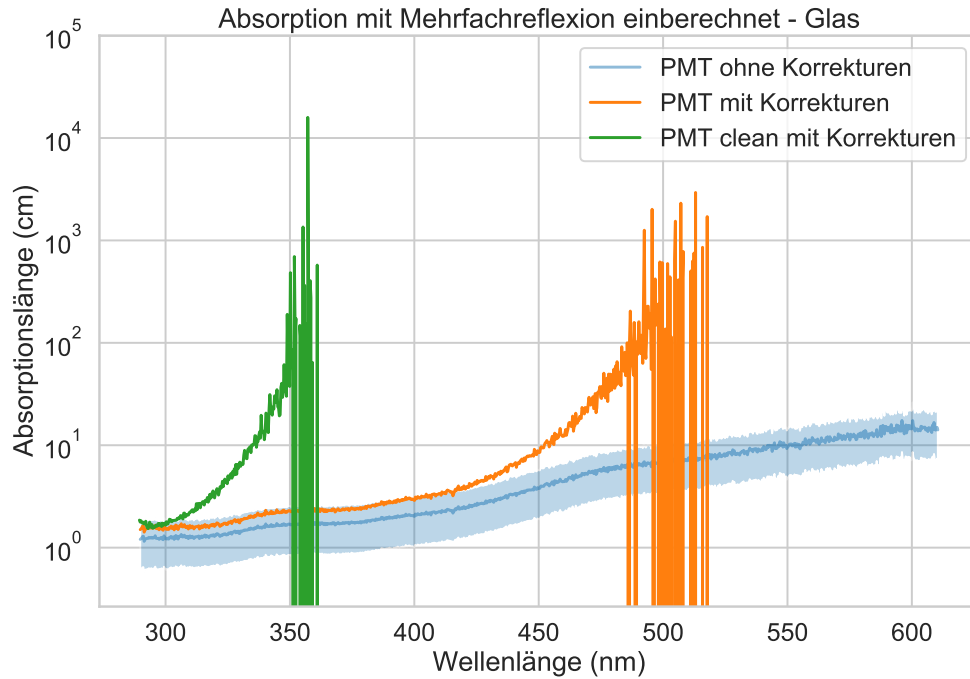


Abbildung 19: Die Absorptionslänge für das PMT-Glas ohne Korrekturen nach Gleichung (18) und korrigiert nach Gleichung (15) und Gleichung (16) sind an einer logarithmischen Skala aufgetragen.

Das PMT-Glas weist beim Berechnen der Absorptionslänge mit Berücksichtigung der Mehrfachreflexionen im Glas eine enorme Schwankung von 30 km ins Positive sowie ins Negative auf und nähert sich dann im Negativen wieder der Null an, siehe Abb. 19. Eine negative Absorptionslänge ergibt jedoch physikalisch keinen Sinn. Diese Schwankungen entstehen erst durch das Einberechnen der Mehrfachreflexionen. Zuvor steigt die Absorptionslänge zwischen 300 nm und 400 nm lediglich auf 10 cm an. Die Absorptionslänge für das PMT-Glas ohne Korrekturen zeigt hier als einziges einen sinnvollen Graphen, der jedoch nicht in einer zu erwartenden Größenordnung liegt.

Die starken Schwankungen in der Berechnung der Absorptionslänge kommen durch die geringe Probendicke zustande [27, S. 160], die hier $(0,6 \pm 0,3)$ cm beträgt. Dadurch wird die Intensität nur wenig abgeschwächt und geht teilweise in der Schwankung der Messwerte unter. Einige Fehler in den Messungen führen dazu, dass der berechnete Wert der Absorptionslänge negativ wird, wie die Messung des Untergrunds, Schwankungen in der Intensität der Lampe und Abweichungen im Brechungsindex, der hier berechnet wurde.

Vergleich mit der Probe Da keine saubere Messung vom Glas des Druckbehälters angefertigt werden konnte, wird eine Probe Glas des gleichen Typs und vom selben Hersteller vermessen. Diese ist ein $(0,64 \pm 0,1)$ cm dickes, separat gegossenes Stück des Druckbehälter-Glases. Die Probe hat keine homogene Oberfläche, sondern besitzt Ringe vom Gießen, siehe Abb. 15c. Vor der Messung wird die Probe gereinigt. Die Probe wird vor den kleinen Eingangsport gehalten und mit 7 s Belichtungsdauer vermessen. Zum Vergleich wird trotz des kleineren Wellenlängenbereichs von 200 nm bis 520 nm der Probe die Messung des nicht gereinigten Druckbehälter-Glases verwendet, die im höheren Wellenlängenbereich von 290 nm bis 610 nm liegt. In Abb. 17 ist das gereinigte Glas des Druckbehälters mit dem zuerst verwendeten Glas verglichen, woraus zu erkennen ist, dass

der zuerst verwendete Druckbehälter eine höhere Transparenz aufweist. Aus diesem Grund wird diese Messung zum Vergleich mit der Glasprobe gewählt. Diese beiden Gläser haben eine unterschiedliche Dicke, weswegen statt dem Transmissionsgrad die Absorptionslänge berechnet werden muss, da erst hier die Dicke in die Berechnung mit einfließt, siehe Gleichung (18).

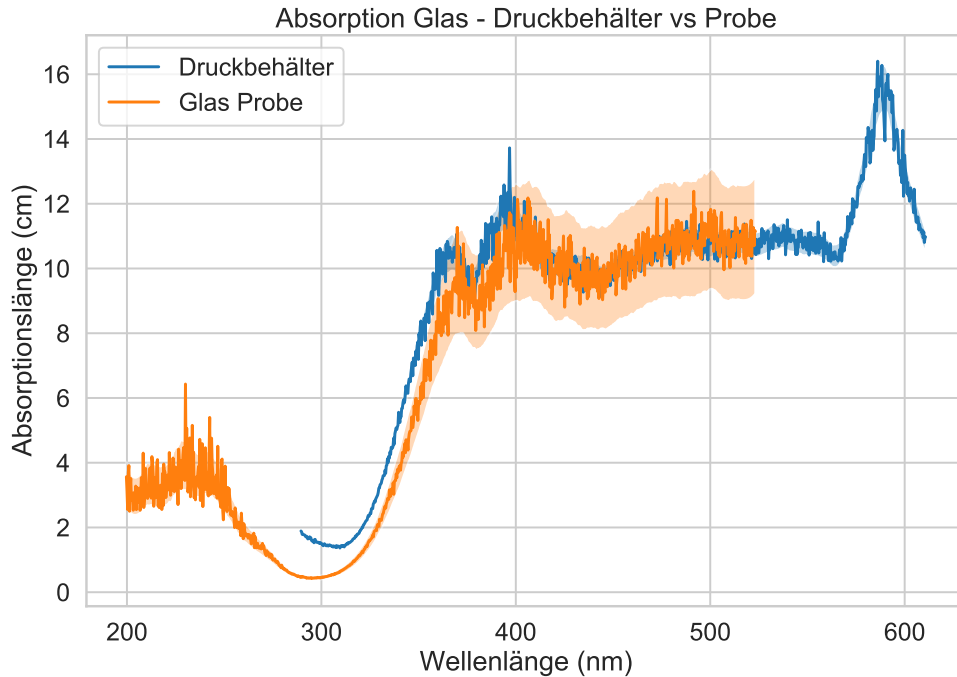


Abbildung 20: Ein Vergleich der beiden Gläser des Druckbehälters mit dem systematischen Fehler. Die Fehler sind mit dem Savitzky-Golay-Filter, in Python „savgol-Filter“, geglättet worden.

Nach der Berechnung der Absorptionslänge für die beiden Messungen ist in Abb. 20 zu erkennen, dass die Messungen zum selben Ergebnis führen. Das Maximum im blauen Graphen bei (589 ± 5) nm ist eine Anomalität, die sich auf die Rohdaten der Messung ohne Probe zurückführen lässt. Dabei ist in der Region der Sensor ausgebrannt, das heißt, es sind in dem Bereich so viele Photonen auf den Sensor getroffen, dass dieser sein Maximum überschritten hat und die weiter auftreffenden Photonen keine Elektronen mehr auslösen können. Der größere Fehler für die Messung der Probe beruht auf dem Fehler der Dicke der Probe. Dieser ist für die Probe bei 15,6 %, während der Fehler des Druckbehälter-Glases bei 2,2 % liegt. In der Berechnung der Absorptionslänge ist hier nicht die Mehrfachreflexion nach Abschnitt 3.3 berücksichtigt worden, da diese hier für die Probe eine große Diskrepanz zu erwartbaren Werten aufweist. Unterhalb von 300 nm ist zu erkennen, dass kaum Licht durch die Probe transmittiert wird. Zudem ist erkennbar, dass unterhalb von 250 nm keine Daten mehr aufgenommen werden, da dies außerhalb des Arbeitsbereichs der Ulbrichtkugel liegt. Borosilikatglas sollte zwischen 270 nm und 300 nm transparent werden und erklärt somit den Übergang zwischen dem Rauschen unterhalb der 250 nm und dem rapiden Anstieg der Absorptionslänge ab 300 nm.

4.2.2 Gel

Der Aufbau der Gelmessung ist nahezu identisch zu dem der Glasmessung, da hier ebenfalls der Transmissionskoeffizient bestimmt werden soll. Das Gel wird dazu in Küvetten⁷ aus Polyethen gefüllt, die über eine Halterung in den Lichtstrahl gebracht werden. Die Halterung für das Gel, in Abb. 21 zu sehen, ist an die Ulbrichtkugel und an die Xenonlampe angepasst. Sie passt an der einen Seite in die Öffnung der Xenonlampe und auf der anderen Seite auf den kleineren Eingangsport, sodass die Halterung durch den frontal sichtbaren Ring fest sitzt. Für den Strahlengang ist in der Halterung eine schmalere Öffnung als die Küvette breit ist modelliert. Von oben kann eine Küvette eingelassen werden. Die schmalen Öffnungen sind so gewählt, dass Randeffekte der Küvettenwand verhindert werden sollen. Es gibt eine zweite Halterung, bei der der Strahlendurchlass schmäler ist. Diese hat jedoch in den Messungen keinen merklichen Unterschied zur hier gezeigten. Die Küvettenhalterungen sind 3D-gedruckt und mit schwarzer Farbe überzogen.

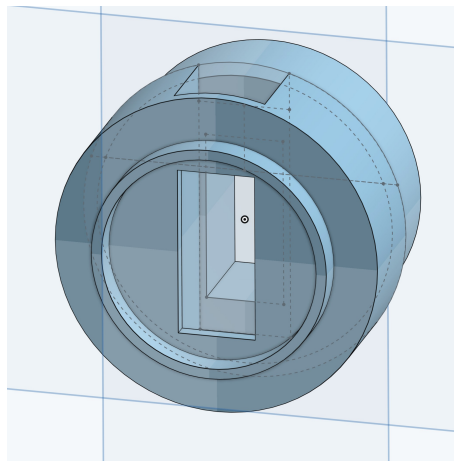


Abbildung 21: Technische Zeichnung der Küvettenhalterung erstellt mit onshape [36] von M. Unland, hier in der Version mit breiterem Strahlendurchlass. Die Linien im Hintergrund stellen die Achsenflächen des Modells dar.

In den Küvetten ist das silikonbasierte Zweikomponenten-Gel, das aus Komponenten A und B besteht, in unterschiedlichen Mischverhältnissen eingefüllt und hat sich dort verfestigt. Das Gel hat in den Küvetten eine Dicke von $(1 \pm 0,01)$ cm. Die Wände der Küvette sind $(1 \pm 0,1)$ mm dick. Über die Transmissionsmessung soll festgestellt werden, welches Mischverhältnis am transparentesten ist.

Küvetten Ein Problem bei der Messung von Gel in Küvetten sind die Küvetten selbst. Diese absorbieren ebenfalls einen Teil des transmittierten Lichts und haben damit einen Einfluss auf den Transmissionsgrad und damit auf die Absorptionslänge. Durch die Form der Küvette (zwei gegenüberstehende Wände) ist eine Messung des Transmissionsgrades der Küvette selbst in diesem Aufbau schwierig. Es entstehen Reflexionseffekte zwischen den Wänden, die hier nicht zu korrigieren sind. Die Idee, die Transmissionsmessung des Gels zur Referenz einer leeren Küvette zu vermessen, scheitert an der Tatsache, dass eine leere Küvette weniger transparent ist als eine mit Gel gefüllte Küvette, die die Reflexionseffekte verringert. In Abb. 22 ist dies im Wellenlängenbereich von 500 nm bis 550 nm zu sehen, gemessen mit einer Belichtungszeit von 1,5 s. Ebenso ist zu sehen, dass bei einer mit Wasser

⁷UV-Cuvette macro der Firma BRAND [35]

gefüllten Küvette derselbe Effekt auftritt. Bei einem freien Strahlengang ist die Intensität wie erwartet höher als bei den Messungen mit Küvette.

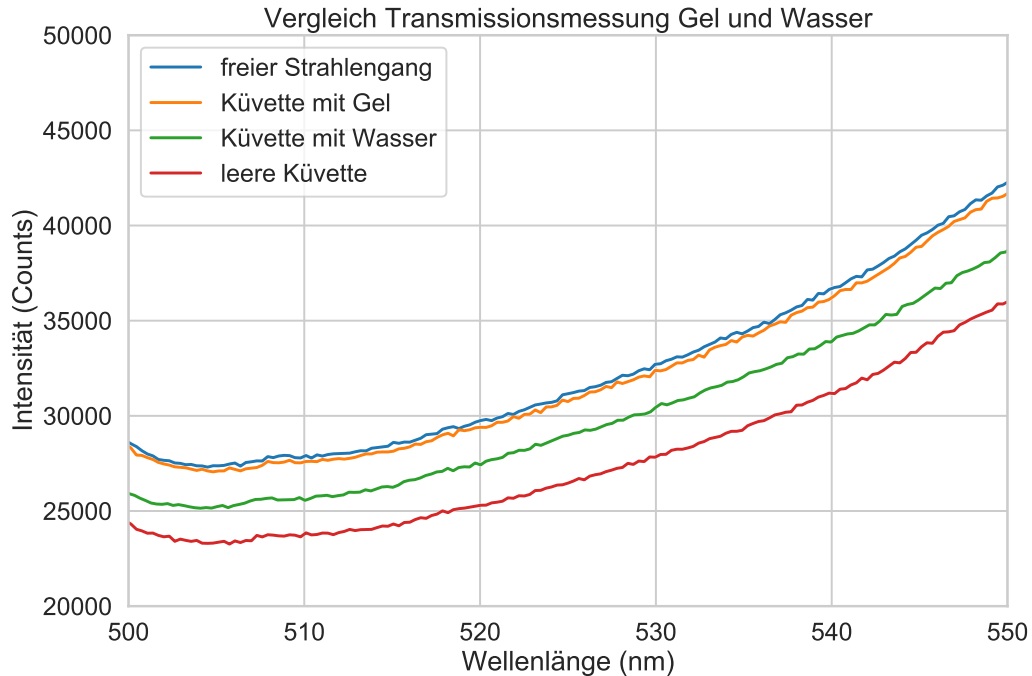
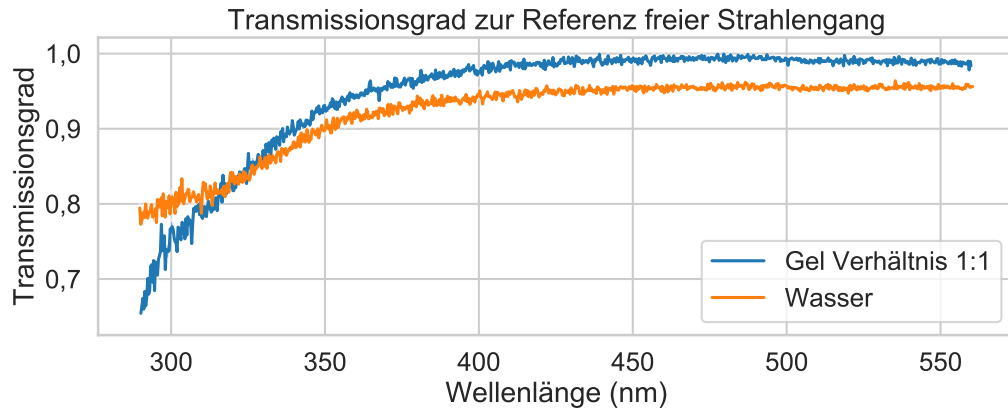


Abbildung 22: Ein Ausschnitt aus der Messung zum Vergleich von Gel, Wasser, einer leeren Küvette und einem freien Strahlengang. Zur besseren Erkennbarkeit ist dieser Ausschnitt der Wellenlänge von 500 nm bis 550 nm und ohne Fehler gewählt.

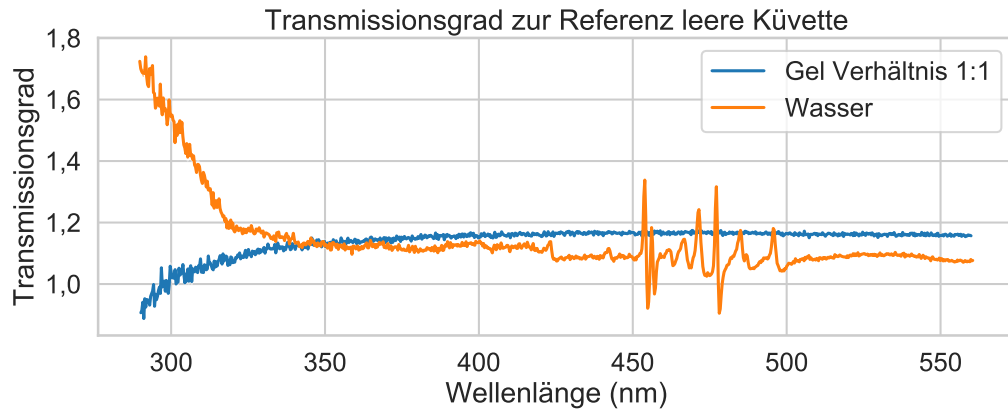
Die höhere Intensität bei Messungen des Gels und des Wassers im Vergleich zu einer leeren Küvette entsteht dadurch, dass Beugungen und Reflexionen an den Grenzflächen der leeren Küvette auftreten, die bei der gefüllten Küvette nicht auftreten, da die Brechungsindizes von Gel und Wasser der Küvette ähnlich sind. Es wäre möglich, diesen Reflexionsanteil der leeren Küvette zu bestimmen, was in der vorliegenden Arbeit nicht möglich war. Dies kann entweder auf analytische Weise geschehen oder über eine Simulation des Strahlengangs einer leeren Küvette.

Abb. 23 zeigt den Transmissionsgrad aus den vollständigen Werten aus Abb. 22. Es ist deutlich zu erkennen, dass die Referenz zur Küvette einen physikalisch nicht sinnvollen Transmissionsgrad von größer als 1 erzeugt und es somit sinnvoller ist, die Küvette als Teil der Probe zu betrachten.

Die Küvette, das Gel und das Wasser sind transparente Medien, bei denen der Reflexionskoeffizient sehr klein erwartet wird. Eine Berechnung nach Gleichung (12) würde somit den Transmissionsgrad weiter vergrößern. Aus diesem Grund ist der Transmissionsgrad hier nur in der einfachsten Form berechnet $T = P_d/P_d^0$.



(a) Die Referenz ist ein freier Strahlengang zwischen Lampe und Ulbrichtkugel. Der Einfluss der Küvette ist in den Daten enthalten.



(b) Die Referenz ist eine leere Küvette im Strahlengang der Lampe.

Abbildung 23: Der nach $T = P_d/P_d^0$ berechnete Transmissionsgrad für Gel und Wasser zur Referenz eines freien Strahlengangs (a) und einer leeren Küvette (b). Dieser ist eine Konsequenz aus den Messdaten aus Abb. 22.

Obwohl keine Aussage über den Wert des Transmissionsgrades des Gels getroffen werden kann, ist es weiterhin möglich, einen Vergleich der verschiedenen Mischverhältnisse durchzuführen. Dabei wird als Referenz ein freier Strahlengang gewählt. Dies bedeutet, dass die Küvette in allen Werten beinhaltet ist. In Abb. 24 sind 5 verschiedene Mischverhältnisse der Komponenten A und B gegenübergestellt. Es ist deutlich zu erkennen, dass unterhalb von (284 ± 1) nm der Aufbau keine adäquaten Daten sammelt. Die Ulbrichtkugel sollte ab 250 nm [23] in ihrem Arbeitsbereich liegen, die Glasfaser ab 180 nm und die Küvette ab 230 nm [35]. Daraus lässt sich die Vermutung aufstellen, dass das Gel in Kombination mit der Küvette, wie gleichfalls das Glas zuvor, in diesem Wellenlängenbereich nicht transparent ist. Oberhalb dieser Grenze ist in Abb. 24 zu erkennen, dass das Mischverhältnis der Komponenten A zu B von 1 : 1,25 einen höheren Transmissionsgrad aufweist, als die anderen Mischverhältnisse, jedoch liegt dieser teilweise noch im Fehlerbereich der anderen Messungen. Für die Mischverhältnisse 1 : 1,5 und 1 : 2,5 ist jedoch zu erkennen, dass diese weniger transparent sind als die anderen Mischverhältnisse, wie zum Beispiel bei 350 nm deutlich zu erkennen ist. Die Werte des Transmissionsgrades für ausgesuchte Wellenlängen sind in Tabelle 2 zu sehen. Dort sind die Fehlerbereiche deutlicher zu erkennen. Bei $(300,0 \pm 0,2)$ nm sind alle Messwerte im Fehler der anderen Werte enthalten. Mit größer werdender Wellenlänge nimmt der Fehler ab und die Güte der Mischverhältnisse ist deutlicher zu erkennen.

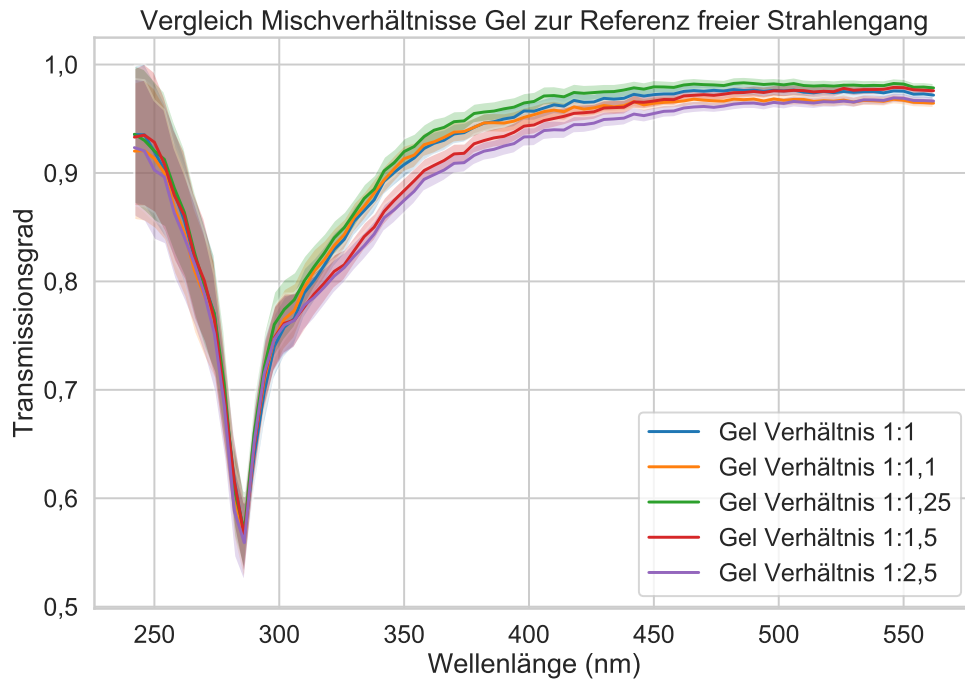


Abbildung 24: Der Transmissionsgrad der verschiedenen Mischverhältnisse des Gels ist, hier weiterhin mit Küvette, gegeneinander aufgetragen. Angegeben ist das Verhältnis von Komponente A zu B. Die Werte und die zugehörigen Fehler sind gebinnt, um die statistische Schwankung zu unterdrücken.

Tabelle 2: Ausgewählte Werte des Transmissionsgrades unterschiedlicher Mischverhältnisse des Gels aus Abb. 24. Die Mischverhältnisse von 1 : 1,5 und 1 : 2,5, hier in orange dargestellt, sind weniger transparent als die anderen, getesteten Mischverhältnisse.

Mischverhältnis	Transmissionsgrad bei		
	(300,0 ± 0,2) nm	(350,1 ± 0,2) nm	(400,1 ± 0,2) nm
1 : 1	0,750 ± 0,029	0,908 ± 0,012	0,957 ± 0,009
1 : 1,1	0,757 ± 0,029	0,912 ± 0,012	0,953 ± 0,009
1 : 1,25	0,768 ± 0,029	0,918 ± 0,012	0,966 ± 0,009
1 : 1,5	0,757 ± 0,029	0,884 ± 0,012	0,944 ± 0,009
1 : 2,5	0,755 ± 0,029	0,875 ± 0,012	0,934 ± 0,009

5 Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurde ein Messstand zur Untersuchung wellenlängenabhängiger optischer Eigenschaften von Komponenten des mDOM-Sensors entwickelt. Dazu wurden die Transmissionseigenschaften der Glaskomponenten und des Gels untersucht.

Die Kalibration des Spektrometers über eine Kalibrationslampe war sehr erfolgreich. Dadurch konnte die Wellenlängenskala auf $\pm 0,2$ nm genau kalibriert werden. Zudem ist der Fehler der Intensitätsmessung gering und variiert mit der Wellenlänge, er beläuft sich auf unter 1 %. Der Fehleranteil mit dem größten Einfluss ist die Messung der Dicke der Probe. Die angegebene Dicke des Druckbehälter-Glases hat einen Fehler von 2 % und die der Druckbehälter-Glasprobe einen Fehler von 15 %. Das vermessene PMT-Glas wurde hier großzügig mit einem 50 % Fehler gewählt, da eine direkte Messung an der durchstrahlten Stelle nicht möglich war. Die Fehler sind hier so unterschiedlich, da diese teilweise manuell gemessen wurden (PMT-Glas) und teilweise angegeben waren. Hier kann die Größe des Fehlers durch genauere Messungen noch verbessert werden.

Für eine Transmissionsmessung des Glases ist der Aufbau verwendbar, vorausgesetzt die Dicke des Glases ist groß genug. Eine zu dünne Glasprobe birgt in der Auswertung hohes Fehlerpotenzial in der Berücksichtigung der Mehrfachreflexion und sollte möglichst vermieden werden. Die hier gewonnenen Daten sind verbesserungswürdig. Ein Vergleich unter den Proben mit verschiedenen Wellenlängenbereichen zeigt eine Übereinstimmung im Ergebnis. Damit lassen sich mit diesem Aufbau ebenso andere Wellenlängen untersuchen. Zur Verbesserung der Messung kann eine Probe, welche für jede Messung dieselbe ist, ein besseres Ergebnis liefern. Diese sollte zudem vor jeder Messung in einem Ultraschallbad gereinigt werden, anstatt dies händisch mit einem Mikrofasertuch durchzuführen. Weiterhin kann der Vergleich unterschiedlicher Proben untereinander ein besseres Bild liefern. Einfacher wäre die Nutzung einer Glasprobe, die kleiner ist und in einer gewünschten Dicke hergestellt werden kann.

Die Absorptionslänge des Gels ist durch die Verwendung der Küvette nicht adäquat zu vermessen. Beugungen und Reflexionen zwischen Küvette und Luft verfälschen die Messung in einem unerwarteten und für die Bestimmung der Absorptionslänge problematischen Ausmaß. Die Transmission von Gel und selbst Wasser sind nicht zur Referenz einer leeren Küvette zu berechnen, da das Gel und das Wasser durch ihren Brechungsindex die Beugung und Reflexionen verringern. Eine Verbesserung der Messung könnte dadurch erreicht werden, dass das Gel ohne einen Behälter als Probe verwendet wird. Dabei besteht jedoch die Schwierigkeit, das Gel nach dem Gießen unbeschädigt herauszulösen. Das Gel ist klebrig und reißt leicht. Durch die klebrige Eigenschaft kommt noch hinzu, dass eine Probe Gel schnell verschmutzt und mit Staub bedeckt ist. Für eine solche Messung müsste eine Halterung entwickelt werden, die das Gel hält, ohne es unter Druck zu setzen und sich nicht im Strahlengang der Messung befindet. Darüber hinaus wäre eine Simulation des Strahlengangs durch eine leere Küvette hilfreich, die zu einem Korrekturfaktor führen könnte.

Dies verhindert allerdings nicht den Vergleich unterschiedlicher Gel-Mischverhältnisse zu einer gewählten Referenz. Dabei ist festzustellen, dass ein Mischverhältnis von größer 1 : 1,5 von Komponente A zu Komponente B weniger transparent ist, als ausgeglichene Mischverhältnisse, die sich im Rahmen der Unsicherheiten aufhalten. Des Weiteren ist festzustellen, dass die Kombination von Gel und Küvette unterhalb von (284 ± 1) nm nicht transparent ist.

Trotz der nicht vollständig zufriedenstellenden Ergebnisse ist zu bemerken, dass der Fehler in diesem Aufbau sehr gering gehalten werden kann. Dabei beläuft sich der relative Fehler auf 3 %, kann aber durchaus 8 % betragen. Sollte er weitaus größer sein, ist dies auf die

Messung der Probendicke zurückzuführen.

Der Aufbau könnte weiter verbessert werden, indem die Xenonlampe einen Aufsatz bekommt, mit dem der Strahlendurchmesser verkleinert werden kann und dieser über mehrere Dezimeter nicht auffächert. Für die Gelmessung muss ein neues Konzept ausgearbeitet werden, um die zusätzlichen Grenzflächen zu vermeiden. Eine zu prüfende Option ist, eine Küvette mit Folie auszulegen. Damit könnte eine Gelprobe angefertigt werden, dessen Größe einer Küvette entspricht, die aber ausschließlich aus Gel besteht.

Mit der Ulbrichtkugel können weitere optische Eigenschaften vermessen werden. Die Bestimmung des Reflexionskoeffizienten der im mDOM verbauten Reflektoren würde die Rekonstruktion der Neutrinoevents weiter verbessern. Eine Messung des Reflexionskoeffizienten der Gläser würde die hier durchgeführten Messungen auf die verwendete Probe spezifizieren. Dies erfordert jedoch einen veränderten Versuchsaufbau.

6 Anhang

6.1 Nebenrechnung mittlere freie Weglänge

Aus dem makroskopischen Wirkungsquerschnitt

$$W = \rho * \sigma \quad (19)$$

mit dem mikroskopischen Wirkungsquerschnitt σ und der Dichte ρ kann die mittlere freie Weglänge

$$L_0 = \frac{1}{W} \quad (20)$$

bestimmt werden [6], siehe Tabelle 3 für Blei als Medium.

Blei hat die Dichte $\rho = 11,34 \text{ g/cm}^3$ [37]. Diese wird über die molaren Masse, die Atommasse, für Blei $M = 207,2 \text{ g/mol}$ [37] und der Avogadro-Konstanten $N_A = 6,022 \cdot 10^{23} \text{ 1/mol}$ [4] in

$$\rho = 0,3 \cdot 10^{23} \text{ 1/cm}^3 \quad (21)$$

umgerechnet.

Tabelle 3: Die mittlere freie Weglänge L_0 ist näherungsweise für unterschiedliche Neutrinoenergien berechnet. Dazu wird der mikroskopische Wirkungsquerschnitt σ [5] in den makroskopischen Wirkungsquerschnitt W für Blei umgerechnet.

Neutrinoenergie	σ in cm^2	W in $1/\text{cm}$	L_0 in ly
1 MeV	10^{-44}	$3,3 \cdot 10^{-22}$	$3,207 \cdot 10^3$
1 GeV	10^{-41}	$3,3 \cdot 10^{-19}$	3,207
1 PeV	10^{-38}	$3,3 \cdot 10^{-16}$	$3,207 \cdot 10^{-3}$
1 TeV	10^{-35}	$3,3 \cdot 10^{-13}$	$3,207 \cdot 10^{-6}$

6.2 Datenblatt Ulbrichtkugel

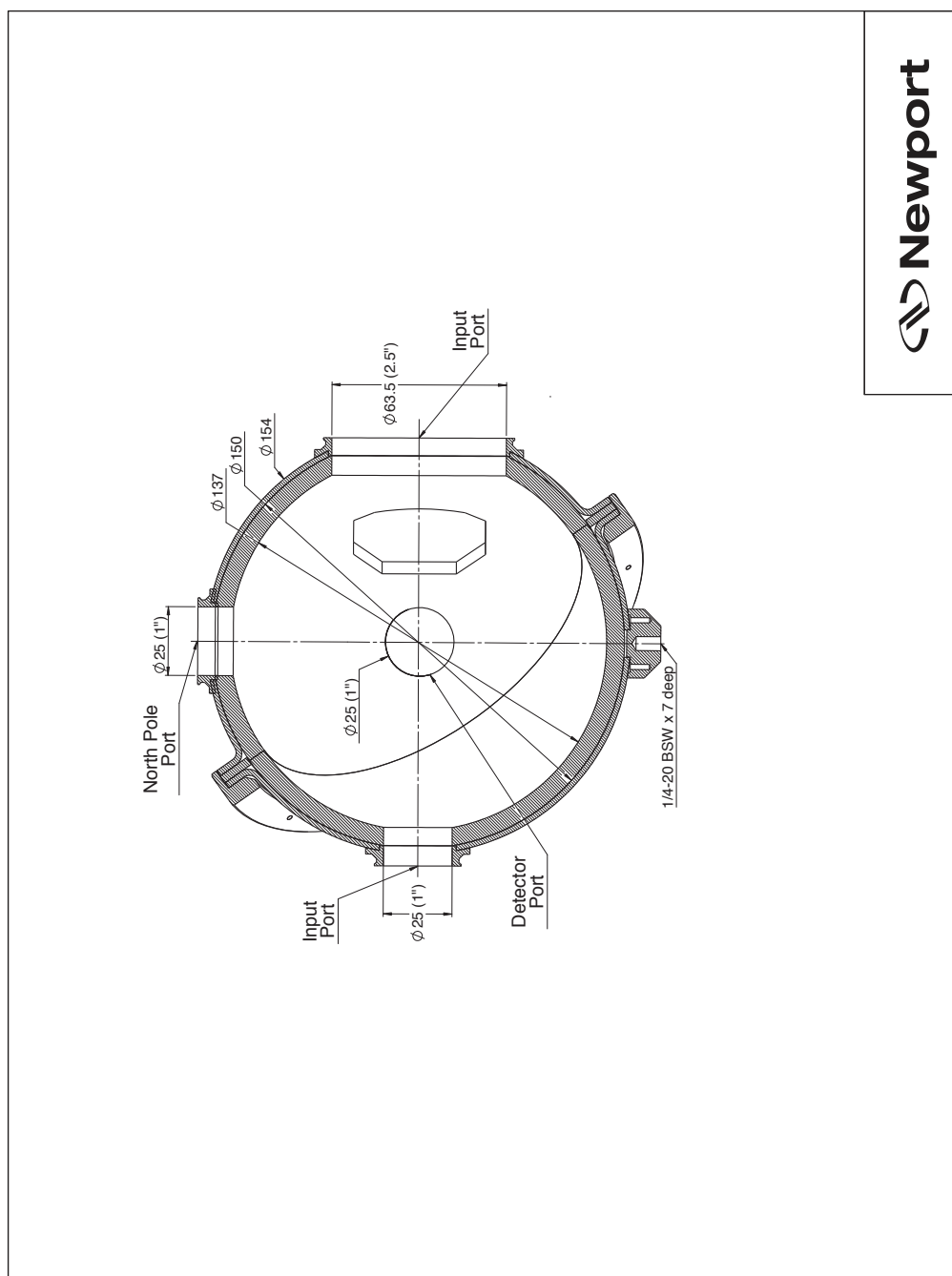


Abbildung 25: Das Datenblatt der Ulbrichtkugel mit den Abmessungen in mm und Zoll. Entnommen aus [38].

Literatur

- [1] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4. Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. 4. Aufl. Springer Spektrum, 2014. ISBN: 978-3-642-21475-2.
- [2] Deutsches Elektron-Synchrotron DESY. *Weltgrößter Neutrino-Detektor*. 2021. URL: https://www.icecube-gen2.de/projekt/index_ger.html (besucht am 24. 08. 2021).
- [3] P.A. Zyla et al. „Review of Particle Physics“. In: *Progress of Theoretical and Experimental Physics* Issue 8 (2020), S. 1135 ff. URL: <https://pdg.lbl.gov/2020/listings/rpp2020-list-neutrino-prop.pdf> (besucht am 26. 08. 2021).
- [4] P. A. Tipler und G. Mosca. *Physik für Wissenschaftler und Ingenieure*. 6. Aufl. Springer Spektrum, 2012. ISBN: 978-3-8274-1945-3.
- [5] J. A. Formaggio und G. P. Zeller. „From eV to EeV: Neutrino cross sections across energy scales“. In: *Reviews of Modern Physics* 84.3 (Sep. 2012), 1307–1341. ISSN: 1539-0756. DOI: 10.1103/revmodphys.84.1307. URL: <https://arxiv.org/pdf/1305.7513v1.pdf> (besucht am 21. 07. 2021).
- [6] Pawin Ittisamai. „ ν Physics as a window to new physics“. In: Grundausbildungsprojekt Teilchenphysik 2019 (übersetzt aus dem Thailändischen) (24. Apr. 2019–28. Apr. 2019). Kamnoetvidya Science Academy, 2019. URL: <https://indico.cern.ch/event/783360/contributions/3265443/attachments/1835322/3006758/pawin-kvit-neutrinos-2019.pdf> (besucht am 22. 07. 2021).
- [7] G. Hönes, M. Lindner, W. Rodejohann und T. Schwetz-Mangold. *Neutrinos. Grundlegende Erkenntnisse durch rätselhafte Teilchen*. 2009. URL: <https://www.mpg.de/neutrinos-grundlegende-erkenntnisse-durch-raetselhafte-teilchen> (besucht am 21. 07. 2021).
- [8] Deutsches Elektronen-Synchrotron DESY. *Fenster zum extremen Universum*. URL: https://www.icecube-gen2.de/forschung/extremes_universum/index_ger.html (besucht am 24. 08. 2021).
- [9] IceCube. South Pole Neutrino Observatory. *IceCube and Neutrinos*. URL: <https://icecube.wisc.edu/outreach/neutrinos/> (besucht am 24. 08. 2021).
- [10] Universität Wien. *Aufbau eines CLSM. Photomultiplier*. URL: https://www.univie.ac.at/mikroskopie/3_fluoreszenz/clsm/2f_pmt.htm (besucht am 24. 08. 2021).
- [11] Deutsche Elektronen-Synchrotron DESY. *Praktikum im DESY Zeuthen*. URL: http://www-zeuthen.desy.de/exps/physik_begreifen/chris/Photomultiplier.html (besucht am 24. 08. 2021).
- [12] Martin Antonio Unland Elorrieta. „Studies on dark rates induced by radioactive decays of the multi-PMT digital optical module for future IceCube extensions“. Magisterarb. Westfälische Wilhelms-Universität Münster und Universidad de Sevilla, 2017.
- [13] WWU Institut für Kernphysik. AG Kappes. *Sensorentwicklung*. URL: <https://www.uni-muenster.de/Physik.KP/AGKappes/forschung/sensorentwicklung/index.html> (besucht am 24. 08. 2021).
- [14] Martin Unland Elorrieta. „The mDOM – a multi-PMT optical module for the IceCube Upgrade“. In: Virtuelle DPG-Frühjahrstagung (15. März 2021–19. März 2021). Dortmund, Deutschland, 2021.
- [15] Markus Dittmer. „Characterisation of scintillation light induced by radioactive excitation in the mDOM glass prexxure vessel“. Magisterarb. Westfälische Wilhelms-Universität Münster, 2020.

- [16] IceCube. South Pole Neutrino Observatory. *IceCube sees a Glashow resonance event*. URL: <https://icecube.wisc.edu/gallery/icecube-sees-a-glashow-resonance-event/> (besucht am 02.09.2021).
- [17] University of Wisconsin-Madison. *Digital Optical Modules*. URL: <http://www.ps1.wisc.edu/wp-content/themes/default/images/projects/dom.jpg> (besucht am 02.09.2021).
- [18] IceCube. South Pole Neutrino Observatory. *IceCube*. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/icecube/> (besucht am 24.08.2021).
- [19] IceCube. South Pole Neutrino Observatory. *Research Highlights*. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/research> (besucht am 26.08.2021).
- [20] Staff. *NSF mid-scale award sets off the first extension of IceCube*. IceCube. South Pole Neutrino Observatory. 2019. URL: <https://icecube.wisc.edu/news/press-releases/2019/07/nsf-mid-scale-award-sets-off-first-extension-of-icecube/> (besucht am 24.08.2021).
- [21] Aya Ishihara. *The IceCube Upgrade – Design and Science Goals*. 2019. arXiv: 1908.09441 [astro-ph.HE].
- [22] IceCube. South Pole Neutrino Observatory. *Beyond IceCube*. URL: <https://icecube.wisc.edu/science/beyond/> (besucht am 24.08.2021).
- [23] Newport Corporation. *Spectralon Collimated Beam Integrating Spheres*. 2020. URL: https://www.newport.com/mam/celum/celum_assets/resources/DS-050620_819C_Series_Spectralon_Spheres_Datasheet.pdf?2 (besucht am 17.08.2021).
- [24] John W. Pickering et al. „Two integrating spheres with an intervening scattering sample“. In: *J. Opt. Soc. Am. A* 9.4 (Apr. 1992), S. 621–631. DOI: 10.1364/JOSAA.9.000621. URL: <http://josaa.osa.org/abstract.cfm?URI=josaa-9-4-621>.
- [25] John W. Pickering et al. „Double-integrating-sphere system for measuring the optical properties of tissue“. In: *Appl. Opt.* 32.4 (Feb. 1993), S. 399–410. DOI: 10.1364/AO.32.000399. URL: <http://ao.osa.org/abstract.cfm?URI=ao-32-4-399>.
- [26] Dr. Lew Classen. Persönliche Unterhaltung.
- [27] Lew Classen. „The mDOM - a multi-PMT digital optical module for the IceCube-Gen2 neutrino telescope“. doctoralthesis. Friedrich-Alexander-Universität Erlangen-Nürnberg (FAU), 2017.
- [28] Markus Dittmer. Persönliche Unterhaltung.
- [29] Oxford Instruments. Andor. *Kymera 193i*. URL: <https://andor.oxinst.com/products/kymera-and-shamrock-spectrographs/kymera-193i> (besucht am 03.08.2021).
- [30] Oxford Instruments. Andor. *Newton 920*. URL: <https://andor.oxinst.com/products/newton-ccd-and-emccd-cameras/newton-920> (besucht am 03.08.2021).
- [31] Oxford Instruments. Andor. *Newton CCD. Spectroscopy at Pace*. URL: <https://andor.oxinst.com/assets/uploads/products/andor/documents/andor-newton-ccd-specifications.pdf> (besucht am 30.08.2021).
- [32] Andor Technology. *User’s Guide to the: ANDOR newton*. Version 1.3. Aug. 2008. URL: https://www.tokyoinst.co.jp/en/product_file/file/AD01_man01_en.pdf (besucht am 28.08.2021).
- [33] NAUTILUS Marine Service GmbH. URL: <https://www.vitrovex.com/> (besucht am 06.09.2021).

- [34] SCHOTT. *Datenblatt BK7G18*. 2014. URL: <https://shop.schott.com/medias/SCHOTT-Datenblatt-BK7G18.pdf?context=bWFzdGVyfHJvb3R8NTEzMjU1fGFwcGxpY2F0aW9uL3BkZnxoMWUvaGYzLzg4Mzg0NjQwNzc4NTQucGRmfDRkOTNmY4MTcyNGQxZWRhNjVmNDQ1MWU4YmM3NGY1MTMyZTgyZmFiNGM1NTk0MWYONzNlNmFjNjE0ZGMzZDQ> (besucht am 25.08.2021).
- [35] BRAND. *UV-Cuvettes. Disposable plastic cuvettes for spectrophotometric analyses in the UV/VIS range*. URL: https://shop.brand.de/media/import/1/27/32406/42485/42649/49122/UV-cuvette_EN.pdf (besucht am 20.08.2021).
- [36] Present. Onshape Inc. URL: <https://www.onshape.com/en/> (besucht am 28.08.2021).
- [37] LUMITOS AG. *Blei*. URL: <https://www.chemie.de/lexikon/Blei.html> (besucht am 22.07.2021).
- [38] Newport Corporation. *Integrating Sphere, 4-Port, 5.3 in. Diameter, PTFE, 2.5 inch Port Plug Included. Model: 819C-IS-5.3*. URL: <https://www.newport.com/p/819C-IS-5.3> (besucht am 19.07.2021).

Danksagung

An dieser Stelle möchte ich die Gelegenheit nutzen, meinen Dank auszusprechen.

Ganz herzlich möchte ich mich bei Herrn Professor Kappes für die Aufnahme in der Arbeitsgruppe und für die Möglichkeit, in einem so interessanten Forschungsgebiet meine Bachelorarbeit schreiben zu dürfen.

Mein Dank geht auch an Herrn Dr. Hannen, der die Zweitkorrektur für meine Arbeit übernommen hat.

Ich möchte mich auch bei der gesamten Arbeitsgruppe bedanken, die zu jeder Zeit mit Rat und Tat zur Seite standen.

Ganz besonders möchte ich mich bei Dr. Lew Classen für die Betreuung meiner Arbeit bedanken, bei der er mir stets meine Fragen beantwortet und schwierige Zusammenhänge erklärt hat. Auch möchte ich Raffaella Busse danken, die mir ein nettes Plätzchen im grünsten Büro gewährte.

Weiterhin möchte ich mich bei Markus Dittmer bedanken, der immer spontan Zeit hatte, um irgendwelche Proben oder andere Dinge im Labor zu suchen oder mir half die klebrigen Gelproben zu reinigen. Auch ein großes Danke für die vielen Tipps, die er stets mit auf den Weg gibt.

Vielen Dank an Martin Unland, der mir beim Modellieren der Küvettenhalterung geholfen hat und trotz des näher rückenden Urlaubs es dennoch geschafft hat, meine Arbeit zu lesen und viele hilfreiche Kommentare zu geben.

Danke an alle, die meine Arbeit Korrektur gelesen haben. Es kamen viele hilfreiche Kommentare, aber auch lustige, die mir während der Korrektur ein Lächeln entlocken konnten.

Ein besonders großes Danke an Ina, die mich in den letzten Wochen sehr intensiv coacht hat und auch motivierende Worte fand. Auch dafür, dass sie mich in schwierigen Momenten immer aufmuntern konnte, möchte ich mich bedanken. Zudem hat sie sich die Zeit genommen, meine Arbeit mehr als nur einmal zu lesen. Vielen Dank dafür!

Nun möchte ich noch meinem Freund Lucas danken, der mich vor allem in der letzten Zeit ertragen musste. Danke, dass du immer für mich da bist.

Plagiatserklärung

Hiermit versichere ich, dass die vorliegende Arbeit mit dem Titel „Aufbau und Inbetriebnahme eines Messstandes zur Untersuchung der wellenlängenabhängigen optischen Eigenschaften von Komponenten des mDOM-Sensors“ selbstständig von mir und ohne fremde Hilfe 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. Mir ist bekannt, dass es sich bei einem Plagiat um eine Täuschung handelt, die gemäß der Prüfungsordnung sanktioniert werden kann.

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 einer Datenbank einverstanden.

8.9.27 / Ines Bahloul

(Datum, Unterschrift)